

# ЯДЕРНАЯ СТРУКТУРА И ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ В МИКРОСКОПИЧЕСКОМ КЛАСТЕРНОМ ПОДХОДЕ

© 2023 г. А. С. Соловьев<sup>1)\*</sup>

Поступила в редакцию 23.09.2022 г.; после доработки 23.09.2022 г.; принята к публикации 24.09.2022 г.

Шестинуклонная ядерная система  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  исследуется в рамках микроскопического кластерного подхода, сформулированного в осцилляторном представлении. Вычисляются полный и парциальные астрофизические  $S$ -факторы радиационного захвата  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ , фазы упругого рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  и основные свойства ядра  ${}^6\text{Li}$ . Полученные результаты находятся в хорошем согласии с доступными экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002723010543, EDN: RHRHRQ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ядерная система  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  представляет огромный интерес для ядерной астрофизики, поскольку радиационный захват  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ , протекающий в данной системе, ответственен за синтез ядер  ${}^6\text{Li}$  в процессах первичного нуклеосинтеза. Экспериментальные исследования реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  при астрофизически важных энергиях (50–400 кэВ) оказываются очень сложными из-за кулоновского барьера, сильно подавляющего ее сечение. В работах [1–8] экспериментальные данные по этой реакции получены в широком диапазоне энергий. Однако соответствующие данные демонстрируют разброс и значительные погрешности при астрофизических энергиях. По этой причине необходимы теоретические предсказания и экстраполяции, базирующиеся на надежных ядерных моделях. Теоретические исследования рассматриваемой реакции также крайне затруднительны. Дело в том, что в ведущем порядке длинноволнового приближения (ДВП) электрические дипольные ( $E1$ ) переходы являются запрещенными по изоспину для данной системы. Это создает необходимость анализа различных поправок к  $E1$ -переходам, что представляет собой довольно сложную задачу, особенно с микроскопической точки зрения. Кроме того,  $\alpha$ -частица и дейтрон являются весьма разнородными объектами, существенно различающимися по энергии связи. Хорошо известно, что  $\alpha$ -частица представляет собой сильносвязанный локализованный кластер в отличие от дейтрона. В работах [1, 3, 5, 6, 9–28] выполнены теоретические расчеты

для реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  в рамках различных подходов и моделей, среди которых модель прямого захвата, двух- и трехтельные потенциальные кластерные модели (ПКМ), многокластерная динамическая модель с проекцией Паули, модель резонирующих групп, метод генераторной координаты, метод вариационного Монте-Карло и их комбинации. Тем не менее, открытые вопросы и нерешенные проблемы все еще остаются. Для того чтобы расширить наши знания, очевидно, требуются новые альтернативные расчеты в рамках прецизионных микроскопических подходов. Таким образом, теоретические исследования реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  по-прежнему сохраняют свою актуальность.

Следует отметить, что не только обсуждаемая реакция, но и ее входные и выходные каналы по отдельности также представляют интерес для многих современных исследований [29–35]. Проблемы описания свойств ядра  ${}^6\text{Li}$  и упругого рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  до сих пор привлекают внимание исследователей.

В настоящей работе к реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  применяется микроскопический многоканальный кластерный подход, сформулированный в осцилляторном представлении (МКПОП) [36]. В рамках данного подхода рассматриваются также упругое рассеяние  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  и свойства ядра  ${}^6\text{Li}$ . Фактически выполняется единое микроскопическое описание ядерной структуры и динамики шестинуклонной системы  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ , при котором дискретная и непрерывная части спектра этой системы, включая электромагнитные переходы между ними, трактуются последовательно и в согласованной манере.

<sup>1)</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия.

\*E-mail: alexander.solovye@mail.ru

## 2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ФОРМАЛИЗМА МКПОП

Полная волновая функция  $A$ -нуклонной ядерной системы в рамках микроскопической двух-кластерной модели записывается в виде полностью антисимметризованного произведения трансляционно-инвариантных волновых функций  $\phi^{(1)}$  и  $\phi^{(2)}$ , описывающих внутренние состояния кластеров, и волновой функции их относительного движения  $f(\mathbf{q})$ :

$$\Psi = \mathcal{A} \left\{ \phi^{(1)} \phi^{(2)} f(\mathbf{q}) \right\}, \quad (1)$$

где  $\mathcal{A}$  — оператор антисимметризации по перестановкам всех пар нуклонов,  $\mathbf{q}$  — вектор относительного расстояния между кластерами. Раскладывая волновую функцию относительного движения  $f(\mathbf{q})$  в ряд по базису осцилляторных функций  $f_{\nu lm}(\mathbf{q})$  [36], полную волновую функцию (1) можно представить в виде разложения

$$\Psi = \sum_{J=J_0}^{\infty} \sum_{M=-J}^J \sum_{s_1+s_2=|J-s|}^{s_1+s_2} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{\nu=\nu_0}^{\infty} C_{J^{\pi} M l s \nu} \Psi_{J^{\pi} M l s \nu}$$

по базисным функциям

$$\Psi_{J^{\pi} M l s \nu} = \quad (3)$$

$$= N_{J^{\pi} l s \nu} \mathcal{A} \left\{ \sum_{m+\sigma=M} C_{lm \sigma}^{JM} \left[ \phi_{s_1}^{(1)} \phi_{s_2}^{(2)} \right]_{s \sigma} f_{\nu lm}(\mathbf{q}) \right\}.$$

Здесь  $s_1$  и  $s_2$  — спины кластеров,  $s$ ,  $l$  и  $J$  — канальный спин, орбитальный момент и полный угловой момент соответственно с проекциями  $\sigma$ ,  $m$  и  $M$ ,  $\nu$  — число осцилляторных квантов с минимальным разрешенным принципом Паули значением  $\nu_0$ ,  $\pi$  — четность системы,  $C_{lm \sigma}^{JM}$  — коэффициенты Клебша–Гордана,  $N_{J^{\pi} l s \nu}$  — нормировка базисных функций (3).

При фиксированных волновых функциях внутреннего состояния кластеров задача сводится к определению неизвестных коэффициентов разложения  $C_{J^{\pi} M l s \nu}$  полной волновой функции (2) по базису (3). Таким образом, происходит переформулировка проблемы из координатного в осцилляторное представление. Основная трудность при реализации соответствующего подхода в осцилляторном представлении заключается в вычислении матричных элементов необходимых операторов в базисе (3). В частности, для решения системы линейных алгебраических уравнений, которой удовлетворяют неизвестные коэффициенты  $C_{J^{\pi} M l s \nu}$  [36, 37], требуется знание матричных элементов гамильтониана. Одной из методик, существенно

упрощающей расчет матричных элементов, является техника производящих функций [37, 38]. В соответствии с этой техникой, вычислив матричные элементы  $\langle \mathbf{Q}, s_f \sigma_f | V | \mathbf{R}, s_i \sigma_i \rangle$  рассматриваемого оператора  $V$  на производящих функциях для базиса (3), все искомые матричные элементы  $\langle J_f^{\pi_f} M_f l_f s_f \nu_f | V | J_i^{\pi_i} M_i l_i s_i \nu_i \rangle$  данного оператора в базисе (3) можно вывести из соотношения

$$\langle J_f^{\pi_f} M_f l_f s_f \nu_f | V | J_i^{\pi_i} M_i l_i s_i \nu_i \rangle = \quad (4)$$

$$= \frac{1}{\kappa_{\nu_f l_f s_f} \kappa_{\nu_i l_i s_i} \nu_f! \nu_i!} \times$$

$$\times \left[ \frac{\partial^{\nu_f}}{\partial Q^{\nu_f}} \frac{\partial^{\nu_i}}{\partial R^{\nu_i}} \sum_{\substack{m_f+\sigma_f=M_f, \\ m_i+\sigma_i=M_i}} C_{l_f m_f s_f \sigma_f}^{J_f M_f} C_{l_i m_i s_i \sigma_i}^{J_i M_i} \times \right.$$

$$\times \iint Y_{l_f m_f}^*(\mathbf{nQ}) \langle \mathbf{Q}, s_f \sigma_f | V | \mathbf{R}, s_i \sigma_i \rangle \times$$

$$\left. \times Y_{l_i m_i}(\mathbf{nR}) d\mathbf{nQ} d\mathbf{nR} \right]_{Q=R=0},$$

где

$$\kappa_{\nu l s}^2 = \frac{2\pi}{(\nu!)^2} \times \quad (5)$$

$$\times \left[ \frac{\partial^{\nu}}{\partial Q^{\nu}} \frac{\partial^{\nu}}{\partial R^{\nu}} \int_{-1}^1 \langle \mathbf{Q}, s \sigma | \mathbf{R}, s \sigma \rangle P_l(t) dt \right]_{Q=R=0},$$

$Y_{lm}$  — сферическая функция,  $P_l(t)$  — полином Лежандра,  $t$  — косинус угла между генераторными векторами  $\mathbf{Q}$  и  $\mathbf{R}$ .

Более детальное описание формализма МКПОП дано в работе [36]. Следует подчеркнуть, что подходы, базирующиеся на осцилляторно-базисных разложениях, являются весьма эффективным “инструментом” в современной ядерной физике для решения многих важных проблем ядерной теории. Различные аспекты применения осцилляторно-базисных разложений в расчетах для различных систем могут быть найдены в работах [36–49].

## 3. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе ядерное взаимодействие между нуклонами описывается эффективным полуреалистическим нуклон-нуклонным потенциалом из работы [50]. Этот потенциал содержит центральные, спин-орбитальные и тензорные силы. Во множестве работ было показано [36–38, 50–52], что потенциалы такого типа являются

весьма хорошим приближением для описания ядерного взаимодействия в микроскопических исследованиях структуры легких ядер и динамики легкоядерных реакций. Все расчеты, представленные в данной работе, выполнены с использованием рекомендованной в [36] параметризации РНН-I для выбранного потенциала.

Ядро  ${}^6\text{Li}$  является стабильным, но слабосвязанным. Оно имеет единственное связанное состояние с полной энергией  $E_0 = -31.994$  МэВ и полным угловым моментом и четностью  $J^\pi = 1^+$ . Порогом развала данного состояния на  $\alpha$ -частицу и дейтрон является энергия возбуждения  $\varepsilon = 1.474$  МэВ. В настоящей работе основное состояние  ${}^6\text{Li}$  трактуется как связанное состояние  $\alpha$ - и  $d$ -кластеров со спинами  $s_\alpha = 0$  и  $s_d = 1$  соответственно, которые содержат протоны и нейтроны на нижайших осцилляторных оболочках. Подразумевается, что кластерные волновые функции заданы в форме трансляционно-инвариантных волновых функций нижайших совместимых с принципом Паули состояний осцилляторной модели оболочек. Канальный спин  $s$  равен 1, а орбитальный момент  $l$  принимает значения 0 и 2 в соответствии с правилом векторного сложения моментов и законом сохранения четности. Коэффициенты разложения полной волновой функции основного состояния  ${}^6\text{Li}$  по базису (3) находятся путем решения системы линейных однородных алгебраических уравнений [37], записанной для дискретного спектра  $\alpha$ - $d$ .

Коэффициенты разложения полных волновых функций состояний рассеяния  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  по базису (3) определяются путем решения системы линейных неоднородных алгебраических уравнений [37], полученной для случая непрерывного спектра  $\alpha$ - $d$ . Здесь, как и в случае дискретного спектра  $\alpha$ - $d$ , предполагается, что  $\alpha$ - и  $d$ -кластеры занимают нижайшие конфигурации трансляционно-инвариантной осцилляторной модели оболочек. Канальный спин  $s = 1$ , а орбитальный момент  $l$  может принимать либо одно, либо два значения в зависимости от  $J^\pi$ . Матричные элементы гамильтониана рассматриваемой ядерной системы в базисе (3), необходимые для решения соответствующих наборов линейных алгебраических уравнений как для непрерывной, так и дискретной частей энергетического спектра данной системы, могут быть вычислены с использованием производящих матричных элементов, полученных в работе [36].

В базисных функциях (3) значения осцилляторного радиуса  $r_0$  для внутренних волновых функций кластеров и осцилляторного базиса полагаются одинаковыми. Подходящий выбор осцилляторного радиуса позволяет корректировать и улучшать приближенное описание внутренних кластерных состояний. В текущем исследовании используется

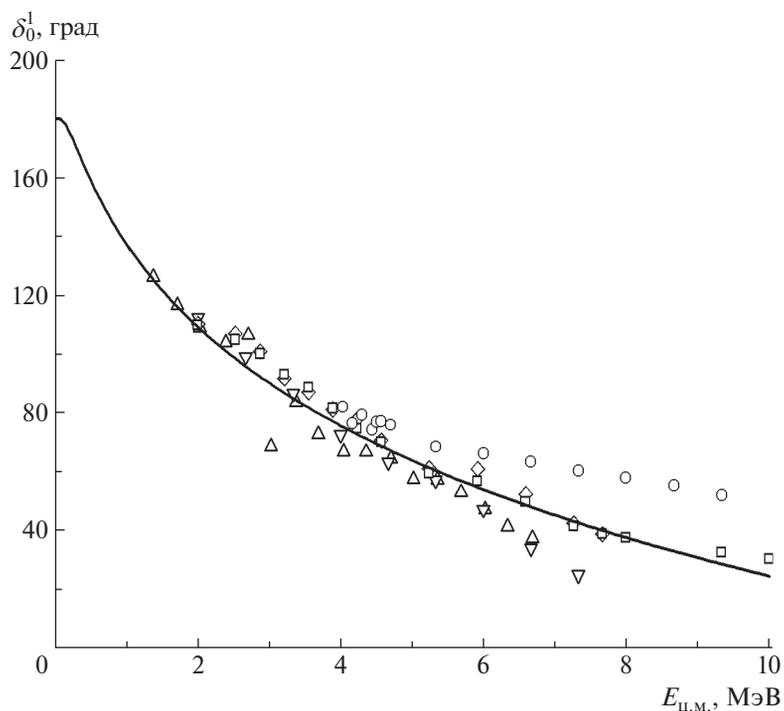
значение  $r_0 = 1.22$  фм [36]. Относительное движение не зависит от этого выбора, поскольку сходимость разложения соответствующей функции по осцилляторному базису может быть достигнута с заданной точностью в рамках МКПОП за счет удержания достаточного числа базисных функций.

В табл. 1 сгруппированы следующие величины, характеризующие основное состояние ядра  ${}^6\text{Li}$ : энергия ( $E_0$ ), среднеквадратичный радиус распределения протонов ( $r_p$ ), электрический квадрупольный момент ( $Q$ ), магнитный дипольный момент ( $\mu$ ), порог развала на  $\alpha$ - и  $d$ -кластеры ( $\varepsilon$ ), асимптотический нормировочный коэффициент ( $C_0$ ). Кроме того, в табл. 1 даны энергии связи  $\alpha$  ( $E_\alpha$ ) и  $d$  ( $E_d$ ) кластеров и энергия нижайшего  $3^+$ -резонанса  ${}^6\text{Li}$  ( $E_{3^+}$ ). Экспериментальные данные взяты из работ [53–59]. Расчетные значения получены в МКПОП.

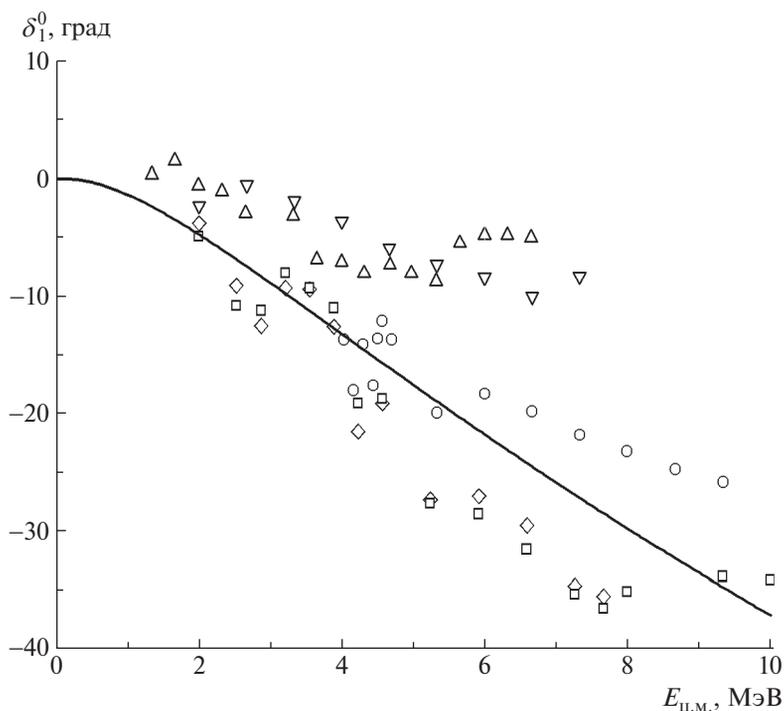
Как видно из табл. 1, расчет воспроизводит энергии  $\alpha$ ,  $d$  и  ${}^6\text{Li}$ , величину и знак электрического квадрупольного момента ядра  ${}^6\text{Li}$ , его порог развала, энергию нижайшего резонанса и значение асимптотического нормировочного коэффициента. Расчетные среднеквадратичный радиус распределения протонов и магнитный дипольный момент слегка отклоняются от экспериментальных значений. Очевидно, что очень сложно воспроизвести все доступные разнородные экспериментальные данные по рассматриваемой шестинуклонной системе, используя при этом ограниченное модельное пространство. Тем не менее, в рамках МКПОП потенциал РНН-I является весьма пригодным для описания как спектроскопии ядра  ${}^6\text{Li}$ , так и его электромагнитных свойств в совокупности с асимптотическими характеристиками.

На рис. 1–5 изображены ядерные фазы  $\delta_l^J$  для парциальных  $S$ -,  $P$ - и  $D$ -волн упругого рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  в зависимости от энергии относительного движения сталкивающихся ядер в системе центра масс  $E_{\text{ц.м.}}$ . Расчетные кривые получены в МКПОП. Отмеченные на этих рисунках экспериментальные данные взяты из работ [60–64]. Вычисленные  $S$ - и  $D$ -волновые ядерные фазы хорошо согласуются с данными на рис. 1 и 5 соответственно. Ядерная  $P$ -фаза  $\delta_1^0$  на рис. 2 также находится в согласии с данными. Ядерные  $P$ -фазы  $\delta_1^1$  и  $\delta_1^2$  на рис. 3 и 4 соответственно несколько отклоняются от экспериментальных точек при высоких энергиях, оставаясь при этом, в целом, достаточно близкими к данным. Следует подчеркнуть, что данные имеют разброс, а их погрешности не приведены в соответствующих работах. По этим причинам весьма сложно достоверно оценить степень согласия между теорией и экспериментом.

Полный астрофизический  $S$ -фактор реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ , вычисленный в МКПОП, показан на



**Рис. 1.** Ядерная фаза  $S$ -рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  с  $J^\pi = 1^+$ . Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные:  $\Delta$  — [60],  $\nabla$  — [61],  $\diamond$  — [62],  $\square$  — [63],  $\circ$  — [64].



**Рис. 2.** Ядерная фаза  $P$ -рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  с  $J^\pi = 0^-$ . Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные:  $\Delta$  — [60],  $\nabla$  — [61],  $\diamond$  — [62],  $\square$  — [63],  $\circ$  — [64].

рис. 6. Вклады электрических квадрупольных ( $E2$ ) и магнитных дипольных ( $M1$ ) переходов рассчитывались в ведущем порядке ДВП. Поправки к

запрещенным по изоспину  $E1$ -переходам учитывались как в ведущем порядке ДВП с использованием “предписания точных масс” (ПТМ), так

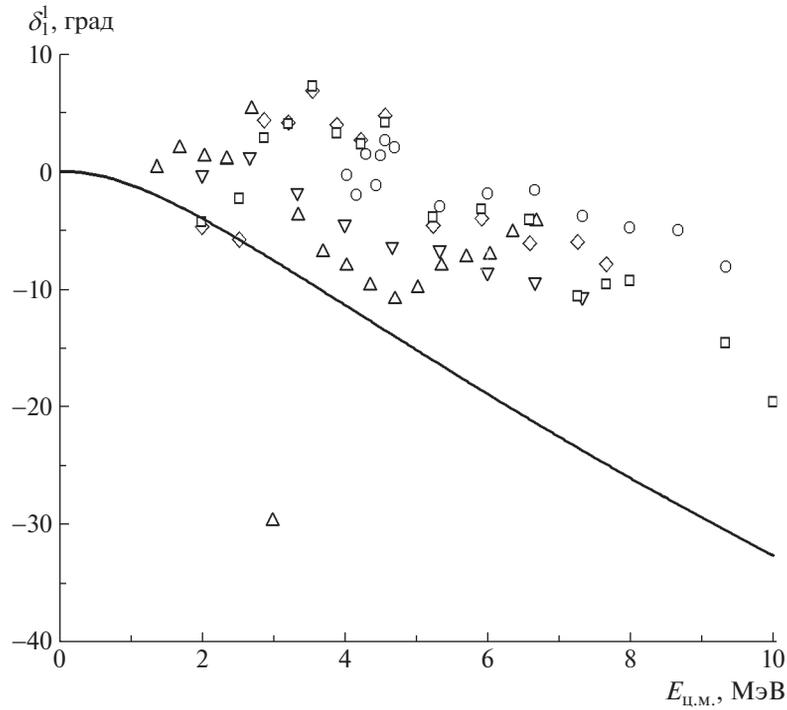


Рис. 3. Ядерная фаза  $P$ -рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  с  $J^\pi = 1^-$ . Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные:  $\Delta$  — [60],  $\nabla$  — [61],  $\diamond$  — [62],  $\square$  — [63],  $\circ$  — [64].

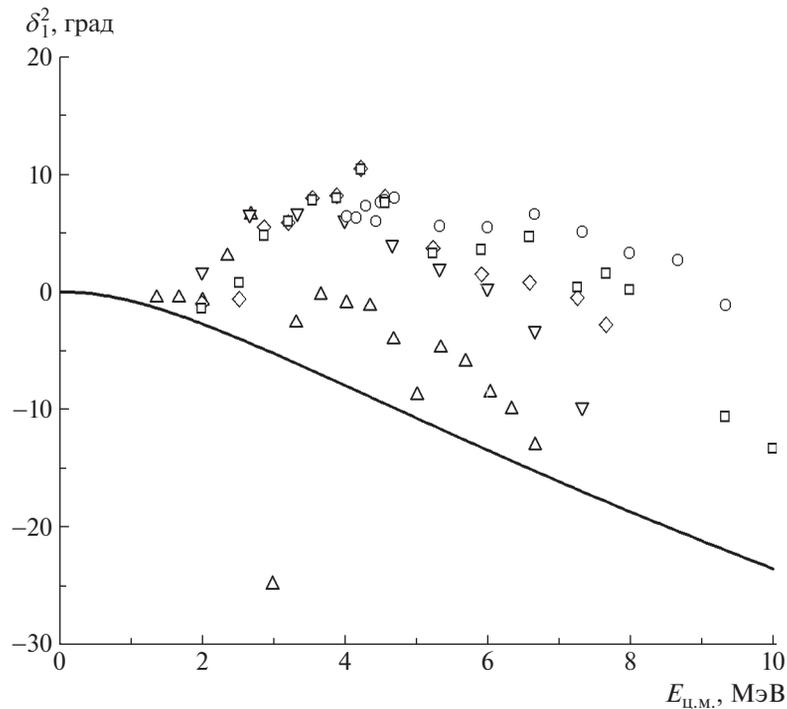
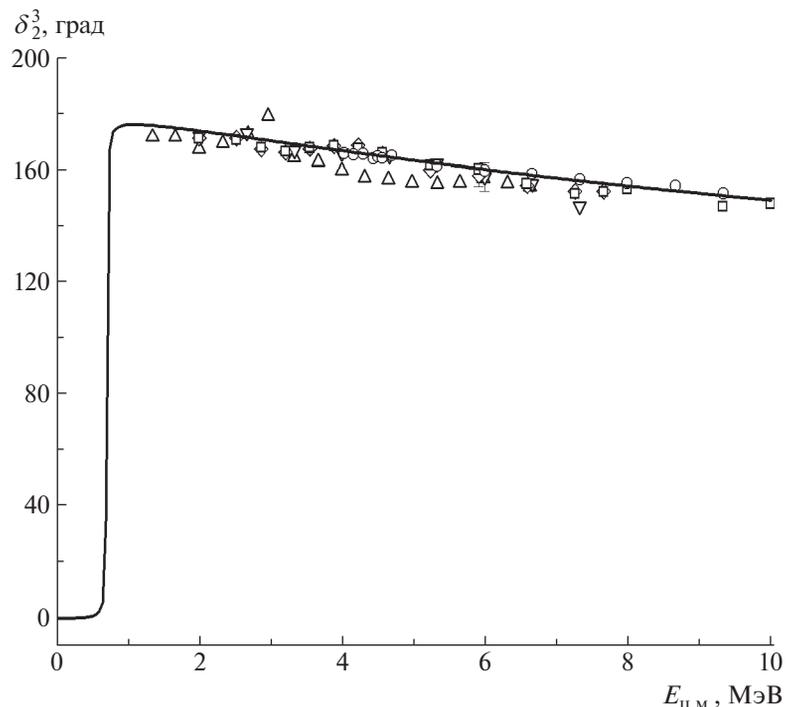


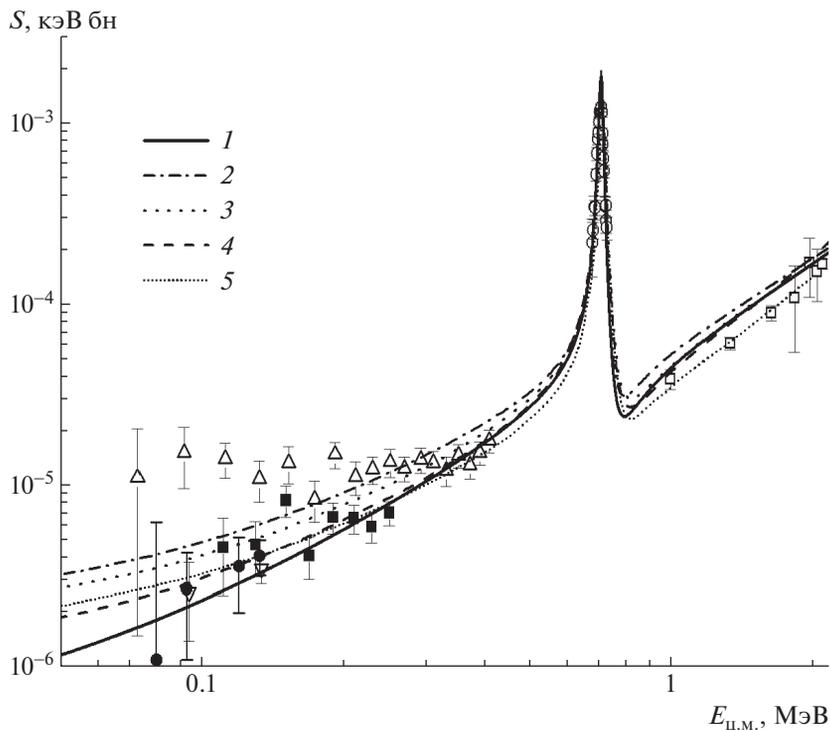
Рис. 4. Ядерная фаза  $P$ -рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  с  $J^\pi = 2^-$ . Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные:  $\Delta$  — [60],  $\nabla$  — [61],  $\diamond$  — [62],  $\square$  — [63],  $\circ$  — [64].

и в более высоком порядке ДВП (ВПДВП) [36]. Выражения для производящих матричных элементов  $E1$ -,  $E2$ - и  $M1$ -операторов вместе с их при-

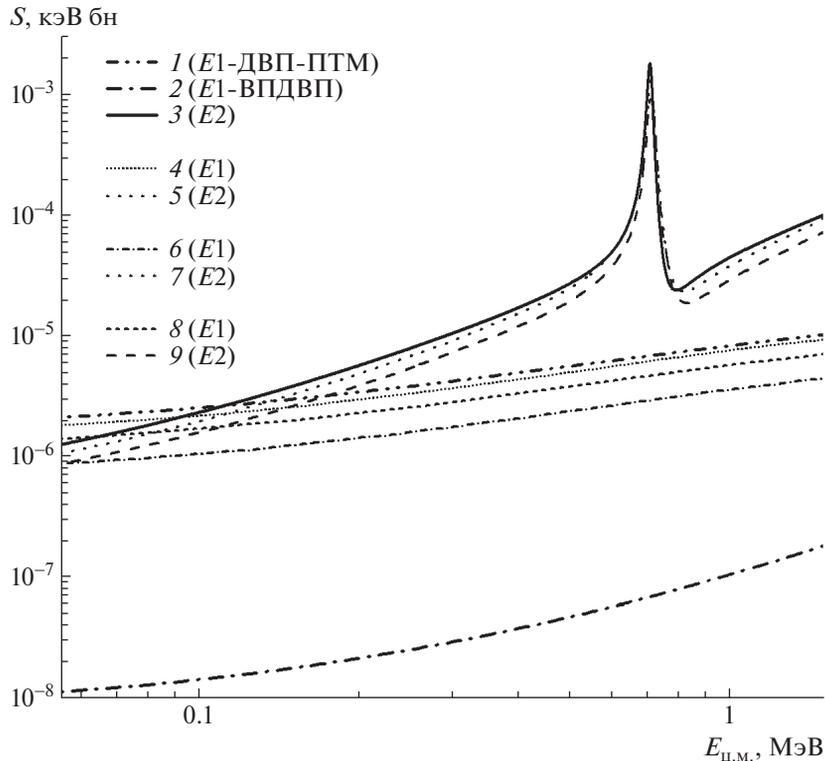
веденными матричными элементами в базе (3) для системы  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  получены в работе [36].



**Рис. 5.** Ядерная фаза  $D$ -рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  с  $J^\pi = 3^+$ . Сплошная кривая — расчет в МКПОП. Экспериментальные данные:  $\Delta$  — [60],  $\nabla$  — [61],  $\diamond$  — [62],  $\square$  — [63],  $\circ$  — [64].



**Рис. 6.** Полный астрофизический  $S$ -фактор реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ . Сплошная и штрихпунктирные кривые — результаты, полученные в МКПОП с  $E1$ -ВПДВП (кривая 1) и  $E1$ -ДВП-ПТМ (кривая 2) вкладами. Кривые 3, 4 и 5 — результаты работ [6, 8, 22] соответственно. Экспериментальные данные:  $\square$  — [1],  $\Delta$  — [2],  $\circ$  — [3],  $\blacksquare$  — [5],  $\nabla$  — [7],  $\bullet$  — [8].



**Рис. 7.** Вклады  $E1$ - и  $E2$ -переходов в энергетическую зависимость полного астрофизического  $S$ -фактора реакции  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ . Кривые 1–3 — результаты настоящей работы. Кривые 4 и 5 — результаты [6], 6 и 7 — результаты [8], 8 и 9 — результаты [22].

Приведенные матричные элементы этих операторов необходимы для расчета полного сечения (астрофизического  $S$ -фактора) исследуемого радиационного захвата.

Экспериментальные данные, отмеченные на рис. 6 различными символами, взяты из работ [1–3, 5, 7, 8]. Полученные в МКПОП сплошная и штрихпунктирная кривые с  $E1$ -ВПДВП и  $E1$ -ДВП-ПТМ вкладами соответственно воспроизводят пик при 0.712 МэВ [3] и согласуются с данными [1] при более высоких энергиях. Современные данные [5, 7, 8] при низких энергиях гораздо лучше описываются сплошной кривой, нежели штрихпунктирной.

В действительности, расчет полного астрофизического  $S$ -фактора в МКПОП с  $E1$ -ДВП-ПТМ вкладом из-за отсутствия строгого микроскопического обоснования для ПТМ [26], в большей степени, представляет интерес для сравнения с результатами других теоретических работ, которые были выполнены в рамках ПКМ с применением ПТМ. На рис. 6 точечные линии — результаты работ [6, 22] на основе ПКМ-ПТМ, а штриховая линия — результат, полученный в [8] путем анализа экспериментальных данных. Сопоставление соответствующих  $E1$ - и  $E2$ -вкладов демонстрируется

на рис. 7. Следует отметить, что в [8] в качестве  $E2$ -вклада принимается результат из [6]. По этой причине кривые для  $E2$ -вклада из [6] и [8] полностью совпадают на рис. 7. В свою очередь,  $E1$ -вклад в [8] извлекается перемасштабированием  $E1$ -вклада из [6], которое выполняется таким образом, чтобы достигь совпадения результирующего полного астрофизического  $S$ -фактора с полученными в [8] данными.

Как видно из рис. 6, штрихпунктирная кривая лежит слегка выше, чем кривые из работ [6, 8, 22], но при этом является достаточно схожей с точечной кривой из [6]. На рис. 7  $E1$ -ДВП-ПТМ и  $E2$ -вклады, вычисленные в настоящем исследовании, также наиболее близки к  $E1$ - и  $E2$ -вкладам работы [6]. На рис. 6 сплошная кривая при энергиях выше пиковой лежит очень близко к точечной и штриховой линиям [6, 8]. При более низких энергиях имеется некоторое расхождение, главным образом, вследствие  $E1$ -вклада. Между сплошной и штриховой линиями это расхождение начинает плавно проявляться при энергиях ниже 300 кэВ.

Что касается соотношения между результатами текущей работы на рис. 7, то вклад от  $E1$ -переходов, полученный в ДВП-ПТМ, значительно превышает соответствующий вклад, рассчитанный

**Таблица 1.** Свойства ядра  ${}^6\text{Li}$

Величина	Эксперимент	Расчет
$E_\alpha$ , МэВ	28.296	28.296
$E_d$ , МэВ	2.224	2.224
$E_0$ , МэВ	-31.994	-31.994
$\epsilon$ , МэВ	1.474	1.474
$E_{3+}$ , МэВ	0.712	0.712
$r_p$ , фм	2.38(3)	2.28
$Q$ , е фм <sup>2</sup>	-0.0818(16)	-0.0818
$\mu$ , $\mu_N$	0.822	0.880
$C_0$ , фм <sup>-1/2</sup>	2.30(12)	2.32
	2.28(7)	

в ВПДВП, и даже лежит выше, чем вклад от  $E2$ -переходов при низких энергиях ( $<100$  кэВ). Во всем диапазоне энергий  $E2$ -вклад превышает  $E1$ -ВПДВП вклад. Вклад от  $M1$ -переходов, полученный в МКПОП, не приведен на рис. 7, поскольку существенно подавлен по сравнению с вкладами от  $E1$ - и  $E2$ -переходов при рассматриваемых энергиях [36].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках МКПОП исследовались ядерная структура и динамика шестинуклонной системы  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  с использованием эффективного полуреалистического ядерного потенциала. Предположение, что дейтрон занимает нижайшую конфигурацию осцилляторной модели оболочек, безусловно, является весьма простым приближением, поскольку дейтрон представляет собой достаточно “рыхлый” объект, в отличие от  $\alpha$ -частицы. Тем не менее, подходящий выбор параметризации ядерного потенциала вместе со значением осциллятора радиуса позволяет, в некотором смысле, компенсировать соответствующее допущение и достичь достоверного модельного описания изучаемой системы.

Ядерная спектроскопия и наблюдаемые для  ${}^6\text{Li}$ , вычисленные в МКПОП, находятся в достаточно хорошем соответствии с экспериментальными данными. Наиболее важные ядерные  $S$ - и  $D$ -фазы упругого рассеяния  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$ , рассчитанные в широком энергетическом диапазоне, также хорошо согласуются с данными, извлеченными из экспериментов. Таким образом, результаты расчетов ядерных свойств рассматриваемой системы в МКПОП демонстрируют надежность и перспективность применения соответствующего подхода

к наиболее важной и амбициозной проблеме — описанию радиационного захвата  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  при энергиях, представляющих астрофизический интерес. На основе МКПОП даны теоретические предсказания по величинам вкладов в полный астрофизический  $S$ -фактор рассматриваемой реакции от  $E1$ -переходов с использованием ДВП-ПТМ и ВПДВП и от  $E2$ - и  $M1$ -переходов в ведущем порядке ДВП. С учетом этих предсказаний вычислена энергетическая зависимость полного астрофизического  $S$ -фактора.

Полный астрофизический  $S$ -фактор, полученный с  $E1$ -ДВП-ПТМ вкладом, представляет интерес, в основном, для сравнения с результатами работ, выполненных в ПКМ-ПТМ. Расчет полного астрофизического  $S$ -фактора с  $E1$ -ВПДВП вкладом приводит к превосходному результату: хорошо описываются современные низкоэнергетические данные [5, 7, 8], воспроизводится пик при 0.712 МэВ [3], наконец, при более высоких энергиях имеется разумное согласие с данными [1]. Тем не менее, поправки к запрещенным по изоспину  $E1$ -переходам, обусловленные изоспиновыми примесями в волновых функциях, также необходимо исследовать в рамках МКПОП, чтобы прийти к окончательной рекомендации, касающейся величины суммарного  $E1$ -вклада с микроскопической точки зрения.

Полученные в настоящей работе результаты убедительно показывают, что МКПОП является хорошо обоснованным “инструментом” для микроскопического описания реакций радиационного захвата. В частности, продемонстрированные возможности МКПОП выглядят весьма перспективными для дальнейшего анализа рассмотренной шестинуклонной ядерной системы. Одно из возможных направлений развития данного подхода с целью расширения его предсказательных свойств применительно к  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  заключается в “обогащении” используемого модельного пространства конфигурациями и каналами [29, 65–69], которые, предположительно, могут оказывать воздействие на ядерную структуру и динамику соответствующей системы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. G. H. Robertson, P. Dyer, R. A. Warner, R. C. Melin, T. J. Bowles, A. B. McDonald, G. C. Ball, W. G. Davies, and E. D. Earle, Phys. Rev. Lett. **47**, 1867 (1981).
2. J. Kiener, H. J. Gils, H. Rebel, S. Zagromski, G. Gsottschneider, N. Heide, H. Jelitto, J. Wentz, and G. Baur, Phys. Rev. C **44**, 2195 (1991).
3. P. Mohr, V. Kölle, S. Wilmes, U. Atzrott, G. Staudt, J. W. Hammer, H. Krauss, and H. Oberhammer, Phys. Rev. C **50**, 1543 (1994).

4. F. E. Cecil, J. Yan, and C. S. Galovich, *Phys. Rev. C* **53**, 1967 (1996).
5. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, *Nucl. Phys. A* **673**, 509 (2000).
6. F. Hammache, M. Heil, S. Typel, D. Galaviz, K. Sümmerer, A. Coc, F. Uhlig, F. Attallah, M. Caamano, D. Cortina, H. Geissel, M. Hellström, N. Iwasa, J. Kiener, P. Koczon, B. Kohlmeyer, *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 065803 (2010).
7. M. Anders, D. Trezzi, R. Menegazzo, M. Aliotta, A. Bellini, D. Bemmerer, C. Brogгинi, A. Caciolli, P. Corvisiero, H. Costantini, T. Davinson, Z. Elekes, M. Erhard, A. Formicola, Zs. Fülöp, G. Gervino, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 042501 (2014).
8. D. Trezzi, M. Anders, M. Aliotta, A. Bellini, D. Bemmerer, A. Boeltzig, C. Brogгинi, C. G. Bruno, A. Caciolli, F. Cavanna, P. Corvisiero, H. Costantini, T. Davinson, R. Depalo, Z. Elekes, M. Erhard, *et al.*, *Astropart. Phys.* **89**, 57 (2017).
9. K. Langanke and C. Rolfs, *Z. Phys. A* **325**, 193 (1986).
10. K. Langanke, *Nucl. Phys. A* **457**, 351 (1986).
11. R. Crespo, A. M. Eiró, and F. D. Santos, *Phys. Rev. C* **39**, 305 (1989).
12. R. Crespo, A. M. Eiró, and J. A. Tostevin, *Phys. Rev. C* **42**, 1646 (1990).
13. N. A. Burkova, K. A. Zhaksibekova, M. A. Zhusupov, and R. A. Eramzhyan, *Phys. Lett. B* **248**, 15 (1990).
14. S. Typel, G. Blüge, and K. Langanke, *Z. Phys. A* **339**, 335 (1991).
15. S. Jang, *Phys. Rev. C* **47**, 286 (1993).
16. A. M. Mukhamedzhanov, R. P. Schmitt, R. E. Tribble, and A. Sattarov, *Phys. Rev. C* **52**, 3483 (1995).
17. G. G. Ryzhikh, R. A. Eramzhyan, and S. Shlomo, *Phys. Rev. C* **51**, 3240 (1995); **53**, 2560 (1996).
18. A. Kharbach and P. Descouvemont, *Phys. Rev. C* **58**, 1066 (1998).
19. K. M. Nollett, R. B. Wiringa, and R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **63**, 024003 (2001).
20. L. E. Marcucci, K. M. Nollett, R. Schiavilla, and R. B. Wiringa, *Nucl. Phys. A* **777**, 111 (2006).
21. A. M. Mukhamedzhanov, L. D. Blokhintsev, and B. F. Irgaziev, *Phys. Rev. C* **83**, 055805 (2011).
22. A. M. Mukhamedzhanov, Shubhchintak, and C. A. Bertulani, *Phys. Rev. C* **93**, 045805 (2016).
23. E. M. Tursunov, A. S. Kadyrov, S. A. Turakulov, and I. Bray, *Phys. Rev. C* **94**, 015801 (2016).
24. A. Grassi, G. Mangano, L. E. Marcucci, and O. Pisanti, *Phys. Rev. C* **96**, 045807 (2017).
25. E. M. Tursunov, S. A. Turakulov, A. S. Kadyrov, and I. Bray, *Phys. Rev. C* **98**, 055803 (2018).
26. D. Baye and E. M. Tursunov, *J. Phys. G* **45**, 085102 (2018).
27. S. Dubovichenko, A. Dzhazairov-Kakhramanov, and N. Burkova, *Int. J. Mod. Phys. E* **28**, 1930004 (2019).
28. E. M. Tursunov, S. A. Turakulov, and A. S. Kadyrov, *Nucl. Phys. A* **1000**, 121884 (2020).
29. G. Hupin, S. Quaglioni, and P. Navrátil, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 212502 (2015).
30. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. P. Vary, C. Forssén, J. Rotureau, and N. Michel, *J. Phys. G* **44**, 075103 (2017).
31. P. R. Fraser, K. Massen-Hane, A. S. Kadyrov, K. Amos, I. Bray, and L. Canton, *Phys. Rev. C* **96**, 014619 (2017).
32. L. D. Blokhintsev, A. S. Kadyrov, A. M. Mukhamedzhanov, and D. A. Savin, *Phys. Rev. C* **95**, 044618 (2017).
33. L. D. Blokhintsev, A. S. Kadyrov, A. M. Mukhamedzhanov, and D. A. Savin, *Phys. Rev. C* **97**, 024602 (2018).
34. G. A. Negroita, J. P. Vary, G. R. Luecke, P. Maris, A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, E. G. Ng, C. Yang, M. Lockner, and G. M. Prabhu, *Phys. Rev. C* **99**, 054308 (2019).
35. B. K. Luna and T. Papenbrock, *Phys. Rev. C* **100**, 054307 (2019).
36. A. S. Solov'yev, *Phys. Rev. C* **106**, 014610 (2022).
37. A. S. Solov'yev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **96**, 064605 (2017).
38. A. S. Solov'yev and S. Yu. Igashov, *Phys. Rev. C* **99**, 054618 (2019).
39. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Lett. B* **788**, 238 (2019).
40. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **103**, 024304 (2021).
41. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, *Phys. Rev. C* **104**, 044323 (2021).
42. A. M. Shirokov, A. I. Mazur, I. A. Mazur, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **94**, 064320 (2016).
43. A. M. Shirokov, G. Papadimitriou, A. I. Mazur, I. A. Mazur, R. Roth, and J. P. Vary, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 182502 (2016).
44. K. Kravvaris and A. Volya, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 062501 (2017).
45. K. Kravvaris and A. Volya, *Phys. Rev. C* **100**, 034321 (2019).
46. V. S. Vasilevsky, K. Katō, and N. Takibayev, *Phys. Rev. C* **96**, 034322 (2017).
47. V. S. Vasilevsky, Yu. A. Lashko, and G. F. Filippov, *Phys. Rev. C* **97**, 064605 (2018).
48. V. S. Vasilevsky, K. Katō, and N. Takibayev, *Phys. Rev. C* **98**, 024325 (2018).
49. A. D. Duisenbay, N. Kalzhigitov, K. Katō, V. O. Kurmangaliyeva, N. Takibayev, and V. S. Vasilevsky, *Nucl. Phys. A* **996**, 121692 (2020).
50. H. Kanada, T. Kaneko, S. Nagata, and M. Nomoto, *Prog. Theor. Phys.* **61**, 1327 (1979).
51. F. Tanabe, A. Tohsaki, and R. Tamagaki, *Prog. Theor. Phys.* **53**, 677 (1975).
52. T. Kajino, T. Matsuse, and A. Arima, *Nucl. Phys. A* **413**, 323 (1984).
53. P. Raghavan, *At. Data Nucl. Data Tables* **42**, 189 (1989).
54. J. Cederberg, D. Olson, J. Larson, G. Rakness, K. Jarausch, J. Schmidt, B. Borovsky, P. Larson, and B. Nelson, *Phys. Rev. A* **57**, 2539 (1998).
55. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu, and H. R. Weller, *Nucl. Phys. A* **708**, 3 (2002).

56. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, Nucl. Phys. A **729**, 337 (2003).
57. I. Tanihata, H. Savajols, and R. Kanungo, Prog. Part. Nucl. Phys. **68**, 215 (2013).
58. L. D. Blokhintsev, V. I. Kukulin, A. A. Sakharuk, D. A. Savin, and E. V. Kuznetsova, Phys. Rev. C **48**, 2390 (1993).
59. E. A. George and L. D. Knutson, Phys. Rev. C **59**, 598 (1999).
60. L. C. McIntyre and W. Haerberli, Nucl. Phys. A **91**, 382 (1967).
61. L. G. Keller and W. Haerberli, Nucl. Phys. A **156**, 465 (1970).
62. P. A. Schmelzbach, W. Grüebler, V. König, and P. Marmier, Nucl. Phys. A **184**, 193 (1972).
63. W. Grüebler, P. A. Schmelzbach, V. König, R. Risler, and D. Boerma, Nucl. Phys. A **242**, 265 (1975).
64. B. Jenny, W. Grüebler, V. König, P. A. Schmelzbach, and C. Schweizer, Nucl. Phys. A **397**, 61 (1983).
65. P. Navrátil and S. Quaglioni, Phys. Rev. C **83**, 044609 (2011).
66. D. R. Thompson and Y. C. Tang, Phys. Rev. C **8**, 1649 (1973).
67. H. Kanada, T. Kaneko, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A **389**, 285 (1982).
68. H. Kanada, T. Kaneko, S. Saito, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A **444**, 209 (1985).
69. Y. Fujiwara and Y. C. Tang, Phys. Rev. C **43**, 96 (1991).

## NUCLEAR STRUCTURE AND DYNAMICS OF THE ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$ SYSTEM IN THE MICROSCOPIC CLUSTER APPROACH

A. S. Solov'ev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow, Russia*

The six-nucleon  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  system is studied in the framework of the microscopic cluster approach formulated in an oscillator representation. The total and partial astrophysical  $S$  factors of the  ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  radiative capture reaction, nuclear phase shifts of the  ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha){}^2\text{H}$  elastic scattering, and properties of the  ${}^6\text{Li}$  nucleus are calculated. The results agree well with available experimental data.