

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЙ ${}^6\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^7\text{Li}$

Н. Буртебаев¹, А. С. Демьянова^{2,}, С. А. Гончаров³,
Маржан Насурлла¹, Маулен Насурлла^{1,4}, В. Жданов¹,
Р. Ходжаев¹, А. Данилов², Д. Исаев^{1,4}, С. Дмитриев²,
В. Старостин^{2,5}*

¹ Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан,
Алматы, 050032, Казахстан

² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва,
123182, Россия

³ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва,
119991, Россия

⁴ Физико-технический факультет Национального университета им. аль-Фараби,
Алматы, 050040, Казахстан

⁵ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва,
115409, Россия

Рассматриваются реакции передачи нейтрона ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ и захвата нейтрона ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ как источники информации о строении ядер лития в возбужденных, в том числе экзотических, состояниях на основе анализа как новых экспериментальных данных, которые были измерены при энергии $E_{\text{lab}}(d) = 14,5$ МэВ на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики (Алматы, Республика Казахстан), так и полученных ранее данных. Анализ дифференциальных сечений проводился в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом действия и феноменологического подхода, основанного на решении приближенного уравнения для формфактора. Полученные в результате анализа значения ядерных вершинных констант и асимптотических нормировочных коэффициентов сравниваются с теоретическими модельными расчетами и другими эмпирическими данными. Сравнение полученных радиальных зависимостей формфакторов реакции для различных состояний показывает, что волновая функция ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии 3,56 МэВ имеет увеличенные пространственные размеры по сравнению с основным состоянием, а оба этих состояния обладают большими размерами, чем состояние 2,19 МэВ. Этот результат свидетельствует в пользу существования гало в состоянии 3,56 МэВ, тогда как вопрос о наличии гало в основном состоянии ${}^6\text{Li}$ остается открытым. Для ${}^8\text{Li}$ сравнение радиальных зависимостей формфакторов показало, что пространственные размеры основного

* E-mail: a.s.demyanova@bk.ru

и возбужденного состояний (0,98 МэВ) близки. Вероятно, оба состояния имеют скинподобную структуру.

The reactions of neutron transfer ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ and neutron capture ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ are considered as sources of information on the structure of lithium nuclei in excited, including exotic states, based on analysis of new experimental data that were measured at the energy $E_{\text{lab}}(d) = 14.5$ MeV on the U-150M isochronous cyclotron of the Institute of Nuclear Physics (Almaty, Republic of Kazakhstan), as well as previously obtained data. The analysis of differential cross sections was carried out within the framework of the method of distorted waves with finite range of action and a phenomenological approach based on solving an approximate equation for the form factor. The values of the nuclear vertex constants and asymptotic normalization coefficients obtained as a result of the analysis are compared with theoretical model calculations and other empirical data. A comparison of the obtained radial dependences of the reaction form factors for different states shows that the wave function of the ${}^6\text{Li}$ in the 3.56 MeV state has increased spatial dimensions compared to the ground state, and both of these states have larger dimensions than the 2.19 MeV state. This result supports the existence of a halo in the 3.56 MeV state, while the question of the presence of a halo in the ${}^6\text{Li}$ ground state remains open. For ${}^8\text{Li}$, a comparison of the radial dependences of the form factors shows that the spatial dimensions of the ground and excited states (0.98 MeV) are close. Probably, both states have a skin-like structure.

PACS: 21.10.—k

ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых направлений современной ядерной физики является изучение экзотических состояний ядер, включая как основные состояния радиоактивных ядер вблизи границ стабильности, так и определенные возбужденные состояния стабильных ядер. Ядра с нуклонным гало представляют собой наиболее яркие примеры экзотических ядер. Гало характеризуется наличием диффузной поверхностной области, содержащей только валентные нуклоны, окружающие ядро с нормальной ядерной плотностью [1–4]. Волновой функции ядра в таком состоянии отвечает распределение плотности вещества с увеличенным среднеквадратичным радиусом.

Ядро ${}^6\text{He}$ является одним из простейших примеров ядра с гало в основном состоянии (0^+). Это ядро было тщательно изучено теоретически [5, 6]. В работе [7] была выдвинута гипотеза о возможном существовании галоподобной структуры в изобар-аналоговом состоянии ${}^6\text{Li}$ при 3,56 МэВ (0^+). Это состояние характеризуется галоподобной структурой с α -частицей в качестве ядра-кора, окруженной протоном и нейтроном.

В [8] с помощью модифицированной дифракционной модели были проанализированы данные по дифференциальным сечениям неупругого

рассеяния ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$ с возбуждением состояния 2,19 МэВ (3^+) при энергиях 34 и 72 МэВ и состояния 3,56 МэВ (0^+) при 24,6 и 27 МэВ. Показано, что оцененный среднеквадратичный радиус распределения плотности для состояния 2,19 МэВ (3^+) совпадает (в пределах погрешностей) с радиусом для основного состояния. Однако радиус для состояния 3,56 МэВ (0^+) составляет $(2,5 \pm 0,2)$ фм [8], что совпадает с радиусом ${}^6\text{He}$ и свидетельствует о наличии протон-нейтронного гало (иногда называемого танго-гало) [9, 10]. Этот радиус меньше ранее предсказанного значения 2,73 фм [7]. В [11] результаты исследования реакции передачи ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{11}\text{B}$ при энергии $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li})$ указывают на возможность наличия увеличенного радиуса и существования галоподобной структуры в состоянии 3,56 МэВ (0^+) ядра ${}^6\text{Li}$.

Пространственная структура ${}^6\text{He}$ была предсказана как достаточно сложная, с двумя типами корреляций: конфигурациями «сигара» и «динейтрон».

Теоретическое исследование возможных конфигураций триплета $A = 6$ выявило три основные геометрические конфигурации для низколежащих возбужденных состояний [12]:

1. «Гантель»: расстояние между двумя нуклонами значительно меньше расстояния между их центром масс и α -частицей.

2. «Сигара»: α -частица расположена между нуклонами, а среднее расстояние между нуклонами (4 фм) значительно больше расстояния между центром масс нуклонов и α -частицей (1–2 фм).

3. «Вертолет»: приблизительно равносторонняя треугольная конфигурация, вращающаяся одновременно вокруг двух осей.

Недавние расчеты в рамках модели No-core shell model (NCSM) [13] показали, что радиус для основного состояния ${}^6\text{Li}$ практически совпадает с радиусом для состояния 3,56 МэВ. Таким образом, вопросы о внутренней структуре низколежащих возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$ остаются открытыми.

Другим интересным случаем является мультиплет $A = 8$. Гало впервые было идентифицировано в ${}^8\text{B}$ [14] на основе увеличенного квадратного момента, что указывало на структуру ядра-кора ${}^7\text{Be}$, окруженного валентным протоном. Несмотря на наличие кулоновского и центробежного барьеров, это гало было подтверждено с помощью измерений полных сечений [15], что дало среднеквадратичный радиус 2,58 фм и радиус гало $R_h = 4,24$ фм. Однако недавние исследования показывают, что ${}^8\text{B}$ может напоминать нормальное ядро [16]. Все эксперименты подтверждают узкую ширину распределения продольного импульса ядра и явную хвостовую структуру в распределении плотности: расстояние между двумя нуклонами значительно меньше расстояния между их центром масс и α -частицей.

Ядро ${}^8\text{Li}$ представляет собой перспективный объект для изучения формирования гало. Различные теоретические подходы [17–21] были применены для исследования его структуры. Тем не менее значительные

неопределенности остаются из-за ограниченных экспериментальных данных. Некоторые методы точно воспроизводят радиус или квадрупольный момент ${}^8\text{Li}$, но не могут одновременно описать как ${}^8\text{Li}$, так и ${}^8\text{B}$.

Несколько исследовательских групп пытались определить структуру ${}^8\text{Li}$ непосредственно через измерение его радиуса или распределения плотности с помощью сечений реакций. Одно исследование показало отсутствие гало в ${}^8\text{Li}$ [22], тогда как другое выявило скинподобную структуру [23], что контрастирует с его зеркальным ядром ${}^8\text{B}$. Следовательно, структура ядра ${}^8\text{Li}$ остается неясной, особенно для его возбужденных состояний.

Стоит отметить, что в последнее время широко развиваются *ab initio* методы, которые используются для прямого расчета спектроскопических характеристик интересующих нас ядер (см., например, [24–26] и ссылки в них). Однако в этих расчетах сохраняются неопределенности, связанные с выбором взаимодействия и модельных пространств. Это является дополнительной мотивацией для наших экспериментальных исследований. Интересно сравнить спектроскопические характеристики, полученные из анализа наших экспериментальных данных, не только с результатами анализа других данных, но и с результатами различных теоретических расчетов.

В нашей работе мы попытались получить дополнительную информацию о внутренней структуре низколежащих возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$ на основе анализа как полученных ранее данных по реакциям ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$, так и новых экспериментальных данных, которые были измерены при энергии $E_{\text{lab}}(d) = 14,5$ МэВ (детали эксперимента представлены в разд. 1). Методика анализа описана в разд. 2, а результаты и обсуждение даны в разд. 3 и 4.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Энергетические спектры протонов и тритонов, образующихся в реакциях взаимодействия пучка дейтронов с ядрами мишени ${}^7\text{Li}$, измерялись при энергии дейтронов $E(d) = 14,5$ МэВ. Пучок дейтронов ускорялся на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики (Алматы, Республика Казахстан). Измерения проводились в диапазоне углов $20\text{--}90^\circ$ в лабораторной системе координат с шагом $2\text{--}3^\circ$. Данный эксперимент является продолжением аналогичного эксперимента при энергии 25 МэВ [27]. Разброс энергии ускоренных дейтронов составлял около 1%.

В качестве мишени использовался изотоп ${}^7\text{Li}$. Изотоп ${}^7\text{Li}$ (обогащенный до 90%) напылялся на пленку Al_2O_3 толщиной ~ 60 мкг/см². Толщина мишени была определена с помощью взвешивания на аналитических весах и составила $(0,39 \pm 0,03)$ мг/см². Для изготовления мишени из химически активного лития использовалось специальное устройство с вакуумным шлюзом, конструкция которого позволяла получать мишень

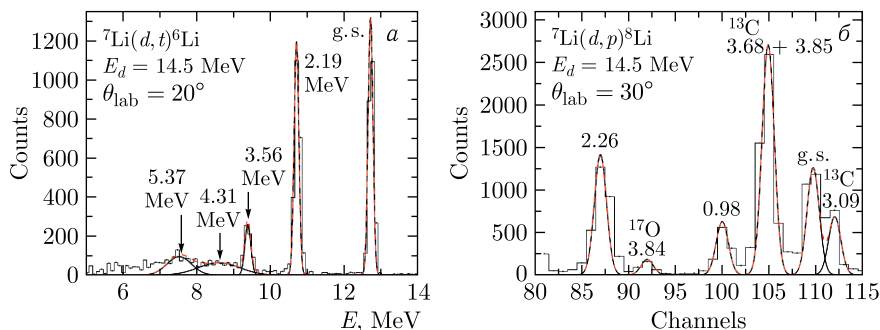


Рис. 1. а) Типичный энергетический спектр реакций ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ при $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$; б) типичный энергетический спектр реакций ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ при $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$

методом термического испарения изотопа ${}^7\text{Li}$ на тонкую подложку из Al_2O_3 , а также в последующем хранить и переносить ее в камеру рассеяния без нарушения вакуума.

Продукты ядерных реакций, сопровождающих взаимодействие ускоренных дейтронов с ядрами лития, регистрировались телескопом, состоящим из полупроводниковых кремниевых детекторов ΔE (толщиной 40 мкм) и E (толщиной до 2 мм). На рис. 1 показаны энергетические спектры трития и протонов из реакций ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ (рис. 1, а) и ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ (рис. 1, б). Общее энергетическое разрешение регистрируемых частиц составляло около 160 кэВ, включая разброс энергии пучка и энергетическое разрешение детекторов (60–80 кэВ). Количество дейтронов, прошедших через мишень, определялось с помощью цилиндра Фарадея с точностью не хуже 1 %.

Пики полученных экспериментальных энергетических спектров идентифицировались и параметризовались с использованием стандартного метода гауссовского разложения. Угловые распределения дифференциальных сечений реакции ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ были получены для основного состояния ($J^\pi = 1^+$), первого возбужденного ($J^\pi = 3^+$) и второго возбужденного ($J^\pi = 0^+$) состояний (рис. 2, а). Аналогично были получены угловые распределения дифференциальных сечений реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ с образованием основного состояния ($J^\pi = 2^+$) и первого возбужденного состояния ($J^\pi = 1^+$) (рис. 2, б). Полученные угловые распределения охватывают интервалы углов ($25\text{--}100^\circ$) в системе центра масс. Отметим, что все три угловые распределения для реакции ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ имеют одинаковую фазу в дифракционных структурах и согласуются с результатами нашего предыдущего эксперимента при энергии 25 МэВ [27].

Основной вклад в абсолютную погрешность дифференциальных сечений вносит комплексная неопределенность измерения толщины мишени и статистические ошибки. Статистические ошибки в большинстве

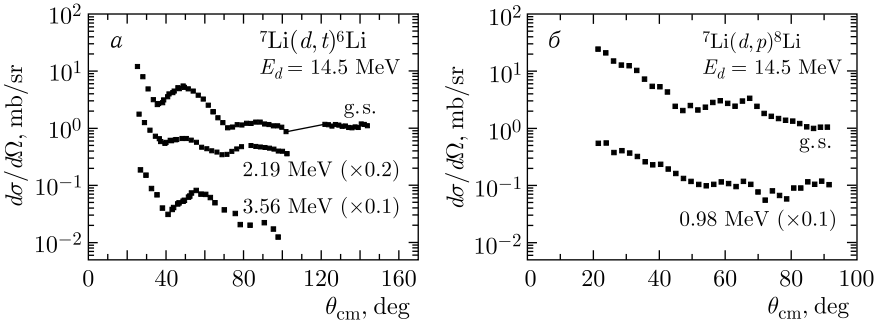


Рис. 2. а) Угловые распределения реакции ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ с возбуждением g. s., 2,19 (умножено на 1/5) и 3,56 МэВ (умножено на 1/10) состояний ${}^6\text{Li}$; б) угловые распределения реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ с возбуждением g. s. и 0,98 МэВ (умножено на 1/10) состояний ${}^8\text{Li}$

случаев были менее 5 %, как и в эксперименте ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ при энергии 25 МэВ [27], и не превышали размер точек на рис. 2.

2. ТЕОРИЯ

Как хорошо известно (см., например, [28]), область малых углов углового распределения прямой реакции (формирующей так называемый главный максимум) содержит основную часть информации о структуре участвующих ядер и взаимодействиях. Поэтому представляется вполне адекватным использование приближения искаженных волн с конечным радиусом действия (FRDWBA), где амплитуда перехода для реакции $A(a, b)B$, вызванной взаимодействием V , имеет вид [28]

$$T = \int u_b^{(-)*}(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) \langle \Psi_b \Psi_B || V || \Psi_a \Psi_A \rangle u_a^{(+)}(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a) d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b, \quad (1)$$

где u_i — искаженные волны волновых функций, описывающие упругое рассеяние во входном и выходном каналах реакции.

Эти каналы описываются с помощью комплексного оптического потенциала (ОП), который здесь представлен в рамках феноменологического подхода с использованием обычной параметризации Вудса–Саксона:

$$U(r) = -Vf(x_V) - iW_S f(x_S) + i4W_D \frac{df(x_D)}{dx_D} + V_C(r), \quad (2)$$

$$f(x) = (e^x + 1)^{-1}, \quad x_i = (r_i - R_i)/a_i, \quad R_i = r_i A^{1/3} \quad (i = V, S, D).$$

Кулоновский потенциал $V_C(r)$ здесь представляет собой стандартный потенциал равномерно заряженной сферы радиусом R_C , который вычис-

ляется через среднеквадратичные зарядовые радиусы ядер. Добавляется обычный спин-орбитальный потенциал

$$V_{\text{SO}}(r) = (V_{\text{SO}} + iW_{\text{SO}}) \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(x_{\text{SO}})}{dr} (L \cdot I_a). \quad (3)$$

Для каждого канала параметры ОП подбираются для описания имеющихся данных по упругому рассеянию. Если такие данные отсутствуют, то для уверенности в корректности описания используется дополнительная эмпирическая информация об энергетической и массовой систематике сечений реакций и объемных интегралах компонент ОП.

В амплитуде FRDWBA (1) вся структурная информация содержится в матричном элементе, который представляет собой интеграл перекрытия взаимодействия V и волновых функций участвующих ядер.

Использование различных структурных моделей при расчетах матричного элемента в (1) позволяет получить информацию об особенностях распределения вещества в состояниях исследуемых ядер и величинах, характеризующих взаимодействие нейтрона с ${}^6\text{Li}$ в ${}^7\text{Li}$ и с ${}^7\text{Li}$ в ${}^8\text{Li}$.

Разложение по переданному угловому моменту (см., например, [28]) определяет произведение радиальных частей интегралов перекрытия для так называемых легкой ($a = b + n$) и тяжелой ($B = A + n$) систем, часто называемых формфакторами реакции $I_{lsj}^{ab}(r)$ и $I_{lsj}^{BA}(r)$, где lsj — переданные орбитальный, спиновый и полный моменты, а r — расстояние между переданным нейтроном и принимающим ядром — «остовом» $A(b)$. Спектроскопические факторы (SF) S_{lsj}^{ab} и S_{lsj}^{BA} определяются как нормировки соответствующих формфакторов.

Известно (см., например, [29]), что формфакторы являются решениями неоднородного уравнения

$$(T_r - V_{lsj}^0(r) - \epsilon_{lsj}) I_{lsj}(r) = \mathbf{P}(r), \quad (4)$$

где T_r — оператор кинетической энергии относительного движения переданной частицы и остова; $V_{lsj}^0(r)$ — «самосогласованное поле» взаимодействия между переданной частицей и остовом; ϵ_{lsj} — энергия связи переданной частицы в данном состоянии ядра $B(a)$. Правая часть уравнения (4) представляет собой интегральный оператор, учитывающий принцип Паули для переданной частицы и остаточные взаимодействия, смешивающие различные конфигурации.

Прямой способ определения формфактора — расчет интеграла перекрытия с использованием модельных волновых функций ядер. Другой подход — решение уравнения (4) с использованием различных приближений.

Здесь используется феноменологический подход. Правая часть уравнения (4) заменяется приближением — локальным оператором, действующим непосредственно на формфактор $\mathbf{P}(r) = P_{lsj}(r)I_{lsj}(r)$. Переноса

его в левую часть, получаем уравнение (6) с некоторым эффективным потенциалом:

$$V_{lsj}(r) = V_{lsj}^0(r) + P_{lsj}(r), \quad (5)$$

$$(T_r - V_{lsj}(r) - \epsilon_{lsj})I_{lsj}(r) = 0. \quad (6)$$

Из-за короткодействия этих потенциалов асимптотика формфактора выражается через сферическую функцию Ханкеля [29, 30]:

$$I_{lsj}(r \rightarrow \infty) = N^{1/2} C_{lsj} \kappa h_l(i\kappa r), \quad (7)$$

где $\kappa^2 = 2\mu\epsilon_{lsj}/\hbar^2$, μ — приведенная масса; N — коэффициент, учитывающий антисимметризацию волновых функций. Величина NC_{lsj} называется асимптотическим нормировочным коэффициентом (АНК), который связан с ядерной вершинной константой (ЯВК) G_{lj} , характеризующей взаимодействие переданной частицы с остовом:

$$G_{lj}^2 = \pi(\hbar/\mu c)^2 NC_{lsj}^2. \quad (8)$$

Прямые ядерные реакции в большинстве случаев являются периферическими, и угловые распределения при малых углах чувствительны только к поверхностной (асимптотической) части формфактора реакции. Область определения радиального формфактора можно разделить на три части: «внутренняя область» (в нашем случае приблизительно менее 2 фм), «поверхностная область» (где взаимодействие резко снижается, но еще не является пренебрежимо малым) и «асимптотическая область» (где взаимодействие незначительно). Под «периферическими» мы подразумеваем реакции, которые нечувствительны к внутренней области. В этом случае угловые распределения характеризуются сильным увеличением поперечного сечения под передними углами с образованием так называемого главного пика. Таким образом, мы можем получить эмпирическое значение АНК (ЯВК) из описания основного пика экспериментального углового распределения. Однако это не так для определения SF, которое требует знания формфактора для всех r (более подробно см., например, [30, 31]).

Мы решали приближенное уравнение (6) с феноменологическим потенциалом $V_{lsj}(r)$ в простой вудс-саксоновской форме, чтобы определить эмпирический формфактор и ЯВК для каждой конфигурации lsj :

$$V_{lsj}(r) = V(e^x + 1)^{-1}, \quad x = (r - R)/a. \quad (9)$$

Параметры R и a подбирались так, чтобы наилучшим образом описывать форму углового распределения, по крайней мере под передними углами вблизи области основного максимума. Глубина V определяется для фиксированных значений R и a с использованием процедуры подбора глубины для воспроизведения энергии связи ϵ_{lsj} .

Использование такой простой формы (9) эффективного потенциала (фактически для каждого заданного lsj имеется только два свободных

параметра), естественно, не даст детального описания дифференциального сечения во всей области, но значительно уменьшит неопределенность в определении параметров при описании формы основного максимума. Если решение уравнения (6) нормировано к единице, то АНК (ЯВК) определяется в соответствии с нормировкой к экспериментальному сечению в главном максимуме. Точность определения этих величин обусловлена погрешностью измерения абсолютного значения экспериментального сечения. Мы оценили эту погрешность в 15 %.

В работе [31] аналогичный феноменологический анализ показал значительную зависимость модельного АНК от геометрических параметров потенциала, а также зависимость формы главного пика расчетного углового распределения от этих параметров и возможность фиксации АНК по экспериментальному значению сечения по максимуму главного пика. Более того, даже когда АНК зафиксирован, остается слабая остаточная зависимость от геометрических параметров, которая приводит к неопределенности не более 3–6 %, т. е. заметно меньше нашей оценки неопределенности экспериментальных абсолютных значений сечения.

В результате такого анализа мы получаем радиальные зависимости для формфакторов и значения АНК, которые можно сравнить как с результатами доступных теоретических расчетов, так и с результатами анализа других реакций. Мы также можем получить косвенную информацию о различии пространственных размеров для различных состояний интересующего нас ядра путем сравнения полученных формфакторов для этих состояний.

В FRDWBA каналы распада дейтрона и ${}^6\text{Li}$, а также неупругие каналы возбуждения лития эффективно учитываются с помощью оптического потенциала, а именно через его мнимую часть и соответствующую дисперсионную поправку к действительной части (см., например, [28]). Влияние этих каналов наиболее выражено в зависимости от энергетических параметров и интегральных характеристик оптического потенциала. Мы сконструировали и использовали феноменологический оптический потенциал в рассматриваемом диапазоне значений энергии, который учитывает эти обстоятельства и хорошо описывает упругое рассеяние. Хорошо известно, что DWBA претендует на адекватное описание только под передними углами. В то же время явный учет других каналов может улучшить описание при больших углах, тогда как под передними углами он дает практически то же самое описание, что и DWBA (см., например, обсуждение учета развала дейтрона в обзоре [32] и в качестве иллюстрации рис. 2 из [33]). Однако для использования метода связанных каналов необходимо знать природу возбуждения, которое мы хотим учесть (одночастичное, коллективное или кластерное), т. е. знать формфактор этого возбуждения. В противном случае необходимо смоделировать его, введя дополнительный набор из часто неизвестных параметров. Кроме того, необходимо знать оптические потенциалы для каждого канала. Все это увеличивает неопределенность конечного ре-

зультата. Итак, мы использовали методику анализа, которая дала нам возможность определить формфактор реакции и АНК с минимальным количеством параметров взаимодействия в уравнении формфактора, фиксируя адекватные оптические параметры во входном и выходном каналах. Код FRESKO [34] был использован для расчетов дифференциальных сечений упругого рассеяния и реакции.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$

Оптические потенциалы во входном канале $d + {}^7\text{Li}$ и выходном канале $t + {}^6\text{Li}$ строились на основе анализа имеющихся данных по упругому рассеянию $d + {}^7\text{Li}$ и $t + {}^6\text{Li}$ при энергиях, близких к энергиям в рассматриваемых каналах реакций. К сожалению, использование параметров оптических потенциалов известных «глобальных потенциалов» (см., например, [35, 36] и ссылки в них) не обеспечило адекватного описания этих данных.

В табл. 1 представлены найденные нами параметры и интегральные характеристики ОП. Геометрические параметры выбирались независимыми от энергии в рассматриваемых интервалах. На рис. 3 и 4 показано качество описания соответствующих экспериментальных угловых распределений.

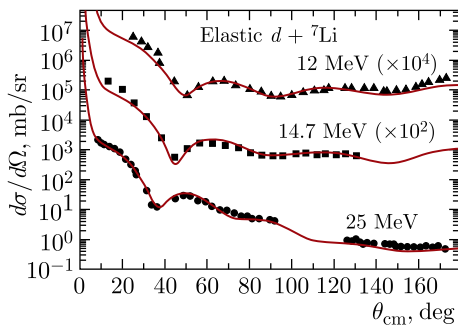


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $d + {}^7\text{Li}$ при энергиях 12 [37], 14,7 [38] и 25 [27] МэВ. Треугольники, квадраты и кружки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчеты с полученными оптическими потенциалами из табл. 1

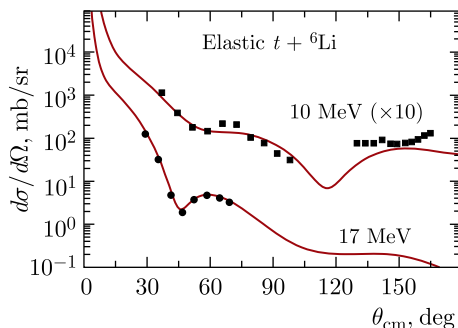


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $t + {}^6\text{Li}$ при энергиях 10 и 17 МэВ. Квадраты и кружки — экспериментальные данные из [39] и [40] соответственно, сплошные линии — расчеты с полученными оптическими потенциалами из табл. 1

Таблица 1. Параметры и интегральные характеристики ОП из упругого рассеяния

Реакция	$E_{\text{lab.}}$ МэВ	V , МэВ	r , фм	a , фм	W_S , МэВ	r_S , фм	a_S , фм	W_D , МэВ	r_D , фм	a_D , фм	V_{SO} , МэВ	r_{SO} , фм	a_{SO} , фм	r_C , фм	$-J_V$, МэВ·фм ³	$-J_W$, МэВ·фм ³	σ_r , мб
$d + {}^7\text{Li}$	12,0	57,1	1,30	0,75	5,6	1,34	0,44	2,5	1,92	0,64	7,0	1,50	0,80	1,3	496	121,0	889
$d + {}^7\text{Li}$	14,7	58,0	1,30	0,75	6,9	1,34	0,44	2,9	1,92	0,64	7,0	1,50	0,80	1,3	504	143,0	868
$d + {}^7\text{Li}$	25,0	45,4	1,30	0,75	10,4	1,34	0,44	3,9	1,92	0,64	7,0	1,50	0,80	1,3	395	199,0	824
$t + {}^6\text{Li}$	10,0	121,0	1,35	0,35	—	—	—	5,95	0,83	1,05	8,0	1,35	0,20	1,4	496	93,2	799
$t + {}^6\text{Li}$	17,0	94,0	1,35	0,35	—	—	—	13,5	0,83	1,05	8,0	1,35	0,20	1,4	386	210,0	1048

Таблица 2. Вычисленные параметры и интегральные характеристики ОП в канале реакции ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$

Реакция	$E_{\text{lab.}}$ МэВ	V , МэВ	W_S , МэВ	W_D , МэВ	$-J_V$, МэВ·фм ³	$-J_W$, МэВ·фм ³	σ_r , мб
$d + {}^7\text{Li}$	14,5	58,7	6,85	2,83	510,2	140,0	866,8
$t + {}^6\text{Li}$ (g. s.)	15,42	97,0	—	12,2	398,0	191,0	1026,0
$t + {}^6\text{Li}^*$ (2,19)	12,14	108,0	—	7,9	443,0	124,0	902,0
$t + {}^6\text{Li}^*$ (3,56)	10,28	118,0	—	6,0	484,0	93,9	807,0
$d + {}^7\text{Li}$	18,0	53,0	9,5	3,2	460,1	169,6	860,7
$t + {}^6\text{Li}$ (g. s.)	19,51	91,4	—	14,0	375,0	219,2	1044,0
$t + {}^6\text{Li}^*$ (2,19)	16,22	95,5	—	12,9	391,8	202,0	1040,0
$t + {}^6\text{Li}^*$ (3,56)	14,16	100,8	—	10,3	413,5	163,3	975,7
$d + {}^7\text{Li}$	20,0	51,0	9,7	3,5	443,3	181,0	855,8
$t + {}^6\text{Li}$ (g. s.)	21,82	89,5	—	14,1	367,2	220,8	1029,0
$t + {}^6\text{Li}^*$ (2,19)	18,53	93,0	—	13,9	381,5	217,6	1049,0
$t + {}^6\text{Li}^*$ (3,56)	16,47	95,0	—	13,0	389,7	203,6	1041,0

В табл. 2 представлены вычисленные параметры и интегральные характеристики ОП при энергиях входного и выходного каналов реакции с учетом энергетической зависимости и физической природы значений этих величин. Параметры для радиусов и диффузности, а также спин-орбитального взаимодействия зафиксированы на значениях, представленных в табл. 1.

С использованием полученных оптических потенциалов были проанализированы измеренные дифференциальные сечения реакции захвата нейтрона ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ для основного, первого (2,19 МэВ) и второго (3,56 МэВ) возбужденных состояний ядра ${}^6\text{Li}$. Анализ включал экспериментальные данные при энергиях 18 [41] и 20 МэВ [42]. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетами в рамках FRDWBA представлены на рис. 5 при энергиях 14,5, 18 и 20 МэВ для трех состояний ${}^6\text{Li}$ (g. s., $J^\pi = 1^+$, $T = 0$; 2,19 МэВ, $J^\pi = 3^+$, $T = 2$; 3,56 МэВ, $J^\pi = 0^+$, $T = 1$).

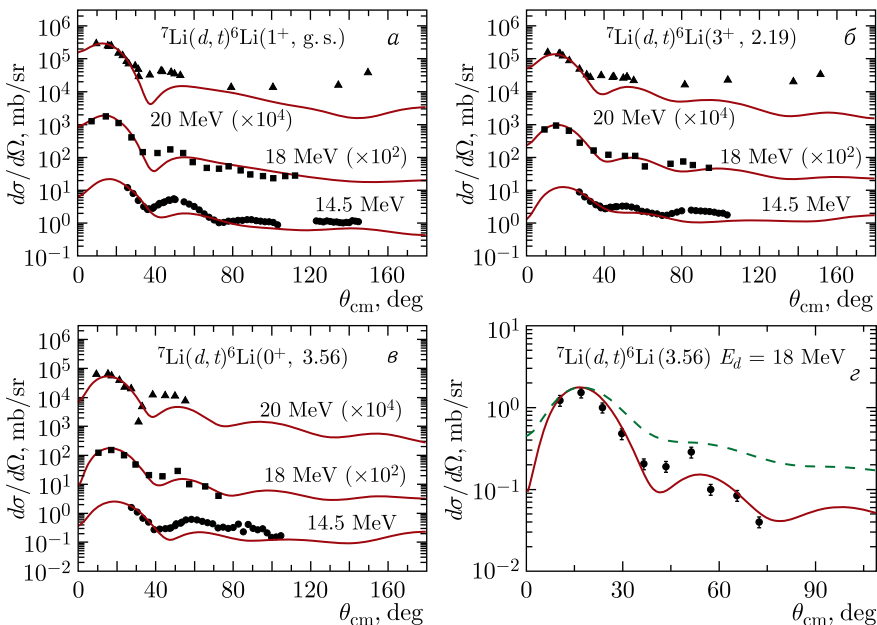


Рис. 5. Угловые распределения реакции ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ при энергиях 14,5, 18 и 20 МэВ. а) Основное состояние ($J^\pi = 1^+$, $T = 0$); б) первое возбужденное (2,19 МэВ, $J^\pi = 3^+$, $T = 2$); в) второе возбужденное (3,56 МэВ, $J^\pi = 0^+$, $T = 1$) состояние ${}^6\text{Li}$. Экспериментальные данные: кружки соответствуют реакции при 14,5 МэВ, квадраты — при 18 МэВ [41] (данные умножены на 10^2) и треугольники — при 20 МэВ [42] (данные умножены на 10^4). Линии — расчеты FRDWBA. г) Сравнение расчетов с использованием наших эффективных параметров потенциалов (сплошная линия) и «стандартных» параметров (штриховая)

Таблица 3. Параметры эффективного потенциала (9) и характеристики радиальных факторов

$A+1, nA(J^{\pi T}, E^*)$	$E_d, \text{ МэВ}$	l, l_j	$-V, \text{ МэВ}$	$R, \text{ фм}$	$a, \text{ фм}$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{ фм}$	$G^2, \text{ фм}$	$G^2_{\text{exp}}, \text{ фм}$	
t, nd		0, 1/2	65,23	1,25	0,71	2,667	1,34	1,34(2) [43]	
${}^7\text{Li}, n{}^6\text{Li}(1^+ 0; \text{g. s.})$	20	1, 1/2	60,16	2,36	0,9	3,138	0,86(13)	0,6(1) [41]	
		1, 3/2	60,16	2,36	0,9	3,138			
		сумма				3,138			
	18	1, 1/2	60,16	2,36	0,9	3,138	0,55(8)		
		1, 3/2	60,16	2,36	0,9	3,138			
		сумма				3,138			
${}^7\text{Li}, n{}^6\text{Li}(3^+ 0; 2,19)$	14,5	1, 1/2	60,16	2,36	0,9	3,138	0,58(9)	0,80(9) [41]	
		1, 3/2	60,16	2,36	0,9	3,138			
		сумма				3,138			
	20	1, 3/2	49,83	2,91	0,7	3,000	1,01(15)		
		1, 3/2	49,83	2,91	0,7	3,000			0,71(11)
		1, 3/2	49,83	2,91	0,7	3,000			
${}^7\text{Li}, n{}^6\text{Li}(0^+ 1; 3,56)$	1, 3/2	62,54	2,36	1,6	3,537	1,37(21)	0,55(6) [41]		
	1, 3/2	62,54	2,36	1,6	3,537			0,44(7)	
	1, 3/2	62,54	2,36	1,6	3,537				0,60(9)

Для «легкой» системы ($t = d + n$) формфактор и вершинная константа хорошо известны из экспериментальных работ и теоретических расчетов (см., например, [38] и ссылки в ней). С учетом этих данных мы зафиксировали параметры эффективного потенциала (9) для «легкой» системы, которые приведены в первой строке табл. 3. Полученные в нашем анализе параметры для «тяжелой» системы (${}^7\text{Li} = {}^6\text{Li} + n$), а также среднеквадратичные радиусы формфакторов и соответствующие вершинные константы также представлены в табл. 3 и сравниваются с эмпирическими значениями, полученными в [36], показанными в последнем столбце.

Полученные значения АНК представлены в табл. 4. Они также сравниваются с эмпирическими значениями из [41] и результатами теоретических расчетов [24–26, 43, 44]. Обращаем внимание на то, что для переходов в каждое из состояний ${}^6\text{Li}$ фиксировались собственные параметры эффективного потенциала, независимо от энергии. Таким образом, разница в полученных значениях АНК для разных значений энергии определяется только различием абсолютного значения экспериментального сечения в главном максимуме углового распределения.

Для иллюстрации зависимости от выбора параметров эффективного потенциала на рис. 5, *г* показано сравнение расчетов с нашими параметрами и «стандартными» параметрами ($r_0 = 1,25$ фм, $a = 0,65$ фм) на примере реакции при 18 МэВ с возбуждением интересующего нас состояния 3,56 МэВ в ${}^6\text{Li}$. Как видно из рисунка, расчеты со «стандартными» параметрами описывают экспериментальные данные хуже, чем наши, кроме того, полученное значение АНК со «стандартными» параметрами $6,56(0,98)$ фм⁻¹ отличается от нашего АНК более чем в 2 раза.

Отметим, что наши результаты согласуются с ранее полученными экспериментальными результатами и теоретическими расчетами, за исключением одного случая при 20 МэВ.

На рис. 6 для всех трех состояний ${}^6\text{Li}$ показано сравнение радиальных зависимостей величины $r^4 I_{lj}^2(r)$ для компоненты формфактора с $l = 1$, $j = 3/2$, нормированной на единицу. Отметим, что использование одинаковых геометрических параметров для $j = 1/2$ и $j = 3/2$ в эффективном потенциале (9) приводит к одинаковой форме соответствующих компонент формфактора.

Подчеркнем, что $r^4 I_{lj}^2(r)$ является подынтегральным выражением при расчете среднеквадратичных радиусов этих формфакторов. Хорошо видно, что основной вклад в эту величину вносит область от 1 до 10 фм, а в области от 2 до 9 фм мы видим существенное различие в радиальной зависимости для перехода в основное и возбужденные состояния ${}^6\text{Li}$. Это различие соответствует увеличенному значению среднеквадратичного радиуса формфактора перехода в возбужденное состояние 0^+ ($T = 1$, 3,56 МэВ). Учитывая, что во всех случаях вклад в формфактор вносится одной и той же волновой функцией основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$, можно утверждать, что именно волновая функция ядра ${}^6\text{Li}$ ответственна за это различие. Таким образом, наши результаты косвенно указывают на то,

Таблица 4. Параметры эффективного потенциала (9) и характеристики радиальных формфакторов

$A + 1, nA(J^\pi T; E^*)$	(l, j)	$NC_{\text{exp}}^2, \text{фм}^{-1}$	$NC_{\text{theor}}^2, \text{фм}^{-1}$	$NC^2, \text{фм}^{-1}$ (20,0 МэВ)	$NC^2, \text{фм}^{-1}$ (18 МэВ)	$NC^2, \text{фм}^{-1}$ (14,5 МэВ)
${}^7\text{Li}, n^6\text{Li}(1^+ 0; \text{g. s.})$	$(1, 3/2) + (1, 1/2)$	3,17(53) [41]	8,24 [24] 2,94 [43] 6,25 [25] 6,30 [44] 4,35 [26]	4,56(80)	2,91(44)	3,05(46)
${}^7\text{Li}, n^6\text{Li}(3^+ 0; 2, 19)$	$(1, 3/2)$	4,24(48) [41]	4,52 [43] 12,3 [24] 13,2 [24]	5,34(80)	3,77(57)	4,19(63)
${}^7\text{Li}, n^6\text{Li}(0^+ 1; 3, 56)$	$(1, 3/2)$	2,91(35) [41]	2,47 [43] 5,71 [24] 6,05 [24]	7,26(1,09)	2,33(35)	3,16(47)

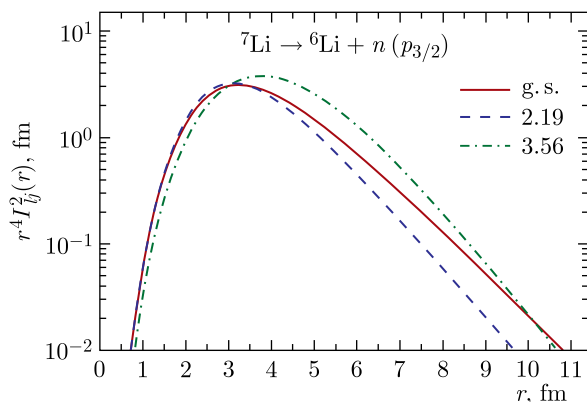


Рис. 6. Сравнение радиальных зависимостей величин $r^4 I_{lj}^2(r)$ для всех трех формфакторов

что волновая функция ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии 0^+ , $T = 1$ (3,56 МэВ) имеет увеличенные пространственные размеры по сравнению с основным состоянием. Причиной этого, среди прочего, может быть наличие гало-структуры.

В то же время существование гало в основном состоянии остается открытым вопросом. Небольшое увеличение пространственного распределения основного состояния по сравнению с состоянием 2,19 МэВ является лишь одним из аргументов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$

Параметры ОП во входном канале $d + {}^7\text{Li}$ естественно были взяты теми же, что и в предыдущем случае (см. табл. 1 и 2). Для выходного канала $p + {}^8\text{Li}$ ОП строился на основе анализа имеющихся данных [45] по упругому рассеянию $p + {}^7\text{Li}$ при энергиях, близких к энергиям в рассматриваемых каналах реакций. Геометрические параметры выбирались независимыми от энергии в рассматриваемых интервалах. В табл. 5 представлены параметры и интегральные характеристики.

На рис. 7 показано качество описания соответствующих экспериментальных угловых распределений.

В табл. 6 представлены рассчитанные параметры и интегральные характеристики ОП при энергиях выходных каналов реакции $p + {}^8\text{Li}$ с учетом энергетической зависимости и физической природы значений этих величин. Параметры радиусов и диффузности, а также спин-орбитального взаимодействия зафиксированы на значениях, представленных в табл. 5.

Таблица 5. Параметры и интегральные характеристики ОП из упругого рассеяния

Реакция	$E_{\text{lab}},$ МэВ	$V,$ МэВ	$r,$ фм	$a,$ фм	$W_S,$ МэВ	$r_S,$ фм	$a_S,$ фм	$W_D,$ МэВ	$r_D,$ фм	$a_D,$ фм	$V_{SO},$ МэВ	$r_{SO},$ фм	$a_{SO},$ фм	$r_C,$ фм	$-J_V,$ МэВ·фм ³	$-J_W,$ МэВ·фм ³	$\sigma_r,$ мб
$p + {}^7\text{Li}$	10,3	87,0	0,90	0,55	1,3	1,50	0,60	2,0	1,50	0,60	18,0	1,40	0,20	1,1	531	107	382
$p + {}^7\text{Li}$	6,15	84,0	0,90	0,55	0,3	1,50	0,60	0,9	1,50	0,60	18,0	1,40	0,20	1,1	513	42,2	580

Таблица 6. Вычисленные параметры и интегральные характеристики ОП для выходного канала $p + {}^8\text{Li}$

Реакция	$E_{\text{lab}},$ МэВ	$V,$ МэВ	$W_S,$ МэВ	$W_D,$ МэВ	$-J_V,$ МэВ·фм ³	$-J_W,$ МэВ·фм ³	$\sigma_r,$ мб
$p + {}^8\text{Li}(\text{g. s.})$	12,465	91,0	1,5	2,4	531	121	435
$p + {}^8\text{Li}(0,98)$	11,361	89,0	1,4	2,3	519	115	400
$p + {}^8\text{Li}(2,26)$	9,927	86,0	1,2	1,9	502	95,7	352

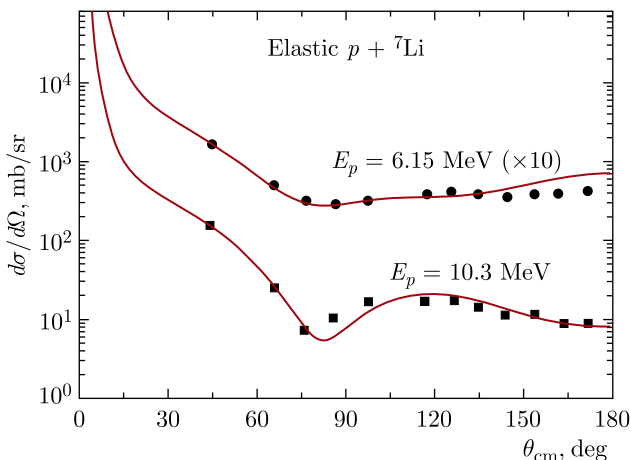


Рис. 7. Дифференциальные сечения упругого рассеяния $p + {}^7\text{Li}$ при 10,3 и 6,15 МэВ. Квадраты и кружки — экспериментальные данные из [45], сплошная линия — расчеты с полученными оптическими потенциальными параметрами из табл. 5

С использованием той же методологии, что и в предыдущем случае, мы проанализировали измеренные дифференциальные сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ для основного и первого возбужденного (0,98 МэВ) состояний ядра ${}^8\text{Li}$. Мы также включили экспериментальные данные при энергии 14,4 МэВ [46]. Поскольку данные по угловым распределениям в [46] представлены в произвольных единицах, нам пришлось нормировать их на 0,8, чтобы совместить с нашими данными по абсолютному значению сечения. На рис. 8 показаны угловые распределения реакции (расчетные и экспериментальные) для двух состояний ядра-продукта: основного состояния ($J^\pi = 2^+$, $T = 1$) и 0,98 МэВ ($J^\pi = 1^+$, $T = 1$).

Для «легкой» системы ($d = p + n$) формфактор и вершинная константа хорошо известны из экспериментальных работ и теоретических расчетов (см. [43, 47] и ссылки в них). Мы использовали модельную волновую функцию дейтрона на основе потенциала soft-core Рейда, включающую центральную, спин-орбитальную и тензорную компоненты, встроенную в код FRESKO, и учли две основные конфигурации: s - и d -компоненты. Для такого модельного формфактора было получено $NC^2 = 0,7719 \text{ фм}^{-1}$, что практически совпадает с экспериментальным значением $0,7711(39) \text{ фм}^{-1}$ из [47].

Значения параметров потенциала (9) и характеристики радиальных формфакторов (${}^8\text{Li}$, $n{}^7\text{Li}$), полученные из анализа данных, и их сравнение с экспериментальными результатами и теоретическими расчетами других авторов представлены в табл. 7 и 8.

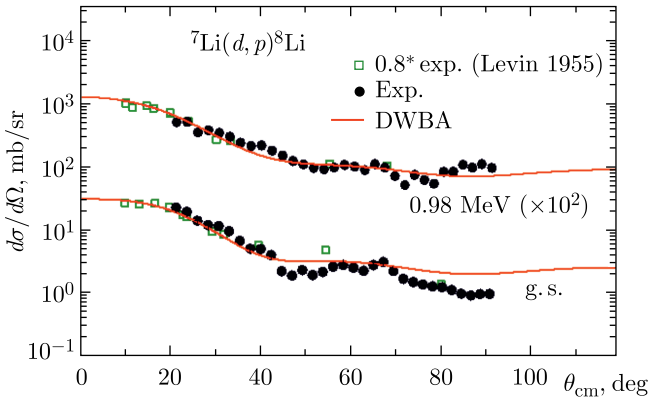


Рис. 8. Угловые распределения ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ для основного состояния ($J^\pi = 2^+$, $T = 1$) и первого возбужденного состояния (0,98 МэВ, $J^\pi = 1^+$, $T = 1$) ядра ${}^8\text{Li}$. Экспериментальные данные: кружки — наши данные при 14,5 МэВ; квадраты — данные, нормированные на 0,8 при 14,4 МэВ из [46]. Линии — расчеты DWBA

Таблица 7. Параметры эффективного потенциала (9) и характеристики радиальных формфакторов (${}^8\text{Li}$, n ${}^7\text{Li}$)

$A + 1, nA(J^\pi T, E^*)$	l, lj	$-V, \text{МэВ}$	$R, \text{фм}$	$a, \text{фм}$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$	$NC^2, \text{фм}^{-1}$
${}^8\text{Li}, n{}^7\text{Li}(2^+ 1; \text{g. s.})$	1, 1/2	70,61	1,72	0,8	3,643	0,056(8)
	1, 3/2	70,61	1,72	0,8	3,643	0,473(71)
	сумма					0,529(79)
${}^8\text{Li}, n{}^7\text{Li}(1^+ 1; 0,98)$	1, 1/2	57,41	2,10	0,3	3,406	0,017(2)
	1, 3/2	57,41	2,10	0,3	3,406	0,072(11)
	сумма					0,089(13)

Таблица 8. Асимптотические нормировочные коэффициенты основных конфигураций радиального формфактора (${}^8\text{Li}$, n ${}^7\text{Li}$)

$A + 1, nA(J^\pi T; E^*)$	(l, j)	$NC_{\text{exp}}^2, \text{фм}^{-1}$	$NC^2, \text{фм}^{-1}$	$NC_{\text{theor}}^2, \text{фм}^{-1}$
${}^8\text{Li}, n{}^7\text{Li}(2^+ 1; \text{g. s.})$	$(1, 3/2) + (1, 1/2)$	0,432(44) [48]	0,529(79)	0,354 [43]
				0,432 [44]
				0,504 [49]
				0,576 [25]
${}^8\text{Li}, n{}^7\text{Li}(1^+ 1; 0,98)$	$(1, 3/2) + (1, 1/2)$	0,082(9) [48]	0,089(13)	0,075 [43]
				0,081 [44]
				0,109 [49]

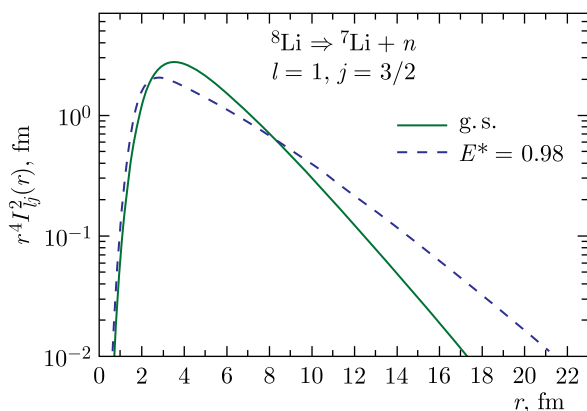


Рис. 9. Сравнение радиальных зависимостей величин $r^4 I_{lj}^2(r)$

На рис.9 для обоих состояний ${}^8\text{Li}$ показано сравнение радиальных зависимостей величины $r^4 I_{lj}^2(r)$ для компоненты формфактора с $l = 1$, $j = 3/2$, нормированной на 1.

Хорошо видно, что основной вклад в среднеквадратичные радиусы вносит область от 1 до 20 фм. В области от 2 до 9 фм мы видим существенное различие в радиальной зависимости для перехода в основное и возбужденное состояния ${}^8\text{Li}$. Это различие соответствует увеличенному вкладу для основного состояния. Но для возбужденного состояния мы видим увеличенный вклад на больших расстояниях. Тем не менее в результате среднеквадратичный радиус формфактора для основного состояния оказался всего на 7% больше, чем для возбужденного состояния. Рис.9 демонстрирует различие в пространственных размерах волновой функции ${}^8\text{Li}$ в разных состояниях. Учитывая, что во всех случаях вклад в формфактор вносится одной и той же волновой функцией основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$, можно утверждать, что именно волновая функция ядра ${}^8\text{Li}$ ответственна за это различие формфакторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены реакции передачи нейтрона ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ и захвата нейтрона ${}^7\text{Li}(d, t){}^6\text{Li}$ как источники информации о строении ядер лития в возбужденных, в том числе экзотических, состояниях на основе анализа как новых экспериментальных данных, которые были измерены при энергии 14,5 МэВ на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики (Алматы, Республика Казахстан), так и полученных ранее угловых распределений для основного ($J^\pi = 1^+$) и возбужденных состояний (2,19 МэВ, $J^\pi = 3^+$; 3,56 МэВ, $J^\pi = 0^+$) ${}^6\text{Li}$, а также основного ($J^\pi = 2^+$) и возбужденного (0,98 МэВ, $J^\pi = 1^+$) состояний ${}^8\text{Li}$.

Выполнен анализ дифференциальных сечений реакций в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом действия (FRDWBA). Параметры оптического потенциала были получены для входных и выходных каналов путем подгонки имеющихся данных по упругому рассеянию и оценки при реальных энергиях входных и выходных каналов реакций на основе полученной энергетической зависимости силовых параметров в рассматриваемом интервале значений энергии. Достигнуто достаточно хорошее описание данных по упругому рассеянию.

Использовался феноменологический подход, основанный на решении приближенного уравнения для формфактора. Поскольку реакция является периферической, угловые распределения чувствительны только к поверхностной (асимптотической) части формфактора реакции. Это позволило нам получить эмпирические значения АНК (и ЯВК).

Получены радиальные зависимости формфакторов и значения АНК для основного и возбужденных состояний (2,19 МэВ, $J^\pi = 3^+$ и 3,56 МэВ, $J^\pi = 0^+$) ${}^6\text{Li}$. Эти значения АНК близки как к эмпирическим данным, так и к результатам различных теоретических расчетов. Этот факт подтверждает корректность нашего анализа DWBA. Сравнение радиальных зависимостей формфакторов показывает, что волновая функция ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии 3,56 МэВ имеет увеличенные пространственные размеры по сравнению с основным состоянием, а в обоих случаях несколько большие размеры, чем состояние 2,19 МэВ. В рамках нашего анализа мы можем подтвердить, что радиус ядра ${}^6\text{Li}$ в состоянии 3,56 МэВ больше, чем в основном состоянии. Этот результат свидетельствует в пользу существования гало в состоянии 3,56 МэВ, тогда как вопрос о наличии гало в основном состоянии ${}^6\text{Li}$ остается открытым.

Получены радиальные зависимости формфакторов и значения АНК для основного состояния и первого возбужденного состояния (0,98 МэВ, $J^\pi = 1^+$) ${}^8\text{Li}$. Эти значения АНК также оказались близки к литературным данным. Сравнение радиальных зависимостей формфакторов показывает, что в области от 2 до 9 фм наблюдается существенное различие в радиальной зависимости для перехода в основное и возбужденное состояния ${}^8\text{Li}$. Это различие соответствует увеличенному вкладу для основного состояния. Но для возбужденного состояния наблюдается увеличенный вклад на больших расстояниях. Тем не менее в результате среднеквадратичный радиус формфактора для основного состояния оказался всего на 7% больше, чем для возбужденного состояния. Вероятнее всего, оба состояния имеют скинподобную структуру.

Сравнение расчетов в рамках различных структурных моделей с полученными радиальными зависимостями формфакторов и значениями АНК и ЯВК позволяет получить информацию об особенностях распределения вещества в различных состояниях исследуемых ядер, а также

о величинах, характеризующих взаимодействие нейтрона с ${}^6\text{Li}$ в ${}^7\text{Li}$ и с ${}^7\text{Li}$ в ${}^8\text{Li}$.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке программы № BR24992891 «Комплексные исследования в области ядерной, радиационной физики и техники, физики высоких энергий и космологии для создания конкурентоспособных технологий» Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан, Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова и НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Shida Y., Yoshikawa N., Sugimoto K., Yamakawa O., Kobayashi T., Takahashi N. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p -Shell Region // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2676–2679; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.2676>.
2. Jonson B. Halo Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1994. V. 574, No. 1. P. 151–166; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947494900434>.
3. Riisager K. Nuclear Halo States // *Rev. Mod. Phys.* 1994. V. 66. P. 1105–1116; <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.66.1105>.
4. Tanihata I., Savajols H., Kanungo R. Recent Experimental Progress in Nuclear Halo Structure Studies // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2013. V. 68. P. 215–313.
5. Suzuki Y. The Ground-State Structure and the Soft Dipole Mode of the ${}^6\text{He}$ Nucleus // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 528, No. 2. P. 395–408; [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90095-N](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(91)90095-N).
6. Zhukov M., Chulkov L., Danilin B., Korshennikov A. Specific Structure of the ${}^6\text{He}$ Nucleus and Fragmentation Experiments // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 533, No. 3. P. 428–440; [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(91\)90526-C](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(91)90526-C).
7. Arai K., Suzuki Y., Varga K. Neutron–Proton Halo Structure of the 3.563-MeV 0^+ State in ${}^6\text{Li}$ // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51, No. 5. P. 2488–2493; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.51.2488>.
8. Demyanova A. S., Ogloblin A. A., Danilov A. N., Belyaeva T. L., Goncharov S. A., Terekhin P. N., Sukhorukov R. V. Possible Existence of Neutron–Proton Halo in ${}^6\text{Li}$ // *KnE Energy.* 2018. V. 3, No. 1. P. 1; <http://dx.doi.org/10.18502/ken.v3i1.1715>.
9. Izosimov I. N. Isospin in Halo Nuclei: Borromean Halo, Tango Halo, and Halo Isomers // *Phys. At. Nucl.* 2017. V. 80, No. 5. P. 867–876; <http://dx.doi.org/10.1134/S1063778817050118>.
10. Jensen A. S., Riisager K., Fedorov D. V., Garrido E. Structure and Reactions of Quantum Halos // *Rev. Mod. Phys.* 2004. V. 76, No. 1. P. 215–261; <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.76.215>.
11. Stukalov S. S., Sobolev Y. G., Penionzhkevich Y. E., Burtebayev N., Goncharov S. A., Gurov Y. B., Danilov A. N., Demyanova A. S., Dmitriev S. V., Nassurlla M., Starastin V. I., Shakhov A. V., Raidun S. K. Study of the ${}^6\text{Li}$ 0^+ Excited State // *Phys. At. Nucl.* 2024. V. 87, No. S3. P. S426–S431; <http://dx.doi.org/10.1134/S1063778824701011>.

12. Kukulin V., Pomerantsev V., Razikov K., Voronchev V., Ryzhikh G. Detailed Study of the Cluster Structure of Light Nuclei in a Three-Body Model (IV). Large Space Calculation for $A = 6$ Nuclei with Realistic Nuclear Forces // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586, No. 1. P. 151–189; [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00494-8](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(94)00494-8).
13. Rodkin D. M., Tchuivil'sky Y. M. Sizes of the Neutron-Proton Halo in Nucleon-Stable States of the ${}^6\text{Li}$ Nucleus // JETP Lett. 2023. V. 118, No. 3. P. 153–159; <http://dx.doi.org/10.1134/S0021364023602130>.
14. Minamisono T., Ohtsubo T., Minami I., Fukuda S., Kitagawa A., Fukuda M., Matsuta K., Nojiri Y., Takeda S., Sagawa H., Kitagawa H. Proton Halo of ${}^8\text{B}$ Disclosed by Its Giant Quadrupole Moment // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69, No. 14. P. 2058–2061; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2058>.
15. Korolev G., Dobrovolsky A., Inglessi A., Alkhazov G., Egelhof P., Estradé A., Dillmann I., Farinon F., Geissel H., Ilieva S., Ke Y., Khanzadeev A., Kiselev O., Kurcewicz J., Le X., Litvinov Y., Petrov G., Prochazka A., Scheidenberger C., Sergeev L., Simon H., Takechi M., Tang S., Volkov V., Vorobyov A., Weick H., Yatsoura V. Halo Structure of ${}^8\text{B}$ Determined from Intermediate Energy Proton Elastic Scattering in Inverse Kinematics // Phys. Lett. B. 2018. V. 780. P. 200–204; <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.03.013>.
16. Yang Y. Y., Wang J. S., Wang Q., Pang D., Ma J. B., Huang M. R., Han J. L., Ma P., Jin S. L., Bai Z., Hu Q., Jin L., Chen J. B., Keeley N., Rusek K., Wada R., Mukherjee S., Sun Z. Y., Chen R. F., Zhang X. Y., Hu Z. G., Yuan X. H., Cao X. G., Xu Z. G., Xu S. W., Zhen C., Chen Z. Q., Chen Z., Chen S. Z., Du C. M., Duan L. M., Fu F., Gou B. X., Hu J., He J. J., Lei X. G., Li S. L., Li Y., Lin Q. Y., Liu L. X., Shi F. D., Tang S. W., Xu G., Xu X., Zhang L. Y., Zhang X. H., Zhang W., Zhao M. H., Guo Z. Y., Zhang Y. H., Xu H. S., Xiao G. Q. Elastic Scattering of the Proton Drip-Line Nucleus ${}^8\text{B}$ off a ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ Target at 170.3 MeV // Phys. Rev. C. 2013. V. 87, No. 4. P. 044613; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.87.044613>.
17. Kitagawa H., Sagawa H. Quadrupole Moments in Mirror Nuclei and Proton Halo // Phys. Lett. B. 1993. V. 299, No. 1. P. 1–5; [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(93\)90874-H](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(93)90874-H).
18. Shen Y. S., Ren Z. Skyrme–Hartree–Fock Calculation on He, Li, and Be Isotopes // Phys. Rev. C. 1996. V. 54, No. 3. P. 1158–1164; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.54.1158>.
19. Tomaselli M., Fritzsche S., Dax A., Egelhof P., Kozhuharov C., Kühl T., Marx D., Mutterer M., Neumaier S., Nörtershäuser W., Wang H., Kluge H. J. Microscopic Model for Charge and Matter Distributions of Nuclei // Nucl. Phys. A. 2001. V. 690, No. 1–3. P. 298–301; [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)00963-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(01)00963-0).
20. Wiringa R. B., Pieper S. C., Carlson J., Pandharipande V. R. Quantum Monte Carlo Calculations of $A = 8$ Nuclei // Phys. Rev. C. 2000. V. 62, No. 1. P. 014001; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.62.014001>.
21. Coraggio L., Covello A., Gargano A., Itaco N., Kuo T. T. S. Two-Frequency Shell-Model Calculations for p -Shell Nuclei // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2001. V. 27, No. 11. P. 2351–2364; <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/27/11/313>.

22. Fan G.W., Fukuda M., Nishimura D., Cai X.L., Fukuda S., Hachiuma I., Ichikawa C., Izumikawa T., Kanazawa M., Kitagawa A., Kuboki T., Lantz M., Mihara M., Nagashima M., Namihira K., Ohkuma Y., Ohtsubo T., Ren Z., Sato S., Shen Z.Q., Sugiyama M., Suzuki S., Suzuki T., Takechi M., Yamaguchi T., Xu B.J., Xu W. Structure of ^8Li from a Reaction Cross-Section Measurement // *Phys. Rev. C*. 2014. V. 90, No. 4. P. 044321; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.90.044321>.
23. Dobrovolsky A., Alkhazov G., Andronenko M., Bauchet A., Egelhof P., Fritz S., Geissel H., Gross C., Khanzadeev A., Korolev G., Kraus G., Lobodenko A., Münzenberg G., Mutterer M., Neumaier S., Schäfer T., Scheidenberger C., Seliverstov D., Timofeev N., Vorobyov A., Yatsoura V. Study of the Nuclear Matter Distribution in Neutron-Rich Li Isotopes // *Nucl. Phys. A*. 2006. V. 766. P. 1–24; <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.11.016>.
24. Brida I., Pieper S.C., Wiringa R.B. Quantum Monte Carlo Calculations of Spectroscopic Overlaps in $A \leq 7$ Nuclei // *Phys. Rev. C*. 2011. V. 84, No. 2. P. 024319; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.84.024319>.
25. Sargsyan G.H., Launey K.D., Shaffer R.M., Marley S.T., Dudeck N., Mercenne A., Dytrych T., Draayer J.P. *Ab Initio* Single-Neutron Spectroscopic Overlaps in Lithium Isotopes // *Phys. Rev. C*. 2023. V. 108. P. 054303; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.108.054303>.
26. Rodkin D.M., Tchuvil'sky Y.M. Asymptotic Characteristics of Decay Channels of States of Light Nuclei in the *Ab Initio* Approach // *Phys. Rev. C*. 2021. V. 103, No. 2. P. 024304; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.103.024304>.
27. Burtebayev N., Burtebayeva J., Duisebayev A., Kerimkulov Z., Nassurlla M., Zholdybayev T., Artemov S., Karakhodzhayev A., Salikhbayev U., Sakuta S., Kliczewski S., Piasecki E., Rusek K., Siudak R., Trzcińska A., Wolińska-Cichońska M., Amar A. Mechanism of the $^7\text{Li}(d,t)^6\text{Li}$ Reaction at 25 MeV Energy of Deuterons, Values of Spectroscopic Factors and Asymptotic Normalization Coefficients for the $^7\text{Li} \rightarrow ^6\text{Li} + n$ Vertex // *Acta Phys. Polon. B*. 2015. V. 46, No. 5. P. 1037.
28. Satchler G. *Direct Nuclear Reactions*. International Series of Monographs on Physics. Oxford: Clarendon Press, 1983; <https://books.google.ru/books?id=gCZRAAAAMAAJ>.
29. Bang E., Bunakov V.E., Gareev F.A., Shults A. Configuration Mixing Effects in One-Nucleon Transfer Reactions // *Phys. Part. Nucl.* 1974. V. 5. P. 263–307.
30. Blokhintsev L. D., Borbely I., Dolinskii E. I. Nuclear Vertex Constants // *Phys. Part. Nucl.* 1977. V. 8. P. 1189.
31. Goncharov S.A., Dobesh J., Dolinskii E.I., Mukhamedzhanov A., Cejpek J. Nuclear Vertex Constants, Spectroscopic Factors and the Distorted-Wave Born Approximation // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1982. V. 35, No. 3. P. 383–390.
32. Timofeyuk N., Johnson R. Theory of Deuteron Stripping and Pick-Up Reactions for Nuclear Structure Studies // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2020. V. 111. P. 103738; <http://dx.doi.org/10.1016/j.pnpnp.2019.103738>.
33. Ma T., Guo B., Li Z., Li Y., Pang D., Han Y., Shen Y., Su J., Liu J., Fan Q., Han Z., Li X., Lian G., Su Y., Wang Y., Yan S., Zeng S., Liu W. Precision Measurement of the Angular Distribution for the $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ Transfer Reaction to the Ground State of ^{17}O // *Nucl. Phys. A*. 2019. V. 986. P. 26–33; <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2019.03.004>.

34. Thompson I. J. Coupled Reaction Channels Calculations in Nuclear Physics // Comput. Phys. Rep. 1988. V. 7, No. 4. P. 167–212; [http://dx.doi.org/10.1016/0167-7977\(88\)90005-6](http://dx.doi.org/10.1016/0167-7977(88)90005-6).
35. Pang D. Y., Dean W. M., Mukhamedzhanov A. M. Optical Model Potential of $A = 3$ Projectiles for $1p$ -Shell Nuclei // Phys. Rev. C. 2015. V. 91, No. 2; <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.91.024611>.
36. Zhang Y., Pang D. Y., Lou J. L. Optical Model Potential for Deuterons Elastic Scattering with $1p$ -Shell Nuclei // Phys. Rev. C. 2016. V. 94, No. 1; <http://dx.doi.org/10.1103/physrevc.94.014619>.
37. Bingham H., Zander A., Kemper K., Fletcher N. Elastic Scattering of Deuterons by ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ at 8.0–12.0 MeV // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173, No. 2. P. 265–272; [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90344-7](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(71)90344-7).
38. Matsuki S., Yamashita S., Fukunaga K., Nguyen D. C., Fujiwara N., Yanabu T. Elastic and Inelastic Scattering of 14.7 MeV Deuterons and of 29.4 MeV Alpha Particles by ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 26. P. 1344–1353; <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:122101921>.
39. Guzhovskij B., Abramovich S., Dzyuba B., Zvenigorodskij A., Trusillo S., Sleptsov G., Protopopov V. Elastic Scattering of Tritons by Lithium Isotopes // Problemy Yadernoj Fiziki i Kosmicheskikh Luchey. 1977. V. 7. P. 41.
40. Sherman J. D., Flynn E. R., Stein N., Sunier J. W., Burke D. G. Comparison of the $\text{Li-6}(t, \text{He-3})\text{He-6}$ and $\text{Li-6}(t, t')\text{Li-6}$ Reactions to Supermultiplet Members // Phys. Rev. C. 1976. V. 13, No. 6. P. 2122–2126; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.13.2122>.
41. Gulamov I., Mukhamedzhanov A., Nie G. Method for Selecting Peripheral Reactions Dominated by the Pole Mechanism: Analysis of (d, t) Reactions on $1p$ -Shell and ${}^{19}\text{F}$ Nuclei // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58, No. 10. P. 1689–1695.
42. Vlasov N. A., Ogloblin A. A. (d, t) Reactions on ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^9\text{Be}$ Nuclei // JETP. 1959. V. 37. P. 54–61.
43. Timofeyuk N. K. Overlap Functions, Spectroscopic Factors, and Asymptotic Normalization Coefficients Generated by a Shell-Model Source Term // Phys. Rev. C. 2010. V. 81, No. 6. P. 064306; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.81.064306>.
44. Nollett K. M., Wiringa R. B. Asymptotic Normalization Coefficients from *Ab Initio* Calculations // Phys. Rev. C. 2011. V. 83, No. 4. P. 041001; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.83.041001>.
45. Kilian K., Clausnitzer G., Dürr W., Fick D., Fleischmann R., Hofmann H. Untersuchung der reaktionen ${}^7\text{Li}(p, p_0){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(p, p_1){}^7\text{Li}^*$ und ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ MIT polarisierten protonen der energie 2.7 BIS 10.6 MeV // Nucl. Phys. A. 1969. V. 126, No. 3. P. 529–544; [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90845-8](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9474(69)90845-8).
46. Levine S. H., Bender R. S., McGruer J. N. Angular Distributions of Deuteron-Induced Reactions in Lithium // Phys. Rev. 1955. V. 97, No. 5. P. 1249–1254; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.97.1249>.
47. Borbély I., Grüber W., König V., Schmelzbach P., Mukhamedzhanov A. Determination of the Deuteron S-State Asymptotic Normalization by Continuation of p – d Elastic Cross Section to the Transfer Pole // Phys. Lett. B. 1985. V. 160, No. 1–3. P. 17–20; [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)91459-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(85)91459-5).

48. *Trache L., Azhari A., Carstoiu F., Clark H.L., Gagliardi C.A., Lui Y.W., Mukhamedzhanov A.M., Tang X., Timofeyuk N., Tribble R.E.* Asymptotic Normalization Coefficients for ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ from a Study of ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$ // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. P. 062801; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.67.062801>.
49. *Huang J., Bertulani C., Guimarões V.* Radiative Capture of Nucleons at Astrophysical Energies with Single-Particle States // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2010. V. 96, No. 6. P. 824–847; <http://dx.doi.org/10.1016/j.adt.2010.06.004>.