

ОДНОНУКЛОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

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

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

ВВЕДЕНИЕ	320
ОДНОНУКЛОННЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ В МНОГОЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК	326
Волновые функции и спектроскопические факторы для ну- клонов в многочастичной модели оболочек.	327
Результаты расчета спектроскопических факторов для ну- клонов в ММО и их обсуждение.	329
ПРАВИЛА ОТБОРА ПО ИЗОСПИНУ И ШИРИНЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР 1p -ОБОЛОЧКИ С ИЗОСПИНОМ $T = 3/2$	334
Нуклонные парциальные ширины высоковозбужденных состояний с изоспином $T = 3/2$ в легких нечетных ядрах 1p -оболочки.	334
Описание кулоновского смешивания уровней в многоча- стичной модели оболочек.	336
Нуклонные ширины уровней с $T = 3/2$ для «разрешенных» переходов.	337
Нуклонные ширины уровней с $T = 3/2$ для «запрещенных» переходов.	339
СПЕКТРОСКОПИЯ ОДНОНУКЛОННЫХ КАНАЛОВ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КЛАСТЕРНЫХ МОДЕЛЯХ. СТАТИЧЕСКАЯ КЛАСТЕРИЗАЦИЯ	342
ОДНОНУКЛОННЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИ- СТИКИ ЯДЕР С $A = 7$ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КЛАСТЕРНЫХ МОДЕЛЯХ. ДИНАМИЧЕСКАЯ КЛАСТЕРИЗАЦИЯ	349
Проектирование ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ на ${}^6\text{Li} + n$ -кластерный канал. Элементы формализма.	350
Каналы фрагментации ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ в со- стояния с изоспином $T = 0$.	354

Сравнительный анализ спектроскопических характеристик изобар-аналоговых каналов виртуальных распадов $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} - 1 + \mathbf{N}$ для ядер с $\mathbf{A} = 7$.	359
ФОТОНУКЛОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ	362
Фоторасщепление ядра ${}^7\text{Li}$ в канале ${}^6\text{Li} + n$ в области низких энергий.	362
Фотопротонные реакции на ядре ${}^7\text{Li}$.	378
Фоторасщепление ядра ${}^9\text{Be}$ в канале ${}^8\text{Li} + p$.	382
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	388
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	389

ОДНОНУКЛОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

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

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

Обсуждаются возможности и ограничения классической многочастичной модели оболочек и современных потенциальных кластерных моделей. Представлены уточненные и новые расчеты однонуклонных спектроскопических характеристик легких ядер $1p$ -оболочки. В многочастичной модели оболочек для ядер с $A = 7, 9, 11, 13$ и 15 проведены расчеты нуклонных парциальных ширин высоковозбужденных состояний, имеющих изотопический спин $T = 3/2$, как для «разрешенных», так и для «запрещенных» переходов. Однонуклонные спектроскопические факторы рассчитаны в трехчастичных мультикластерных моделях ядер ${}^6\text{Li}\{\alpha np\}$, ${}^8\text{Li}\{\alpha tn\}$ и ${}^9\text{Be}\{\alpha \alpha n\}$. Для изобар-аналогов ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$ в рамках бинарных потенциальных αt - и $\alpha \tau$ -моделей рассчитаны спектроскопические протонные S_p и нейтронные S_n факторы переходов как в основное, так и в возбужденные состояния соответствующих ядер-остатков из триплета ${}^6\text{Li}$ - ${}^6\text{He}$ - ${}^6\text{Be}$. В этом подходе рассчитаны интегральные, дифференциальные и поляризионные характеристики фотоядерных процессов ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$.

The best promising possibilities and shortcomings of the classic many-particle shell model and modern potential cluster models are under discussion. The new and revaluated one-nucleon spectroscopic characteristics of the light $1p$ -shell nuclei are presented. The calculations of the nucleonic partial high-excited «allowed» transitions within the many-particle shell model are shown for the nuclei with $A = 7, 9, 11, 13$ and 15 and isospin $T = 3/2$, as well as the «forbidden» transitions are also implemented. One-nucleon spectroscopic factors have been calculated in the three-particle multicluster models of the following nuclei ${}^6\text{Li}\{\alpha np\}$, ${}^8\text{Li}\{\alpha tn\}$ and ${}^9\text{Be}\{\alpha \alpha n\}$. For the isobar analogous ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$ within the potential cluster approach αt and $\alpha \tau$, the proton S_p and neutron S_n spectroscopic factors are given both for the ground state and for the low excited states corresponding to the ${}^6\text{Li}$ - ${}^6\text{He}$ - ${}^6\text{Be}$ retardation nuclei. According to this approach the total, differential and polarized characteristics for the photonuclear processes ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$, and ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$ are presented.

PACS: 21.60.Cs; 21.60.Gx

ВВЕДЕНИЕ

Однонуклонные характеристики ядер — спектроскопические S -факторы (далее, во избежание двойного толкования термина S -фактор, обсуждается именно спектроскопический фактор, в отличие от астрофизического S -фактора), приведенные ширины θ^2 , парциальные ширины Γ , импульсные распределения нуклонов — являются важным элементом для исследования ядерных реакций, в которых происходит отделение или присоединение к ядру-мишени

одного нуклона. Таковыми являются прямые ядерные реакции срыва или подхвата, реакции упругого или неупругого рассеяния нуклонов на ядрах, резонансные реакции с возбуждением высоколежащих уровней составного ядра и с последующим их распадом по нуклонному каналу. Имеющиеся экспериментальные данные для указанных величин неоднозначны, не систематизированы, — они получены в разных экспериментах и в различных условиях, — а поэтому модельные расчеты однонуклонных характеристик необходимы как для дальнейшего развития теории, так и для целенаправленного планирования новых экспериментов.

Для рассмотрения указанных нуклонных характеристик наиболее удобными являются легкие ядра $1p$ -оболочки, т. е. ядра с массовым числом $A = 5-16$. В настоящее время накоплен разнообразный экспериментальный материал, относящийся к этим ядрам; с хорошей точностью, например, известны положения низколежащих уровней и их квантовые характеристики: спин ядра, четность, изотопический спин, имеется обширная информация о таких спектроскопических характеристиках, как магнитные моменты, вероятности электромагнитных переходов, характерная вероятность β -распада $\log f\tau$, приведенные ширины для нуклонов и кластеров и т. д. [1–7]. Сравнительно небольшое число довольно четко отделенных друг от друга энергетических уровней с достоверно установленными из различных экспериментов квантовыми характеристиками позволяет легко учесть различные кинематические факторы для разнообразных процессов с участием ядер $1p$ -оболочки.

Изучение однонуклонных характеристик в легких ядрах было начато в реакциях срыва дейтрона и подхвата нуклона типа (d, p) , (d, n) , (p, d) [8–13]. Механизм этих реакций хорошо установлен: это либо передача нуклона из слабосвязанного дейтрона ядру-мишени — реакция срыва, либо подхват налетающим нуклоном протона или нейтрона из ядра-мишени — (p, d) и (n, d) .

В дальнейшем было показано, что подобный простой полюсный механизм является доминирующим и в ряде других прямых процессов типа $(^3\text{He}, \alpha)$, (d, t) , $(\alpha, ^3\text{He})$, (t, d) [14, 15] и т. д. Основной структурной характеристикой во всех этих реакциях является спектроскопический S -фактор, устанавливающий связь между различными состояниями соседних ядер [16, 17]. При этом в реакции срыва изучается связь между основным состоянием ядра-мишени и как основным, так и возбужденными состояниями ядер с массовым числом $A + 1$. В реакциях подхвата изучается связь между основным состоянием ядра-мишени и состояниями ядра с $A - 1$.

Аналогичная структурная информация может быть получена в реакциях квазиупругого выбивания нуклонов налетающими протонами типа $(p, 2p)$ и (p, pn) , а также электронами $(e, e'p)$ [17–22]. Данные эксперименты проводятся уже в течение ряда лет при высоких энергиях налетающих частиц вплоть до 1 ГэВ, что дает возможность исследовать и высоковозбужденные дырочные состояния ядра-остатка. Большая энергия падающих частиц позво-

ляет использовать импульсное приближение: в этом случае сечение процесса может быть факторизовано на сечение «элементарного» процесса, зависящего от механизма реакции, и структурный множитель, содержащий произведение спектроскопического S -фактора и импульсного распределения нуклонов в ядре. Последний фактор при использовании плоскотоволнового приближения представляет собой просто фурье-образ от волновой функции выбиваемого из ядра нуклона [21, 22]. Эксперименты по квазиупругому выбиванию из ядра нуклонов электронами, проведенные на голландском ускорителе NIKHEF в последние годы, характеризуются особенно высоким энергетическим разрешением ($\Delta E \approx 0,1$ МэВ) [18, 19], что позволяет изучать переходы на отдельные уровни остаточных ядер.

В настоящее время наиболее полно структура легких ядер исследована в многочастичной модели оболочек (ММО). ММО позволяет с единых позиций рассматривать как нуклонные, так и кластерные степени свободы в ядрах [17]. Имеются достаточно полные таблицы волновых функций, рассчитанные в этой модели с феноменологическими NN -потенциалами [16, 17]. Указанные работы показывают, что ММО хорошо передает положение и квантовые числа уровней легких ядер $1p$ -оболочки. В этих же работах содержатся отдельные спектроскопические S -факторы для реакций типа подхвата или выбивания нуклона из ядра-мишени. Недостаток указанных работ состоит в том, что в них нет расчетов S -факторов для реакций типа срыва; кроме того, в них отсутствует сравнение с экспериментальными данными, большинство из которых появилось в последнее время.

Особый интерес представляют парциальные ширины для высоковозбужденных состояний легких нечетных ядер, изоспины которых ($T = 3/2$) на единицу больше изоспина основных состояний ($T = 1/2$). Подобные уровни обнаружены во всех нечетных ядрах $1p$ -оболочки [5–7]. Изоспин в легких ядрах является хорошим квантовым числом, и должны выполняться правила отбора по нему. В ММО уровни с изоспином $T = 3/2$ были предсказаны уже в первых расчетах, проведенных почти 40 лет назад. Далее представлены расчеты нуклонных парциальных ширин высоковозбужденных состояний легких нечетных ядер с $A = 7, 9, 11, 13$ и 15 , имеющих изотопический спин $T = 3/2$.

Расчеты ширин были проведены в рамках многочастичной модели оболочек, хорошо передающей квантовые числа и энергетическое положение не только нижнего, но и последующих уровней с изоспином $T = 3/2$. Показано, что указанные ширины можно разделить на два типа: в ядрах с $A = 7, 11$ и 15 вылет нуклонов из этих состояний, имеющих изоспин $T = 3/2$, приводит к состояниям легких четных ядер с изоспином $T = 1$. В образующихся в этом случае ядрах с $A = 6, 10$ и 14 указанные уровни лежат довольно низко и переходы с уровней ядер с $T = 3/2$ разрешены по энергии, — это «разрешенные» переходы. Однако из-за малости энергий переходов уровни с $T = 3/2$ имеют

сравнительно небольшие для столь высоких энергий возбуждения ширины порядка сотен кэВ.

Совершенно иная ситуация возникает в случае ядер с $A = 9$ и 13 . Здесь вылет нуклона приводит к состояниям четно-четных ядер $A = 8$ и 12 , в которых уровни с $T = 1$ лежат довольно высоко и распад на них запрещен по энергии. Тем не менее нуклонная ширина Γ оказывается отличной от нуля благодаря малой примеси к волновой функции с изоспином $T = 3/2$ состояний с $T = 1/2$ за счет кулоновского смешивания уровней. В этом случае оказывается возможным распад на уровни ядра-остатка с $T = 0$. Для подобных «запрещенных» переходов ширины уровней с $T = 3/2$ оказываются на несколько порядков меньше ширин «разрешенных» переходов, что свидетельствует о сравнительно высокой чистоте оболочечных уровней по изоспину и о выполнении правил отбора по данному квантовому числу в ядерных процессах.

В отмеченных выше работах [16, 17] речь шла об уровнях «нормальной» четности, совпадающей с четностью основного состояния ядер. Уровни «аномальной» четности получаются переходом одного $1p$ -нуклона в следующую $2s-1d$ -оболочку либо $1s$ -нуклона в $1p$ -оболочку [23]. Для ядер с $A = 15$ в настоящем обзоре приведены нуклонные спектроскопические факторы и для этих случаев. Указанные состояния «аномальной» четности используются и для описания фотоядерных реакций. ММО неплохо передает общие закономерности в сечениях дипольного фотопоглощения, и, в частности, на ее основе был предсказан и открыт такой яркий эффект, как конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса [24]. Однако деталей сечений модель не воспроизводила. Так, наблюдаемым широким максимумам в сечениях сопоставлялись узкие пики; систематически занижались ширины $E2$ -переходов. Отмеченные несоответствия возникали из-за неправильной асимптотики волновых функций модели оболочек с осцилляторным потенциалом.

Указанных недостатков нет в развиваемых в последние годы потенциальных кластерных моделях (ПКМ) легких ядер. В них предполагается, что ядро A состоит из двух (иногда из трех) составных частиц (и нуклонов), находящихся в основном состоянии внутреннего движения, причем все возбуждения ядра связаны с относительным движением фрагментов. Известны двухчастичные модели для ядер с $A = 6, 7$ и 8 [25, 26], а также трехтельные $\alpha 2N$ - и $2\alpha N$ -модели ядер ${}^6\text{Li}$ [27] и ${}^9\text{Be}$ [28] соответственно. Трехчастичные $\alpha 2N$ -волновые функции, найденные из решения уравнения Шредингера, хорошо воспроизводят практически все статические характеристики ядер с $A = 6$. С их помощью было достигнуто также успешное описание реакций двухчастичного фоторасщепления в τt -канале [29], фото- и электрорасщепления в αd -канале [30, 31], упругого и неупругого рассеяния протонов и антипротонов на ядре ${}^6\text{Li}$ [32]. В $\alpha 2N$ -модели с антисимметризацией хорошо воспроизво-

дятся электромагнитные формфакторы ядра ${}^6\text{Li}$ [33], а также спектроскопические факторы для отделения дейтронов [34] и тритонов [35]. Аналогичная программа исследований в последние годы была развернута и для ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha N$ -модели [28, 36]. Изучена структура этого ядра [36, 37], детально исследованы реакции фоторасщепления в различные двухкластерные каналы [38], рассчитаны дифференциальные сечения и поляризационные характеристики упругого рассеяния адронов на этом ядре в рамках теории многократного рассеяния Глаубера [39]. Для полноты представлений о методах описания малонуклонных систем следует отметить также модели легких ядер, основанные на уравнениях Фаддеева [40].

В настоящее время в потенциальных кластерных моделях детально не исследованными оставались лишь нуклонные каналы распада ядер. В этом случае особый интерес представляет именно ядро ${}^9\text{Be}$, так как для образующегося при вылете нейтрона ядра ${}^8\text{Be}$ также имеются надежные волновые функции (ВФ), полученные в рамках потенциальной кластерной модели с использованием $\alpha\alpha$ -потенциала с запрещенными состояниями [41], примененного также и в расчетах структуры ядра ${}^9\text{Be}$. В случае отделения из основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ протона рассматривается образование основного и высоковозбужденного состояний ядра ${}^5\text{He}$ [42]. В первом случае для расчета перехода используется ВФ основного состояния ядра ${}^5\text{He}$, имеющего конфигурацию $\alpha + n$, а во втором — ВФ в потенциальной кластерной $d + t$ -модели.

В отличие от оболочечных функций рассчитанные в трехтельных кластерных моделях волновые функции в каналах ${}^5\text{He} + p$ и ${}^8\text{Be} + n$, представляемые в виде суперпозиции гауссоид, имеют более протяженную асимптотику, что может сказаться при расчете импульсных распределений. Расчеты спектроскопических факторов, впервые проведенные в трехтельной модели, являются также важными, поскольку известные в настоящее время экспериментальные спектроскопические S -факторы, извлеченные из разных опытов, в некоторых случаях существенно отличаются по абсолютным значениям.

В случае ядер с ярко выраженной кластерной структурой типа ядра ${}^9\text{Be}$ ММО неверно передает соотношение между нейтронными S_n -факторами для перехода из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ на основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Be}$ [42]. В этой работе было показано, что правильное соотношение между спектроскопическими факторами может быть получено в рамках трехчастичной $\alpha\alpha n$ -модели ядра ${}^9\text{Be}$ [36]. В работе [42] было показано также, что трехтельная αnp -модель ядра ${}^6\text{Li}$ хорошо воспроизводит S_p -факторы для отделения протона из этого ядра с образованием как основного $J^\pi = 3/2^-$, так и высоковозбужденного («термоядерного») резонанса с квантовыми числами $J^\pi = 3/2^+$ состояния ядра ${}^5\text{He}$. Теория воспроизводит также импульсные распределения протонов.

Особый интерес представляют спектроскопические факторы для удаления протонов из ядра ${}^9\text{Be}$. Образующееся в этом случае ядро ${}^8\text{Li}$ рассма-

тривается в кластерной αtn -модели [43]. Эта модель хорошо воспроизводит основные спектроскопические характеристики ядра: энергию связи, спектр низлежащих состояний, среднеквадратичный радиус, магнитный момент, а с учетом вклада небольшой примеси тензорных сил — также и экспериментальное значение квадрупольного момента этого ядра [44]. В трехтельной αtn -модели был также выполнен успешный расчет важной для ядерной астрофизики реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ [45].

Наряду с ширинами в канале ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$ рассчитаны спектроскопические факторы в каналах ${}^7\text{Li} + n \rightarrow {}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$ с образованием основного и возбужденных состояний ядер в конечных каналах [46]. Ядро ${}^7\text{Li}$ рассматривалось в бинарной αt -кластерной модели [26]. Эта простая модель довольно успешно описывает как структуру ядра, так и различные ядерные процессы на этом ядре, в частности, характеристики реакций двухчастичного фоторасщепления (γ, t) [47], упругого и неупругого рассеяния адронов [40]. Полученные результаты по спектроскопическим факторам сравниваются с расчетами в ММО и с имеющимися экспериментальными данными.

В рамках αt -представления ядра ${}^7\text{Li}$ рассчитаны спектроскопические факторы для отделения нейтрона и протона [48]. Волновые функции образующихся ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ рассматриваются в трехчастичных αnp - и αnn -моделях [27]. Особенность таких расчетов состоит в том, что кластерная конфигурация исходного ядра отличается от структуры конечного канала ${}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow \{\alpha NN\} + N$. В этом случае виртуальный распад происходит с разрушением кластера с $A = 3$. Метод построения соответствующих функций относительного движения был предложен в [38] для описания фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ в бинарные каналы с образованием изотопов лития. В настоящем обзоре в разд.3 представлены результаты описания спектроскопических характеристик изобар-аналоговых каналов ${}^7\text{Li}\{\alpha t\} \rightarrow \{\alpha NN\} + N$ и ${}^7\text{Be}\{\alpha \tau\} \rightarrow \{\alpha NN\} + N$, а также данные по протонному каналу ${}^9\text{Be}\{\alpha an\} \rightarrow {}^8\text{Li}\{\alpha tn\} + p$.

Апробация волновых функций в каналах ${}^8\text{Li} + p$, ${}^6\text{Li} + n$ и ${}^6\text{He} + p$, построенных методом проектирования, проводится на примере описания процессов фотонуклонной эмиссии (γ, p) на ядре ${}^9\text{Be}$ и реакций (γ, n) и (γ, p) на ядре ${}^7\text{Li}$. Расчеты проведены в рамках потенциальной теории кластерного фоторасщепления [49], позволившей ранее успешно описать целый ряд фотоядерных реакций с вылетом α -частиц, дейтронов и тритонов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ [38]. В случае (γ, p) -реакции на ядре ${}^9\text{Be}$ теория довольно успешно воспроизводит сложную резонансную структуру дифференциальных сечений [50]. При этом оказался важным вклад $E1$ -, $E2$ - и $E3$ -мультиполей. Особенно ярко интерференция мультиполей проявляется в расчете асимметрии в угловом распределении протонов, получаемой в реакциях с линейно поляризованными фотонами.

Для реакции (γ, n) на ядре ${}^7\text{Li}$ рассчитаны полные и дифференциальные сечения от порога до энергий 9 МэВ [51]. Показывается, что основной вклад в процесс дают $E1$ - и $M1$ -мультиполи. Особый интерес представляет околороговый $M1$ -резонанс, хорошо воспроизводящийся в потенциальной теории. Данный резонанс отчетливо проявляется и в асимметрии нейтронов в реакции с линейно-поляризованными фотонами.

Реакция (γ, p) на ядре ${}^7\text{Li}$ обсуждается совместно с реакцией радиационного захвата ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$, имеющей важное значение для ядерной астрофизики, как дополнительный источник образования изотопа ${}^7\text{Li}$ в Большом взрыве. Результаты расчетов этого процесса сравниваются с имеющимися экспериментальными данными и с выполненным ранее расчетом в рамках метода резонирующих групп (МРГ) [52].

Таким образом, цель настоящего обзора — показать, что потенциальные кластерные модели наряду с многочастичной моделью оболочек могут быть использованы для описания в едином подходе спектроскопических и динамических характеристик однонуклонных каналов фрагментации легких ядер.

1. ОДНОНУКЛОННЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ В МНОГЧАСТИЧНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК

При описании ядерных реакций необходимо знать как механизм процесса, так и структурные особенности рассматриваемых ядер. Однако в ядерной физике встречаются случаи, когда механизм реакции можно считать хорошо установленным. К числу таковых относятся реакции срыва нуклона типа (d, p) или обратные им реакции подхвата (p, d) [8, 9, 13]. В реакциях первого типа ядро-мишень A захватывает слабосвязанный нуклон налетающего дейтрона, в результате чего образуется основное или одно из возбужденных состояний ядра с числом нуклонов, равным $A + 1$, либо же налетающий протон подхватывает нуклон из ядра-мишени A и в результате образуется основное или одно из возбужденных состояний ядра $A - 1$. Соответствующие вероятности образования из ядра-мишени A ядер с $A \pm 1$ нуклонами характеризуются так называемыми нуклонными спектроскопическими S -факторами, являющимися важными структурными характеристиками ядер. Они определяют сечения образования конкретного состояния дочернего ядра в реакциях срыва или подхвата нуклонами и могут быть также рассчитаны в различных ядерных моделях [11].

Наиболее полно в настоящее время свойства легких ядер передаются многочастичной моделью оболочек, спектроскопическая информация для которых представлена в [17]. Следует отметить, что для легких ядер $1p$ -оболочки ($A = 5-15$) эта модель воспроизводит не только положения и квантовые числа низколежащих энергетических уровней, но и целый ряд их статиче-

ских свойств. Детально разработанный математический аппарат модели дает возможность для ее успешного применения в различных приложениях, в частности, при описании разнообразных ядерных процессов [53–55].

1.1. Волновые функции и спектроскопические факторы для нуклонов в многочастичной модели оболочек. Согласно основному положению модели оболочек нуклоны в ядре, несмотря на наличие сильного взаимодействия между ними, движутся почти независимо друг от друга. Каждый нуклон можно рассматривать движущимся в усредненном поле, которое создают все остальные. Потенциал такого самосогласованного поля считается статическим и сферически-симметричным.

Вычисление волновых функций и энергетических уровней в ММО сводится к диагонализации гамильтониана [10, 17]

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^n \hat{H}_i + \sum_{i<j} V_{ij} + a \sum_i \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i. \quad (1)$$

Первое слагаемое в правой части этого выражения представляет суммарную одночастичную энергию всех нуклонов в рассматриваемой оболочке. На относительное положение уровней оно не влияет. В выражении (1) $\sum_{i<j} V_{ij}$ — энергия парного взаимодействия нуклонов, сюда входят различные обменные силы, а именно Вигнера (W), Майораны (M), Бартлетта (B) и Гейзенберга (H), вклад каждой из которых характеризуется коэффициентами, входящими в выражение для двухчастичного потенциала:

$$\hat{V}_{12} = \left[W + M \hat{P}_x + B \hat{P}_\sigma + H \hat{P}_x \hat{P}_\sigma \right] V(r_{12}), \quad (2)$$

где \hat{P}_x и \hat{P}_σ — операторы перестановки пространственных и спиновых координат соответственно.

Третье слагаемое в выражении (1) соответствует спин-орбитальному взаимодействию $a \sum_i \mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i$, где a — константа этого взаимодействия.

Параметры модели можно выбирать различными способами. Обычно в расчетах стремятся, зафиксировав некоторые параметры для всей $1p$ -оболочки, изменять остальные, добиваясь тем самым наилучшего соответствия с экспериментом. Например, в работе Курата [16] фиксировался обменный вариант $W = H = 0$, $M = 0,8$, $B = 0,2$; вместо вычисления прямого и обменного радиальных интегралов L и K отношение L/K рассматривалось как параметр, следовательно, отпадала необходимость конкретного выбора радиальной зависимости центрального взаимодействия и радиальных функций. При этом параметр K служит шкалой энергии и характеризует амплитуду парного взаимодействия. Куратом [16] было показано, что спектр уровней

малочувствителен к различным значениям L/K . В расчетах был сделан выбор $L/K = 6,8$. Спектр уровней для каждого ядра получался изменением отношения a/K , величина которого плавно росла от начала к концу $1p$ -оболочки.

В работе А. Н. Бояркиной [17] был использован другой выбор параметров: обменный вариант Розенфельда $W = -0,13$, $M = 0,93$, $B = 0,46$, $H = -0,26$, $L/K = 6$. Соответствие с экспериментом в положении низколежащих энергетических уровней достигалось изменением параметров a и K для каждого ядра.

Решение уравнения (1) представляют в виде разложения по базисным состояниям, в качестве которых выбирают обычно волновые функции LS - или jj -связи. Волновая функция в LS -связи определяется следующим образом:

$$\Psi_i = |(1s)^4(1p)^{A-4} [f] LSJT\rangle, \quad (3)$$

где $[f]$ — схема Юнга; L, S, T — соответственно орбитальный, спиновый и изотопический моменты количества движения; J — полный момент количества движения.

В ММО волновая функция определенного уровня ядра с массовым числом и квантовыми числами J, T с базисными функциями в LS -связи записывается в следующем виде:

$$\Psi_{JT}^A = \sum \alpha_{[f]LS}^{AEJT} |(1s)^4(1p)^{A-4} [f]^{2T+1, 2S+1} L_J\rangle. \quad (4)$$

Здесь E — энергия уровня (для основного состояния ядра $E = 0$), имеющего полный момент J и изоспин T ; $[f]$ — схемы Юнга, характеризующие перестановочную симметрию орбитальной части ВФ; α_i — искомые коэффициенты разложения, указывающие вклад состояния с данными L, S, T и схемой Юнга $[f]$ в полную волновую функцию. Они находятся из решения уравнения Шредингера методом диагонализации энергетической матрицы. Для ядер $1p$ -оболочки α_i протабулированы в [17]. Для них выполняется условие нормировки

$$\sum_i |\alpha_i|^2 = 1. \quad (5)$$

Рассмотрим метод расчета спектроскопических факторов. Разложим ВФ (4) по векторно-связанным состояниям ядра $A-1$ и отделяемого нуклона:

$$\Psi_{JT}^A = \sum C_{s_c}(ETJ | E_1 T_1 J_1; \ell_{s_c} s_c) [\Psi_{EJT}^{A-1} \times \varphi_{1p}]_{s_c J}. \quad (6)$$

Функции в правой части подчинены условию векторной связи моментов $s_c = \mathbf{J}_1 + \mathbf{s}$, $\mathbf{J} = \mathbf{s}_c + \ell$ и $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Здесь s_c — спин канала, принимающий в случае нуклонов два значения: $J_1 + 1/2$ и $J_1 - 1/2$. E_1, J_1, T_1 — энергия, полный момент количества движения и изоспин для ядра с массовым

числом $A - 1$ соответственно; ℓ, s, τ — орбитальный момент, спин и изоспин отделяемого нуклона.

Проводя для ВФ ядер с $A - 1$ нуклонами разложение, аналогичное (4), получим для коэффициента C_{s_c} следующее выражение:

$$\begin{aligned} C_{s_c}(ETJ|E_1T_1J_1; \ell 1/2 1/2 s_c) = \\ = \sum \alpha_{[f]LS}^{A(ET\ell)} \beta_{[f']L'S'}^{A-1(E_1T_1\ell_1)} (-1)^{J-L+L'-s_c} u(SL'J\ell; s_cL) \times \\ \times u(L'S's_c 1/2; J_1S) \langle p^n[f] TLS | p^{n-1}[f'] T_1L'S', \ell 1/2 1/2 \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $u(abcd; ef)$ — коэффициенты Рака; $\langle p^n[f] TLS | p^{n-1}[f'] T_1L_1S_1 \rangle$ — так называемые генеалогические коэффициенты для отделения нуклона [1]. Фиксированы энергии и квантовые числа полного момента $J(J_1)$ и изоспина $T(T_1)$ для начального (конечного) состояний. По остальным квантовым числам в формуле (7) проводится суммирование. Спектроскопический S -фактор в ММО определен следующим образом:

$$S = n \langle T_1 T_{1z} \tau \tau_z | T T_z \rangle^2 \sum_{s_c} C_{s_c}^2. \quad (8)$$

Здесь n — число нуклонов в незаполненной оболочке. Изоспиновый коэффициент Клебша–Гордана $\langle T_1 T_{1z} \tau \tau_z | T T_z \rangle$ позволяет отличать S -факторы для протонов и нейтронов.

Приведенные выше выражения (7) и (8) позволяют рассчитывать спектроскопические факторы для отделения нуклона из основного состояния ядрамишени A с переходом на основное и возбужденные состояния ядра $A - 1$. В случае однонуклонных переходов $A \rightarrow A - 1$ спектроскопический S -фактор может быть получен аналогично.

Фазовый множитель в формуле (7) и два коэффициента Рака есть не что иное, как матрица перехода от начального состояния к конечному для ВФ в LS -связи.

1.2. Результаты расчета спектроскопических факторов для нуклонов в ММО и их обсуждение. На рис. 1 приведены экспериментальные энергетические спектры уровней ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ [5] и линиями со стрелками указаны рассмотренные нами переходы. Сравнение результатов расчета в ММО однонуклонных S -факторов, связывающих состояния ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в реакциях подхвата (табл. 1) или срыва нейтрона (табл. 2), говорит о том, что модель довольно хорошо передает величины однонуклонных спектроскопических факторов в этих ядрах.

Особый интерес представляет вопрос о состоянии с $J^\pi, T = 1^+, 1$ в ядре ${}^6\text{Li}$, который большинством теоретических расчетов предсказывается в области 8–11 МэВ. Данный уровень трудно обнаружить экспериментально, так

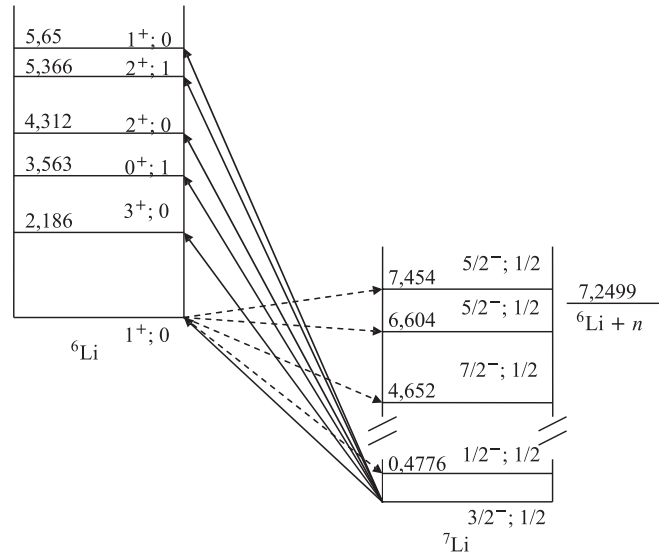


Рис. 1. Однонейтронные переходы, наблюдаемые в реакциях срыва или подхвата для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Экспериментальные значения энергий уровней взяты из [5]

Таблица 1. Однонуклонные спектроскопические S -факторы для переходов из основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ на уровни ядра ${}^6\text{Li}$

J^π, T	$E_{\text{теор}},$ МэВ [17]	$E_{\text{эксп}},$ МэВ [5]	C_{s_c}		$S_{\text{теор}}$ [17]	$S_{\text{эксп}}$ [5]
			$s_c = J - 1/2$	$s_c = J + 1/2$		
$1^+, 0$	0	0	0,58	0,063	0,80	0,87
$3^+, 0$	2,2	2,186	0,4426	—	0,59	0,67
$0^+, 1$	3,4	3,563	—	-0,533	0,28	0,24
$2^+, 0$	4,4	4,31	0,092	-0,143	0,08	0,24
$2^+, 1$	5,8	5,37	-0,168	-0,424	0,20	0,14
$1^+, 0$	5,7	5,65	-0,101	-0,075	0,01	0
$1^+, 1$	11,7	—	—	—	0,001	0

как рассчитанный нами спектроскопический фактор для подхвата нейтрона из ядра ${}^7\text{Li}$ для него чрезвычайно мал и, следовательно, мало и сечение реакции подхвата. Связано это с тем, что ВФ указанного уровня согласно [17] имеет схему Юнга $[f] = [411]$, в то время как главная компонента основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ имеет орбитальную схему Юнга $[f] = [43]$. Поэтому данный нуклонный переход запрещен правилом отбора Литтлвуда для схем Юнга [53]. Возможными оказываются переходы только из компонент ВФ

Таблица 2. Однонуклонные спектроскопические S -факторы для переходов из основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ на уровни ядра ${}^7\text{Li}$

J^π, T	$E_{\text{теор}}$ МэВ	$E_{\text{эксп}}$ МэВ [5]	C_{s_c}		$S_{\text{теор}}$ [17]	$S_{\text{эксп}}$ [5]
			$s_c = J - 1/2$	$s_c = J + 1/2$		
$3/2^-, 1/2$	0	0	-0,513	0,063	0,80	0,87
$1/2^-, 1/2$	0,64	0,4776	0,57	0,038	0,98	0,90
$5/2^-, 1/2$	5,9	6,604	—	-0,047	0,01	0
$5/2^-, 1/2$	8,5	7,454	—	0,462	0,647	0,67
$3/2^-, 1/2$	10,3	8,75	-0,097	-0,463	0,67	—

ядра ${}^7\text{Li}$ со схемами $[f] = [421]$, вес которых незначителен [17]. Отметим, что в реакциях нуклонного срыва данный уровень также нельзя наблюдать, так как ядра с $A = 5$ нестабильны и не могут служить мишенями.

В качестве еще одного интересного примера можно указать на малость однонуклонного фактора $S = 10^{-2}$ для перехода к известному «кластерному» уровню в ядре ${}^7\text{Li}$ с $J^\pi, T = 5/2^-, 1/2$ при энергии возбуждения $E = 6,604$ МэВ, практически не наблюдаемому в реакциях однонуклонного срыва [5] и, в то же время, отметить сравнительно большое значение $S = 0,65$ для имеющего те же самые квантовые характеристики J^π, T соседнего «оболочечного» состояния при $E = 7,454$ МэВ. Подобные сильные изменения величин структурных факторов при переходе от одного уровня к другому хорошо передаются ММО.

Отметим в то же время, что, например, в оптической модели ядра два уровня, имеющие одинаковые спины, четности, изотопические спины и лежащие практически при одной и той же энергии возбуждения, являются равноправными во многих отношениях и должны возбуждаться с одинаковой вероятностью.

На рис. 2 линиями со стрелками обозначены рассмотренные переходы, связанные с отделением нейтрона и протона из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$. Экспериментальные значения энергий уровней взяты из работы [5]. В табл. 3 представлены результаты наших расчетов в ММО спектроскопических S -факторов для отделения нейтрона из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$. Рассмотрены основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Be}$ [5]. Экспериментальные данные, полученные разными способами, сильно отличаются друг от друга [15, 56]. Однако общим является тот факт, что S -фактор для перехода на основное состояние больше, чем для перехода на первое возбужденное состояние. Как видно из табл. 3, этот результат противоречит расчетам в ММО. Отметим, что такая же картина наблюдается и в других оболочечных расчетах [16, 57, 58].

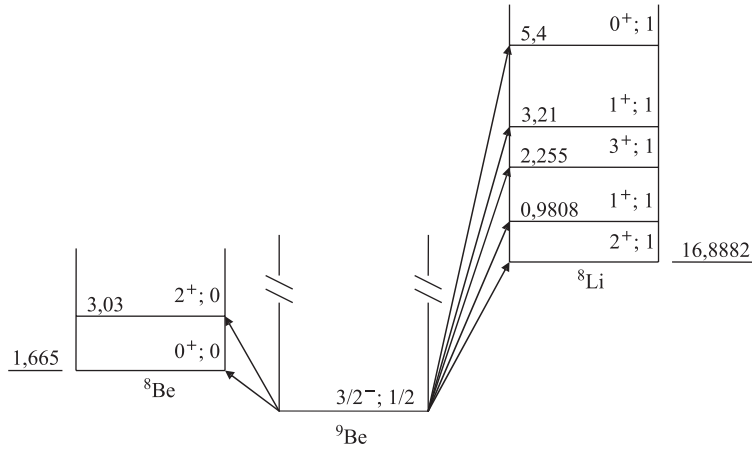


Рис. 2. Однонуклонные переходы, наблюдаемые при отделении из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ нейтрона или протона. Экспериментальные значения энергий уровней взяты из [5]

Таблица 3. Спектроскопические S -факторы для отделения нейтрона из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$

J^π, T	$E, \text{МэВ}$		C_{s_c}		S		
	эксп. [5]	теор. [17]	$s_c = J - 1/2$	$s_c = J + 1/2$	теор.	эксп.	
${}^8\text{Be}$						[56]*	[15]**
$0^+, 0$	0	0	0	0,358	0,54	0,55	0,23
$2^+, 0$	3,03	3,0	-0,276	-0,241	0,67	0,36	0,20

*Из данных по (p, d) -реакции.
 **Из данных по (d, t) -реакции.

В табл. 4 приведены рассчитанные спектроскопические факторы для отделения протона из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$. Рассмотрены переходы на четыре низколежащих состояния ядра ${}^8\text{Li}$, энергетические положения которых неплохо передаются ММО [17]. Все уровни ядра-остатка имеют изоспин, равный 1. Из таблицы видно, что ММО неплохо передает экспериментальные значения спектроскопических факторов. Тот факт, что для протонов ММО дает лучшие результаты, чем для нейтронов, в принципе не является неожиданным. Дело в том, что, как уже указывалось, основной недостаток модели оболочек связан с неправильной асимптотикой радиальных функций, слишком быстро убывающих с расстоянием. Поэтому естественно, что в случае отделения из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ протона результаты для спектро-

Таблица 4. Спектроскопические S -факторы для отделения протона из ядра ${}^9\text{Be}$

J^π, T	$E, \text{МэВ}$		C_{s_c}		S	
	эксп. [5]	теор.	$s_c = J - 1/2$	$s_c = J + 1/2$	теор.	эксп. [5]
${}^8\text{Li}$						
$2^+, 1$	0	0	0,518	0,043	0,90	1,07
$1^+, 1$	0,9808	1,1	-0,009	-0,337	0,34	0,40
$3^+, 1$	2,255	2,2	0,314	0	0,33	0,32
$1^+, 1$	3,21	3,5	-0,014	-0,145	0,07	0,06

Таблица 5. Спектроскопические S -факторы в канале ${}^7\text{Li} + n \rightarrow {}^8\text{Li}$

J^π, T	$E, \text{МэВ}$		C_{s_c}		S	
	эксп. [5]	теор.	$s_c = J - 1/2$	$s_c = J + 1/2$	теор.	эксп. [5]
${}^8\text{Li}$						
$2^+, 1$	0	0	-0,217	-0,455	1,01	0,87
$1^+, 1$	0,98	1,1	0,059	0,327	0,44	0,48

скопических S -факторов окажутся более адекватными эксперименту, так как протоны более локализованы во внутренней области ядра, чем валентный, слабосвязанный нейтрон. А внутри ядра ММО должна работать неплохо, что и наблюдается.

И, наконец, в табл. 5 представлены спектроскопические факторы для присоединения к ядру ${}^7\text{Li}$ нейтрона. В этом случае переходы идут на те же самые низколежащие состояния ядра ${}^8\text{Li}$, что и в предыдущем случае. Эти величины могут быть получены из анализа реакций срыва нейтрона типа ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ или ${}^7\text{Li}(t, d){}^8\text{Li}$ и др. Видно, что и в этом случае ММО неплохо воспроизводит экспериментальные данные [5].

Как известно, основные состояния ядер ${}^{15}\text{N}$ и ${}^{15}\text{O}$ имеют характеристики $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$ и представляют собой «дырку» в заполненной $1p$ -оболочке. Спектр возбужденных состояний этих ядер состоит в основном из уровней «аномальной» (положительной в данном случае) четности типа «две дырки – одна частица» ($1p^{-2}, 2s-1d$). В работах [59–61] был выполнен полный оболочечный расчет спектра уровней указанной природы. В данном подходе хорошо описывались нуклонные и радиационные ширины уровней, а также основные свойства дипольного гигантского резонанса в сечениях фотопоглощения, включая его распадные характеристики. Использовались следующие обозначения для базисных состояний:

$$|(1p^{-2})^{2T_1+1, 2S_1+1}L, (2s-1d)^{1, 2T+1, 2S+1}L\rangle. \quad (9)$$

Волновые функции уровней положительной четности были найдены путем диагонализации энергетической матрицы на полном базисе состояний (9).

Таблица 6. Спектроскопические факторы для протонов в канале $^{14}\text{N} + p \rightarrow ^{15}\text{O}$.
 L — орбитальный момент захватываемого протона

$E_{\text{экс}}, \text{МэВ}$	J^π	L	$S_{\text{теор}}$	$S_{\text{экс}} [64]$	$S_{\text{экс}} [63]$
0	$1/2^-$	1	1,42	1,7(4)	1,29(18)
					1,4
5,183	$1/2^+$	0	0,025	0,0049(15)	0,004(1)
5,24	$5/2^+$	2	0,06	0,094(20)	0,06(1)
6,176	$3/2^-$	1	0,044	0,050(11)	0,038(16)
6,793	$3/2^+$	0	0,47	0,51(11)	0,49(1)
6,859	$5/2^+$	2	0,63	0,61(13)	0,37(1)
7,276	$7/2^+$	2	0,64	0,66(14)	0,35(1)
7,557	$1/2^+$	0	0,80	0,82(18)	0,78(8)

С указанными волновыми функциями был выполнен расчет протонных спектроскопических S -факторов в канале $^{14}\text{N} + p \rightarrow ^{15}\text{O}$ [62]. Дело в том, что в последние годы возрос интерес к низкоэнергетической реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, являющейся важной частью звездного CNO -цикла [63, 64]. Для нахождения полного сечения данной реакции существенным оказывается знание спектроскопических S -факторов для захвата протонов ядром ^{14}N с образованием отдельных низколежащих уровней ядра ^{15}O , которые, в свою очередь, могут быть получены из реакций подхвата протона на ядре ^{14}N . В работах [63, 64] приведены наборы S -факторов, найденные с различными вариантами параметров оптического потенциала как для начального, так и для конечного каналов реакции $^{14}\text{N}(^3\text{He}, d)^{15}\text{O}$.

В табл. 6 дано сравнение с экспериментом рассчитанных спектроскопических S -факторов. Как видно из таблицы, согласие теории с экспериментом вполне удовлетворительное.

2. ПРАВИЛА ОТБОРА ПО ИЗОСПИНУ И ШИРИНЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР $1p$ -ОБОЛОЧКИ С ИЗОСПИНОМ $T = 3/2$

2.1. Нуклонные парциальные ширины высоковозбужденных состояний с изоспином $T = 3/2$ в легких нечетных ядрах $1p$ -оболочки. Хорошим примером, иллюстрирующим возможности многочастичной модели оболочек, можно считать объяснение положения состояний с изоспином $T = 3/2$ в нечетных легких ядрах. Уже первые расчеты в ММО, выполненные почти 40 лет назад, предсказывали положения данных уровней в ядрах $1p$ -оболочки при энергиях более 10 МэВ. Систематические экспериментальные данные по этим состояниям тогда еще отсутствовали. В настоящее время известны характеристики не только первого, но и последующих уровней с $T = 3/2$ [5–7] и имеется возможность для сравнения их с результатами модельных вычи-

слений. Выяснилось, что ММО [16, 17] правильно предсказывала квантовые числа и относительное положение этих уровней. Особый интерес представляют распадные характеристики этих состояний по нуклонному каналу.

Анализ показывает, что нуклонные ширины уровней с $T = 3/2$ можно разделить на два типа: в ядрах с массовыми числами $A = 7, 11$ и 15 энергетически возможен прямой распад этих состояний на уровни с $T = 1$, поскольку в дочерних ядрах последние лежат довольно низко (см. схемы уровней ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{15}\text{N}$ [5–7]). Из-за малости энергий переходов уровни с $T = 3/2$ имеют сравнительно небольшие для столь высоких энергий возбуждения нуклонные ширины Γ — порядка сотен кэВ.

Иная ситуация возникает в случае ядер с $A = 9$ и 13 . В дочерних ядрах уровни с $T = 1$ лежат довольно высоко ($E > 15$ МэВ) и нуклонные распады на них запрещены по энергии. Нуклонные распады оказываются возможными, когда к уровню с $T = 3/2$ за счет кулоновского взаимодействия примешивается близлежащий уровень с $T = 1/2$, имеющий те же самые квантовые числа J^π .

Для подобных «запрещенных» распадов нуклонные ширины оказываются на 4–5 порядков меньше ширин, разрешенных по изоспину переходов, поскольку из-за малости кулоновского взаимодействия в легких ядрах смешивание по изоспину незначительное.

Ниже приведены нуклонные ширины уровней с изоспином $T = 3/2$ для ядер с $A = 7, 9, 11, 13$ и 15 как для разрешенных, так и для запрещенных по изоспину переходов. В первых четырех случаях использовались ВФ уровней «нормальной» четности, найденные в рамках ММО в работе [17], а в случае ядра $A = 15$ расчет был проведен с ВФ для состояний с $T = 3/2$ «аномальной» четности, вычисленными в работах [59–61].

Расчет нуклонных парциальных ширин проводился по известным формулам R -матричной теории [65, 66]

$$\Gamma_l = 2kP_l\gamma_l^2. \quad (10)$$

Здесь k — волновое число в рассматриваемом канале; P_l — проницаемость, определенная обычным образом:

$$P_l = [F_l^2(\rho, \eta) + G_l^2(\rho, \eta)]^{-1}, \quad (11)$$

где $F_l(\rho, \eta)$ и $G_l(\rho, \eta)$ — регулярная и нерегулярная в нуле кулоновские функции [67]. Кулоновские параметры $\rho = kr$ и $\eta = Z_1Z_2e^2/\hbar v$.

Для распада по нейтронному каналу $\eta = 0$. Приведенная ширина

$$\gamma_l^2 = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{\mu a_c} \theta^2, \quad (12)$$

где a_c — радиус канала.

Безразмерная приведенная ширина θ^2 связана со спектроскопическим фактором S , рассчитываемым с модельными ВФ, следующим соотношением: $\theta^2 = S \cdot \theta_0^2$. Одночастичный параметр θ_0^2 изменяется в пределах $\theta_0^2 = 0,5-1,0$. В рассмотренных ниже случаях вылета $1p$ -нуклонов радиус канала a_c полагался равным 5 фм, а $\theta_0^2 = 2/3$ [1].

2.2. Описание кулоновского смешивания уровней в многочастичной модели оболочек. Для расчета нуклонных ширин уровней с $T = 3/2$ для ядер ${}^9\text{Be}$ и изодублета ${}^{13}\text{C}-{}^{13}\text{N}$ необходимо иметь в виду, что в случае вылета нечетного нейтрона или протона образуются дочерние четно-четные ядра, в которых состояния с изоспином $T = 1$ лежат довольно высоко и прямой распад на них запрещен по энергии. Возможен переход на состояния с $T = 0$ за счет примеси к уровням с $T = 3/2$ компонентов с $T = 1/2$ ВФ состояний с одинаковыми значениями полного момента и четности. Волновая функция, учитывающая кулоновское смешивание уровней, вычислялась по теории возмущения [68]:

$$\Psi_{T=3/2+1/2} = \Psi_{T=3/2} + \sum \frac{\langle \Psi_{T=3/2} | V_c | \Psi_{T=1/2} \rangle}{E_{T=3/2} - E_{T=1/2}} \Psi_{T=1/2}. \quad (13)$$

Здесь суммирование проводится по близко лежащим состояниям с изоспином $T = 1/2$, имеющим те же квантовые числа J^π , что и рассматриваемый уровень с изоспином $T = 3/2$.

Парный потенциал взаимодействия, содержащий кулоновскую часть, можно представить следующим образом [1]:

$$V_{ij} = \left(F^{(\lambda)}(ij) M^{(\lambda)}(ij) \right) N^{(\rho)}(ij), \quad (14)$$

где первый множитель представляет собой спиновое, второй — орбитальное и третий — изоспиновое взаимодействия.

Матричный элемент взаимодействия в общем виде запишется следующим образом [1]:

$$\begin{aligned} \langle \Psi | V | \Psi' \rangle &= \frac{n(n-1)}{2} \delta_{JJ'}(T' M_T \rho 0 | T M_T) (-1)^{s_c} \times \\ &\times \Pi_{T'S'L'SL} W(\lambda S' L J; S L') \sum_{\tilde{\psi} \tilde{\theta} \tilde{\theta}'} (\Psi \{ | \tilde{\Psi} \Theta \}) (\Psi' \{ | \tilde{\Psi} \Theta' \}) \times \\ &\times W(\tilde{T} T T'_2 \rho; T_2 T'_2) W(\tilde{S} S S'_2 \lambda; S_2 S'_2) W(\tilde{L} L L'_2 \lambda; L_2 L') \times \\ &\times \langle T_2 \| N_0^{(\rho)} \| T'_2 \rangle \langle S_2 \| F^{(\lambda)} \| S'_2 \rangle \langle \gamma L_2 \| M^{(\lambda)} \| \gamma' L'_2 \rangle. \quad (15) \end{aligned}$$

Здесь $(\Psi \{ | \tilde{\Psi} \Theta \})$ — генеалогический коэффициент для отделения двух нуклонов; n — число нуклонов в незаполненной $1p$ -оболочке; $\Pi_{T'S'L'SL} =$

$\sqrt{(2T'+1)(2S'+1)(2L'+1)(2S+1)(2L+1)}$; W — коэффициенты Вигнера [69].

Приведенные матричные элементы для спиновой и изоспиновой частей оператора взаимодействия выражаются стандартным образом $\langle S_2 \| 1 \| S'_2 \rangle = (2S_2 + 1)\delta_{S_2 S'_2}$ и аналогично для изоспина.

Оператор кулоновского взаимодействия представится в следующем виде [1]:

$$N_0^{(\rho)} = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{1}{3}(\hat{\tau}_1 \hat{\tau}_2) - T_0^{(1)}(12) + \sqrt{\frac{2}{3}} T_0^{(2)}(12) \right], \quad (16)$$

$$\langle T_2 \| T_0^{(1)} \| T'_2 \rangle = 2\sqrt{6} \delta_{T_2 T'_2} \delta_{T_2 1}.$$

Подставив все эти выражения в (15), получим окончательную формулу для расчета матричного элемента от оператора кулоновского взаимодействия:

$$\begin{aligned} \langle \Psi | V_c | \Psi' \rangle &= \frac{n(n-1)}{8} \delta_{JJ'} \delta_{SS'} \delta_{LL'} \sqrt{2T'+1} \times \\ &\times \sum_{\tilde{\psi}\theta} (\Psi \{ | \tilde{\Psi} \Theta \rangle) (\Psi' \{ | \tilde{\Psi} \Theta \rangle) [W(\tilde{T}T11; 1T') (T' M_T 10 | T M_T) (-2\sqrt{6}) + \\ &\quad + W(\tilde{T}T12; 1T') (T' M_T 20 | T M_T) \sqrt{20}] \times \\ &\quad \times \frac{1}{(2L_2+1)} \langle \gamma L_2 \| V_0 \| \gamma L_2 \rangle \delta_{T_2 T'_2} \delta_{T_2 1}. \quad (17) \end{aligned}$$

2.3. Нуклонные ширины уровней с $T=3/2$ для «разрешенных» переходов. На рис. 3 представлены схемы распада для вылета нуклонов из ядер с $A=7, 11$ и 15 , а в табл. 7 — результаты расчетов нуклонных ширин этих ядер для уровней с $T=3/2$. В случае уровня с $J^\pi, T=3/2^-, 3/2$ при энергии $E=11,24$ МэВ ядра ${}^7\text{Li}$ возможны как протонный распад на основное состояние ядра ${}^6\text{He}$, так и нейтронный — на возбужденное состояние ядра ${}^6\text{Li}$ ($J^\pi, T=0^+, 1$ и $E=3,563$ МэВ). Как видно из рис. 3, протонный порог расположен довольно высоко — при энергии 9,975 МэВ, так что энергия перехода составляет 1,265 МэВ. В случае нейтронного канала энергия перехода составляет всего 0,425 МэВ. Эти факторы и обуславливают сравнительную малость парциальных нуклонных ширин по обоим каналам распада. Как видно из табл. 7, ММО неплохо воспроизводит суммарную ширину $\Gamma_n + \Gamma_p$ уровня [5].

Для ядра ${}^{11}\text{C}$ уровень с квантовыми числами $J^\pi, T=1/2^-, 3/2$, расположенный при энергии $E=12,51$ МэВ, может распадаться только по протонному каналу, так как порог для нейтронного канала лежит при энергии $E=13,12$ МэВ. Энергия вылетающих протонов в этом случае равна

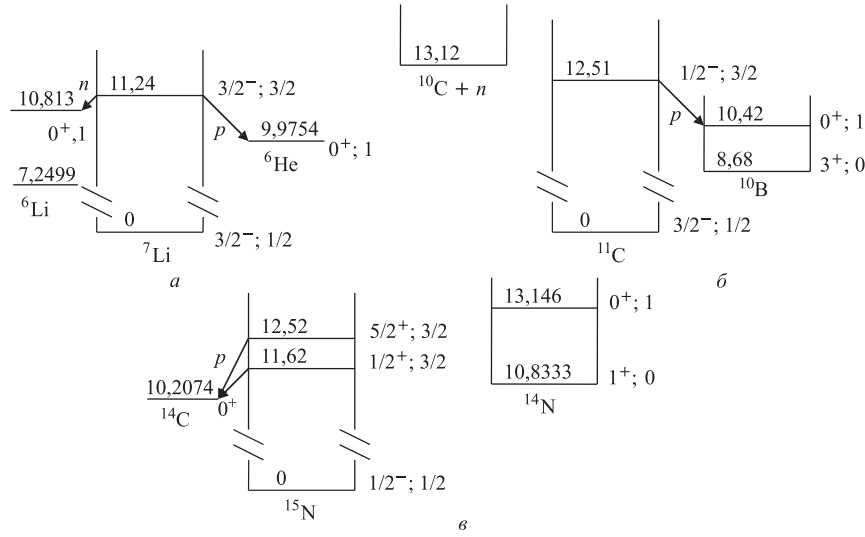


Рис. 3. Схемы для нуклонного распада уровней с $T = 3/2$ ядер ${}^7\text{Li}$ (а), ${}^{11}\text{C}$ (б) и ${}^{15}\text{N}$ (в) для «разрешенных» по изоспину переходов

Таблица 7. Распадные характеристики уровней с $T = 3/2$ ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$

Ядро	$E^{\text{эксп}}$, МэВ	J^π, T	$\Gamma_n^{\text{теор}}$, кэВ	$\Gamma_p^{\text{теор}}$, кэВ	$\Gamma^{\text{эксп}}$, кэВ
${}^7\text{Li}$ [5]	11,24	$3/2^-, 3/2$	146	101	$260 \pm 35^*$
${}^{11}\text{C}$ [6]	12,51	$1/2^-, 3/2$	—	424	$490 \pm 40^{**}$
${}^{15}\text{N}$ [7]	11,615	$1/2^+, 3/2$	—	484	$405 \pm 6^{***}$
	12,522	$5/2^+, 3/2$	—	32	58 ± 4

* $\Gamma^{\text{эксп}} = \Gamma_n + \Gamma_p$.
 ** $\Gamma^{\text{эксп}} = \Gamma_p$.
 *** $\Gamma^{\text{эксп}} = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$.

2,08 МэВ и, как видно из табл. 7, рассчитанная протонная ширина чуть ниже экспериментального значения.

При расчете протонных ширин уровней с $T = 3/2$ ядра ${}^{15}\text{N}$ использовались уже упомянутые в первой главе волновые функции «аномальной» (положительной в данном случае) четности. Ниже приведены ВФ двух известных низших уровней с $T = 3/2$, найденные диагонализацией энергетической матрицы на полном базисе состояний типа две дырки–одна частица в работе [59].

В обозначениях (9) ВФ имеют вид

$$|1/2^+, 3/2; E = 11,615 \text{ МэВ}\rangle = 0,742 |^{31}S, s : ^{42}S\rangle + \\ + 0,259 |^{33}P, s : ^{42}P\rangle - 0,105 |^{31}D, d : ^{42}S\rangle + 0,605 |^{33}P, s : ^{42}P\rangle; \quad (18a)$$

$$|5/2^+, 3/2; E = 12,522 \text{ МэВ}\rangle = 0,743 |^{31}S, d : ^{42}D\rangle - \\ - 0,271 |^{31}D, d : ^{42}D\rangle + 0,334 |^{33}P, d : ^{44}P\rangle - \\ - 0,254 |^{33}P, d : ^{44}D\rangle + 0,282 |^{33}P, d : ^{42}F\rangle + 0,319 |^{33}P, d : ^{44}F\rangle. \quad (18б)$$

Компоненты, дающие вклад меньше 1 %, здесь опущены. Видно, что уровень $1/2^+, 3/2$ является на 98 % s -состоянием, а в уровне $5/2^+, 3/2$ вес d -компоненты составляет 99 %. С приведенными волновыми функциями был выполнен расчет протонной ширины, так как распад по нейтронному каналу на основное состояние ядра ^{14}N запрещен правилами отбора по изоспину, а распад на возбужденное состояние этого же ядра с изоспином $T = 1$ запрещен по энергии. Протонный порог для распада ядра ^{15}N равен $E = 10,2704 \text{ МэВ}$. При этом образуется ядро ^{14}C с изоспином $T = 1$.

В данном расчете для s -нуклонов, для которых отсутствует центробежный барьер, был выбран радиус канала $a_c = 4 \text{ фм}$, а одночастичный параметр $\theta_0^2 = 0,5$; для «рыхлого», более удаленного от центра ядра за счет большого центробежного барьера d -нуклона, радиус канала полагался равным 5 фм, а одночастичный параметр $\theta_0^2 = 1$.

Результаты расчета парциальных ширин приведены в табл. 7. Видно, что теория хорошо объясняет следующую особенность: протонная ширина лежащего заметно ниже уровня $1/2^+, 3/2$ почти на порядок превышает ширину для более высоколежащего состояния $5/2^+, 3/2$. Связано это с большим различием в соответствующих проникаемостях потенциального барьера, возникающим из-за наличия значительного центробежного барьера для d -нуклонов.

2.4. Нуклонные ширины уровней с $T = 3/2$ для «запрещенных» переходов. На рис. 4 и в табл. 8 представлены схемы распада и нуклонные ширины уровней с $T = 3/2$ для ядер ^9Be и изодублета ^{13}C – ^{13}N . В случае вылета нейтрона из ядра ^9Be или ^{13}C и протона из ядра ^{13}N образуются дочерние четно-четные ядра, в которых состояния с изоспином $T = 1$ лежат довольно высоко и прямой распад на них запрещен по энергии. Возможен только переход на состояния с $T = 0$ за счет примеси к уровням с $T = 3/2$ компонентов с $T = 1/2$ ВФ состояний с одинаковыми значениями полного момента и четности. Расчет показывает, что ответственные за изоспиновое смешивание кулоновские матричные элементы $\langle T = 1/2 | V_c | T = 3/2 \rangle$ в случае легких ядер очень малы ($\leq 10 \text{ кэВ}$) и величины примесных компонентов ВФ сильно зависят от относительного положения уровней. Для ядра ^9Be нами рассмотрена

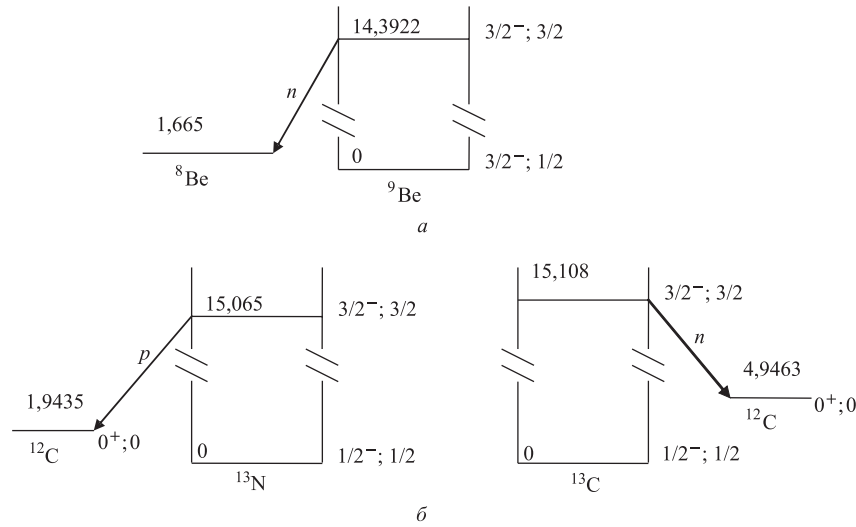


Рис. 4. Схемы нуклонного распада уровней с $T = 3/2$ ядер ${}^9\text{Be}$ (а) и ${}^{13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$ (б) в случае «запрещенных» по изоспину переходов

Таблица 8. Распадные характеристики уровней с $T = 3/2$ ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$

Ядро	$E_{\text{эксп}}$, МэВ	$E_{\text{теор}}$, МэВ	J^π, T	$\Gamma_{n_0}^{\text{теор}}$, эВ	$\Gamma_{n_0}^{\text{эксп}}$, эВ	$\Gamma_{p_0}^{\text{теор}}$, эВ	$\Gamma_{p_0}^{\text{эксп}}$, эВ
${}^9\text{Be}$ [5]	14,392 13,79	13,6 14,5	$3/2^-, 3/2$	14,9	10 ± 9	—	—
${}^{13}\text{N}$ [7]	15,065	15,86 15,74	$3/2^-, 3/2$ $3/2^-, 1/2$	—	—	137	288 ± 16
${}^{13}\text{C}$ [7] [70]	15,108	15,86	$3/2^-, 3/2$	180	380 ± 100 340 ± 90	—	—

нейтронная ширина уровня $3/2^-, 3/2$ при энергии 14,392 МэВ. Рассчитанное значение энергии этого уровня 13,6 МэВ [17]. В качестве примешивающегося уровня было выбрано состояние с $T = 1/2$ при энергии 13,79 МэВ. Расчет дает $E = 14,5$ МэВ [17]. Из таблицы видно, что теория вполне удовлетворительно воспроизводит малую нейтронную ширину этого состояния.

Интересная ситуация наблюдается в случае ядер ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{13}\text{N}$. Уровни с $T = 3/2$ проявляются в них как резонансы в рассеянии ${}^{12}\text{C} + n$ [70] и ${}^{12}\text{C} + p$ [7] соответственно. При этом наблюдаемые нуклонные ширины более чем на порядок превышают ширину уровня с $T = 3/2$ в ядре ${}^9\text{Be}$.

Расчет с ВФ ММО [17] привел к значению протонной ширины $\Gamma = 6$ эВ для ядра ${}^{13}\text{N}$. Однако нуклонная ширина в этом случае чрезвычайно чув-

ствительна к относительному положению уровней $3/2^-$, $3/2$ и $3/2^-$, $1/2$ ядер обоих изотопов. Мы выполнили расчет ВФ ядер с $A = 13$, проведя для этой цели диагонализацию энергетической матрицы гамильтониана, содержащего центральное и спин-орбитальное взаимодействия. При использованных в работе [17] параметрах спин-орбитального взаимодействия $a = -5$ МэВ и параметра центральных сил $K = -1,2$ МэВ уровень $3/2^-$, $3/2$ находится при энергии 14,64 МэВ, а третий из предсказываемых моделью оболочек пяти уровней с квантовыми числами $3/2^-$, $1/2$ — при энергии 15,28 МэВ. Волновые функции указанных уровней в стандартных обозначениях имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} |3/2^-, 3/2\rangle &= 0,769 [432]^{42}P - 0,580 [432]^{42}D - 0,263 [333]^{44}S, \\ |3/2^-, 1/2\rangle &= -0,348 [441]^{22}P - 0,281 [432]^{22}P + 0,890 [432]^{24}P - \\ &\quad - 0,071 [432]^{22}D + 0,057 [432]^{24}D. \end{aligned}$$

Из-за правил отбора по спиновому и орбитальному квантовым числам отличными от нуля оказались следующие матричные элементы от оператора кулоновского взаимодействия:

$$\begin{aligned} \langle [441]^{22}P | V_c | [432]^{42}P \rangle &= -0,0061 \text{ МэВ}, \\ \langle [432]^{22}P | V_c | [432]^{42}P \rangle &= 0,0098 \text{ МэВ}, \\ \langle [432]^{22}D | V_c | [432]^{42}D \rangle &= 0,0056 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Настоящий расчет показывает, что незначительное варьирование параметра центральных сил K приводит к существенному сближению уровней за счет более быстрого роста энергии уровня с $T = 3/2$. Так, уже при $K = -1,30$ МэВ указанные значения энергии равны 15,86 и 15,74 МэВ для уровней с $T = 1/2$ и $3/2$ соответственно. Вычисленные для этих уровней ширины относительно вылета нуклонов приведены в табл. 8. Согласие лишь качественное. Если в этом случае расстояние между уровнями с $T = 1/2$ и $3/2$ составляет 120 кэВ, то уже при значении $K = -1,31$ МэВ расстояние между уровнями сокращается до 66 кэВ, а рассчитанная протонная ширина составляет уже 220 эВ. Расчет предсказывает, что уже при $K = -1,325$ МэВ уровни с $T = 1/2$ и $3/2$ меняются местами. Таким образом, видно, что многочастичная модель оболочек в принципе может объяснить экспериментальную ситуацию с нуклонными ширинами в случае «запрещенных» по изоспину переходов.

Разумеется, что для получения более точной картины необходимы, как показал расчет Баркера для ядер с $A = 6-9$ [58], вычисления спектров с

незначительным варьированием всех параметров нуклон-нуклонного взаимодействия для каждого A в отдельности. Кроме того, необходимо также точное знание экспериментального положения уровней с $T = 1/2$, имеющих $J^\pi = 3/2^-$, в рассматриваемой энергетической области.

3. СПЕКТРОСКОПИЯ ОДНОНУКЛОННЫХ КАНАЛОВ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КЛАСТЕРНЫХ МОДЕЛЯХ. СТАТИЧЕСКАЯ КЛАСТЕРИЗАЦИЯ

В настоящем разделе представлены спектроскопические характеристики однонуклонных каналов фрагментации ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, а также ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$, рассчитанные в кластерных моделях.

С использованием определений работы [34] рассмотрены два типа кластеризации легких ядер — «статическая» кластеризация и «динамическая».

Статическая кластеризация отражает доминирующую конфигурацию ядра, обусловленную малой энергией связи в соответствующих каналах распада. Так, трехтельные мультикластерные модели с проектированием Паули (МДМП) ядер ${}^6\text{Li}\{\alpha np\}$ [27], ${}^8\text{Li}\{\alpha tn\}$ [43, 44] и ${}^9\text{Be}\{\alpha \alpha n\}$ [28] позволяют в едином подходе рассчитать спектроскопические факторы в каналах ${}^6\text{Li}\{\alpha np\} \rightarrow {}^5\text{He}_{\text{gs}}\{\alpha n\} + p$, ${}^6\text{Li}\{\alpha np\} \rightarrow {}^5\text{Li}\{\alpha p\} + n$, ${}^8\text{Li}\{\alpha tn\} \rightleftharpoons {}^7\text{Li}\{\alpha t\} + n$ и ${}^9\text{Be}\{\alpha \alpha n\} \rightarrow {}^8\text{Be}\{\alpha \alpha\} + n$. Как видно из обозначенных в фигурных скобках кластерных конфигураций, указанные каналы виртуальных распадов не затрагивают структуру конституэнтных кластеров и в самом сложном случае достаточно провести преобразование поворота для согласования относительных координат в начальном и конечном каналах.

Отметим, что случай ${}^6\text{Li}\{\alpha np\} \rightarrow {}^5\text{He}_{\text{exc}}\{\alpha n\} + p$ образования ядра ${}^5\text{He}$ в возбужденном состоянии при энергии $E = 16,84$ МэВ с квантовыми числами $J^\pi = 3/2^+$ особый — он не укладывается в критерий статической кластеризации и будет обсуждаться отдельно.

Далее представлены расчеты однонуклонных спектроскопических факторов для различных состояний ядра ${}^8\text{Li}$, рассматриваемого в трехчастичной αtn -модели [43]. В эксперименте спектроскопические S_n -факторы были получены в реакциях срыва типа (d, p) на ядре ${}^7\text{Li}$ и реакциях подхвата типа (n, d) на ядре ${}^9\text{Be}$. Методика расчета нуклонных спектроскопических факторов в обоих случаях изложена в работах [42, 71].

В табл. 9а представлены результаты расчета спектроскопических факторов в канале ${}^7\text{Li} + n \rightarrow {}^8\text{Li}$ с образованием основного и первого возбужденного состояний конечного ядра [46]. В расчете ядра ${}^7\text{Li}$ в двухкластерной модели использовался αt -потенциал гауссовой формы, хорошо воспроизводящий низкоэнергетические фазы рассеяния и содержащий запрещенные

Таблица 9а. Спектроскопические факторы в канале ${}^7\text{Li} + n \rightarrow {}^8\text{Li}$ [46]

${}^8\text{Li}, J^{\pi T}$	$E, \text{МэВ}$			S		
	эксп.	ММО [17]	$\{\alpha tn\}$	эксп.	ММО [17]	$\{\alpha tn\}$
2^+1	0	0	0	0,87	1,01	0,78
1^+1	0,98	1,1	0,94	0,48	0,44	0,49

Таблица 9б. Спектроскопические S -факторы в канале ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$ [46]

${}^7\text{Li}, J^{\pi T}$	S		
	эксп.	ММО [17]	$\{\alpha tn\}$
$3/2^-, 1/2$	0,87	1,01	0,78
$1/2^-, 1/2$	—	0,19	0,16

состояния [25, 72]. Для сравнения также приведены результаты расчета в ММО [17]. Согласно с экспериментом во всех случаях вполне удовлетворительное [5].

В табл. 9б приведены расчеты S -фактора для удаления нейтрона из ядра ${}^8\text{Li}$ с образованием основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^7\text{Li}$. Эти величины могут быть получены в эксперименте в реакциях типа подхвата ${}^8\text{Li}(p, d){}^7\text{Li}$ или выбивания типа ${}^8\text{Li}(\alpha, \alpha n){}^7\text{Li}$ [5]. Хотя нестабильное ядро ${}^8\text{Li}$ не может служить мишенью, подобные процессы в настоящее время широко изучаются в эксперименте в методе радиоактивных пучков, в котором радиоактивные ядра направляются в ускорителе на стабильную мишень (так называемая инверсная кинематика).

При расчете нуклонных характеристик для ядра ${}^9\text{Be}$ использованы три варианта $2\alpha N$ -модели со следующими парными потенциалами взаимодействия [42]. Модель 1: $V_{\alpha N}$ — потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов [73], $V_{\alpha\alpha}$ — глубокий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака [74]; модель 2: $V_{\alpha N}$ — потенциал Сака–Биденхарна–Брейта (СББ) [75], $V_{\alpha\alpha}$ — глубокий потенциал с запрещенными состояниями Бака; модель 3: $V_{\alpha N}$ — тот же, что в модели 1, $V_{\alpha\alpha}$ — потенциал Али–Бодмера [76].

Потенциал Бака $V(r) = V_0 \exp(-\alpha r^2)$ с параметрами $V_0 = -122,62 \text{ МэВ}$ и $\alpha = 0,22 \text{ фм}^{-2}$ хорошо воспроизводит экспериментальные $\alpha\alpha$ -фазы $\delta_l(E)$ с $l = 0, 2, 4$ и 6 вплоть до энергии 40 МэВ в лабораторной системе, а также характеристики основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$, представляющего в данной модели узкий $4S$ -резонанс ($E_{\text{рез}} = 96,5 \text{ кэВ}$, $\Gamma_{\text{рез}} = 5,5 \text{ эВ}$).

Потенциал СББ правильно описывает p -фазы αN -рассеяния и несколько хуже s -фазы при энергиях до 14 МэВ . Недостаток его в том, что он завышает d -фазы, т. е. потенциал в этих состояниях является чересчур притягивающим.

Потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов лишен этого недостатка за счет сильного изменения формы в четных состояниях, что сразу проявляется в гораздо лучшем описании энергетического спектра ядер.

ВФ относительного движения ядра ${}^9\text{Be}$ в канале ${}^8\text{Be} + n$ строится как интеграл перекрывания:

$$\Psi_{n{}^8\text{Be}}^J(\mathbf{y}) = \int \Psi_{9\text{Be}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Psi_{8\text{Be}}^J(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (19)$$

нейтронный спектроскопический фактор определен стандартным образом

$$S^J = \int |\Psi_{n{}^8\text{Be}}^J(\mathbf{y})|^2 d\mathbf{y}. \quad (20)$$

Также были рассчитаны импульсные распределения нейтронов, представляющие собой квадрат фурье-образа ВФ относительного движения (19):

$$\rho(p_m) = \frac{1}{(2\pi)^3} \left| \int \Psi_{n{}^8\text{Be}}^J(\mathbf{y}) \exp(-i\mathbf{p}_m \mathbf{y}) d\mathbf{y} \right|^2. \quad (21)$$

Результаты расчетов представлены в табл. 10 и на рис. 5.

При обсуждении спектроскопических факторов особый интерес представляет соотношение между их значениями для переходов на основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Be}$. В согласии с большинством экспериментальных данных в расчетах, в которых при вычислении спектра ядра ${}^9\text{Be}$ используется расщепленный по четности αN -потенциал, нейтронные спектроскопические факторы для переходов на основное состояние оказываются

Таблица 10. Нейтронные спектроскопические S-факторы для ядра ${}^9\text{Be}$

Модель, эксперимент	Состояние ядер ${}^8\text{Be}$	
	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$
$2\alpha N$:		
1	0,36	0,28
2	0,20	0,24
3	0,30	0,24
ММО:		
1 [16]	0,58	0,73
2 [20,57]	0,37	0,71
3 [58]	0,58	—
Эксперимент:		
(pd) $E_p = 50$ МэВ [56]	0,55	0,36
(dt) $E_d = 18$ МэВ [15]	0,23	0,20

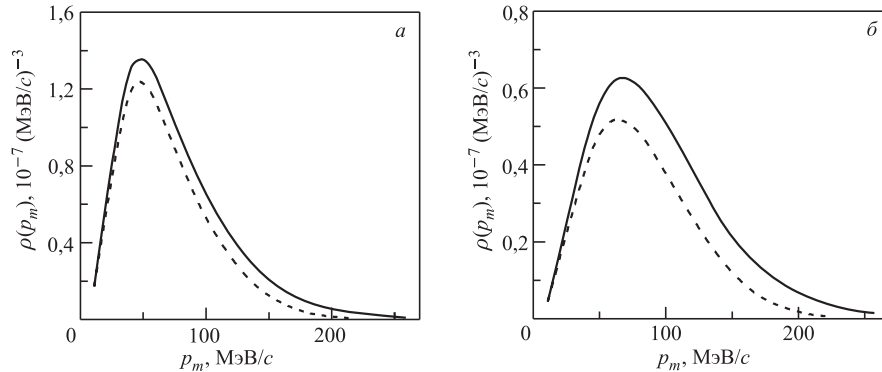


Рис. 5. Импульсные распределения нейтронов в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$ относительно основного (a) и возбужденного (b) состояний ядра ${}^8\text{Be}$. ВФ ядра ${}^9\text{Be}$ рассчитаны в модели 3 с $\alpha\alpha$ -потенциалом Али–Бодмера. Штриховая кривая — плосковолновое приближение; сплошная кривая — расчет с учетом искажений в модели сильного поглощения с радиусом обрезания $R_0 = 2,5$ фм

чуть большими (модели 1 и 3). Иная ситуация возникает для модели 2, когда используется потенциал СББ. В этом случае S -фактор для перехода на возбужденное состояние в 1,2 раза больше. Еще больше это различие, когда для обоих ядер используется ВФ ММО [17].

Соотношение между S -факторами для переходов на основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Be}$ определяется только видом αN -потенциала, используемого в трехтельной модели, и сохраняется таким же, если ВФ дочернего ядра выбрать оболочечными [77].

Использованная здесь методика расчета одноуклонных характеристик в трехтельной кластерной модели может быть легко перенесена и на случай, когда рассматриваются возбужденные состояния ядра ${}^9\text{Be}$. Так, был вычислен спектроскопический фактор для перехода с уровня $1/2^+$, $1/2$ при $E = 2,78$ МэВ в ядре ${}^9\text{Be}$ на основное состояние ядра ${}^8\text{Be}$. Расчеты выполнены для двух моделей: с αN -потенциалом с четно-нечетным расщеплением и $\alpha\alpha$ -потенциалом Бака. Кроме того, был проведен расчет с тем же самым αN -потенциалом и $\alpha\alpha$ -потенциалом Али–Бодмера. В отличие от чисто притягивающего потенциал Али–Бодмера содержит отталкивание на малых расстояниях. В первой модели получили $S_n = 0,65$, а во втором случае $S_n = 0,54$, что хорошо согласуется с экспериментом $S_n = 0,48 \pm 0,06$ [5].

Как видно из табл. 10, спектроскопические S -факторы для переходов с основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ малочувствительны к виду потенциала $\alpha\alpha$ -взаимодействия.

На рис. 5 приведены импульсные распределения нейтронов в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$ для переходов на основное (рис. 5, *a*) и первое возбужденное (рис. 5, *б*) состояния ядра ${}^8\text{Be}$. Сплошные линии — плосковолновое приближение (радиус обрезания $R_0 = 0$), штриховые — с учетом искажений в модели сильного поглощения ($R_0 = 2,5$ фм) [42]. Импульсные распределения со всеми модельными ВФ ядра ${}^9\text{Be}$ приведены в [77]. Представляется интересным проверить модельные предсказания экспериментально. В частности, информация по импульсным распределениям во многом могла бы прояснить вопрос о достоверности использованных моделей.

Спектроскопические S -факторы, рассчитанные в трехтельной модели, оказались значительно меньше по величине соответствующих оболочечных значений. Соотношения между величинами спектроскопических факторов для переходов на основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Be}$ также сильно различаются для кластерной и оболочечной моделей, причем в первом случае это соотношение соответствует наблюдаемому в эксперименте.

Если экспериментальные данные по однонейтронным характеристикам для ядра ${}^9\text{Be}$, полученные из различных ядерных данных, существенно неоднозначны, то ситуация в случае ядра ${}^6\text{Li}$ более благоприятная. В последнее время появились надежные (e , $e'p$) эксперименты на этом ядре, выполненные на голландском ускорителе NIKHEF [18, 19]. В этих работах с хорошей точностью определены спектроскопические факторы и импульсные распределения протонов для переходов как на основное, так и на высоковозбужденное состояния ядра ${}^5\text{He}$.

Расчет однонуклонных характеристик в данном случае более сложен, чем в случае ядра ${}^9\text{Be}$, так как для получения канальных ВФ требуется проведение дополнительных преобразований координат. Далее приводится расчет протонных характеристик для основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ с образованием ядра ${}^5\text{He}$ как в основном состоянии с J^π , $T = 3/2^-$, $1/2$, так и в высоковозбужденном при энергии $E = 16,84$ МэВ с квантовыми числами J^π , $T = 3/2^+$, $1/2$ [42] (рис. 6). В модели оболочек первое состояние получается при отделении из основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ с конфигурацией $(1s)^4(1p)^2$ валентного $1p$ -нуклона, а второе — при отделении s -нуклона, входящего в состав α -остова. Основному состоянию ядра ${}^5\text{He}$ сопоставлялся $P_{3/2^-}$ -резонанс в αn -системе при $E_n = 1,15$ МэВ ($E_{\text{цм}} = 0,9$ МэВ). Рассчитывался он в αn -потенциале притяжения гауссовой формы с запрещенным в s -волне состоянием, содержащим четно-нечетное расщепление уровней [73].

Особый интерес представляет реакция отделения протона из ядра ${}^6\text{Li}$ с образованием высоковозбужденного состояния ядра ${}^5\text{He}$. Последнее рассматривается как окологороговый резонанс в dt -рассеянии с $L = 0$ и $S = 3/2$ при $E_d = 0,07$ МэВ. Данный уровень определяет сечение основной реакции термоядерного синтеза $t(d, n)\alpha$, а также свойства мезомолекулы $dt\mu$ [78]. Для расчета ВФ этого состояния использовался притягивающий потенциал с

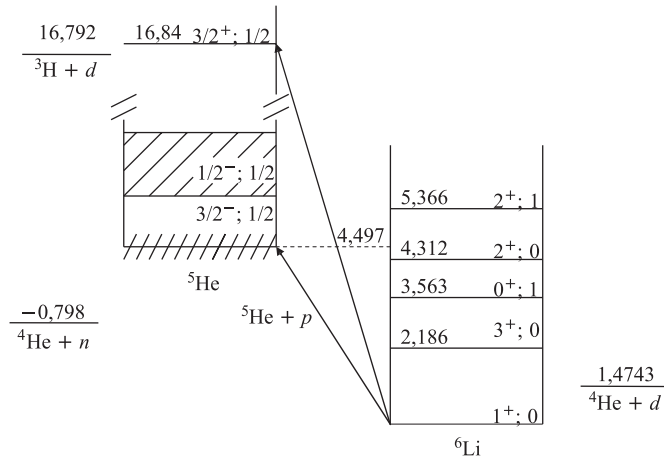


Рис. 6. Одноуклонные переходы при отделении протона из основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$. Экспериментальные значения энергий уровней взяты из [5]

запрещенными состояниями [79], хорошо воспроизводящий низкоэнергетические квартетные фазы с $l = 0, 1$ и 2 в $d\tau$ -системе. Для рассматриваемой dt -системы изменялась только кулоновская часть $d\tau$ -потенциала.

В [80] было предположено, что данный «термоядерный» резонанс имеет трехчастичную природу типа $({}^3\text{H} + n + p)$. Далее представлен расчет нуклонных характеристик и с волновыми функциями этой модели.

Для получения протонных характеристик трехтельная αnp ВФ ядра ${}^6\text{Li}$ [27] перекрывалась с ВФ ядра ${}^5\text{He}$, которая для основного состояния бралась в αn -модели. В качестве последней использовалась ВФ αn -рассеяния в потенциале притяжения, расщепленном по четности орбитального момента [73]. Основное состояние ядра ${}^5\text{He}$ в этой модели представляет собой резонанс в p -волне с $J^\pi, T = 3/2^-, 1/2$.

Возбужденное состояние с $J^\pi = 3/2^+$ лежит чуть выше dt -порога [5] (см. рис. 6). Данное состояние исключительно важно для реакции термоядерного синтеза $d + t \rightarrow n + \alpha$. В канале $d + t$ уровень $3/2^+$ имеет спин $S_1 = 3/2$, а орбитальный момент $L_1 = 0$. В канале $n + \alpha$ спин резонанса $S_2 = 1/2$, а орбитальный момент $L_2 = 2$. Интересно, что в одноканальных расчетах резонанс в $n + \alpha$ -системе с $L_2 = 2$ не возникает [73, 81]. Расчет в алгебраической версии МРГ [82] показывает, что данный резонанс появляется только при учете связи каналов $n + \alpha$ и $d + t$. Проведенные в работе [82] оценки показывают, что $3/2^+$ -резонанс формируется главным образом за счет $d + t$ -канала: амплитуда ВФ в этом канале на три порядка больше амплитуды ВФ в $n + \alpha$ -канале. Поэтому для расчета ВФ состояния с $J^\pi = 3/2^+$ использовался

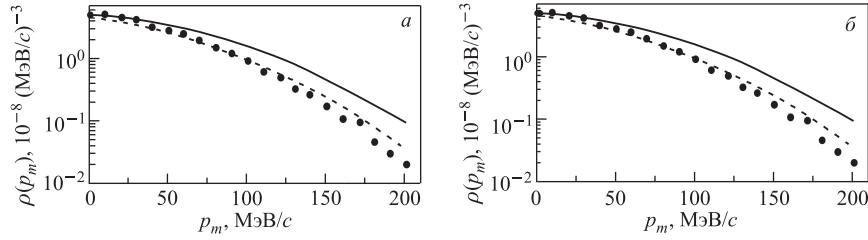


Рис. 7. Импульсные распределения протонов в основном состоянии ядра ${}^6\text{Li}$ относительно основного (а) и высоковозбужденного (б) состояний ядра ${}^5\text{He}$. Штриховая кривая — плосковолновое приближение; сплошная кривая — расчет с учетом искажений в модели сильного поглощения с радиусом обрезания $R_0 = 2,5$ фм

$d\tau$ -потенциал с запрещенными состояниями, полученный из $d\tau$ -потенциала работы [79] изменением только кулоновского слагаемого. Этот потенциал сравнительно хорошо воспроизводит низкоэнергетические $d\tau$ -фазы рассеяния, а также сечение реакции радиационного захвата $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$ [79].

Расчет спектроскопического фактора в канале ${}^5\text{He} + p$ дает значение $S = 0,63$, что чуть ниже экспериментального, полученного из $(e, e'p)$ -реакции, $S_{\text{эсп}} = 0,79 \pm 0,10$. В случае, когда в качестве ВФ ядра ${}^5\text{He}$ выбиралась оболочечная функция типа $R_{1p}(r)$, было получено значение $S = 0,59$. Расчет в рамках ММО дал значение $S = 0,71$, что в пределах погрешностей согласуется с экспериментом. Расчет с трехчастичными ВФ Лемана привел к результату $S = 0,89$ [18].

Для перехода на возбужденное состояние ядра ${}^5\text{He}$ с $J^\pi = 3/2^+$ получено значение спектроскопического фактора для отделения протона $S = 0,34$, что очень хорошо согласуется с экспериментом $S = 0,30 \pm 0,04$ [19]. Трехчастичные ВФ Лемана приводят к значению $S = 0,35$ [19]. Отметим, что трехчастичные $t + n + p$ ВФ для возбужденного состояния ядра ${}^5\text{He}$ [81] не приводят к правильным значениям ни для спектроскопического фактора, ни для импульсных распределений протонов [42].

На рис. 7, а приведены результаты расчета и сравнение с экспериментом [42] импульсных распределений протонов в основном состоянии ядра ${}^6\text{Li}$, полученных с трехчастичными ВФ, для переходов на основное состояние ядра ${}^5\text{He}$, а на рис. 7, б — то же самое для переходов на высоковозбужденное состояние ядра ${}^5\text{He}$.

Видно, что плосковолновой расчет (сплошные кривые на обоих рисунках), как и следовало ожидать, воспроизводит вид экспериментальной кривой для сравнительно небольших импульсов порядка 70–80 МэВ/с. Расхождение при больших импульсах, соответствующих малым расстояниям, свидетель-

ствует о важной роли эффектов искажений (прежде всего поглощения частиц) во внутренней области ядра. Для их правильного учета необходимо знать потенциал взаимодействия в канале $p^5\text{He}$. Однако из-за нестабильности ядра ^5He оно не может служить мишенью, и обычно используемый в подобных случаях метод восстановления потенциала по фазам рассеяния, подгоняющим экспериментальные данные по упругому рассеянию, в данном случае неприменим. Поэтому здесь, как и в случае $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$ -канала, нами был использован иной метод учета искажений, — а именно модель сильного поглощения. В этой модели в интегралы, определяющие выражения для импульсных распределений, вводятся радиусы обрезания R_0 , за счет чего вырезается внутренняя область ядра. Физически эта процедура учитывает поглощение частиц ядром и подобный учет искажений оправдал себя ранее в расчетах реакций квазиупругого выбивания кластеров [83]. Величина радиуса обрезания является параметром и примерно совпадает с радиусом канала. Из рис. 7 видно, что введение радиуса обрезания $R_0 = 2,5$ фм для обоих каналов значительно улучшает согласие теории с экспериментом по сравнению с плосковолновым приближением $R_0 = 0$.

4. ОДНОНУКЛОННЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР С $A=7$ В ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КЛАСТЕРНЫХ МОДЕЛЯХ. ДИНАМИЧЕСКАЯ КЛАСТЕРИЗАЦИЯ

К настоящему времени накоплен большой материал по изучению кластерной структуры ядра ^7Li . Так, в методе резонирующих групп имеются практически исчерпывающие исследования этого ядра как семинуклонной системы с использованием самых различных нуклон-нуклонных потенциалов V_{NN} , включая даже самые сложные многопараметрические. Функции МРГ строились в значительной мере с определенной целью описать ядерные реакции с участием фотонов на этом ядре при низких энергиях, играющих фундаментальную роль в астрофизических процессах (см., например, обзор [38] и цитируемую там литературу).

В то же время практически параллельно с МРГ были разработаны простые бинарные модели описания ядра ^7Li в αt -представлении. Что примечательно, на основе глубоких притягивающих кластер-кластерных потенциалов с запрещенными состояниями (ПЗС) удается воспроизвести практически все статические характеристики (энергию связи, зарядовый и магнитный радиусы, квадрупольный момент и т. д.) этого ядра [84]. При этом точность описания экспериментальных данных не уступает МРГ. Более того, в рамках кластерной модели ПЗС прекрасно передают экспериментальные данные по фотоядерным реакциям $^7\text{Li}\gamma \leftrightarrow t\alpha$ как с неполяризованными, так и

с линейно-поляризованными фотонами в широком диапазоне энергии [47], а также характеристики упругого и неупругого рассеяния адронов на этом ядре [40].

Хорошо известно, что в рамках кластерного подхода к описанию легких ядер различные кластерные конфигурации, из которых можно сконструировать волновую функцию исходного ядра, вообще говоря, не ортогональны друг другу. В этом смысле нельзя утверждать, что ядро ${}^7\text{Li}$, например, состоит из α - и t -кластеров или конфигураций ${}^6\text{Li} + n$, ${}^6\text{He} + p$ и т. д. в чистом виде, но представляет собой динамическую систему, отдельные компоненты которой могут проявляться с наибольшей вероятностью в каждом конкретном канале фрагментации.

Таким образом, в настоящем разделе представляется интересным выявить ${}^6\text{Li} + n$ -компоненту в αt -функции ядра ${}^7\text{Li}$ и в дальнейшем сравнить ее с изобар-аналоговой конфигурацией ${}^6\text{He} + p$. Ранее в работе [38] был предложен метод проектирования мультикластерных волновых функций ядра ${}^9\text{Be}$ на различные двухчастичные каналы. В настоящей работе этот метод применяется для построения ВФ в канале ${}^6\text{Li} + n$.

4.1. Проектирование ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ на ${}^6\text{Li} + n$ -кластерный канал. Элементы формализма. Для того чтобы получить функции относительного движения ядра ${}^6\text{Li}$ и n , необходимо построить интеграл перекрытия ВФ этих частиц с ВФ ядра ${}^7\text{Li}$. Далее прокомментируем используемые в расчетах модельные функции.

Ядро ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии характеризуется полным моментом J_i , четностью π и изоспином $T_i - J_i^\pi$, $T_i = 3/2^-, 1/2$. Кластерная ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ конструируется следующим образом:

$$\Psi_i = \Phi_\alpha \Phi_t \sum_{M, m_t} C_{1M 1/2 m_t}^{J_i M_i} \Phi_{\alpha t}(R_{\alpha t}) \chi_{1/2, m_t}^{(\sigma)}(5, 6, 7) \chi_{1/2, -1/2}^{(\tau)}(5, 6, 7). \quad (22)$$

Здесь Φ_α и Φ_t — внутренние волновые функции α -частицы и трития; $\chi^{(\sigma)}$, $\chi^{(\tau)}$ — спиновые и изоспиновые функции соответственно.

Функция относительного αt -движения строится в виде разложения по гауссовому базису

$$\Phi_{\alpha t}(\mathbf{R}_{\alpha t}) = \sum_k A_k e^{-\gamma_k R_{\alpha t}^2} Y_{1M}(\mathbf{R}_{\alpha t}), \quad (23)$$

где $Y_{LM}(\mathbf{r}) = r^L Y_{LM}(\Omega_r)$ — векторная сферическая функция; A_k , γ_k — вариационные параметры, взятые из [84].

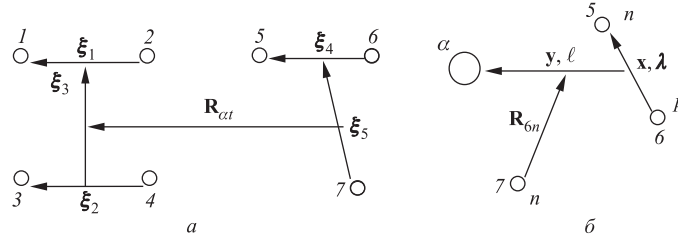


Рис. 8. Набор стандартных координат Якоби: а) ядро ${}^7\text{Li}$; б) ${}^6\text{Li} + n$ -кластерный канал

Для ядра ${}^6\text{Li}$ используются αnp -функции мультикластерной динамической модели с проектированием Паули [27]:

$$\Psi_{6Li} = \Phi_{\alpha} \sum_{\lambda\mu, lm, LM_L, SM_S} C_{\lambda\mu lm}^{LM_L} C_{LM_L SM_S}^{jm_j} \chi_{SM_S} \chi_{TM_T} \times \sum_{ij} C_{ij} e^{-\alpha_i x^2} Y_{\lambda\mu}(\mathbf{x}) e^{-\beta_j y^2} Y_{lm}(\mathbf{y}). \quad (24)$$

Здесь j, m_j — полный момент и его проекция; λ и l — орбитальные моменты, сопряженные относительным координатам \mathbf{x} и \mathbf{y} ; $\mathbf{L} = \lambda + l$ — суммарный угловой момент; χ — соответствующие спиновые и изоспиновые функции np -пары; вариационные параметры $C_{ij}, \alpha_i, \beta_j$ взяты из работы [27]. Отметим, что каждая парциальная компонента в ВФ (24) характеризуется набором квантовых чисел $[\lambda l L, S]$ для заданного состояния j^{π} ядра ${}^6\text{Li}$. В дальнейшем будем иметь это в виду, хотя эти индексы в параметрах $C_{ij}, \alpha_i, \beta_j$ явно не указываются.

Наборы относительных координат для ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ представлены на рис. 8, а и б соответственно. Очевидно, что при проектировании ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ на ${}^6\text{Li} + n$ -кластерный канал затрагивается внутренняя структура ядра ${}^3\text{H}$. Представим ВФ триния в следующем виде:

$$\Phi_t(\xi_4 \xi_5) = \sum_m B_m e^{-\delta_m \xi_4^2} Y_{00}(\Omega_4) \sum_n D_n e^{-\omega_n \xi_5^2} Y_{00}(\Omega_5). \quad (25)$$

В случае использования осцилляторных функций в выражении (25) легко перейти от разложения по гауссовому базису к однокомпонентным ВФ, сделав

следующую подстановку:

$$\begin{aligned} m = 1; B_1 &= \sqrt{\frac{4}{\sqrt{\pi}\xi_{04}^3}}; \delta_m = \frac{1}{2\xi_{04}^2}; \xi_{04} = r_0\sqrt{2}; \\ n = 1; D_1 &= \sqrt{\frac{4}{\sqrt{\pi}\xi_{05}^3}}; \omega_n = \frac{1}{2\xi_{05}^2}; \xi_{05} = r_0\sqrt{3/2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь r_0 — осцилляторный параметр. Заметим, что его вариация позволяет моделировать асимптотику ВФ (25).

Согласно рис. 8, б проводится переход от набора координат $\{\xi_4, \xi_5, \mathbf{R}_{\alpha t}\}$ к $\{\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{R}_{6n}\}$. Далее интегрирование по переменным \mathbf{x} и \mathbf{y} приводит к соответствующей ВФ относительного движения по переменной \mathbf{R}_{6n} . Отметим, что интегрирование по координате \mathbf{x} снимается сразу, поскольку $\xi_4 \equiv \mathbf{x}$.

Таким образом, для ВФ относительного движения ${}^6\text{Li} + n$ имеем следующий промежуточный результат:

$$\begin{aligned} \Phi(\mathbf{R}_{6n}) &= \langle \Psi_{6\text{Li}}, n | \Psi_i \rangle = \sum_{k,m,n,i,j} A_k B_m D_n C_{ij} \frac{\sqrt{\pi}}{(\alpha_i + \delta_m)^{3/2}} \times \\ &\times M^{(\sigma)} M^{(\tau)} Y_{00}(\Omega_{\xi_5}) C_{1M}^{J_i M_i} C_{LM}^{j m_j} C_{SM_S}^{1/2 m_t} C_{SM_S}^{1/2 m_n} \times \\ &\times \int \exp(-a_1 \mathbf{y}^2 - a_2 \mathbf{R}_{6n} \mathbf{y} - a_3 \mathbf{R}_{6n}^2) Y_{LM}^*(\mathbf{y}) Y_{1M}(\mathbf{R}_{\alpha t}) d\mathbf{y} d\mathbf{R}_{\alpha t}, \end{aligned} \quad (27)$$

где $a_1 = \beta_j + \frac{49}{81}\gamma_k + \frac{4}{9}\omega_n$; $a_2 = \frac{14}{27}\gamma_k - \frac{4}{3}\omega_n$; $a_3 = \frac{1}{9}\gamma_k + \omega_n$. Квадратичная форма в радиальном интеграле (27) $a_1 \mathbf{y}^2 + a_2 \mathbf{R}_{6n} \mathbf{y} + a_3 \mathbf{R}_{6n}^2$ элементарно приводится к диагональному виду $b_1 \mathbf{y}_1^2 + b_3 \mathbf{R}_{6n}^2$, где $b_1 = a_1$; $b_3 = a_3 - \frac{a_2^2}{4a_1}$; $\alpha = -\frac{a_2}{2a_1}$.

Далее преобразуем аргументы в векторных сферических функциях интеграла (27):

$$\begin{cases} \mathbf{y} = \mathbf{y}_1 + \alpha \mathbf{R}_{6n}, \\ \mathbf{R}_{\alpha t} = f_1 \mathbf{y}_1 + f_2 \mathbf{R}_{6n}, \end{cases} \quad f_1 = \frac{7}{9}; \quad f_2 = \frac{1}{3} + \frac{7}{9}\alpha. \quad (28)$$

Введем определение для спина s_c канала ${}^6\text{Li} + n$: $s_c = j \pm 1/2$. В итоге интеграл перекрывания можно представить следующим образом:

$$\Phi(\mathbf{R}_{6n}) = \sum_{\kappa m_\kappa, s_c m_c} C_{J_i M_i \kappa m_\kappa}^{s_c m_c} C_{1/2 m_n j m_j}^{s_c m_c} R_{j^\pi, s_c}^{(\kappa)}(R_{6n}) Y_{\kappa m_\kappa}^*(\Omega_{6n}), \quad (29)$$

где радиальная функция с орбитальным моментом κ по относительной координате R_{6n} имеет вид

$$R_{j^\pi, s_c}^{(\kappa)}(R_{6n}) = \sum_{L, S} \delta_{\lambda 0} \delta_{iL} M^{(\sigma)} M^{(\tau)} \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} S & 1/2 & 1/2 \\ s_c & L & j \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1/2 & J_i \\ s_c & \kappa & L \end{matrix} \right\} \Pi_{2j J_i L} A_{\lambda i L, S}^\kappa. \quad (30)$$

Здесь использованы стандартные обозначения для $6j$ -символов [69]. $M^{(\sigma)}$ и $M^{(\tau)}$ — приведенные спиновый и изоспиновый матричные элементы.

Радиальная часть интеграла перекрытия в (30) имеет следующий вид:

$$A_{\lambda i L, S}^\kappa = I_{\lambda i L, S}^{(1)}(b_1, b_3) + I_{\lambda i L, S}^{(2)}(b_1, b_3), \quad (31)$$

$$I_{\lambda i L, S}^{(1)}(R_{6n}; b_1, b_3) = \sum_{k, ij, m, n} A_k C_{ij} B_m D_n C_{10 L 0}^{\kappa 0} \alpha^L R_{6n}^{L+1} I_{\text{inv}}^{(1)}(R_{6n}), \quad (32)$$

$$I_{\lambda i L, S}^{(2)}(R_{6n}; b_1, b_3) = \sum_{k, ij, m, n} A_k C_{ij} B_m D_n \sqrt{\frac{(2L+1)!}{(2\kappa+1)!}} \alpha^\kappa R_{6n}^\kappa I_{\text{inv}}^{(2)}(R_{6n}), \quad (33)$$

где

$$I_{\text{inv}}^{(1)}(R_{6n}) = -f_2 \frac{\sqrt{3}}{16} \frac{\pi}{(\alpha_i + \delta_m)^{3/2} b_1^{3/2}} e^{-b_3 \mathbf{R}_{6n}^2}, \quad (34)$$

$$I_{\text{inv}}^{(2)}(R_{6n}) = f_1 \frac{3}{32\sqrt{6}} \frac{\pi}{(\alpha_i + \delta_m)^{3/2} b_1^{5/2}} e^{-b_3 \mathbf{R}_{6n}^2}. \quad (35)$$

Отметим, что полученные формулы имеют общий вид для случаев как основного состояния ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$, так и для возбужденных.

Используя функцию (29), легко получить выражение для нейтронного спектроскопического S_n -фактора. Для этого следует проинтегрировать квадрат функции $\Phi(\mathbf{R}_{6n})$ по переменной \mathbf{R}_{6n} и просуммировать по соответствующим проекциям угловых моментов начального ядра M_i , спина нейтрона m_n и полного момента ядра ${}^6\text{Li}$ m_j . В результате имеем следующее определение парциальных S_n -факторов:

$$S_{j^\pi}^{(\kappa) s_c} = (2s_c + 1) \int \left\{ R_{j^\pi, s_c}^{(\kappa)}(R_{6n}) \right\}^2 R_{6n}^2 dR_{6n}. \quad (36)$$

Полученные аналитически функции относительного движения в канале ${}^6\text{Li} + n$, а также выражение для спектроскопических факторов легко обобща-

ются и на другие изобар-аналоговые конфигурации. Отметим, что для парциальных $[\lambda L, S]$ -компонент ВФ ${}^6\text{Li}$ выполняются следующие правила отбора: отличный от нуля вклад в функции ${}^6\text{Li}n$ дают только компоненты с $\lambda = 0$ и $l = L$.

4.2. Каналы фрагментации ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ в состоянии с изоспином $T = 0$. Достоинство метода проектирования, представленного в п. 4.1, состоит в том, что для канала фрагментации ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ можно включить в рассмотрение переходы как на основное состояние кластера ${}^6\text{Li}_{\text{gs}}$, так и на серию возбужденных состояний этого ядра ${}^6\text{Li}_{\text{exc}}$: $j^\pi, T = 3^+, 0; 0^+, 1; 2^+, 0; 2^+, 1$ и $1^+, 0$. Это, в свою очередь, дает возможность рассчитать соответствующие нейтронные спектроскопические S_n -факторы. В случае прямого построения ВФ в бинарном канале ${}^6\text{Li} + n$ на основе ПЗС [84] кластер ${}^6\text{Li}$ берется только в основном состоянии, и, следовательно, в этой модели извлечь спектроскопическую информацию о канале ${}^6\text{Li} + n$ не представляется возможным.

Далее представлены радиальные ВФ ${}^6\text{Li} + n$ -относительного движения, проводится сравнение с ММО [54] и имеющимися теоретическими [17] и экспериментальными [5, 12] данными.

Заметим, что ядро ${}^7\text{Be}$ является изобар-аналогом ядра ${}^7\text{Li}$ и в кластерном представлении имеет αT -структуру. Таким образом, целесообразно обсудить канал ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ в сравнении с ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$. При этом, поскольку экспериментальных данных по распаду ${}^7\text{Be}$ нет, более детальное исследование представлено для канала ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$.

Классификация состояний канала ${}^6\text{Li} + n$. Ядро ${}^7\text{Li}$ характеризуется полным моментом J_i , четностью π и изоспином T_i . В основном состоянии $J_i^\pi, T_i = 3/2^-, 1/2$.

Полученные в п. 4.1 радиальные функции $R_{j^\pi, s_c}^{(\kappa)}(r)$ относительного движения ${}^6\text{Li}$ и n соответствуют значениям орбитального момента $\kappa = 1$ и 3 (P и F в спектроскопических обозначениях). Кроме того, канал ${}^6\text{Li} + n$ характеризуется спином s_c , для которого выполняются следующие условия векторного сложения моментов: $s_c = \mathbf{L} + \mathbf{s}_t$; $s_c = \mathbf{J}_i + \boldsymbol{\kappa}$ и $s_c = \mathbf{j} + \mathbf{s}_n$. Очевидно, что для трития $s_t = 1/2$ и нейтрона $s_n = 1/2$.

В табл. 11 приведены компоненты $[\lambda L, S]$ для заданного состояния j^π, T ядра ${}^6\text{Li}$ и соответствующие им веса $P, \%$, дающие отличный от нуля вклад при построении радиальных функций $R_{j^\pi, s_c}^{(\kappa)}(r)$, а также представлена классификация по орбитальному моменту κ и спину канала s_c .

Радиальные волновые функции ${}^6\text{Li} + n$ -относительного движения. На рис. 9 приводятся результаты расчетов всех компонент волновых функций ${}^6\text{Li} + n$ -относительного движения согласно классификации табл. 11 для основного и возбужденных состояний ядра ${}^6\text{Li}$ с изоспином $T = 0$. Отметим, что основному состоянию ядра ${}^7\text{Li}$ соответствует оболочечная конфигура-

Таблица 11. Классификация состояний канала ${}^6\text{Li} + n$

E_x , МэВ	j^π, T	$[\lambda l L, S]$	P , %	κ	s_c
0	$1^+, 0$	$[0 0 0, 1]$	89,661	P	$1/2$
		$[0 2 2, 1]$	0,224	P F	$3/2$ $3/2$
2,19	$3^+, 0$	$[0 2 2, 1]$	70,739	P F	$5/2$ $5/2$
3,56	$0^+, 1$	$[0 0 0, 0]$	88,982	P	$1/2$
4,31	$2^+, 0$	$[0 2 2, 1]$	72,908	P F	$3/2, 5/2$ $3/2, 5/2$
		$[0 2 2, 0]$	49,757	P F	$3/2, 5/2$ $3/2, 5/2$
5,65	$1^+, 0$	$[0 0 0, 1]$	4,770	P	$1/2$
		$[0 2 2, 1]$	77,648	P F	$3/2$ $3/2$

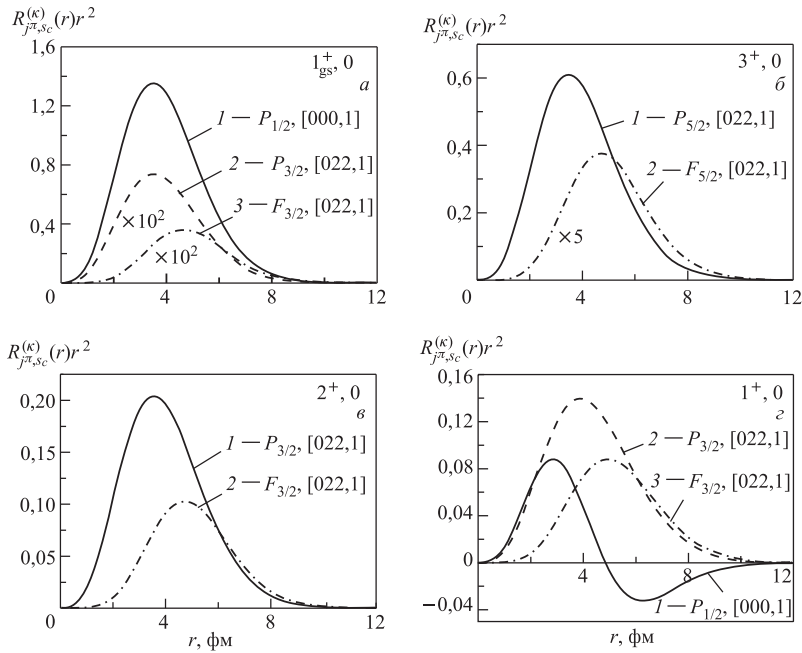


Рис. 9. Радиальные ВФ относительного движения ${}^6\text{Li} + n$ для различных состояний ${}^6\text{Li } j^\pi, T = 0$

ция s^4p^3 , а ядро ${}^6\text{Li}$ — s^4p^2 . Таким образом, на относительное движение кластера ${}^6\text{Li}$ и нейтрона приходится один квант возбуждения, что соответствует осцилляторной безузловой волновой функции $R_{N\Lambda} = R_{1P}$. Как видно из рис. 9, все функции $R_{j^\pi, s_c}^{(P)}(r)$, полученные в результате проектирования, имеют радиальную зависимость, аналогичную осцилляторной R_{1P} .

Исключение составляет случай, когда ядро ${}^6\text{Li}$ находится в возбужденном состоянии $1^+, 0$ — рис. 9, з. Причем узловое поведение наблюдается только для компоненты $[\lambda L, S] = [000, 1]$. Этот эффект объясняется при проектировании трехтельной αnp -функции на αd -канал. В случае основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ спроектированная компонента $[\lambda L, S] = [000, 1]$ имеет один узел, в то время как в случае $1^+, 0$ возбужденного состояния αd -функция относительного движения имеет два узла [27]. Именно второй внешний узел и проявляется в компоненте $P_{1/2^+}$, $[000, 1]$ возбужденного состояния $1^+, 0$.

Следует отметить, что согласно нашим расчетам определяющую роль играют P -компоненты. F -компоненты для случаев j^π , $T = 3^+, 0$; $2^+, 0$ и $1^+, 0$ также дают заметный вклад в конструкцию радиальных ВФ, их амплитуды в максимуме отличаются примерно на фактор 0,5 от P -компонент. Заметим, что F -компоненты при расчете спектроскопических S_n -факторов играют роль небольшой поправки. Однако при рассмотрении фотоядерных

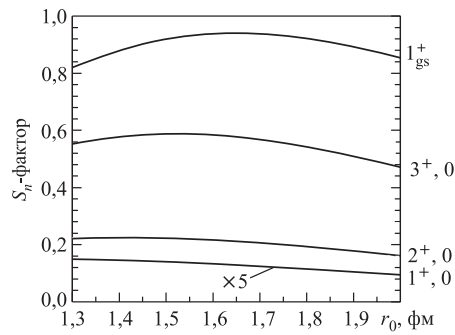


Рис. 10. Спектроскопические S_n -факторы в канале ${}^6\text{Li} + n$. Расчет соответствует j^π , $T = 0$ состояниям ядра-остатка ${}^6\text{Li}$, указанным справа по вертикали

полученные из анализа измеренных дифференциальных сечений реакции ${}^7\text{Li}(p, d){}^6\text{Li}$ [5, 12]. Кроме того, приведены теоретические значения спектроскопических нейтронных S_n -факторов, полученные в ММО [17].

Наши расчеты спектроскопических нейтронных S_n -факторов в табл. 12 даны для значений осцилляторных параметров $r_0 = 1,4$; $1,6$ и $2,0$ фм. Как

процессов на ядре ${}^7\text{Li}$ типа ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ можно ожидать проявления интерференционных эффектов для P - и F -компонент.

Спектроскопические S_n -факторы в канале ${}^6\text{Li} + n$. Полученные волновые функции используются для расчетов нейтронных спектроскопических факторов. Для наглядности на рис. 10 представлена функциональная зависимость S_n -факторов от осцилляторного параметра r_0 .

В табл. 12 приведены имеющиеся сегодня экспериментальные данные для нейтронных S_n -факторов,

Таблица 12. Спектроскопические факторы для ${}^7\text{Li}_{\text{gs}} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$

${}^6\text{Li}: J^\pi; T$	$1^+; 0$	$3^+; 0$	$2^+; 0$	$1^+; 0$
$E_x, \text{МэВ}$	0	2,19	4,31	5,65
$S_n^{\text{теор}}$ [17]	0,804	0,593	0,086	0,017
$S_n^{\text{теор}}, r_0 = 1,4$	0,883	0,580	0,225	0,029
$S_n^{\text{теор}}, r_0 = 1,6$	0,941	0,586	0,218	0,027
$S_n^{\text{теор}}, r_0 = 2,0$	0,855	0,472	0,162	0,019
$S_n^{\text{эксп}}$ [5]	0,87	0,67	(0,05)	—
$S_n^{\text{эксп}}$ [12]	1,03	0,65	—	—

было сказано выше, вариация параметра r_0 отвечает вариации среднеквадратичного радиуса ядра ${}^3\text{H}$. Значение $r_0 = 1,6$ фм близко к параметрам свободного тритона, $r_0 = 1,4$ и $r_0 = 2,0$ фм соответствуют «сжатому» и «диффузному» ядру ${}^3\text{H}$.

Как видно из табл. 12, в случае основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ имеется хорошее согласие между всеми группами данных. Для $j^\pi, T = 3^+, 0$ и настоящий расчет, и расчет в ММО [17] занижены примерно на 10%. Отдельно следует отметить, что нет надежных данных для состояний с $j^\pi, T = 2^+, 0$ и полностью отсутствуют данные для $j^\pi, T = 1^+, 0$. Если ориентироваться на теоретические расчеты ММО, то в нашем случае для $j^\pi, T = 2^+, 0$ получаются численные значения S_n -факторов примерно в два раза больше, а для $j^\pi, T = 1^+, 0$ они сравнимы с ММО. В целом, полученные результаты представляются вполне достоверными.

Сравнение спектроскопических характеристик каналов виртуальных распадов ${}^7\text{Li} \{ \alpha t \} \rightarrow {}^6\text{Li} \{ \alpha np \} + n$ и ${}^7\text{Be} \{ \alpha t \} \rightarrow {}^6\text{Li} \{ \alpha np \} + p$. Как отмечалось выше, ядро ${}^7\text{Be}$ является изобар-аналогом ядра ${}^7\text{Li}$. В модели оболочек эти ядра неразличимы, следовательно, и спектроскопические факторы в каналах ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ равны, т. е. $S_n = S_p$ [17].

Однако наблюдаемые характеристики, например, среднеквадратичный радиус, квадрупольный момент и т. д. этих ядер различаются [5]. Расчеты статических характеристик в кластерных αt - и αt -моделях показывают, что ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ действительно не являются тождественными [84].

В настоящем обзоре в рамках апробированного метода проектирования [38, 48, 85] рассчитаны спектроскопические характеристики канала ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ и приводится сравнение с теоретическими расчетами и экспериментальными данными для канала ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ [48]. Это тем более актуально, поскольку экспериментальной информации о спектроскопических факторах по виртуальному распаду ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ в настоящее время нет.

Функции относительного движения ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в αt - и αt -моделях получены вариационным методом с глубокими притягивающими потенциа-

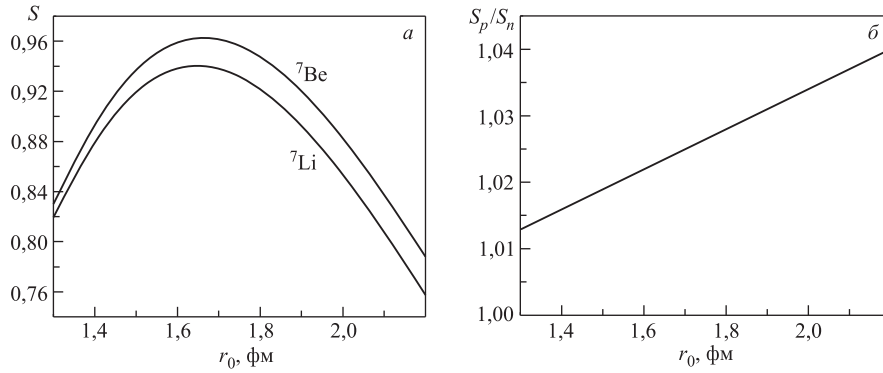


Рис. 11. Спектроскопические S_n - и S_p -факторы в виртуальных каналах распада ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}_{\text{gs}} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}_{\text{gs}} + p$

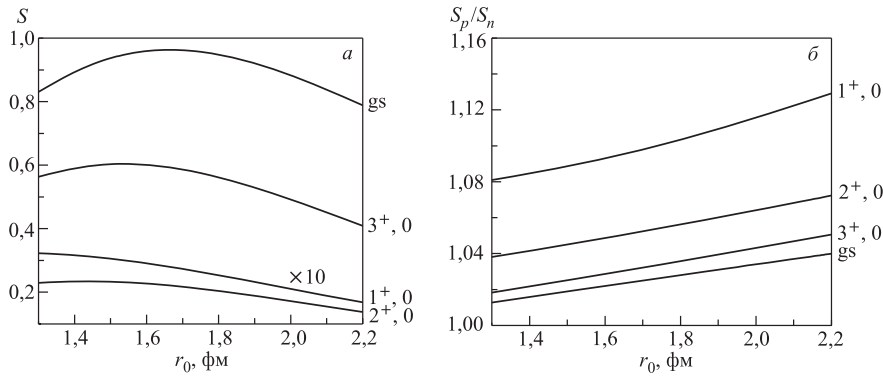


Рис. 12. а) Спектроскопические S_p -факторы в виртуальных каналах распада ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}_{\text{exc}} + p$; б) отношение S_p/S_n

лами межкластерного взаимодействия, причем центральное взаимодействие в этих каналах одинаковое [84]. Отличие касается только кулоновского слагаемого. Обе функции $R_{\alpha t}(r)$ и $R_{\alpha \tau}(r)$ имеют очень схожую радиальную зависимость [84].

На рис. 11 представлены расчеты спектроскопических S_n - и S_p -факторов в виртуальных каналах распада ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li}_{\text{gs}} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}_{\text{gs}} + p$, а также их отношение в зависимости от значений параметра r_0 . Из рис. 11, б следует, что $S_p/S_n \neq 1$. Отличие составляет не более 5%. Таким образом, можно сделать вывод, что в случае образования ядер ${}^6\text{Li}$ в основном состоянии осцилляторное соотношение $S_p/S_n = 1$ выполняется с высокой точностью.

На рис. 12, а представлены результаты расчетов для каналов распада ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}_{\text{exc}} + p$ с образованием ядра ${}^6\text{Li}$ в возбужденных состояниях по

сравнению с переходами в ${}^6\text{Li}_{gs}$. Справа приведены значения полного момента, четности и изоспина j^π, T рассматриваемых состояний. На рис. 12, б представлены отношения спектроскопических факторов для ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$. Хорошо видно, что в некоторых случаях отличие составляет порядка 6–12 %, и, следовательно, такие поправки следует уже учитывать в дальнейших расчетах характеристик процессов ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li}_{exc} + p$.

4.3. Сравнительный анализ спектроскопических характеристик изобар-аналоговых каналов виртуальных распадов $A \rightarrow A - 1 + N$ для ядер с $A = 7$. В работе [27] были получены волновые функции для изобарического триплета ${}^6\text{He}-{}^6\text{Li}-{}^6\text{Be}$ в мультикластерной динамической модели с проектированием Паули. В основе МДМП лежит предположение, что эта группа ядер представляет собой трехтелную $\{\alpha NN\}$ -конфигурацию, где α -частица играет роль стабилизирующего центра, в поле которого движется нуклон-нуклонная NN -пара. Большое преимущество МДМП заключается в том, что триплет ${}^6\text{He}-{}^6\text{Li}-{}^6\text{Be}$ рассматривается в едином подходе, т. е. не содержит свободных подгоночных параметров для каждого из ядер.

Исследование изобар-аналоговых ядер представляет большой интерес, в первую очередь, с точки зрения зарядовой независимости ядерных взаимодействий. В то же время, в рамках изобарных триплетов можно прояснить ряд вопросов, связанных с особенностями структуры этих ядер. Так, в легких ядрах изобарные аналоги основного состояния и низколежащих возбужденных состояний родительского ядра (Z, N) , как правило, лежат в дискретной части спектра, т. е. соответствуют связанным состояниям. Дочерние изобарные аналоги $(Z - 1, N + 1)$ и $(Z + 1, N - 1)$ являются нестабильными ядрами, при этом они конструктивно повторяют структуру родительского ядра. Таким образом, представляется интересным и актуальным найти способ извлечения информации о короткоживущих изобар-аналогах, используя данные по родительским ядрам и более стабильным партнерам.

В настоящем разделе рассматриваются изобар-аналоговые каналы виртуальных распадов ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$, ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$, ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$. Соответствующие уровни для триплета ${}^6\text{He}-{}^6\text{Li}-{}^6\text{Be}$ приведены на рис. 13.

В этом триплете ядро ${}^6\text{Li}$ является стабильным; ${}^6\text{He}$ — нестабильное долгоживущее ядро с периодом полураспада $\tau_{1/2} = 0,802$ с; ${}^6\text{Be}$ — короткоживущий нестабильный аналог с временем жизни $\sim 10^{-21}$ с. В связи с этим исследовать свойства ядра ${}^6\text{Be}$ в процессах с пробными частицами не представляется возможным.

В настоящем обзоре предлагается метод извлечения спектроскопических характеристик о каналах виртуального распада ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$, в основе которого лежит сравнительный анализ изобар-аналоговых каналов ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ и ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$, а также ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$ [48, 85, 86].

Поясним идею нашего подхода. В работе [85] было показано, что спектроскопические характеристики ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ связаны между собой соот-

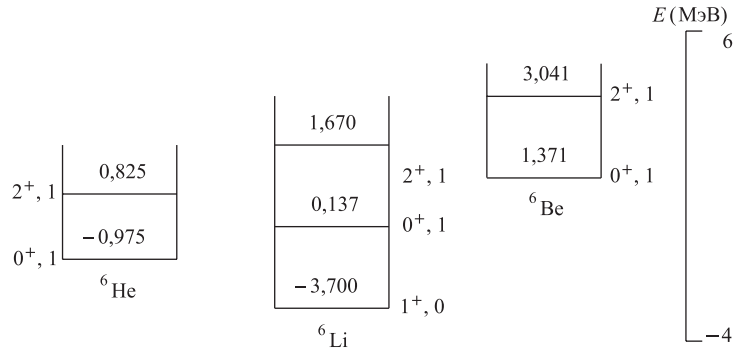


Рис. 13. Экспериментальные спектры аналоговых уровней ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{Be}$

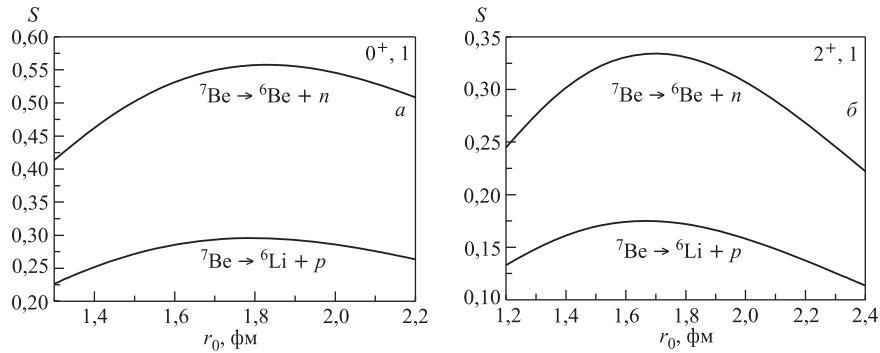


Рис. 14. Спектроскопические S_p - и S_n -факторы в каналах распада ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$. r_0 — осцилляторный параметр

ношением $R = S_p/S_n$ в каналах ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ и ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$. В модели оболочек точно выполняется равенство $R = 2$. В кластерных моделях R варьируется в пределах 3–4% [85] от этой величины. Таким образом, данные по протонным спектроскопическим S_p -факторам можно пересчитывать в данные по нейтронным S_n -факторам и наоборот.

На рис. 14 представлены результаты расчетов спектроскопических протонных и нейтронных S -факторов в каналах ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$ и ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$, выполненных в потенциальном кластерном подходе, детали которого представлены в работах [38, 48, 85, 88].

На рис. 15 приводятся отношения R в различных комбинациях. Как следует из рис. 15, в среднем отклонения от значений $R = 2$ и 1 составляют примерно 4%. Сравнительный анализ всех полученных результатов представлен в табл. 13.

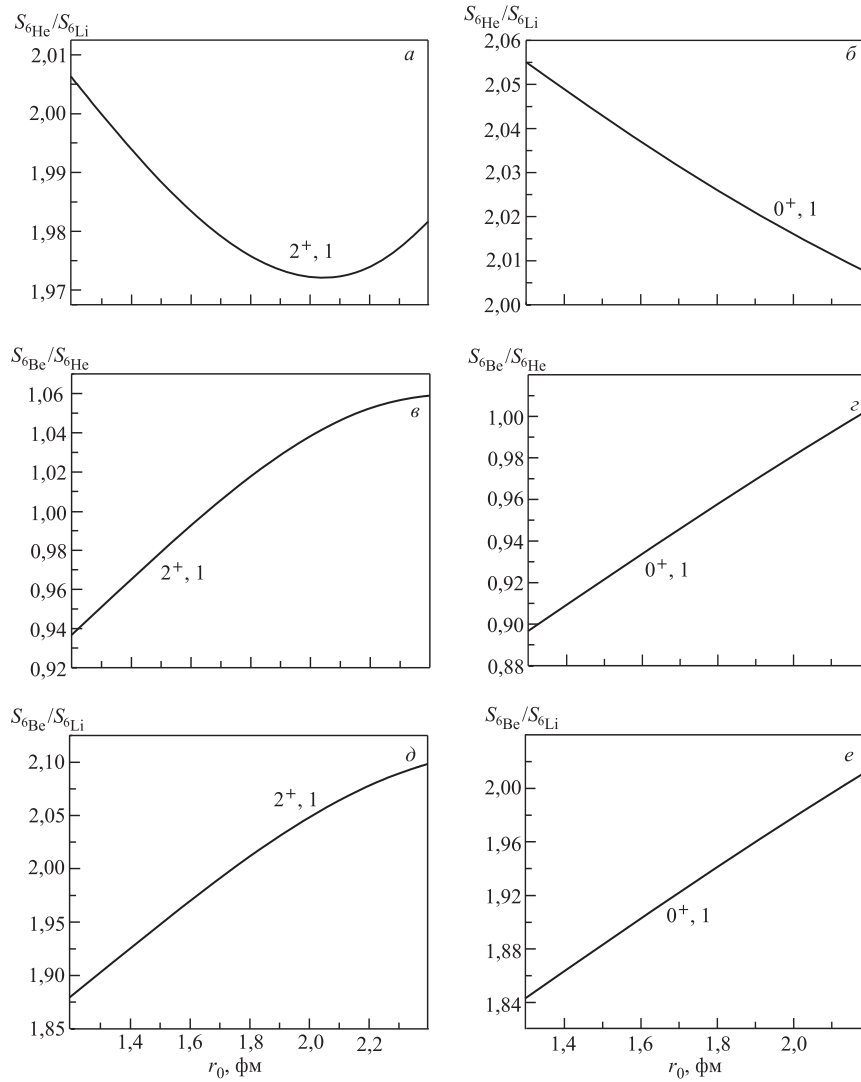


Рис. 15. Отношение спектроскопических факторов R в различных каналах виртуального распада для изобар-аналогов

Как следует из табл. 13, вероятность канала с образованием нейтрона ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$ практически в два раза меньше, чем канала протонного распада ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$. Возможно, что полученные в настоящей работе результаты по спектроскопическим характеристикам послужат стимулом для новых экспериментальных исследований.

Таблица 13а. Спектроскопические нейтронные и протонные S-факторы в каналах ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$, ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{He} + p$

j^π, T	$0^+, 1$		$2^+, 1$	
	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{He}$
$A = 6$				
$E_x, \text{МэВ}$	3,56	0	5,37	1,797
S^{theor} [17]	0,285	0,571	0,208	0,416
S^{theor} [58]		0,56		0,34
S^{exp} [5]	0,24	0,48*	0,14	0,28*
S^{exp} [87]	0,31*	0,62	0,165(0,16)*	0,37(0,32)
S^{exp} [88]	0,21*	0,42(4)	0,08*	0,16(2)
S^{exp} [89]	0,3*	0,6	0,2*	0,4
$S_{\text{VMC}}^{\text{theor}}$ [88]		0,41		0,19
$S^{\text{theor}}, r_0 = 1,3$	0,2244	0,4611	0,1456	0,2913
$S^{\text{theor}}, r_0 = 1,67$	0,2855	0,5805	0,1688	0,3344
$S^{\text{theor}}, r_0 = 2,36$	0,2281	0,4563	0,1106	0,2189

Таблица 13б. Спектроскопические нейтронные и протонные S-факторы в каналах ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Li} + p$, ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be} + n$

j^π, T	$0^+, 1$		$2^+, 1$	
	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	${}^6\text{Be}$
$A = 6$				
$E_x, \text{МэВ}$	3,56	gs	5,37	1,67
$S^{\text{theor}}, r_0 = 1,6$	0,2865	0,5333	0,1748	0,3320
$S^{\text{theor}}, r_0 = 1,7$	0,2942	0,5512	0,1754	0,3353
$S^{\text{theor}}, r_0 = 1,8$	0,2963	0,5588	0,1725	0,3317

*Экспериментальные данные, пересчитанные с учетом отношения $S_p/S_n = 2$.

5. ФОТОНУКЛОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

5.1. Фоторасщепление ядра ${}^7\text{Li}$ в канале ${}^6\text{Li} + n$ в области низких энергий. В настоящее время имеется очень небольшое число работ, посвященных измерению сечений процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$ при низких энергиях и приемлемых для теоретического анализа [90–93]. Область энергий возбуждения от порога ($\varepsilon = 7,2501 \text{ МэВ}$) до $E_\gamma \sim 8\text{--}9 \text{ МэВ}$ представляет интерес по ряду

причин. Во-первых, это небольшой интервал энергий, который однозначно соответствует каналу (γ, n_0) фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$ с образованием ядра-остатка ${}^6\text{Li}$ в основном состоянии, т.е. можно сравнивать различные экспериментальные данные между собой — как инклюзивные [90, 91], так и эксклюзивные [92, 93].

Во-вторых, с большой вероятностью можно утверждать, что характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$ определяются дипольным электрическим $E1$ -переходом, и, как было показано в [94], магнитный дипольный $M1$ -переход должен также проявиться в этой области энергий. Следует отметить, что измеренные полные сечения $\sigma_{\text{tot}}(E_\gamma)$ имеют резонансное поведение при $E_\gamma \sim 7,46$ МэВ ($E_{\text{цм}} \approx 200$ кэВ), хотя разброс в абсолютных значениях в максимуме составляет фактор 2–4 [90–93]. Положение максимума соответствует уровню $J_i^\pi, T_i = 5/2^-, 1/2$ (7,456 МэВ) в ядре ${}^7\text{Li}$.

В то же время в сечении упругого рассеяния ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ наблюдается максимум $\sigma_{\text{max}} = (11,2 \pm 0,2)$ б при $E_n = (244,5 \pm 1)$ кэВ [5], наличие которого объясняется резонансным поведением p -фазы рассеяния в канале ${}^6\text{Li} + n$ с квантовыми числами $s_s = 3/2$ — спин канала и $j_f^\pi = 5/2^-$ — полный угловой момент. В процессе фоторасщепления ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$ переход в это состояние непрерывного спектра обусловлен $M1$ -мультиполем.

Отметим, что сечение экзотермической реакции ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \alpha + t$ ($Q = 4,7821$ МэВ) также имеет резонанс при $E_n = (241 \pm 3)$ кэВ, и в максимуме его величина составляет $\sigma_{\text{max}} = 3,3$ б [5]. В дальнейшем обсуждается важная, с нашей точки зрения, роль этого канала для теоретической обработки экспериментальных данных по реакции фоторасщепления ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$.

Ранее проводились следующие расчеты характеристик процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$. В [84] рассчитано интегральное сечение реакции (γ, n_0) в $n^6\text{Li}$ -модели ядра ${}^7\text{Li}$ в области энергий E_γ от порога до 30 МэВ в приближении только электрического дипольного $E1$ -перехода. Таким образом, эти данные только частично пригодны для анализа сечений в резонансной области E_γ .

В [95] также используется $n^6\text{Li}$ -модель для описания связанного состояния ядра ${}^7\text{Li}$, при этом в расчетах учитываются $E1$ - и $E2$ -конвективные мультиполи. Сечение реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ строится как сумма прямого и резонансного слагаемого $\sigma(\gamma, n_0) = \sigma_{\text{dir}}(\gamma, n_0) + \sigma_{\text{res}}(\gamma, n_0)$, причем последнее соответствует резонансному вкладу магнитного дипольного $M1$ возбуждения уровня $J_i^\pi, T_i = 5/2^-, 1/2$ в ядре ${}^7\text{Li}$ с последующим распадом в канал ${}^6\text{Li} + n$.

В настоящем разделе в рамках αt -модельного представления ядра ${}^7\text{Li}$ рассматривается прямой механизм (γ, n_0) фоторасщепления в области энергий E_γ от порога до 9 МэВ с учетом $E1$ - и $M1$ -переходов. Приводятся полные се-

чения. Проводится сравнение с имеющимися экспериментальными данными и теоретическими расчетами.

Обсудим характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$. Особенность настоящего подхода к описанию процесса ${}^7\text{L} + \gamma \rightarrow n + {}^6\text{Li}$ состоит в том, что в начальном канале для связанного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ используются ВФ бинарной кластерной αt -модели [84].

Радиальная функция относительного движения ${}^6\text{Li}$ и нейтрона $R_{j^\pi, s_c}^{(\kappa)}(R_{6n})$ характеризуется орбитальным моментом κ по относительной координате \mathbf{R}_{6n} ; спином канала s_c , который фиксируется правилами отбора, следующими из векторной связи угловых моментов: $s_c = \mathbf{J}_i + \kappa$, $\mathbf{s}_c = \mathbf{j} + \mathbf{s}_n$, $\mathbf{s}_c = \mathbf{L} + \mathbf{s}_t$.

В итоге, как следует из табл. 11, радиальная функция ${}^6\text{Li} + n$ относительного движения в случае основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ j^π , $T = 1^+$, 0 представляет собой суперпозицию компонент $\kappa_{[\lambda L, S]}^{2s_c+1}$

$$R_{1^+, s_c}^{(\kappa)}(R_{6n}) = \alpha_{[000,1]} P_{[000,1]}^2 + \alpha_{[022,1]} P_{[022,1]}^4 + \beta_{[022,1]} F_{[022,1]}^4. \quad (37)$$

Вес каждой парциальной компоненты определим как корень квадратный из соответствующего спектроскопического $S_{\kappa s_c}$ -фактора. Используя расчеты [48], имеем

$$\alpha_{[000,1]} = 0,97, \quad \alpha_{[022,1]} = 0,74 \cdot 10^{-2}, \quad \beta_{[022,1]} = 0,26 \cdot 10^{-2}, \quad (38)$$

где численные значения приведены для осцилляторного представления тритиевого кластера t с параметром $r_0 = 1,6$ фм. Для дальнейших оценок важны именно порядки компонент в ВФ (37). Очевидно, что абсолютно доминирует P -компонента со спином канала $s_c = 1/2$.

ВФ в непрерывном спектре строятся с учетом спин-орбитального расщепления парциальных волн с орбитальным моментом ℓ по полному моменту j_f с учетом векторной связи $\mathbf{s}_s = \ell + \mathbf{j}_f$:

$$\begin{aligned} \Psi_{6\text{Li}, n} = 4\pi \sum_{s_s m_s, j_f m_f, \ell m_\ell} i^\ell Y_{\ell m_\ell}^*(\Omega_q) \times \\ \times e^{-i\delta_{\ell j_f}} R_{\ell j_f}^{(-)}(qR_{6n}) C_{1/2 m_n j m_j}^{s_s m_s} C_{s_s m_s \ell m_\ell}^{j_f m_f} G_{\ell s_s j_f m_f}, \end{aligned} \quad (39)$$

где спин-угловая функция $G_{\ell s_s j_f m_f}$ определена следующим образом:

$$\begin{aligned} G_{\ell s_s j_f m_f} = \sum_{\tilde{m}_n \tilde{m}_j \tilde{m}_s \tilde{m}_\ell} C_{1/2 \tilde{m}_n j \tilde{m}_j}^{s_s \tilde{m}_s} C_{s_s \tilde{m}_s \ell \tilde{m}_\ell}^{j_f m_f} Y_{\ell \tilde{m}_\ell}(\Omega_{6n}) \times \\ \times \Psi_{j \tilde{m}_j}({}^6\text{Li}) \chi_{1/2 \tilde{m}_n}^{(\sigma)}(7) \chi_{1/2, 1/2}^{(\tau)}(7). \end{aligned} \quad (40)$$

При этом спин нейтрона $s_n = 1/2$, полный момент ядра-остатка j и спин канала s_s отвечают правилу треугольника $\mathbf{s}_s = \mathbf{j} + \mathbf{s}_n$. Заметим также, что в (40) спин-изоспиновые функции χ относятся к седьмому нуклону (см. рис. 8).

Вообще говоря, следует различать спин начального s_c и конечного s_s каналов. В тех случаях, когда оператор в матричных элементах не зависит от спина j -го нуклона $\hat{\sigma}(j)$, спин канала сохраняется, т. е. выполняется условие $\delta_{s_c s_s} \delta_{m_c m_s}$. Это относится к единичному оператору — прямое перекрывание функций, а также к конвективным электрическим и конвективным магнитным переходам. Для спиновых EJ - и MJ -операторов возможны переходы с изменением спина канала, и каждый случай необходимо исследовать отдельно.

Операторы взаимодействия. Для рассматриваемой области энергий применимо длинноволновое приближение для операторов электромагнитного взаимодействия. В расчетах учитываются конвективные $E1$ - и $E2$ -переходы и спиновый $M1$ -переход, операторы которых запишем в виде

$$M_{fi} = iek_\gamma \sqrt{2\pi} \left\{ \sqrt{\frac{2}{3}} \hat{Q}_{1\lambda} + ik_\gamma \left(\frac{1}{\sqrt{30}} \right) \hat{Q}_{2\lambda} + \hat{T}_{1\lambda}^{M1} \right\}_{fi}, \quad (41)$$

где e — заряд; k_γ — волновой вектор фотона. Мультипольные операторы определены следующим образом:

$$\hat{Q}_{J\lambda} = \sum_{j=1}^7 r_j^J Y_{J\lambda}(\Omega_j) \frac{1 + \hat{\tau}_3(j)}{2}, \quad (42)$$

$$\hat{T}_{1\lambda}^{M1} = \frac{\lambda}{4\sqrt{2\pi}M_N} \sum_{j=5,6,7} \{ \kappa_1 \hat{\sigma}_{1\lambda}(j) + \kappa_2 \hat{\sigma}_{1\lambda}(j) \hat{\tau}_3(j) \}. \quad (43)$$

Здесь в (43) $\kappa_1 = \mu_p + \mu_n = 0,8798$ и $\kappa_2 = \mu_p - \mu_n = 4,7058$ — комбинации аномальных магнитных моментов протона и нейтрона.

В случае конвективных EJ -мультиполей спин канала сохраняется ($s_s = s_c$) и если принять во внимание (38), то учитываются только следующие амплитуды для $E1$ - и $E2$ -переходов и спина канала $s_s = 1/2$:

$$P_{[000,1]}^2 \xrightarrow{E1} s(1/2^+) + d(3/2^+, 5/2^+), \quad (44)$$

$$P_{[000,1]}^2 \xrightarrow{E2} p(1/2^-, 3/2^-) + f(5/2^-, 7/2^-). \quad (45)$$

Здесь в скобках приведены значения полных моментов j_f^π , соответствующие расщеплению парциальной волны $\ell = s, p, d, f$.

В [94] было показано, что в случае магнитного дипольного расщепления доминирует $M1$ -переход из основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ в непрерывный спектр с образованием ядра ${}^6\text{Li}$ в основном состоянии с $j^\pi, T = 1^+, 0$ с доминирующей компонентой $[\lambda L, S] = [000, 1]$ для спинов каналов $s_s = s_c = 3/2$. Таким образом, спин канала сохраняется, а амплитуды конвективных EJ - и спинового $M1$ -переходов не интерферируют. Это замечание существенно для дифференциальных и поляризационных характеристик рассматриваемого процесса.

Следуя определениям обзора [38], дифференциальное сечение представим в виде суммы парциальных мультипольных сечений

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) &= \frac{d\sigma}{d\Omega}(EJ; E_\gamma, \theta) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(M1; E_\gamma, \theta) = \\ &= \frac{\mu c^2 \cdot q k_\gamma}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \frac{3\pi}{8} \sum_{s_s, \Lambda M_\Lambda, \lambda = \pm 1} |M_{fi}(J\lambda)|^2, \end{aligned} \quad (46)$$

где μ — приведенная масса частиц в конечном канале; q — импульс относительного движения. В выражении (46) введен вспомогательный момент Λ , который определяется следующими правилами векторного сложения: $\Lambda = \kappa + \mathbf{J}$ и $\Lambda = \mathbf{J}_i + \mathbf{s}_s$.

Матричные элементы и амплитуды конвективных EJ -переходов с учетом $J_i = 3/2$, $s_s = s_c = 1/2$ и $j = 1$ имеют вид

$$\begin{aligned} |M_{fi}(EJ; E_\gamma, \theta)|^2 &= \\ &= C \sum_{\Lambda M_\Lambda, \lambda} \Pi_\Lambda^2 \left| \sum_{\ell m_\ell} C_{EJ} Y_{\ell m_\ell}(\Omega_q) C_{\ell m_\ell \Lambda M_\Lambda}^{J\lambda} A_{\Lambda; \ell}^{EJ}(q) \right|^2, \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} A_{\Lambda; \ell}^{EJ}(q) &= \sum_{j_f} (-i)^\ell C_{10 J_0}^{\ell 0} \Pi_{j_f}^2 \times \\ &\times \left\{ \begin{matrix} J & \ell & 1 \\ 1/2 & 3/2 & j_f \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J & \ell & \Lambda \\ 1/2 & 3/2 & j_f \end{matrix} \right\} e^{-i\delta_{\ell j_f}^{1/2}} J_{\ell j_f, 1/2}^{(P)}(q). \end{aligned} \quad (48)$$

Константы в (47) $C = 48/49$; $C_{E1} = 1$; $C_{E2} = \frac{ik_\gamma}{14\sqrt{5}}$. $\delta_{\ell j_f}^{s_s}$ — ядерная фаза рассеяния с учетом спин-орбитального расщепления. Радиальный интеграл в (48) определен следующим образом:

$$J_{\ell j_f, 1/2}^{(P)}(q) = \frac{1}{q} \int R_{1^+, 1/2}^{(P)}(R_{6n}) R_{\ell j_f, 1/2}^{(-)}(q R_{6q}) R_{6n}^{J+1} dR_{6q}. \quad (49)$$

Ввиду того, что $E1$ -переход абсолютно доминирует в рассматриваемом диапазоне энергий, приведем явный вид только для амплитуд (44):

$$A_{1;s}^{E1} = -(1/\sqrt{27}) e^{-i\delta_{s1/2}^{1/2}} J_{s1/2,1/2}^{(P)}(q); \quad (50)$$

$$A_{1;d}^{E1} = -1/(15\sqrt{6}) \left[e^{-i\delta_{d3/2}^{1/2}} J_{d3/2,1/2}^{(P)}(q) + 9 e^{-i\delta_{d5/2}^{1/2}} J_{d5/2,1/2}^{(P)}(q) \right]; \quad (51)$$

$$A_{2;d}^{E1} = 1/(5\sqrt{10}) \left[e^{-i\delta_{d3/2}^{1/2}} J_{d3/2,1/2}^{(P)}(q) - e^{-i\delta_{d5/2}^{1/2}} J_{d5/2,1/2}^{(P)}(q) \right]. \quad (52)$$

Выражение для матричного элемента $M1$ -перехода имеет следующий вид:

$$|M_{fi}(M1; E_\gamma, \theta)|^2 = C_{M1} \sum_{\Lambda M_\Lambda, \lambda} \Pi_\Lambda^2 \times \left| \sum_{m_\ell} \delta_{\kappa\ell} \lambda M_{10,3/2}^{(\sigma\tau)} Y_{1m_\ell}(\Omega_q) C_{1m_\ell \Lambda M_\Lambda}^{1\lambda} A_{\Lambda;p}^{M1}(q) \right|^2, \quad (53)$$

$$A_{\Lambda;p}^{M1}(q) = \sum_{j_f} (-i) \Pi_{j_f}^2 \times \left\{ \begin{matrix} 1 & 3/2 & 1/2 \\ 1 & 3/2 & j_f \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} 1 & 1 & \Lambda \\ 3/2 & 3/2 & j_f \end{matrix} \right\} e^{-i\delta_{\ell j_f}^{3/2}} J_{p j_f, 3/2}^{(P)}(q). \quad (54)$$

Здесь константа $C_{M1} = \frac{256}{27} \left(\frac{\kappa_2 \hbar c}{M_N c^2} \right)^2$. Спин-изоспиновый матричный элемент в (53) $M_{ST=10, s_c=3/2}^{(\sigma\tau)} = 4\kappa_2/\sqrt{3} = 18, 8232/\sqrt{3}$. Радиальный интеграл в (54) определен таким образом:

$$J_{p j_f, 3/2}^{(P)}(q) = \frac{1}{q} \int R_{1^+, 3/2}^{(P)}(R_{6n}) R_{p j_f, 3/2}^{(-)}(q R_{6q}) R_{6q} dR_{6q}. \quad (55)$$

Приведем явный вид парциальных амплитуд (54)

$$A_{0;p}^{M1} = -1/(12\sqrt{3}) \left[e^{-i\delta_{p1/2}^{3/2}} J_{p 1/2, 3/2}^{(P)}(q) - 4 e^{-i\delta_{p3/2}^{3/2}} J_{p 3/2, 3/2}^{(P)}(q) + 9 e^{-i\delta_{p5/2}^{3/2}} J_{p 5/2, 3/2}^{(P)}(q) \right], \quad (56)$$

$$A_{1;p}^{M1} = 1/(36\sqrt{10}) \left[5 e^{-i\delta_{p1/2}^{3/2}} J_{p 1/2, 3/2}^{(P)}(q) - 8 e^{-i\delta_{p3/2}^{3/2}} J_{p 3/2, 3/2}^{(P)}(q) - 27 e^{-i\delta_{p5/2}^{3/2}} J_{p 5/2, 3/2}^{(P)}(q) \right], \quad (57)$$

$$A_{2;p}^{M1} = -1/(60\sqrt{6}) \left[5 e^{-i\delta_{p1/2}^{3/2}} J_{p1/2,3/2}^{(P)}(q) + \right. \\ \left. + 16 e^{-i\delta_{p3/2}^{3/2}} J_{p3/2,3/2}^{(P)}(q) + 9 e^{-i\delta_{p5/2}^{3/2}} J_{p5/2,3/2}^{(P)}(q) \right]. \quad (58)$$

5.1.1. *Интегральные характеристики.* Полное сечение пропорционально сумме квадратов парциальных амплитуд, представленных формулами (50)–(52) и (56), (57) для $E1$ - и $M1$ -переходов соответственно. Кроме того, в случае $E1$ -перехода суммарное сечение также представляет собой просто сумму парциальных $\sigma_s(E_\gamma)$ - и $\sigma_d(E_\gamma)$ -сечений

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_{p,s_s=3/2}^{M1}(E_\gamma) + \sigma_{s,s_s=1/2}^{E1}(E_\gamma) + \sigma_{d,s_s=1/2}^{E1}(E_\gamma). \quad (59)$$

При расчете амплитуд (50)–(52) и (56), (57) были использованы потенциалы взаимодействия в канале ${}^6\text{Li}$ и n , полученные в [96] методом свертки, но при этом варьировалась глубина V_0 с учетом расщепления по четности орбитальных моментов ℓ , а также включения спин-орбитального взаимодействия. В табл. 14 приведены параметры для потенциала в форме Вудса–Саксона

$$V_{\ell j_f}^{s_s} = -V_0 f(x), \quad f(x) = (1 + \exp(x))^{-1}, \quad x = \frac{(r - R)}{a}. \quad (60)$$

На рис. 16 представлены фазы упругого рассеяния для канала ${}^6\text{Li} + n$, использованные в расчетах сечений (59). Отметим, что глубина потенциала

Таблица 14. Параметры потенциала (60)

s_c	ℓ	j_f	$V_0^{(I)}$, МэВ	$V_0^{(II)}$, МэВ	$V_0^{(*)}$, МэВ [95]	$V_0^{(**)}$, МэВ [95]
1/2	p^*	1/2, 3/2	55,01		65,00	64,95
3/2	p	1/2 3/2 5/2	106,10 118,10 127,96		30,00	
1/2	s	1/2	48,00		23,63	
1/2	d	3/2 5/2	72,01 79,51	68,01	38,00	

Примечание. Параметры работ: [96] — $R = 2,287$ фм и $a = 0,734$ фм для $s_c = 1/2$; $R = 2,233$ фм и $a = 0,721$ фм для $s_c = 3/2$; $R = 2,247$ фм и $a = 0,725$ фм для s -волны; [95] — $R = 2,27$ фм и $a = 0,65$ фм для $s_c = 1/2$.

*Глубина потенциала из [96].

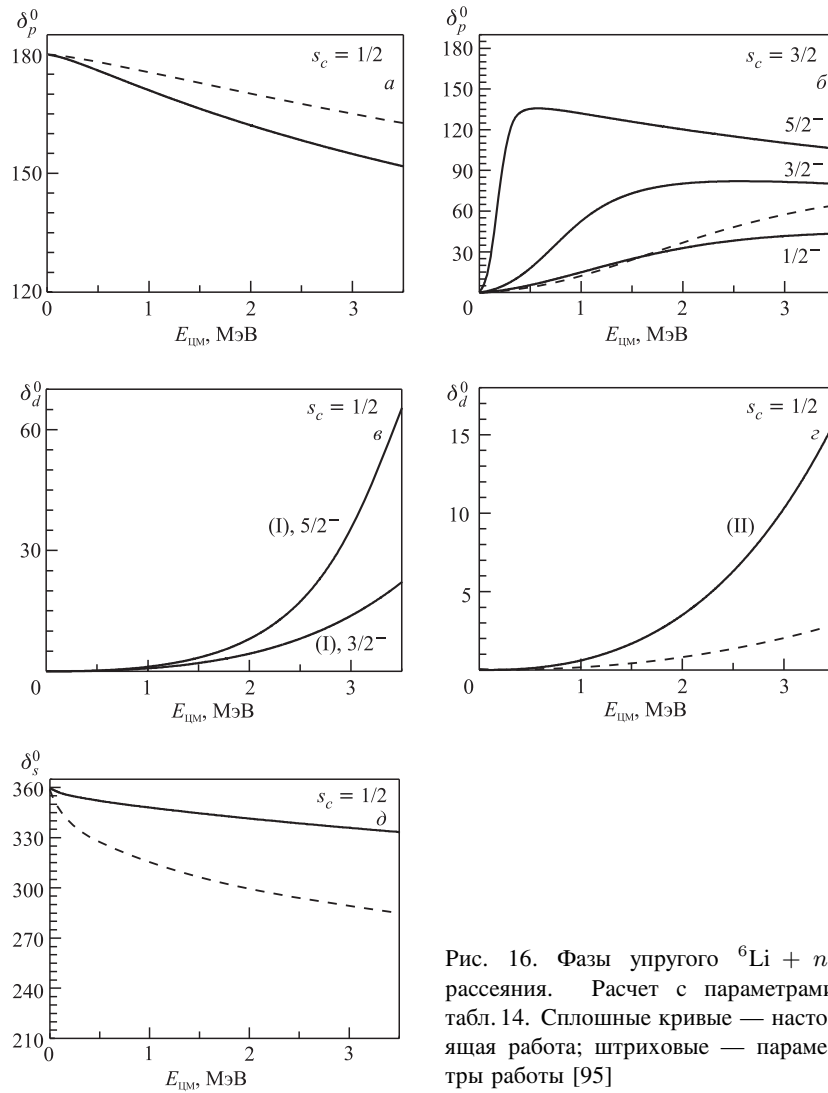


Рис. 16. Фазы упругого ${}^6\text{Li} + n$ -рассеяния. Расчет с параметрами табл. 14. Сплошные кривые — настоящая работа; штриховые — параметры работы [95]

для фазы $\delta_p^{3/2}$ подобрана так, чтобы воспроизвести положение резонанса в сечении $\sigma_{p, s_c=3/2}^{M1}(E_\gamma)$ при $E_\gamma = 7,46$ МэВ (рис. 16, в).

На рис. 16 приведены также фазы упругого рассеяния, использованные в расчетах парциальных сечений $E1$ - и $E2$ -переходов в работе Баркера [95].

При сравнении настоящего подхода и работы [95] отметим два момента: во-первых, Баркер использует для описания связанного состояния ядра ${}^7\text{Li}$

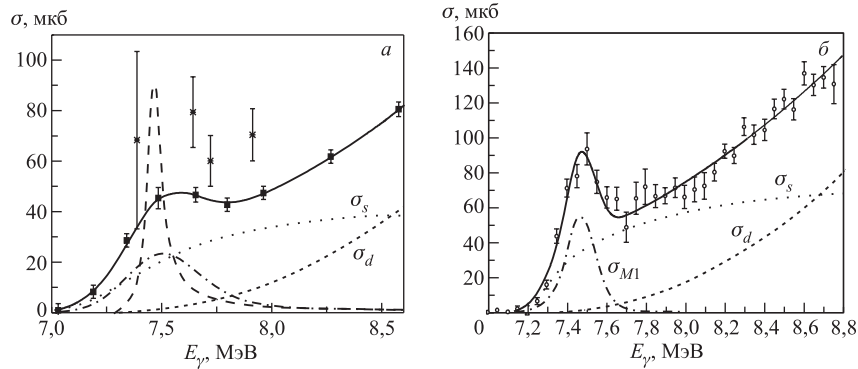


Рис. 17. Полные сечения процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$. Эксперимент: \circ — [93]; \blacksquare — [90]; $*$ — [97]. Расчет — работа [95]. а) Фит данных [90]: штриховая и штрихпунктирная кривые — «неразмытое» и «размытое» парциальные сечения $M1$ -перехода; точечная кривая — парциальное $\sigma_s(E_\gamma)$ -сечение; пунктирная кривая — парциальное $\sigma_d(E_\gamma)$ -сечение; сплошная кривая — суммарное сечение; б) фит данных [93]

бинарную кластерную модель ${}^7\text{Li}\{{}^6\text{Li}n\}$, конфигурация которой совпадает с конечным каналом реакции ${}^7\text{Li}\{{}^6\text{Li}n\} + \gamma \rightarrow {}^6\text{Li} + n$.

В настоящем обзоре предполагается механизм ${}^7\text{Li}\{\alpha t\} + \gamma \rightarrow {}^6\text{Li} + n$, т. е. в данном случае непосредственно задействована структура кластера ${}^6\text{Li}$ в отличие от [84, 95].

Во-вторых, представленные расчеты опираются на прямой механизм расщепления ядра ${}^7\text{Li}$ в фотонейтронном канале, в то время как Баркер рассчитывает полное сечение в виде суммы прямого ($E1$ - и $E2$ -переходы) и резонансного ($M1$ -переход) слагаемых $\sigma(\gamma, n_0) = \sigma_{\text{dir}}(\gamma, n_0) + \sigma_{\text{res}}(\gamma, n_0)$.

Для построения функций связанного состояния Баркер использует потенциалы $V^{(*)}$ для непрерывного спектра и $V^{(**)}$ — для связанного состояния, табл. 14. Радиальные кластерные функции нормированы на корень квадратный из соответствующего спектроскопического фактора, рассчитанного в модели оболочек.

Для основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ рассматриваются две компоненты, соответствующие спину канала $s_c = 1/2$ и $3/2$

$$R_{1P} = \alpha_{3/2^-, 1/2} R_{1P, 1/2} + \alpha_{3/2^-, 3/2} R_{1P, 3/2}, \quad (61)$$

где $\alpha_{J_i^\pi, s_c} = \sqrt{S_{J_i^\pi, s_c}}$. В [95] использованы значения $S_{3/2^-, s_c=1/2} = 0,784$ и $S_{3/2^-, s_c=3/2} = 0,015$. Заметим, что с параметрами (*) энергия связи в канале ${}^6\text{Li} + n$ не воспроизводится. Для получения величины $\varepsilon = 7,2501$ МэВ глубина потенциала с геометрией (**) должна быть $V_0 = 141$ МэВ.

На рис. 17, *a* представлены результаты расчетов [95]. Обсудим парциальное $\sigma_s(E_\gamma)$ -сечение. Для получения энергетической зависимости и абсолютных значений $\sigma_s(E_\gamma)$ Баркер вынужден вводить радиус обрезания $R_0 \approx 3,75$ фм, который приводит к увеличению $\sigma_s(E_\gamma)$ -сечения. Для $\sigma_d(E_\gamma)$ -сечения также используется обрезание во внутренней области ядра, однако в силу наличия центробежного барьера для d -волны эффект от R_0 в этом случае не столь значителен. В результате Баркер предлагает следующую формулу для параметризации сечений прямого расщепления:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{dir}}(\gamma, n_0) &= E_\gamma^{-2}(b_0 E_n^{0,49} + b_2 E_n^{2,45}), \quad b_0 = 2,51 \text{ МэВ}^{1,51} \cdot \text{мб}, \\ b_2 &= 1,47 \text{ МэВ}^{-0,47} \cdot \text{мб},\end{aligned}\quad (62)$$

где E_n — энергия нейтрона в системе центра масс.

Резонансное сечение $M1$ -перехода рассчитано по формуле Брейта–Вигнера с учетом γ , n и α -каналов распада возбужденного состояния $J_i^\pi = 5/2^-$ ядра ${}^7\text{Li}$ [95]. На рис. 17, *a* представлено как «чистое» резонансное сечение (пунктирная кривая), так и «размытое» по некоторому интервалу энергий ΔE_γ сечение (штрихпунктирная кривая). Несомненно, что расчет Баркера представляет по существу фит экспериментального сечения [90] (рис. 17, *a*).

Более поздние экспериментальные данные [93] также хорошо воспроизводятся по формуле (62) при соответствующей подгонке параметров b_0 и b_2 , а также уменьшении интервала ΔE_γ , которое приводит к уширению сечения $\sigma_{\text{res}}(\gamma, n_0)$ (рис. 17, *b*). Суммируя результаты расчетов, Баркер приходит к выводу, что в рамках используемого им подхода увеличение сечений $E1$ - и $E2$ -переходов достигается только в предположении, что спектроскопические факторы в канале $s_c = 1/2$ должны быть неоправданно завышены [95]. Вклад канала с $s_c = 3/2$ пренебрежимо мал, см. (61). Именно по этой причине для расчета сечения $M1$ -перехода $\sigma_{\text{res}}(\gamma, n_0)$ используется формула Брейта–Вигнера.

В предложенном нами подходе в рамках прямого механизма реакции ${}^7\text{Li} \{ \alpha t \} + \gamma \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ можно также практически «идеально» воспроизвести количественно последние экспериментальные данные [93], что иллюстрирует рис. 18, *a*. Расчет проведен с набором параметров (I) табл. 14. Соответствующие фазы рассеяния приведены на рис. 16, *в, г*. Очевидно, что варьируется только d -фаза.

Однако в наших расчетах имеется проблема с реалистической оценкой абсолютного значения парциального сечения $M1$ -перехода. Представленное на рис. 18, *a, б* сечение $\sigma_{p, s_s=3/2}^{M1}(E_\gamma)$ содержит фактор $1/30$, который не следует из наших аналитических расчетов. В качестве некоторого обоснования можно предложить следующее объяснение. Рассмотрим варианты реакций

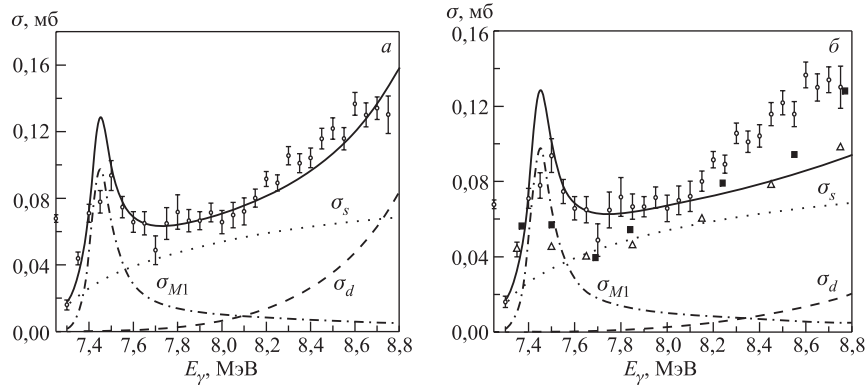
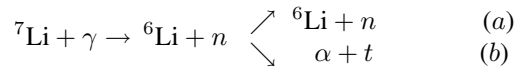


Рис. 18. Интегральные сечения процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$. Эксперимент: \circ — [93]; \blacksquare — [90]; \triangle — [91]; расчет — настоящий обзор. а) Фит данных [93]; б) расчет с параметрами табл. 14, набор (II)

после фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$



Канал (а) будем называть упругим, а (b) — неупругим. Как следует из экспериментальных данных по сечениям в этих каналах, и в первом, и во втором случаях наблюдается максимум при энергии $E_n \approx 240$ кэВ, причем $\sigma_{\text{max}}^{\text{el}}/\sigma_{\text{max}}^{\text{inel}} \approx 0,3$ [5]. Таким образом, можно предположить, что минимум треть образующихся частиц ${}^6\text{Li}$ и n выбывает в неупругий канал (b), поскольку сечение составляет в области резонанса 3300 мб [5] по сравнению с экспериментальными значениями сечений фоторасщепления $\sim 0,1$ мб. В принципе, события, соответствующие каналу (b), должны проявляться в спектре вторичных α -частиц и могут быть зарегистрированы экспериментально при $E_\gamma \sim 7,4\text{--}7,5$ МэВ.

При этом следует иметь в виду, что события, связанные с образованием α -частиц и ядер трития в реакции (b), можно отделить от событий процесса ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ при анализе угловых распределений. Так, в реакции ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \alpha + t$ в резонансе абсолютно доминирует состояние относительного движения с орбитальным моментом $\ell = 1$, в то время как в случае прямого фоторасщепления ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow \alpha + t$ при рассматриваемых энергиях абсолютно доминирует $E1$ -переход из $3P$ -связанного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ в s - и d -состояния непрерывного спектра. Таким образом, наше предположение заключается в том, что «реальные» сечения процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ в резонансе намного больше наблюдаемых экспериментально.

На рис. 18, б представлены расчеты с набором (II), которые мы считаем более оптимальными, поскольку при продолжении в область более высоких энергий E_γ они позволяют воспроизвести количественно и качественно имеющиеся экспериментальные данные [90–92].

В заключение прокомментируем результаты наших оценок ширины $M1$ -резонанса. Из рис. 17, а получаем значения $\Gamma_n = 75$ и 410 кэВ для «неразмытого» и «размытого» резонансов соответственно. Из рис. 17, б следует $\Gamma_n = 270$ кэВ. В наших расчетах получается значение $\Gamma_n = 120$ кэВ. В работе [5] приводится экспериментальная ширина уровня $5/2^-(7,46)$ $\Gamma_n = 118$ кэВ.

Несомненно, что дальнейшие экспериментальные исследования процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ могли бы прояснить многие вопросы, возникающие при теоретической интерпретации.

5.1.2. *Дифференциальные и поляризационные характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ в области низких энергий.* В 5.1.1 показано, что в области рассматриваемых энергий возбуждения $E^* \leq 1,5$ МэВ можно очень точно параметризовать экспериментальные сечения [90] и [93], которые качественно согласуются между собой, но заметно отличаются по абсолютной величине, при этом нет каких-либо критериев в пользу выбора того или иного экспериментального набора. Однако не менее важно воспроизвести экспериментальные данные в более широком диапазоне энергий, причем в рамках единого подхода. В связи с этим необходимо выяснить соотношение s - и d -амплитуд $E1$ -перехода. Для решения этой задачи предлагается привлечь кроме интегральных сечений реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ также дифференциальные характеристики данного процесса.

Далее представлены расчеты угловых распределений фотонейтронов при некоторых характерных значениях энергии E_γ , коэффициенты разложения $a_i(E_\gamma)$ при полиномах Лежандра, а также асимметрия вылета вторичных нейтронов при фоторасщеплении ядра ${}^7\text{Li}$ линейно-поляризованными фотонами. При описании данных характеристик мы следуем определениям работы [38].

Поскольку в рассматриваемом интервале энергий $E2$ -переход практически не дает вклада в амплитуды процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$, угловые распределения определяются только четными коэффициентами разложения по полиномам Лежандра — A_0 и a_2 . Коэффициенты a_1 и a_3 имеют порядок 10^{-3} и меньше. Таким образом, целесообразно привести только аналитические выражения для коэффициента a_2 [38]:

$$a_2(E_\gamma) = C_{E1} \left[-3/2 |A_{1;d}^{E1}|^2 + 3/\sqrt{2} [A_{1;d}^{E1} (A_{1;s}^{E1})^* + A_{1;s}^{E1} (A_{1;d}^{E1})^*] + \right. \\ \left. + 5/2 |A_{2;d}^{E1}|^2 \right] + C_{M1} \left[-|A_{0;p}^{M1}|^2 + 3/2 |A_{1;p}^{M1}|^2 - 1/2 |A_{2;p}^{M1}|^2 \right]. \quad (63)$$

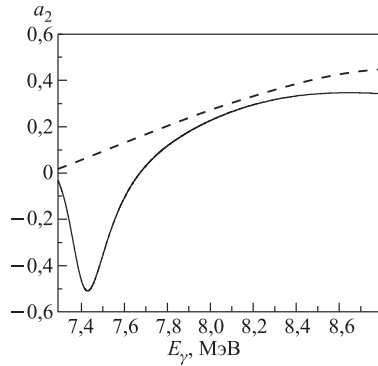


Рис. 19. Коэффициент a_2 : штриховая кривая — чистый $E1$ -переход; сплошная — сумма $E1$ - и $M1$ -мультиполей

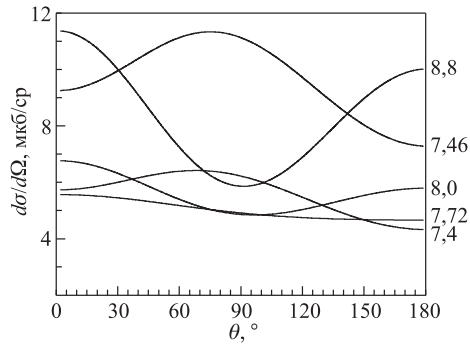


Рис. 20. Угловые распределения фотонейтронов в процессе ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$. Справа по вертикали указаны значения E_γ , МэВ

Из данного выражения видно, что амплитуды $M1$ - и $E1$ -переходов не интерферируют, так как соответствуют различным спином каналам рассеяния. Кроме того, из (63) следует, что в области энергий $E_\gamma \sim 7,46$ МэВ, близких к резонансу $5/2^-$, коэффициент a_2 должен быть отрицательным за счет слагаемого $M1$. Рис. 19 иллюстрирует энергетическую зависимость коэффициента a_2 , которая соответствует простому анализу аналитического выражения (63).

На рис. 20 приведены угловые распределения фотонейтронов при некоторых фиксированных энергиях E_γ . Сравнение представленных на рис. 20 кривых показывает, что можно выделить интервалы энергий, где сечения имеют практически изотропную зависимость. Интерес представляют кривые, рассчитанные при $E_\gamma = 7,46$ и $8,8$ МэВ, — очевидно, что они имеют

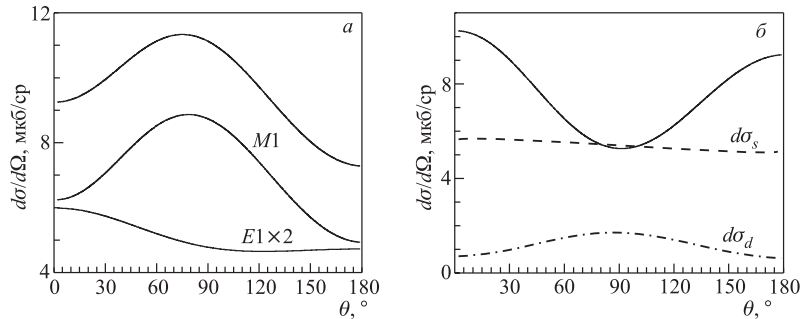


Рис. 21. Угловые распределения фотонейтронов: а) $E_\gamma = 7,46$ МэВ; б) $E_\gamma = 8,72$ МэВ. Сплошная кривая — суммарное сечение

Таблица 15

$E1$ -переход		$M1$ -переход	
		$T_+^{00} = A_{0;p}^{M1} Y_{11}(\Omega_q)$	$T_-^{00} = T_+^{00}$
$T_+^{10} = -\sqrt{3/10} A_{1;d}^{E1} Y_{21}(\Omega_q)$	$T_-^{10} = -T_+^{10}$	$T_+^{10} = 1/\sqrt{2} A_{1;p}^{M1} Y_{11}(\Omega_q)$	$T_-^{10} = -T_+^{10}$
$T_+^{11} = A_{1;s}^{E1} Y_{00}(\Omega_q) + \sqrt{1/10} A_{1;d}^{E1} Y_{20}(\Omega_q)$	$T_-^{11} = T_+^{1-1}$	$T_+^{11} = -1/\sqrt{2} A_{1;p}^{M1} Y_{10}(\Omega_q)$	$T_-^{11} = 0$
$T_+^{1-1} = \sqrt{3/5} A_{1;d}^{E1} Y_{22}(\Omega_q)$	$T_-^{1-1} = T_+^{11}$	$T_+^{1-1} = 0$	$T_-^{1-1} = T_+^{11}$
$T_+^{20} = -\sqrt{3/10} A_{2;d}^{E1} Y_{21}(\Omega_q)$	$T_-^{20} = T_+^{20}$	$T_+^{20} = 1/\sqrt{10} A_{2;p}^{M1} Y_{11}(\Omega_q)$	$T_-^{20} = T_+^{20}$
$T_+^{21} = \sqrt{3/10} A_{2;d}^{E1} Y_{20}(\Omega_q)$	$T_-^{21} = -T_+^{21}$	$T_+^{21} = -\sqrt{3/10} A_{2;p}^{M1} Y_{10}(\Omega_q)$	$T_-^{21} = 0$
$T_+^{2-1} = \sqrt{1/5} A_{2;d}^{E1} Y_{22}(\Omega_q)$	$T_-^{2-1} = -T_+^{21}$	$T_+^{2-1} = 0$	$T_-^{2-1} = -T_+^{21}$
$T_+^{22} = \sqrt{1/5} A_{2;d}^{E1} Y_{21}(\Omega_q)$	$T_-^{22} = 0$	$T_+^{22} = -\sqrt{3/5} A_{2;p}^{M1} Y_{11}(\Omega_q)$	$T_-^{22} = 0$
$T_+^{2-2} = 0$	$T_-^{2-2} = T_+^{22}$	$T_+^{2-2} = 0$	$T_-^{2-2} = T_+^{22}$

совершенно различную, до некоторой степени противоположную энергетическую зависимость. На рис. 21 приведены суммарные сечения и парциальные составляющие компоненты этих сечений, которые наглядно проясняют особенности наблюдаемой структуры угловых распределений.

Обсудим поляризационные характеристики реакции фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$ в канале ${}^6\text{Li} + n$ линейно-поляризованными фотонами γ . Асимметрия углового распределения нейтронов в конечном канале определяется комбинацией амплитуд $T_{\lambda=\pm 1}^{\Lambda M_\Lambda}$, которые также строятся из полученных ранее парциальных амплитуд (50)–(52), (56)–(58). В табл. 15 приведены аналитические выражения $T_{\lambda=\pm 1}^{\Lambda M_\Lambda}$ для $E1$ - и $M1$ -переходов.

Асимметрия вторичных частиц в процессе $A(\gamma, a)b$ определяется следующим образом:

$$\Sigma(E_\gamma, \theta) = 2 \frac{|T_+ - T_-|^2 - |T_+ + T_-|^2}{|T_+ - T_-|^2 + |T_+ + T_-|^2}. \quad (64)$$

В (64) подразумевается суммирование по квантовым числам Λ , M_Λ . Отметим также, что в знаменателе стоит фактически усредненное дифференциальное сечение.

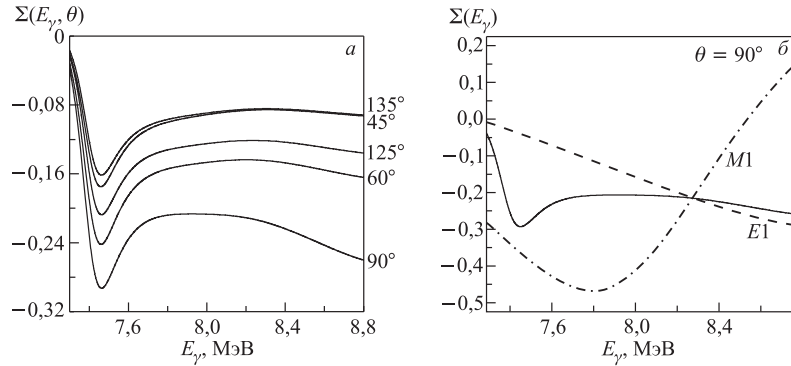


Рис. 22. Асимметрия углового распределения фотонейтронов в процессе ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$: сплошные кривые — суммарные $\Sigma(E_\gamma, \theta)$; штриховая кривая — парциальный $E1$ -переход; штрихпунктирная — парциальный $E2$ -переход. На рис. *a* справа по вертикали указан угол регистрации нейтронов

На рис. 22, *a* приведены результаты расчетов $\Sigma(E_\gamma, \theta)$ как функции энергии E_γ при некоторых фиксированных углах регистрации нейтронов. Хорошо видно, что особенность всех кривых состоит в том, что величина $\Sigma(E_\gamma, \theta)$ является отрицательной и имеет ярко выраженный минимум. Прояснить происхождение этого минимума можно на примере анализа парциальных значений асимметрии (рис. 22, *б*). Как видно из рис. 22, *б*, структура в асимметрии обусловлена резонансным поведением амплитуд $M1$ -перехода, поскольку вне резонансной области вклад от $M1$ -перехода мал и энергетическая зависимость суммарной кривой $\Sigma(E_\gamma, \theta)$ определяется фактически чистым дипольным электрическим $E1$ -переходом.

5.1.3. Характеристики процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ при $E_\gamma \sim 35$ МэВ. В настоящем подпункте рассматривается процесс фоторасщепления ядра ${}^7\text{Li}$ в канале ${}^6\text{Li} + n$ при $E_\gamma \sim 35$ МэВ. Мы ориентировались на экспериментальные данные работ [90, 91, 98]. Далее также обсуждаются теоретические расчеты, выполненные ранее в [84].

Процессы излучения нейтронов атомными ядрами под действием γ -квантов изучаются как экспериментально, так и теоретически уже более 50 лет. Накопленные к 1975 г. данные на ядрах практически всей таблицы Менделеева — от ${}^3\text{He}$ до ${}^{238}\text{U}$ — были систематизированы в обзоре [98]. Они включают измерения полных сечений σ_{tot} и сгруппированы следующим образом:

- (a) $\sigma(\gamma, \text{total}) = \sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, 2n) + (\gamma, p2n) + (\gamma, 3n) + \dots];$
- (b) $\sigma(\gamma, \text{single}) = \sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)];$
- (c) $\sigma(\gamma, \text{double}) = \sigma[(\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)].$

Авторы работы [98] полагают, что область энергий возбуждения до ~ 30 МэВ представляет интерес для изучения следующего круга вопросов: механизмы и моды распада гигантского дипольного резонанса; возбуждение квадрупольного гигантского резонанса; возбуждение состояний с большим изоспином; изучение мультинейтронных каналов $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$; прямые фотоядерные процессы. Заметим, что данные работ [90, 98] — это инклюзивные сечения, что усложняет их теоретическую интерпретацию.

Дальнейшее развитие фотонейтронных экспериментов было нацелено на усовершенствование нейтронных счетчиков, но к настоящему времени имеется только одна работа [91], в которой представлены эксклюзивные данные по реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, n_{0+1}){}^6\text{Li}$.

В работе [92] приводятся инклюзивные сечения для реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, \Sigma n)$, которые тем не менее представляют интерес для теоретического анализа в околороговой области энергий $E_\gamma \leq 8$ МэВ.

В рассматриваемом интервале энергий $E_\gamma \leq 35$ МэВ в полном сечении, а также в дифференциальном сечении для угла регистрации нейтронов $\theta = 90^\circ$ доминирует дипольный $E1$ -переход. В этом приближении выполнены расчеты [84]. Мы включили в рассмотрение также квадрупольный $E2$ -переход, вклад которого проявляется в интерференции с $E1$ -мультиполем для углов $\theta \neq 90^\circ$.

На рис. 23 представлены результаты наших расчетов для полного сечения и следующие экспериментальные данные: [90, 98] — реакции (b); [91] — дифференциальные сечения (γ, n_0) , (γ, n_{0+1}) для угла $\theta = 90^\circ$, пересчитанные в σ_{tot} .

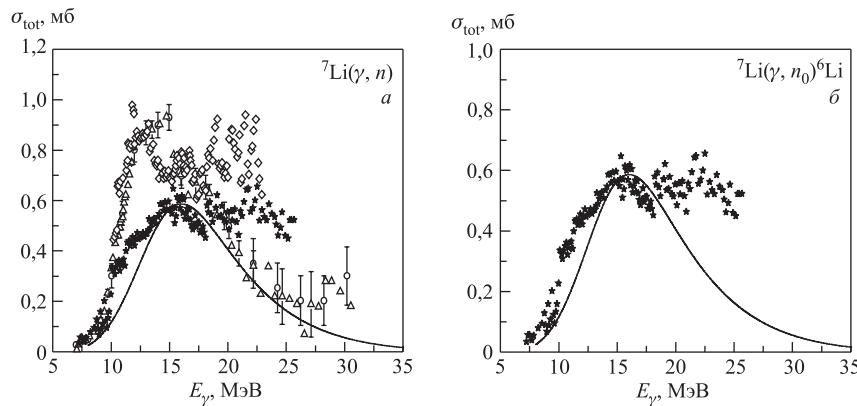


Рис. 23. Полное сечение процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$. Расчет — сплошная кривая. Эксперимент: \triangle — [98]; \circ — [90]; \star — (γ, n_0) ; \diamond — (γ, n_{0+1}) [91]

Как видно из рис. 23, данные для эксклюзивных и инклюзивных измерений согласуются только до $E_\gamma \sim 12$ МэВ. Эксклюзивные сечения (γ, n_0) при $E_\gamma \sim 18-25$ МэВ представляются завышенными [91], так как инклюзивные данные [90, 98], которые, очевидно, включают большее число событий, лежат значительно ниже.

Таким образом, для дальнейшей проверки предложенного подхода совершенно необходимо привлечение новых экспериментальных данных по этой реакции. В теоретических расчетах актуально также включить в рассмотрение и канал (γ, n_1) , а также оценить вклад магнитного дипольного $M1$ -перехода.

5.2. Фотопротонные реакции на ядре ${}^7\text{Li}$. Реакция радиационного захвата ${}^6\text{He} + p \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$. В работе [99] приведены последние данные по процессу радиационного захвата ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$, полученные впервые в инверсной кинематике поглощения пучка ${}^6\text{He}$ на твердой водородной мишени. Отметим, что в эксперименте не разделяются переходы на основное состояние ядра ${}^7\text{Li}(3/2^-)$ и первое возбужденное состояние $1/2^-$ (0,48 МэВ).

Далее представлены результаты расчетов углового распределения фотонов $d\sigma/d\Omega(\Theta)$ при $E_\gamma = 40$ МэВ в реакции ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$ в сравнении с экспериментальными данными [99].

В рамках прямого механизма радиационного захвата учитываются следующие мультипольные амплитуды, допустимые правилами отбора. Переходы в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$: $s(1/2^+) + d(3/2^+, 5/2^+) \xrightarrow{E1} P_{3/2}$, $p(1/2^-, 3/2^-) + f(5/2^-, 7/2^-) \xrightarrow{E2} P_{3/2}$. Переходы в первое возбужденное состояние $1/2^-$ (0,48 МэВ): $s(1/2^+) + d(3/2^+) \xrightarrow{E1} P_{1/2}$, $p(3/2^-) + f(5/2^-) \xrightarrow{E2} P_{1/2}$.

Численные оценки магнитного $M1$ -перехода и электрического $E3$ -перехода показали, что их вклад пренебрежимо мал.

На рис. 24, а приведено сравнение экспериментальных данных с настоящим расчетом, а также с теоретическим расчетом МРГ [99]. В МРГ волновая функция представляет собой антисимметризованную суперпозицию ${}^6\text{He} + p$, ${}^6\text{Li} + n$ и $\alpha + t$ кластерных функций [100]. Заметим, что данные МРГ на рис. 24 нормированы на эксперимент. Видно, что в нашем случае расчеты много лучше воспроизводят наблюдаемое сечение. Очевидно, что это связано с тем, что в расчетах МРГ учитывается только $E1$ -мультиполь.

Однако имеется еще одно существенное отличие настоящих расчетов от работы [99], а именно в оценке парциальных интегральных сечений $\sigma_{3/2}$ и $\sigma_{1/2}$ при энергии $E_\gamma = 40$ МэВ. Как следует из табл. 16, в расчетах МРГ выполняется соотношение $\sigma_{1/2}/\sigma_{3/2} = 2,9$.

Авторы [99] использовали это соотношение для оценки абсолютного значения экспериментального сечения $\sigma_{\text{exp}} = (35 \pm 2)$ мкб. Со ссылкой на данные

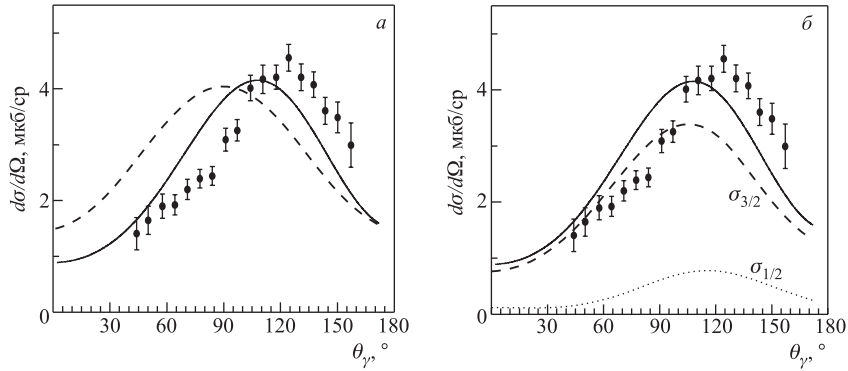


Рис. 24. Угловые распределения в процессе ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$. Эксперимент [99]. Расчет: а) сплошная кривая — настоящая работа; штриховая — МРГ [99; 100]; б) штриховая кривая — $\sigma_{3/2}$ -сечение; пунктирная — $\sigma_{1/2}$; сплошная — суммарное сечение

по процессу прямого фоторасщепления ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ по теореме детального равновесия была получена величина $\sigma_{3/2} = (9,6 \pm 0,4)$ мкб сечения радиационного захвата в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$. Далее с учетом фактора 2,9 получается значение сечения $\sigma_{1/2}$. В итоге суммарная величина $\sigma \sim 38$ мкб. Именно эти данные приведены в третьем ряду табл. 16. Однако необходимо отметить, что экспериментальные данные по процессу ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ относятся к энергиям фотонов $E_\gamma \sim 50$ МэВ [101], т. е. использовать их в таком контексте не вполне корректно, поскольку с ростом энергии сечение быстро уменьшается.

Парциальные $\sigma_{3/2}$ - и $\sigma_{1/2}$ -сечения представлены на рис. 24, б. Как видно из рисунка и данных табл. 16, в нашем случае выполняется соотношение $\sigma_{1/2}/\sigma_{3/2} = 0,19$, либо обратная величина $\sigma_{3/2}/\sigma_{1/2} = 5,2$. Таким образом, численные значения для интегральных парциальных сечений, а также суммарного сечения значительно отличаются от данных МРГ. Из табл. 16 также следует, что настоящий расчет хорошо воспроизводит абсолютное значение экспериментально наблюдаемого сечения в отличие от МРГ. При этом, хотя

Таблица 16. Сечения радиационного захвата ${}^6\text{He} + p$ в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$

Источник	$\sigma_{3/2}$, мкб	$\sigma_{1/2}$, мкб	$\sigma_{1/2}/\sigma_{3/2}$	σ , мкб
Теория [99]	15	44	2,9	59
Настоящая работа	31,08	6,0	0,19	37,08
Эксперимент [101]	$9,6 \pm 0,4$	—	—	~ 38
Эксперимент [99]	—	—	—	35 ± 2

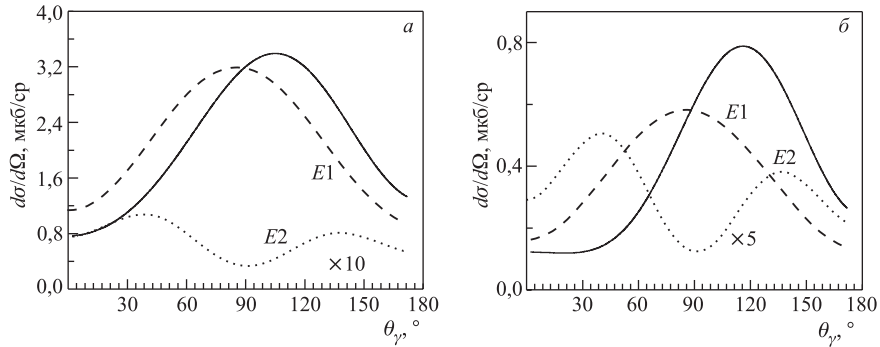


Рис. 25. Мультипольные парциальные сечения процесса ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$. а) Переход в основное состояние ядра ${}^7\text{Li}$, $\sigma_{3/2}$; б) переход в первое возбужденное состояние ядра ${}^7\text{Li}$, $\sigma_{1/2}$. Штриховая кривая — $E1$ -парциальное сечение; пунктирная — $E2$ -парциальное сечение; сплошная кривая — суммарное сечение

$\sigma_{3/2}$ доминирует, экспериментальные данные можно получить только с учетом вклада сечения $\sigma_{1/2}$, доля которого составляет $\sim 16\%$. В связи с этим важна детальная структура каждого из парциальных сечений.

Следует отметить, что каждое из парциальных сечений несимметрично относительно угла $\theta = 90^\circ$. Мультипольный анализ $\sigma_{3/2}$ - и $\sigma_{1/2}$ -сечений представлен на рис. 25. Хорошо видно, что чистый $E1$ -переход соответствует симметричной угловой зависимости в обоих случаях.

Интерференция $E1$ - и $E2$ -переходов приводит к тому, что выход фотонов в заднюю полусферу несколько больше. Причем эффект асимметрии «вперед-назад» более ярко выражен в случае $\sigma_{1/2}$ -парциального сечения.

Предлагается следующая интерпретация представленных расчетов. Во-первых, в п. 4.3 были получены следующие значения для соответствующих протонных спектроскопических S -факторов: $S_{\text{gs}} \equiv S_{3/2} = 0,571$ и $S_{0,48} \equiv S_{1/2} = 0,29$, т.е. канал захвата $p + {}^6\text{He}$ с образованием ядра ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии имеет структурное преимущество с фактором ~ 2 по сравнению с переходами на уровень $1/2^-$ (0,48 МэВ). Далее, сравнение амплитуд $E1$ -переходов показывает, что в $\sigma_{3/2}$ -сечении, в отличие от $\sigma_{1/2}$, имеется вклад парциальной $d(5/2^+)$ -волны. Как правило, взаимодействия с высшими угловыми моментами $\ell(j^\pi)$ являются более интенсивными. Кроме того, как показывают расчеты, в области энергий $E_\gamma \sim 40$ МэВ абсолютно доминирует захват из d -состояний рассеяния по сравнению с s -волнами.

Как следует из рис. 25, качественное поведение угловых распределений в процессе ${}^6\text{He}(p, \gamma_{0+1}){}^7\text{Li}$ удастся воспроизвести только с учетом $E2$ -перехода. Также видно, что удастся правильно передать характер интерференции $E1$ - и $E2$ -амплитуд относительно $\theta = 90^\circ$. Интерференция амплитуд $E1$ - и

$E2$ -мультиполей является деструктивной в передней полусфере и конструктивной в задней полусфере. Отсюда следует, что требуется уточнение параметров потенциала V_p ${}^6\text{He}$ -взаимодействия в нечетных волнах с тем, чтобы немного усилить вклад $E2$ -переходов, улучшив тем самым согласие теории с экспериментом на рис. 24.

Фоторасщепление ядра ${}^7\text{Li}$ в канале ${}^6\text{He} + p$ при $E_\gamma \leq 40$ МэВ. В настоящее время экспериментальные данные по прямому процессу ${}^7\text{Li} + \gamma \rightarrow p + {}^6\text{He}$ можно условно разделить на две группы. В [102] представлены полные, а в [103] дифференциальные сечения в интервале энергий E_γ от порога до ~ 30 МэВ для процессов ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0+1){}^6\text{He}$, полученные более 40 лет назад. Более поздние эксклюзивные измерения угловых и энергетических распределений фотопротонов ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ для энергий $E_\gamma \sim 50\text{--}140$ МэВ представлены в [101].

Интерес для потенциальной теории фотоядерных процессов представляют данные [102, 103]. Однако в целом эти измерения не согласуются между собой. Так, энергетическая зависимость сечения процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ [102] имеет сложную резонансную структуру, в то время как в данных работы [103] такая структура не наблюдается.

Прокомментируем экспериментальные данные, представленные на рис. 26. Группы данных I и II получены с реальными фотонами для двух интервалов энергий $E_{\gamma \text{ max}} = 28$ и 50 МэВ соответственно, т. е. вторая группа данных

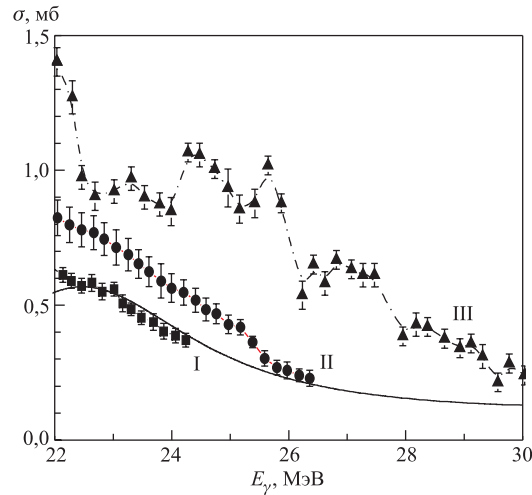


Рис. 26. Интегральные сечения процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$. Эксперимент: I, II — [103]; III — [102]. Сплошная кривая — настоящий расчет; штрихпунктирная — сплайн экспериментальных данных

включает с большой вероятностью помимо канала ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$, $Q = 9,98$ МэВ также каналы ${}^7\text{Li}(\gamma, p2n)$, $Q = 10,95$ МэВ и ${}^7\text{Li}(\gamma, pn)$, $Q = 11,84$ МэВ [103].

Выше данных I и II лежат точки, измеренные в [102], которые также получены в экспериментах с реальными фотонами и соответствуют процессу ${}^7\text{Li}(\gamma, p_{0+1}){}^6\text{He}$. Как видно из рис. 26, сечение из [102] имеет ярко выраженную резонансную структуру. Поскольку как экспериментальное (данные I), так и теоретически рассчитанное сечения реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, p_0){}^6\text{He}$ монотонно зависят от энергии, объяснить резонансную структуру группы данных III можно только вкладом дополнительного канала (γ, p_1) , соответствующего образованию ядра ${}^6\text{He}$ в первом возбужденном состоянии $2^+, 1$. По нашим оценкам, в канале фрагментации ${}^7\text{Li}_{\text{gs}} \rightarrow {}^6\text{He}(2^+, 1) + p$ абсолютно доминирует спин канала $s_c = 5/2$ по сравнению с $s_c = 3/2$. Возбужденные состояния фрагментации ядра ${}^7\text{Li}$ в протонном канале до сих пор не изучены, нет данных канала фоторасщепления ${}^7\text{Li}_{\text{gs}} \rightarrow {}^6\text{He}(2^+, 1) + p$. В связи с этим важны и актуальны как новые теоретические, так и экспериментальные исследования данного процесса.

5.3. Фоторасщепление ядра ${}^9\text{Be}$ в канале ${}^8\text{Li} + p$. В настоящее время для процесса фотоизлучения протонов ${}^9\text{Be}(\gamma, p){}^8\text{Li}$ имеется только две группы эксклюзивных экспериментальных данных. Сечения реакции (γ, p_0) измерены в диапазоне энергий $E_\gamma \sim 18\text{--}28$ МэВ [104]. Для энергий $E_\gamma \simeq 18\text{--}32$ МэВ имеются более ранние измерения для реакции (γ, p_{0+1}) [105]. Далее представлены теоретические расчеты данных процессов в рамках потенциального кластерного подхода.

Основная проблема при рассмотрении процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p){}^8\text{Li}$ состоит в корректном описании состояний непрерывного спектра, поскольку нет данных по упругому рассеянию в кластерном канале ${}^8\text{Li} + p$.

В связи с этим в качестве отправной точки для фитирования параметров потенциалов взаимодействия используем экспериментальные данные работы [104] по энергетической зависимости дифференциальных сечений процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$ для угла вылета протонов $\theta = 125^\circ$ в интервале энергий $E_\gamma = 20,5\text{--}27,5$ МэВ, причем ядро-остаток ${}^8\text{Li}$ образуется в основном состоянии.

В теоретических исследованиях использовались два момента, которые следуют из анализа экспериментальных данных [104]. Во-первых, дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ ($E_\gamma, \theta = 125^\circ$) имеет ярко выраженную резонансную структуру. Максимумы наблюдаются при $E_\gamma(E_{\text{цм}})$: 20,75(3,65), 21,66(4,57) и 23,33(6,44) МэВ.

Во-вторых, в работе [104] также приводятся угловые распределения, но проинтегрированные в интервале энергий $E_\gamma = 22\text{--}22,5$ МэВ. Обработка

экспериментальных сечений $d\sigma/d\Omega = A_0 \sum_{n=1}^4 (1 + a_n P_n(\cos \theta))$ по полиномам

Лежандра указывает на то, что оно определяется $E1$ - и $E2$ -мультиполями, а также их интерференцией. При этом большой вес коэффициента a_4 позволяет предположить, что $E2$ -парциальное сечение доминирует в рассматриваемой области энергий.

Амплитуды $E1$ - и $E2$ -переходов имеют следующую формальную конструкцию:

$$P \xrightarrow{E1} s(3/2^+) + d(1/2^+, 3/2^+, 5/2^+);$$

$$P \xrightarrow{E2} p(1/2^-, 3/2^-, 5/2^-) + f(3/2^-, 5/2^-, 7/2^-).$$

Здесь в скобках указаны полные моменты j_f^π , соответствующие расщеплению парциальных волн за счет спин-орбитального взаимодействия V_{s1} в конечном канале. При конструировании состояний непрерывного спектра предполагалось, что p - и d -волны монотонно зависят от энергии, слабо расщепляются потенциалом V_{s1} . Таким образом, парциальное сечение $E1$ -перехода определяется s -волновой амплитудой и доминирует у порога.

Далее, с ростом энергии заметный вклад в суммарное сечение дают $E2$ -переходы. Параметры взаимодействия ${}^8\text{Li}$ и p в конечном канале подбирались так, чтобы воспроизвести экспериментальное сечение [104]. В частности, положение резонансов в парциальных составляющих f -волны подгонялось под экспериментально наблюдаемые. Результаты расчетов фаз рассеяния представлены на рис. 27.

Считаем актуальным обсудить энергетическую зависимость p -фаз рассеяния. В работе [106] представлены данные по полным сечениям $\sigma(E_\gamma)$, при

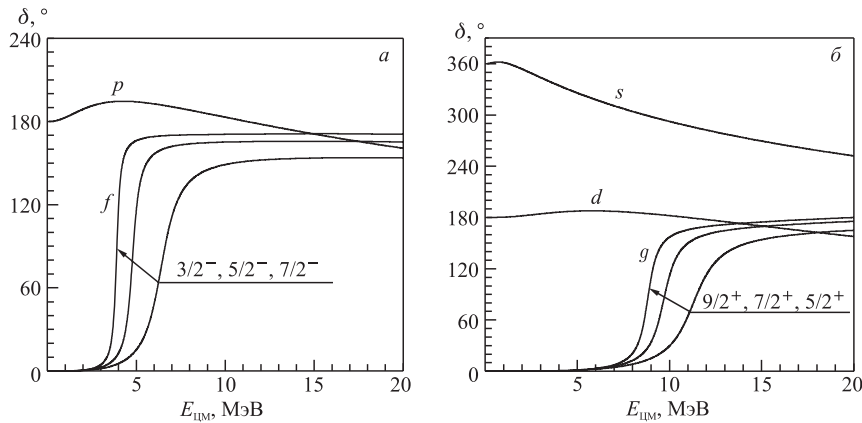


Рис. 27. Ядерные фазы упругого рассеяния в канале ${}^8\text{Li} + p$ при наличии кулоновского взаимодействия V_c

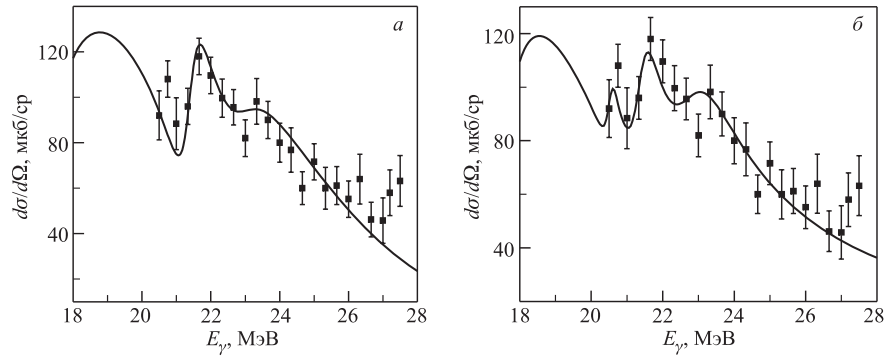


Рис. 28. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega(E_\gamma, \theta = 125^\circ)$ процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$

низких энергиях $E_{\text{цм}} \leq 1$ МэВ в сечении наблюдается также явно выраженная резонансная структура. Можно предположить, что это связано с резонансами в p -волнах в околороговой области. Заметим, что для целей настоящего обзора энергетическая зависимость p -фаз рассеяния, представленная на рис. 27, б, вполне приемлема, однако возможно и резонансное поведение при очень низких энергиях, при условии, что с ростом $E_{\text{цм}}$ энергетическая зависимость в целом не меняется. Дальнейшие исследования в этом направлении несомненно представляют большой интерес.

На рис. 28 приведены результаты расчетов дифференциальных сечений $d\sigma/d\Omega(E_\gamma, \theta = 125^\circ)$ в сравнении с экспериментальными данными, полученные для двух различных версий потенциалов взаимодействия в f -волне.

В первом случае (рис. 28, а) хорошо воспроизводится положение второго и третьего резонансов, при этом $E1$ - и $E2$ -парциальные сечения интерферируют деструктивно. Во втором случае (рис. 28, б) интерференция конструктивная и воспроизводятся положения всех трех резонансов. Однако такое хорошее согласие с экспериментом удается достигнуть только в предположении, что имеется инверсия в порядке появления парциальных волн $f(3/2^-, 5/2^-, 7/2^-)$.

Для проверки гипотезы об инверсии возбуждения резонансов в $f(3/2^-, 5/2^-, 7/2^-)$ -волне непрерывного спектра предлагается исследовать еще одну характеристику процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$, для которой имеются экспериментальные данные. На рис. 29 представлены угловые распределения протонов при энергии $E_\gamma = 21,5$ МэВ.

Как следует из рис. 29, воспроизвести экспериментальные данные по угловым распределениям протонов удастся только в предположении о доминирующем вкладе квадрупольного электрического $E2$ -перехода.

На рис. 28, б видно, что энергия $E_\gamma = 21,5$ МэВ соответствует второму резонансу в экспериментальном спектре. Но в рамках настоящего расчета

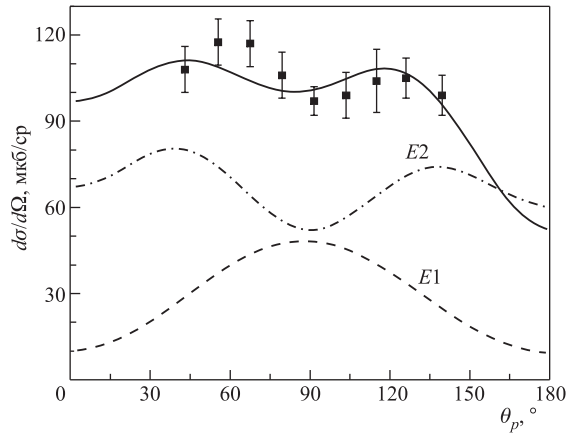


Рис. 29. Угловые распределения протонов в процессе ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$ при $E_\gamma = 21,5$ МэВ. Эксперимент — работа [104]. Расчет: штриховая кривая — $E1$ -переход; штрихпунктирная — $E2$ -переход; сплошная — суммарное сечение

этот резонанс отождествляется с $j_f = 5/2^-$ -волной рассеяния (рис. 27). Таким образом, исходное предположение о том, что угловые распределения для процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$ позволяют определиться с инверсией в $f(3/2^-, 5/2^-, 7/2^-)$ -волне, требует дополнительной проверки.

Анализ экспериментальных данных [105] показывает, что для углов регистрации фотопротонов $\theta_p = 90^\circ$ в дифференциальных сечениях $d\sigma/d\Omega(E_\gamma)$ наблюдается резонансная структура, также как и в данных [104] при $\theta_p = 125^\circ$ в энергетических распределениях при энергиях $E_\gamma(E_{\text{цм}}) = 20,75(3,65)$; $21,66(4,57)$ и $23,33(6,44)$ МэВ. Таким образом, такое поведение сечений следует интерпретировать не как результат интерференционных эффектов, но как проявление резонансного поведения соответствующих волн рассеяния, что вполне укладывается в рамки потенциального подхода.

Сравнение экспериментальных данных [104] и [105] показывает наличие в спектре реакции (γ, p_{0+1}) еще одного резонанса при $E_\gamma(E_{\text{цм}}) = 27,5(9,6)$ МэВ. Заметим, что в данных [104] имеется только некоторое указание на наличие этого резонанса. Таким образом, по сравнению с рассмотренными ранее $E1$ - и $E2$ -мультиполями мы включили в рассмотрение $E3$ -переход, которому соответствуют амплитуды $P^{E1} \rightarrow d(3/2^+, 5/2^+, 7/2^+) + g(5/2^+, 7/2^+, 9/2^+)$.

Следует отметить, что при образовании ядра ${}^8\text{Li}$ в основном состоянии с квантовыми числами 2^+ , 1 правила отбора допускают только значение спина канала $s = 3/2$.

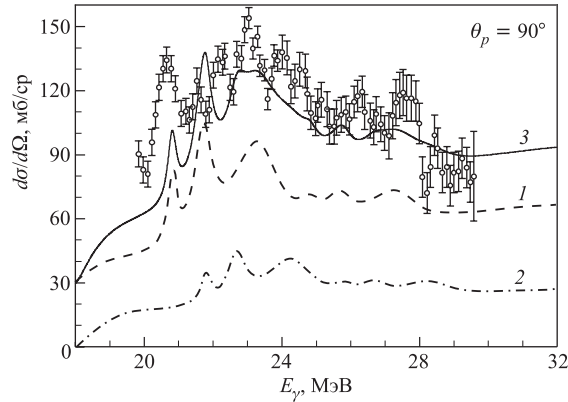


Рис. 30. Дифференциальные сечения процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$ при углах вылета протонов $\theta_p = 90^\circ$. Расчет: 1 — сечение процесса (γ, p_0) ; 2 — сечение процесса (γ, p_1) ; 3 — суммарное сечение. Эксперимент — [105]

В случае переходов в первое возбужденное состояние ядра ${}^8\text{Li}(1^+, 1)$ спин канала допускает значения $3/2$ и $1/2$. Наши оценки показали, что каналом $s = 1/2$ можно пренебречь с высокой степенью точности. Таким образом, далее обсуждаются только амплитуды, соответствующие спину канала $s = 3/2$.

На рис. 30 приводится сравнение теоретически рассчитанных сечений $d\sigma/d\Omega(E_\gamma)$ с экспериментальными данными. Как видно, теоретические сечения (γ, p_0) и (γ, p_1) , соответствующие образованию ядра ${}^8\text{Li}$ в основном и первом возбужденном состояниях, имеют резонансную структуру. Относительный вклад каналов (γ, p_0) и (γ, p_1) соответствует примерно отношению спектроскопических факторов $S_{1+}/S_{2+} = 0,34/0,88 \simeq 0,39$.

Рис. 31 иллюстрирует сравнительный вклад $E3$ -мультиполя относительно суммарного сечения, рассчитанного только с учетом $E1 + E2$ -переходов. Интерференция $E1 + E3$ -мультиполей нетривиально проявляется при угле вылета протонов $\theta_p = 90^\circ$. Заметим, что резонансная энергетическая зависимость $E3$ парциального сечения обусловлена резонансным поведением g -волн рассеяния.

Набор рассчитанных фаз рассеяния, с которым удается воспроизвести экспериментальные сечения процессов ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$, приведен на рис. 27. Предполагается сильное спин-орбитальное взаимодействие в f - и g -волнах и плавная энергетическая зависимость для s -, p - и d -волн.

Считаем актуальным обсудить энергетическую зависимость p -фаз рассеяния. В работе [107] представлены данные по полным сечениям $\sigma(E_\gamma)$. При низких энергиях $E_{\text{цм}} \leq 1$ МэВ в сечении наблюдается явно выраженная ре-

Рис. 31. Парциальные дифференциальные сечения процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$ при углах вылета протонов $\theta_p = 90^\circ$. Штриховая кривая — суммарное сечение $E1$ - и $E2$ -переходов; штрихпунктирная — парциальное сечение $E3$ -перехода (умножено на 10); сплошная — суммарное сечение

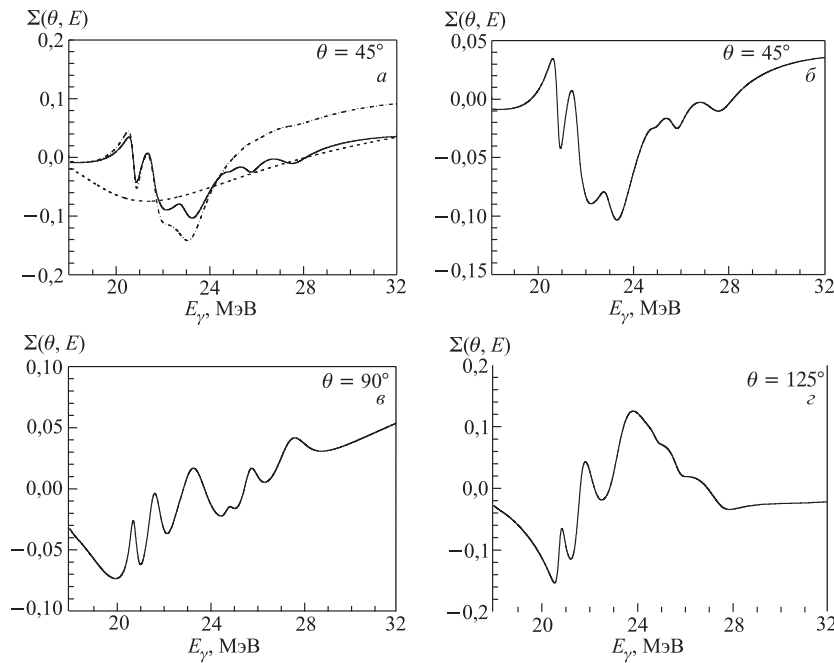
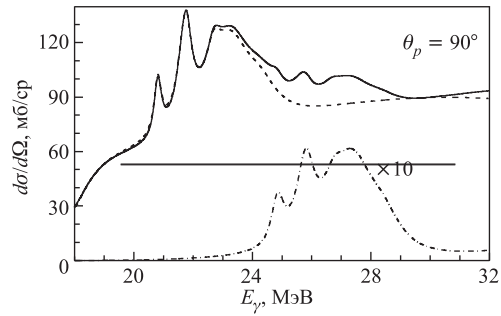


Рис. 32. Асимметрия вылета протонов в процессе ${}^9\text{Be}(\gamma, p){}^8\text{Li}$. Штриховая кривая — $E1$ -переход; штрихпунктирная — $E1$ - и $E2$ -переходы; сплошная — суммарный расчет с учетом $E1$ -, $E2$ - и $E3$ -амплитуд

зональная структура. Можно предположить, что это связано с резонансами в p -волнах в околопороговой области.

Дальнейшие исследования этого канала на современном уровне следует продолжать с привлечением поляризационных характеристик. В качестве примера приведем результаты расчетов асимметрии углового распределения

вторичных протонов $\Sigma(E_\gamma, \theta)$ в процессе ${}^9\text{Be}(\gamma, p){}^8\text{Li}$ с линейно-поляризованными фотонами, которые можно рекомендовать для исследования резонансного поведения f -волны рассеяния и решения вопроса об инверсии в соответствующих парциальных волнах.

Рис. 32 иллюстрирует энергетическую зависимость $\Sigma(E_\gamma, \theta)$ для фиксированных углов вылета протонов. Как видно, суммарные кривые качественно кардинально отличаются друг от друга, и, таким образом, экспериментальная проверка полученных результатов не требует прецизионных измерений. При этом явно прослеживается структура, соответствующая установленным выше резонансам в $p^8\text{Li}$ -канале рассеяния.

В заключение отметим, что в рамках потенциального кластерного подхода достигается хорошее согласие с экспериментальными данными для процесса ${}^9\text{Be}(\gamma, p_{0+1}){}^8\text{Li}$ [105].

Для дальнейшего развития теории представляют интерес измерения при более высоких энергиях, а также новые данные с привлечением поляризационных характеристик по протонной фотоэмиссии и надежным разрешением каналов (γ, p_0) и (γ, p_1) .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многочастичная модель оболочек довольно хорошо передает значения однонуклонных спектроскопических факторов ядер $1p$ -оболочки. Модель схватывает значительные изменения этих величин для соседних уровней одного и того же ядра. Она дает разумное объяснение аномально малым значениям парциальных ширин Γ для высоколежащих уровней нечетных ядер с изоспином $T = 3/2$ как для «разрешенных», так и для «запрещенных» правилами отбора по изоспину переходов. Единственным рассмотренным в обзоре случаем, когда ММО дает неверный результат, является случай отделения нейтрона из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в основном и первом возбужденном состоянии. Причиной этого является малая величина энергии связи нейтрона в ядре ${}^9\text{Be}$ ($\varepsilon = 1,6654$ МэВ), вследствие чего его волновая функция имеет протяженный характер, что противоречит быстро спадающей асимптотике оболочечных функций. Это подтверждается и тем фактом, что для сильносвязанного протона ($\varepsilon = 16,8869$ МэВ) оболочечные спектроскопические факторы неплохо согласуются с экспериментом.

Неверная асимптотика волновых функций модели оболочек проявляется и при описании ядерных процессов, имеющих периферический характер, таких как фоторасщепление ядер в двухчастичные каналы [38] или упругого и неупругого рассеяния адронов при малых переданных импульсах [40]. Во всех этих случаях правильный результат достигается в потенциальных кластерных моделях, в которых волновые функции имеют более протяженную

асимптотику. При этом потенциальные кластерные модели воспроизводят нуклонные спектроскопические факторы как для случая «статической», так и для «динамической» кластеризации в ядрах.

С использованием метода проектирования кластерных волновых функций нами рассмотрены фотоядерные реакции типа (γ, p) на ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$, а также (γ, n) -процесс на ядре ${}^7\text{Li}$. Во всех случаях расчеты сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Дальнейшая проверка предложенной теории (γ, N) -процессов должна состоять в более детальных измерениях дифференциальных сечений и особенно поляризационных характеристик, в частности, асимметрии угловых распределений нуклонов, для которых во всех случаях выполнены расчеты.

Особый интерес вызывает изучение важной для ядерной астрофизики реакции (p, γ) на нестабильных ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{Li}$, экспериментальные исследования которых могут быть проведены, в частности, в ОИЯИ, Дубна [108]. Изучение реакции ${}^6\text{He}(p, \gamma){}^7\text{Li}$ интересно как при средних энергиях в несколько десятков МэВ, так и при низких астрофизических энергиях. В первом случае наши результаты противоречат расчетам в МРГ [99]. К примеру, не понятен результат в МРГ, что сечение перехода на первое возбужденное состояние ядра ${}^7\text{Li}$ существенно превышает сечение переходов с образованием основного состояния.

Что касается низких энергий ≤ 1 МэВ, то заслуживает внимания вывод работы [109] о значительном подавлении $E1$ -мультиполя за счет деструктивной интерференции вкладов от внутренней и внешней области ядра, что может быть связано с узлом кластерной at -волновой функции ядра ${}^7\text{Li}$ [38].

Представленные в обзоре новые материалы по (γ, n) - и (γ, p) -реакциям на ядрах p -оболочки могут быть предложены для экспериментальных измерений в Лаборатории нейтронной физики в ОИЯИ, где в последние годы активно ведутся исследования по спектрометрии γ -квантов, в частности, из p -волновых нейтронных резонансов и накоплен большой материал по (γ, n) - и (γ, p) -реакциям на средних ядрах [110].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эллиот Дж., Лейн А. Модель ядерных оболочек // Структура атомного ядра. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. С. 282–467.
2. Ситенко А. Г., Тартаковский В. Н. Лекции по теории ядра. М.: Атомиздат, 1972. 351 с.
3. Feenberg E., Wigner E. P. On Structure of the Nuclei Between Helium and Oxygen // Phys. Rev. 1937. V. 51, No. 2. P. 95–106.
4. Гепперт-Майер М., Иенсен Дж. Элементарная теория ядерных оболочек. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 318 с.

5. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 5-10$ // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1–225;
Tilley D.R. et al. Energy Levels of Light Nuclei $A = 5-7$ // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3;
Tilley D.R. et al. Energy Levels of Light Nuclei $A = 8-10$ // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155.
6. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 11-12$ // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 1–158; 1990. V. 506. P. 1.
7. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 13-15$ // Nucl. Phys. A. 1985. V. 449. P. 1–186; 1991. V. 523. P. 1.
8. *Батлер С.* Ядерные реакции срыва. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 173 с.
9. *Ситенко А. Г.* Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983. 352 с.
10. *Престон М. А.* Физика ядра. М.: Мир, 1964. 575 с.
11. *French J. B.* The Analysis of Reduced Widths // Nucl. Spectr. Part B. N. Y.; London, 1960. P. 890–931;
Macfarlane M. H., French J. B. Stripping Reactions and the Structure of Light and Intermediate Nuclei // Rev. Mod. Phys. 1960. V. 32, No. 3. P. 567–691.
12. *Гончаров С. А. и др.* Спектроскопические факторы и ядерные вершинные константы из реакции (p, d) на ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$ и анализ в рамках DWBA // ЯФ. 1986. Т. 44, вып. 2(8). С. 303–311.
13. *Шапиро Н. С.* Дисперсионная теория прямых ядерных реакций. М.: Госатомиздат, 1963. 91 с.
14. *Артемьев К. П. и др.* Реакция $({}^3\text{He}, \alpha)$ на легких ядрах // ЯФ. 1968. Т. 7. С. 500–514.
15. *Goncharov S. A. et al.* Spectroscopic Factors of ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ and ${}^{13}\text{C}$ from (d, t) Reactions // Czechosl. J. Phys. B. 1988. V. 38. P. 12–18.
16. *Kurath D.* Intermediate Coupling in the $1p$ -shell // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 216;
Cohen S., Kurath D. Effective Interactions for the $1p$ -shell // Nucl. Phys. 1965. No. 1. P. 1–24;
Cohen S., Kurath D. Spectroscopic Factors for the $1p$ -shell // Nucl. Phys. 1967. V. 101. P. 1–16.
17. *Бояркина А. Н.* Структура ядер $1p$ -оболочки. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1973. 62 с.
18. *Lanen J. B. J. M. et al.* Electrodintegration of ${}^6\text{Li}$ Studied with Reaction ${}^6\text{Li}(e, e'p)$ // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62, No. 25. P. 2925–2928.
19. *Lanen J. B. J. M. et al.* $(e, e'p)$ Study of Triton + Deuteron + Proton Clustering in ${}^6\text{Li}$ // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62, No. 26. P. 2793–2796.
20. *Балашов В. В., Бояркина А. Н., Роттер И.* Теория фрагментации в процессах квазиупругого рассеяния быстрых частиц на легких ядрах. Препринт ОИЯИ Р-1357. Дубна, 1963. 38 с.
21. *Балашов В. В., Мебония Д. В.* Квазиупругое рассеяние электронов на легких ядрах с выбиванием нуклонов и сложных частиц // Изв. АН Армянск. ССР. Физика. 1968. № 3. С. 122–145.
22. *Мельник Ю. П., Гончар В. Ю., Инопин Е. В.* Оболочечное описание реакции выбивания протонов электронами из легких ядер // Укр. физ. журн. 1974. Т. 19, № 6. С. 965–974.

23. *Eramzhyan R.A. et al.* The Giant Dipole Resonance in Light Nuclei and Related Phenomena // *Phys. Rep.* 1986. V. 136, No. 4–6. P. 229–400;
Данос М. и др. Дипольный гигантский резонанс и развитие представлений о динамике ядра // *УФН.* 1995. Т. 165, № 12. С. 1345–1355.
24. *Иишанов Б. С. и др.* Конфигурационное расщепление дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах // *УФН.* 1990. Т. 160, № 3. С. 57–99.
25. *Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А.* Структура легких ядер с $A = 6, 7, 8$ в кластерных моделях для потенциалов с запрещенными состояниями // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1984. Т. 48. С. 935–937.
26. *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.
27. *Kukulin V.I. et al.* Detailed Study of the Cluster Structure of Light Nuclei in a Three-Body Model. (I). Ground State of ${}^6\text{Li}$ // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 417, No. 1. P. 128–156; (II). The Spectrum of Low-lying States of Nuclei with $A = 6$ // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 453, No. 3. P. 365–388; (IV). Large Space Calculation for $A = 6$ Nuclei with Realistic Nuclear Forces // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 586. P. 151–189.
28. *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;
Кукулин В. И. и др. Спектры ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ в трехчастичной мультикластерной модели // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1993. Т. 57. С. 170–179.
29. *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.
30. *Burkova N.A. et al.* Is it Possible to Observe an Isoscalar $E1$ -Multipole in ${}^6\text{Li}\gamma \leftrightarrow \alpha d$ Reactions? // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 248. P. 15–20.
31. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т.* Особенности расщепления ядра ${}^6\text{Li}$ в αd -канале фотонами, электронами и протонами // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1994. Т. 58, № 11. С. 122–128.
32. *Жусупов М. А. и др.* Упругое и неупругое рассеяние протонов и антипротонов на ядре ${}^6\text{Li}$ при промежуточных энергиях // *ЯФ.* 1994. Т. 57, № 11. С. 2013–2024.
33. *Eramzhyan R.A. et al.* Exchange and Correlation Effects in the Electromagnetic Structure of Light Nuclei // *Phys. Lett. B.* 1989. V. 228. P. 1–5.
34. *Чувильский Ю. М., Рыжих Г. Г.* Спектроскопический фактор канала ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ в $\alpha + 2N$ -модели с антисимметризацией // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1990. Т. 54, № 11. С. 2276–2280.
35. *Чувильский Ю. М., Рыжих Г. Г.* Спектроскопический фактор канала ${}^6\text{Li} \rightarrow \tau + t$ в $\alpha + 2N$ -модели с антисимметризацией // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1992. Т. 56, № 1. С. 112–117.
36. *Voronchev V. V. et al.* Three-Body Calculations of $A = 9$ Nuclei with Supersymmetric Potentials // *Few-Body Syst.* 1995. V. 18. P. 191–202.
37. *Жусупов М. А., Сахиев С. К., Каитов Т. Д.* Изучение спектроскопических характеристик ядра ${}^9\text{Be}$ в трехчастичной модели // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1996. Т. 60, № 11. С. 123–131.

38. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А. Потенциальная теория кластерного фоторасщепления легких ядер // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 4. С. 801–868.
39. 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; Поляризационные характеристики в упругом рассеянии протонов на ядре ${}^9\text{Be}$ // ЯФ. 1998. Т. 61, № 1. С. 51–61.
40. Беляев В. Б. Лекции по теории малочастичных систем. М.: Энергоатомиздат, 1986. 127 с.
41. Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. 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.
42. Жусупов М. А., Жусупова К. А., Ибраева Е. Т. Однонуклонные спектроскопические факторы и импульсные распределения ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ в трехчастичных моделях // ЯФ. 2000. Т. 63, вып. 2. С. 223–231.
43. Жусупов М. А., Сахиев С. К., Сагиндыков Ш. Ш. Спектроскопические характеристики ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ в трехкластерных моделях // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65, № 5. С. 714–717.
44. Жусупов М. А., Сахиев С. К., Сагиндыков Ш. Ш. Учет тензорных сил в трехчастичном расчете ядра ${}^8\text{Li}$ // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70, № 2. С. 240–242.
45. Жусупов М. А., Сагиндыков Ш. Ш. Исследование реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ при низкой энергии // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66, № 3. С. 392–395.
46. Буркова Н. А. и др. Нуклонные спектроскопические факторы в потенциальных кластерных моделях // Вестн. КазНУ. Сер. физ. 2005. № 1(19). С. 182–185.
47. 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.
48. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А. Проектирование волновой функции ядра ${}^7\text{Li}$ на кластерный канал ${}^6\text{Li} + n$. I. Элементы формализма // Вестн. КазНУ. Сер. физ. 2005. № 1(19). С. 11–15; II. Радиальные функции ${}^6\text{Li}n$ относительного движения. Спектроскопические S_n -факторы // Вестн. КазНУ. Сер. физ. 2005. № 1(19). С. 16–22.
49. 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.
50. Буркова Н. А. и др. Описание реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, p_0){}^8\text{Li}$ в потенциальном подходе // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70, № 2. С. 305–308.
51. Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А. Описание процесса ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$ в потенциальном кластерном подходе // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72, № 3. С. 273–279; Потенциальный кластерный подход к описанию реакции ${}^7\text{Li}(\gamma, p){}^6\text{He}$ // Там же. С. 254–260.
52. Burkova N., Zhaksybekova K. Modern Developments in Cluster Photodisintegration of Light Nuclei // Proc. of XI Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei. M., 2007. P. 59–70.
53. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414 с.
54. Немец О. Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наук. думка, 1988. 488 с.

55. Жусупов М. А. Проявление кластерной структуры легких ядер в ядерных реакциях // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54, № 11. С. 2230–2239.
56. Заика Н. А. и др. Реакции одно- и двухнейтронного подхвата при взаимодействии протонов с ${}^9\text{Be}$ // ЯФ. 1984. Т. 39, вып. 5. С. 1081–1088.
57. Balashov V. V., Boyarkina A. N., Rotter I. Fragmentation Theory in the Quasielastic Scattering of Fast Particles on Light Nuclei // Nucl. Phys. 1964. V. 59, No. 3. P. 417–441.
58. Barker F. C. Intermediate Coupling Shell-Model Calculations for Light Nuclei // Nucl. Phys. 1966. V. 83. P. 418–448.
59. Жусупов М. А., Карапетян В. В., Эрамжян Р. А. Уровни положительной четности в ядре ${}^{15}\text{N}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 332–337.
60. Жусупов М. А., Эрамжян Р. А. Электромагнитные переходы в ядрах ${}^{15}\text{N}$ и ${}^{15}\text{O}$ // Там же. С. 2113–2116.
61. Жусупов М. А., Эрамжян Р. А. Прямые и обратные фотоядерные реакции на ядрах ${}^{15}\text{N}$ и ${}^{15}\text{O}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1969. Т. 33. С. 730–737.
62. Жусупов М. А., Жусупова К. А. Нуклонные спектроскопические факторы для ядра ${}^{15}\text{O}$ // Тез. докл. ЛШ Междунар. совещ. по ядер. спектроскопии и структуре атомного ядра. Санкт-Петербург, 2003. С. 123.
63. Schroder U. et al. Stellar Reaction Rate of ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ and Hydrogen Burning in Massive Stars // Nucl. Phys. A. 1987. V. 467. P. 240–260.
64. Bertone P. F. et al. ${}^{14}\text{N}({}^3\text{He}, d){}^{15}\text{O}$ as a Probe of Direct Capture in the ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ Reaction // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 055804–055811.
65. Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958. 611 с.
66. Лейн А. М., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 393 с.
67. Лукьянов А. В., Теплов И. Б., Акимова М. К. Таблицы волновых кулоновских функций (функций Уиттекера). М.: ВЦ АН СССР, 1961. 221 с.
68. Давыдов А. С. Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 704 с.
69. Варшолович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 439 с.
70. Hinterberger F. et al. High-Resolution Resonance Study of the ${}^{12}\text{C} + n$ Total Cross Section in the Region of ${}^{13}\text{C}$ with $T = 3/2$ States // Z. Phys. A. 1987. V. 326. P. 407–412.
71. Буркова Н. А. и др. Особенности двухчастичной фрагментации ядра ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha n$ -представлении с отделением изотопов лития ${}^{6,7,8}\text{Li}$ // Вестн. КазНУ. Сер. физ. 2004. № 1(16). С. 3–13.
72. Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. Электромагнитные эффекты в легких ядрах и потенциальная кластерная модель // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. С. 1529–1594.
73. Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. Гауссов потенциал упругого αn -рассеяния // Теория квантовых систем с сильным взаимодействием: Сб. науч. тр. Калинин, 1987. С. 85–89.
74. Buck B., Friedrich H., Wheatley C. Local Potential Model for the Scattering of Complex Nuclei // Nucl. Phys. A. 1977. V. 275. P. 246–268.
75. Sack S., Biedenharn L. C., Breit G. Elastic Scattering of Protons by Alpha Particles // Phys. Rev. 1954. V. 93, No. 2. P. 321–325.

76. *Ali S., Bodmer A. R.* Phenomenological $\alpha\alpha$ -potentials // *Nucl. Phys.* 1966. V. 80. P. 99–112.
77. *Жусупова К. А.* Исследование однонуклонных спектроскопических характеристик в легких ядрах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Алма-Ата: ИЯФ НАН РК, 1998. 102 с.
78. *Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И.* Мюонный катализ и ядерный бридинг // *УФН.* 1990. Т. 160, вып. 8. С. 1–46.
79. *Неудачин В. Г., Сахарук А. А., Смирнов Ю. Ф.* Обобщенное потенциальное описание взаимодействия легчайших кластеров — рассеяние и фотоядерные реакции // *ЭЧАЯ.* 1992. Т. 23, вып. 2. С. 479–541.
80. *Ворончев В. Т. и др.* О трехчастичной природе «термоядерного» резонанса в ${}^5\text{He}$ // *ЯФ.* 1983. Т. 37, вып. 2. С. 271–273.
81. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В.* Потенциальное описание процессов упругого Nd -, dd -, $N\alpha$ - и $d\tau$ -рассеяния // *ЯФ.* 1990. Т. 51. С. 1541–1550.
82. *Василевский В. С., Гутич Н. Ф., Охрименко И. П.* Расчет сечения реакции $d(t, n)\alpha$ и параметров $3/2^+$ резонанса ядра ${}^5\text{He}$ // *ЯФ.* 1987. Т. 46. С. 757–769.
83. *Жусупов М. А., Узиков Ю. Н.* Реакции квазиупругого выбивания кластеров быстрыми протонами при больших переданных импульсах и структура ядра // *ЭЧАЯ.* 1987. Т. 18, вып. 2. С. 323–372.
84. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В.* Потенциальное описание кластерных каналов ядер лития // *ЯФ.* 1993. Т. 56. С. 87–98.
85. *Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А., Жусупов М. А.* Спектроскопические характеристики ${}^6\text{Li} + n$ кластерного канала ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -модели // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2006. № 2. С. 309–313.
86. *Буркова Н. А., Жаксыбекова К. А.* Проектирование волновой функции ядра ${}^7\text{Li}$ на кластерный канал ${}^6\text{He}_{\text{gs}} + p$ // *Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат.* 2005. № 2(240). С. 61–67.
87. *Brady F. P. et al.* ${}^6\text{Li}(n, d){}^5\text{He}$ and ${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$ with 56.3 MeV Neutrons // *Phys. Rev. C.* 1977. V. 16, No. 1. P. 31–41.
88. *Lapikas L., Wesseling J., Wiringa R. B.* Nuclear Structure Studies with the ${}^7\text{Li}(e, e'p)$ Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82, No. 22. P. 4404–4407; Correlations in the Ground-State Wave Function of ${}^7\text{Li}$ // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 663 & 664. P. 377c–380c.
89. *Сакута С. Б. и др.* Экспериментальное исследование высоковозбужденных состояний ядер ${}^5,6\text{He}$ и ${}^5,6\text{Li}$ в реакциях однонуклонного подхвата (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$) и (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$) // *ЯФ.* 2002. Т. 65, № 10. С. 1819–1825.
90. *Bramblett R. L. et al.* Photoneutron Cross Sections for ${}^7\text{Li}$ // *Proc. of Intern. Conf. Photonucle. React. Appl.*, California, 1973. V. 1. P. 175.
91. *Ferdinande H. et al.* Photoneutron Cross Sections in ${}^7\text{Li}$ // *Can. J. Phys.* 1977. V. 55. P. 428–433.
92. *Siddiqui S. A., Dytlewski N., Thies H. H.* The Photoneutron Cross Section of ${}^7\text{Li}$ // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 458. P. 387–396.
93. *Karataglidis S. et al.* The ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ Cross Section near Threshold // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 501. P. 108–117.
94. *Буркова Н. А. и др.* Магнитное дипольное фоторасщепление ядра ${}^7\text{Li}$ в канале ${}^6\text{Li} + n$ // *Вестн. КазНУ. Сер. физ.* 2005. № 2(20). С. 6–11.

95. *Barker F. C.* Neutron and Proton Capture by ${}^6\text{Li}$ // *Aust. J. Phys.* 1980. V. 33. P. 159–176.
96. *Kamal M. et al.* Self-Consistent Calculation of the Interactions of Nuclei with ${}^6\text{Li}$ // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1992. V. 18. P. 379–392.
97. *Green L., Donahue D. J.* Photoneutron Cross Sections with Monoenergetic Neutron — Capture Gamma Rays // *Phys. Rev. B.* 1964. V. 135. P. B701–P710.
98. *Berman B. L., Fultz S. C.* Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons // *Rev. Mod. Phys.* 1975. V. 47, No. 3. P. 713–761.
99. *Sauvan E. et al.* Radiative Proton Capture on ${}^6\text{He}$ // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87, No. 4. P. 042501-1–042501-4.
100. *Arai K., Descouvemont P., Baye D.* Low-Energy ${}^6\text{He} + p$ Reactions in Microscopic Cluster Model // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. P. 044611–044619.
101. *Sene M. R. et al.* The ${}^7\text{Li}(\gamma, n)$ and ${}^7\text{Li}(e, n)$ Reactions at Intermediate Photon Energies // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 442. P. 215–233.
102. *Денисов В. П., Кульчицкий В. А.* Реакции с испусканием протонов, дейтронов и тритонов при фоторасщеплении ядра ${}^7\text{Li}$ // *ЯФ.* 1967. Т. 5, вып. 3. С. 490–497.
103. *Junghans G. et al.* The Photodisintegration of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // *Z. Physik A.* 1979. V. 291. P. 353–365.
104. *Shoda K., Tanaka T.* Clusters in the Photodisintegration of ${}^9\text{Be}$ // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 59, No. 1. P. 239–252.
105. *Денисов В. П., Кульчицкий Л. А.* Исследование фоторасщепления ядра ${}^9\text{Be}$ // *ЯФ.* 1966. Т. 3, вып. 2. С. 268–276.
106. *Clikeman F. M., Bureau A. J., Steart M. G.* Photoproton Reaction in ${}^9\text{Be}$ // *Phys. Rev. C.* 1962. V. 126, No. 5. P. 1822–1825.
107. *Ишханов Б. С. и др.* Дипольный гигантский резонанс в ядрах p -оболочки — конфигурационное расщепление и кластерные эффекты // *ЭЧАЯ.* 1981. Т. 12, вып. 4. С. 905–961.
108. *Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э., Болен Х. Г.* Сильнонейтроноизбыточные изотопы элементов с $Z = 2–5$ // *ЭЧАЯ.* 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429–1513.
109. *Timofeyuk N. K., Thompson I. J.* Proton-Induced Reactions on ${}^6\text{He}$ at Low Energies // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 044608-1–044608-8.
110. *Ской В. Р., Шаранов Э. И.* P -четные угловые корреляции в резонансных (n, γ) -реакциях // *ЭЧАЯ.* 1991. Т. 22, вып. 6. С. 1400–1432.