

ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ ПРИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЯХ

*С. Б. Дубовиченко**

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова,
Институт ядерной физики РК, Алма-Ата, Казахстан

ВВЕДЕНИЕ	1535
МЕТОДЫ РАСЧЕТА	1537
Полные сечения захвата	1537
Потенциалы и волновые функции	1539
Численные методы расчета	1541
Классификация кластерных состояний	1542
Методы фазового анализа	1543
Критерии построения межкластерных потенциалов	1544
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ $n^2\text{H}$ В КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ	1545
Потенциальное описание упругого $n^2\text{H}$ -рассеяния	1546
Полные сечения радиационного $n^2\text{H}$ -захвата	1549
РАДИАЦИОННЫЙ $n^6\text{Li}$ -ЗАХВАТ	1552
Потенциальное описание $n^6\text{Li}$ -рассеяния	1553
Полные сечения радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата	1557
КЛАСТЕРНАЯ $n^7\text{Li}$ -СИСТЕМА	1562
Классификация состояний $n^7\text{Li}$ -системы	1563
Потенциальное описание упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния	1565
Радиационный ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ -захват	1571
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ В $n^{12}\text{C}$ - И $n^{13}\text{C}$ -СИСТЕМАХ	1575
Полные сечения $n^{12}\text{C}$ -захвата	1576
Полные сечения $n^{13}\text{C}$ -захвата	1583
ЗАХВАТ В $n^{14}\text{C}$ - И $n^{14}\text{N}$ -СИСТЕМАХ	1589
Классификация состояний и потенциалы $n^{14}\text{C}$ -рассеяния	1590

*E-mail: dubovichenko@gmail.com

Полные сечения $n^{14}\text{C}$ -захвата	1592
Потенциалы $n^{14}\text{N}$ -рассеяния	1594
Полные сечения $n^{14}\text{N}$ -захвата	1598
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ В $n^{16}\text{O}$ -СИСТЕМЕ	1600
Фазы и потенциалы $n^{16}\text{O}$ -рассеяния	1600
Полные сечения радиационного захвата	1606
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1612
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1613

ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ ПРИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЯХ

*С. Б. Дубовиченко**

Астрофизический институт им. В. Г. Фесенкова,
Институт ядерной физики РК, Алма-Ата, Казахстан

В обзоре описаны результаты процессов радиационного захвата нейтронов тепловых и астрофизических энергий на некоторых легких атомных ядрах. Рассматриваемые реакции захвата участвуют в основной цепочке процессов первичного нуклеосинтеза, протекавшего при образовании, формировании и развитии нашей Вселенной. Рассмотрение этих реакций выполнено в рамках потенциальной кластерной модели с классификацией орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга. Продемонстрирована возможность применения межкластерных потенциалов, полученных на основе фазового анализа и описания основных характеристик связанных состояний ядер в кластерных каналах, для анализа характеристик радиационного захвата.

Review is devoted to the description of the results obtained for the radiative capture of thermal neutrons and astrophysical energies on some light nuclei. Reactions were involved in the capture of the main chain reactions of primordial nucleosynthesis occurring during the formation and development of the Universe. Consideration of these processes is carried out in the framework of the potential of a cluster model to the classification of the orbital states of the cluster diagrams of Young. The review demonstrated the applicability of derived phase of analysis and description of the main characteristics of the bound states of nuclei in the cluster channels intercluster potentials for analysis of the radiative capture.

PACS: 26; 25.20.-x; 24.10.-i; 21.60.-n; 21.60.Gx; 02

ВВЕДЕНИЕ

Неослабевающий интерес к исследованиям радиационного захвата нейтронов атомными ядрами обусловлен, с одной стороны, важной ролью этого процесса в изучении многих фундаментальных свойств ядерных реакций и самих ядер и, с другой стороны, широким применением данных о сечениях захвата в разнообразных приложениях ядерной физики и ядерной астрофизики, а также в анализе процессов первичного нуклеосинтеза во Вселенной [1]. Ранее нами была показана возможность [2, 3] описания астрофизических

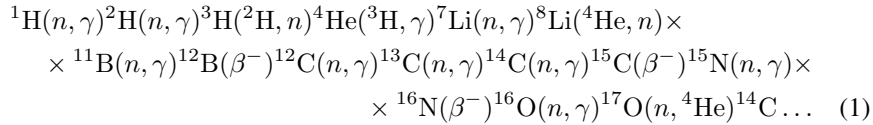
*E-mail: dubovichenko@gmail.com

S -факторов [4, 5] реакций радиационного захвата заряженных частиц на некоторых легких и легчайших атомных ядрах в рамках потенциальной кластерной модели (ПКМ) с запрещенными состояниями (ЗС) [2, 3, 6, 7]. В такой модели учитывается супермультиплетная симметрия волновой функции (ВФ) системы кластеров с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга [2, 3, 8]. Используемая классификация орбитальных состояний позволяет анализировать структуру межкластерных взаимодействий, определять наличие и количество разрешенных (РС) и запрещенных состояний в межкластерных потенциалах, а значит, дает возможность найти число узлов радиальной волновой функции относительного движения кластеров [9, 10].

В используемом подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе описания фаз упругого рассеяния, которые извлекаются из экспериментальных дифференциальных сечений при выполнении фазового анализа [2, 3, 11]. Для связанных состояний (СС) легких ядер в кластерных каналах для построения потенциалов кроме фаз рассеяния используются некоторые дополнительные критерии. Например, таким требованием является воспроизведение энергии связи и некоторых других характеристик основных состояний (ОС) ядер, причем в некоторых случаях это требование является основным [2, 3, 6]. При этом предполагается, что СС обусловлено кластерным каналом, состоящим из начальных частиц, которые участвуют в реакции [12, 13]. Выбор потенциальной кластерной модели для рассмотрения подобных кластерных систем в ядрах, ядерных и термоядерных процессов при астрофизических энергиях [4, 14] обусловлен тем, что во многих легких атомных ядрах вероятность образования нуклонных ассоциаций, т. е. кластеров, и степень их обособления друг от друга сравнительно высоки. Это подтверждается многочисленными экспериментальными измерениями и различными теоретическими расчетами, полученными разными авторами за последние пятьдесят–шестьдесят лет [12, 15, 16].

Конечно, это является определенной идеализацией реально существующей в ядре ситуации в предположении, что в СС имеется 100%-я кластеризация ядра для частиц начального канала. Поэтому успех данной потенциальной модели при описании системы из A нуклонов в связанном состоянии определяется тем, насколько велика реальная кластеризация этого ядра в канале $A_1 + A_2$ нуклонов. В то же время некоторые ядерные характеристики отдельных, даже не кластерных, ядер могут быть преимущественно обусловлены одним определенным кластерным каналом, т. е. иметь определенную кластерную структуру при малом вкладе других возможных кластерных конфигураций. В этом случае используемая одноканальная кластерная модель позволяет идентифицировать доминирующий кластерный канал, выделить и описать те свойства ядерной системы, которые им обусловлены [2, 3, 6–8]. Поэтому результаты, получаемые в одноканальной модели, можно рассматривать как некоторый тест одноканальности кластерных конфигураций в таких ядрах.

Поскольку и ранее, и в последнее время неоднократно рассматривались общие принципы ПКМ с ЗС [2, 3, 6–10, 12, 15, 16], в первой главе мы очень кратко приведем общие методы расчетов, используемые в рамках такой модели. Далее рассмотрим возможность описания полных сечений реакции $n^2\text{H}$ -захвата на ее основе, где учитывается супермультиплетная симметрия волновой функции и разделение орбитальных состояний по схемам Юнга. Хотя реакция радиационного захвата $n^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H}\gamma$ при астрофизических энергиях с образованием нестабильного ядра трития, которое за счет β -распада превращается в ${}^3\text{He}$, непосредственно не входит в основные термоядерные циклы [4, 5], она может, по-видимому, играть определенную роль в некоторых моделях Большого взрыва [17]. В таких моделях считается, что первичный нуклеосинтез проходил, например, согласно основной цепочке ядерных реакций вида



и т. д. [17], в которую входит и $n^2\text{H}$ -захват, причем не обязательно только при низких энергиях, которые мы будем рассматривать далее. Заметим, что известны и другие варианты записи такой цепочки [17] с некоторыми другими промежуточными реакциями.

Далее в рамках ПКМ с ЗС будут рассмотрены процессы $n^6\text{Li}$ -, $n^7\text{Li}$ -, $n^{12}\text{C}$ -, $n^{13}\text{C}$ -, $n^{14}\text{C}$ -, $n^{14}\text{N}$ - и $n^{16}\text{O}$ -радиационного захвата. Для всех этих реакций, входящих в основном в цепочку первичного нуклеосинтеза (1), описание полных сечений захвата удастся получить на основе межкластерных потенциалов, параметры которых описывают фазы процессов упругого рассеяния с учетом их резонансного поведения и основные характеристики СС-ядер. Кроме того, такие потенциалы согласованы с приведенной для каждой кластерной системы классификацией орбитальных состояний по схемам Юнга.

1. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Все основные методы расчета реакций радиационного захвата неоднократно рассматривались в работах [2, 3, 6–10, 13, 15, 16, 18]. Поэтому здесь мы очень кратко приведем их общее описание.

1.1. Полные сечения захвата. Для рассматриваемых далее реакций захвата полные сечения в кластерной модели приведены, например, в [19] или [2, 11, 15, 18] и записываются как

$$\sigma(E) = \sum_{J, J_f} \sigma(NJ, J_f),$$

$$\sigma_c(NJ, J_f) = \frac{8\pi K e^2}{\hbar^2 q^3} \frac{\mu}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} \frac{J + 1}{J[(2J + 1)!!]^2} A_J^2(NJ, K) \times \\ \times \sum_{L_i, J_i} P_J^2(NJ, J_f, J_i) I_J^2(J_f, J_i),$$

где для электрических орбитальных $EJ(L)$ -переходов мультипольности J известны следующие простые выражения [11, 15, 18, 19] ($S_i = S_f = S$):

$$A_J(EJ, K) = K^J \mu^J \left(\frac{Z_1}{m_1^J} + (-1)^J \frac{Z_2}{m_2^J} \right), \quad I_J(J_f, J_i) = \langle \chi_f | R^J | \chi_i \rangle,$$

$$P_J^2(EJ, J_f, J_i) = \delta_{S_i S_f} [(2J + 1)(2L_i + 1)(2J_i + 1)(2J_f + 1)] \times \\ \times (L_i 0 J 0 | L_f 0)^2 \left\{ \begin{matrix} L_i & S & J_i \\ J_f & J & L_f \end{matrix} \right\}^2.$$

Здесь $S_i, S_f, L_f, L_i, J_f, J_i$ — спины и моменты частиц входного (i) и выходного (f) каналов; q — волновое число частиц входного канала; S_1, S_2 — спины двух частиц во входном канале; m_1, m_2, Z_1, Z_2 — массы и заряды частиц входного канала; K, J — волновое число и момент γ -кванта в выходном канале; I_J — интеграл по волновым функциям относительного движения кластеров начального χ_i и конечного χ_f состояний от межкластерной координаты R .

В приведенных выше выражениях для полных сечений иногда включают спектроскопический фактор S_{J_f} конечного состояния ядра, но в используемой нами потенциальной кластерной модели здесь и ранее он всегда принимался равным единице, так же как это принято в работе [19].

Для рассмотрения магнитного $M1(S)$ -перехода, обусловленного спиновой частью магнитного оператора, используя выражения [20], можно получить [6, 7] ($S_i = S_f = S, L_i = L_f = L$)

$$P_1^2(M1, J_f, J_i) = \delta_{S_i S_f} \delta_{L_i L_f} [S(S + 1)(2S + 1)(2J_i + 1)(2J_f + 1)] \times \\ \times \left\{ \begin{matrix} S & L & J_i \\ J_f & 1 & S \end{matrix} \right\}^2,$$

$$A_1(M1, K) = i \frac{e\hbar}{m_0 c} K \sqrt{3} \left[\mu_1 \frac{m_2}{m} - \mu_2 \frac{m_1}{m} \right],$$

$$I_1(J_f, J_i) = \langle \chi_f | R^{J-1} | \chi_i \rangle, \quad J = 1,$$

где m — масса ядра; m_1 и m_2 — магнитные моменты кластеров, значения которых взяты из работы [21].

В электромагнитных процессах типа радиационного захвата или фоторазвала оператор электромагнитных переходов для взаимодействия излучения с веществом хорошо известен [22]. Поэтому имеется прекрасная возможность выяснения формы сильного взаимодействия двух частиц во входном канале, когда они находятся в непрерывном спектре, и связанных состояний тех же частиц в выходном канале, т. е. в состояниях их дискретного спектра.

1.2. Потенциалы и волновые функции. Межкластерные потенциалы взаимодействия для каждой парциальной волны, т. е. для заданного орбитального момента L , с точечным кулоновским членом, равным в данном случае нулю, могут быть выбраны в виде [2, 3, 6–8]

$$V(r) = V_0 \exp(-\gamma r^2).$$

Здесь параметр V_0 выражен в МэВ, параметр γ имеет размерность Фм^{-2} и они являются параметрами потенциала, которые находятся из условия наилучшего описания фаз упругого рассеяния (с учетом их резонансного поведения), извлекаемых в процессе фазового анализа из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям, т. е. угловым распределениям или функциям возбуждения для непрерывного спектра, а также получаемых на основе описания приведенных выше характеристик СС рассматриваемых ядер, вычисляемых в кластерных каналах, состоящих из начальных частиц.

В некоторых случаях в кулоновский потенциал для заряженных частиц вводят кулоновский радиус R_{coul} , и тогда кулоновская часть принимает вид [23]

$$V_{\text{coul}}(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2} \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2}{r}, & r > R_{\text{coul}}, \\ Z_1 Z_2 \left(3 - \frac{r^2}{R_{\text{coul}}^2} \right) / 2R_{\text{coul}}, & r < R_{\text{coul}}. \end{cases}$$

В используемом здесь вариационном методе (ВМ) волновая функция относительного движения кластеров разлагается по неортогональному гауссову базису и проводится независимое варьирование параметров, а сама ВФ имеет вид [15, 16]

$$\Phi_L(r) = \frac{\chi_L(r)}{r} = r^L \sum_i C_i \exp(-\alpha_i r^2),$$

где β_i — вариационные параметры и C_i — коэффициенты разложения [24].

Поведение волновой функции связанных состояний, в том числе основных состояний ядер в кластерных каналах на больших расстояниях, характеризуется асимптотической константой C_w (АК), которая определяется через функцию Уиттекера [25]

$$\chi_L(R) = \sqrt{2k_0} C_w W_{-\eta L+1/2}(2k_0 r),$$

где $\chi_L(R)$ — численная волновая функция связанного состояния, получаемая из решения радиального уравнения Шредингера и нормированная на единицу; $W_{-\eta L+1/2}$ — функция Уиттекера связанного состояния, определяющая асимптотическое поведение ВФ и являющаяся решением того же уравнения без ядерного потенциала, т. е. на больших расстояниях R ; k_0 — волновое число, обусловленное канальной энергией связи; η — кулоновский параметр, равный нулю для реакций с нейтронами; L — орбитальный момент связанного состояния.

Асимптотическая константа (или асимптотический нормировочный коэффициент (АНК)) является важной ядерной характеристикой. Во многих случаях ее знание для ядра a в кластерном канале $b + c$ определяет значение полных сечений для процесса радиационного захвата $b(c, \gamma)a$ [26]. Асимптотическая константа пропорциональна ядерной вершинной константе для виртуального процесса $a \rightarrow b + c$, которая является матричным элементом этого процесса на массовой поверхности [27].

Среднеквадратичный массовый радиус ядра в кластерной модели для системы двух кластеров заданного размера определяется следующим образом (см., например, [11, 15]):

$$R_m^2 = \frac{m_1}{m} \langle r_m^2 \rangle_1 + \frac{m_2}{m} \langle r_m^2 \rangle_2 + \frac{m_1 m_2}{m^2} I_2,$$

где $\langle r_m^2 \rangle_{1,2}$ — квадраты массовых радиусов кластеров, в качестве которых принимаются радиусы соответствующих ядер в свободном состоянии; I_2 — интеграл вида

$$I_2 = \langle \chi_L(R) | R^2 | \chi_L(R) \rangle$$

от межкластерного расстояния R по радиальным волновым функциям $\chi_L(R)$ относительного движения кластеров, нормированным на единицу, в основном состоянии ядра с орбитальным моментом L .

Среднеквадратичный зарядовый радиус записывался в форме (см., например, [15, 18, 24])

$$R_z^2 = \frac{Z_1}{Z} \langle r_z^2 \rangle_1 + \frac{Z_2}{Z} \langle r_z^2 \rangle_2 + \frac{(Z_2 m_1^2 + Z_1 m_2^2)}{Z m^2} I_2,$$

где $\langle r_z^2 \rangle_{1,2}$ — квадраты зарядовых радиусов кластеров, в качестве которых также принимаются радиусы соответствующих ядер в свободном состоянии; $Z = Z_1 + Z_2$, I_2 — приведенный выше интеграл.

Волновая функция $\chi_L(R)$ относительного движения кластеров является решением радиального уравнения Шредингера вида

$$\chi_L''(R) + \left[k^2 - V(R) - V_{\text{coul}} - \frac{L(L+1)}{R^2} \right] \chi_L(R) = 0,$$

где $V(R)$ — межкластерный ядерный потенциал размерности $\Phi\text{м}^{-2}$; $V_{\text{coul}}(R)$ — кулоновский потенциал; k — волновое число, определяемое энергией E взаимодействия частиц $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$.

1.3. Численные методы расчета. Конечно-разностные методы (КРМ), которые являются модификацией методов [28] и содержат учет кулоновских взаимодействий для заряженных частиц, ВМ решения уравнения Шредингера и другие вычислительные методы, используемые в данных расчетах ядерных характеристик, подробно описаны в [24]. Поэтому только вкратце перечислим основные моменты, связанные с общими и численными методами вычислений.

Во всех расчетах, полученных конечно-разностным и вариационным методами [24], в конце области стабилизации асимптотической константы, т. е. примерно на 10–20 $\Phi\text{м}$, численная или вариационная волновые функции заменялись функцией Уиттекера [29] с учетом уже найденной из шивки асимптотической константы. Численное интегрирование в любых матричных элементах проводилось на интервале от 0 до 25–30 $\Phi\text{м}$. При этом был использован метод Симпсона [29], который дает хорошие результаты для точности и скорости счета для плавных и слабо осциллирующих функций, т. е. для низких энергий, при задании нескольких сотен шагов на период [24].

Для выполнения настоящих расчетов были переписаны и модифицированы наши компьютерные программы, основанные на конечно-разностном методе [24] расчета полных сечений радиационного захвата и характеристик связанных состояний ядер на более современную версию языка FORTRAN-90, которая имеет заметно больше возможностей [2, 3, 6–8]. Это позволило существенно поднять точность всех вычислений, в том числе энергии связи ядра в двухчастичном канале. Теперь, например, точность вычисления кулоновских волновых функций для процессов рассеяния, контролируемая по величине вронскиана, и точность поиска корня детерминанта в КРМ [24], определяющая точность поиска энергии связи, находятся на уровне 10^{-14} – 10^{-20} . Реальная абсолютная точность определения энергии связи в конечно-разностном методе для разных двухчастичных систем составила 10^{-6} – 10^{-8} МэВ. Для вычисления самих кулоновских функций рассеяния использовалось быстро сходящееся представление в виде цепных дробей [30], позволяющее получить их значения с высокой степенью точности и в широком диапазоне переменных с малыми затратами компьютерного времени [31].

Была переписана на FORTRAN-90 и несколько модифицирована вариационная программа [24] для нахождения вариационных ВФ и энергий связи ядер в кластерных каналах, что позволило существенно поднять скорость поиска минимума многопараметрического функционала, который определяет энергию связи двухчастичных систем во всех рассматриваемых ядрах [6]. В данной программе по-прежнему используется многопараметрический вариационный метод с разложением ВФ по неортогональному вариационному

гауссову базису с независимым варьированием параметров. Модифицированы также аналогичные программы, основанные на многопараметрическом вариационном методе, для выполнения фазового анализа по дифференциальным сечениям и функциям возбуждения упругого рассеяния ядерных частиц [7].

Во всех расчетах, если это не оговорено особо, задавались точные значения масс частиц [21], а константа \hbar^2/m_0 принималась равной $41,4686 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2$. Кулоновский параметр при рассмотрении реакций с заряженными частицами $\eta = \mu Z_1 Z_2 e^2 / (q \hbar^2)$ представлялся в виде $\eta = 3,44476 \times 10^{-2} Z_1 Z_2 \mu / q$, где q — волновое число, выраженное в Фм^{-1} и определяемое энергией взаимодействующих частиц во входном канале. Кулоновский потенциал при $R_{\text{coul}} = 0$ записывался в форме $V_{\text{coul}} (\text{МэВ}) = 1,439975 Z_1 Z_2 / R$, где R — относительное расстояние между частицами входного канала в Фм .

1.4. Классификация кластерных состояний. Состояния с минимальным спином в процессах рассеяния некоторых легчайших атомных ядер оказываются смешанными по орбитальным схемам Юнга, например, дублетное состояние $p^2\text{H}$ [9, 10, 12] смешано по схемам $\{3\}$ и $\{21\}$. В то же время такие состояния в дискретном спектре, например, дублетные каналы $p^2\text{H}$ или $n^2\text{H}$ ядер ^3He или ^3H , являются чистыми со схемой Юнга $\{3\}$ [9, 10]. Приведем вкратце классификацию состояний, например, $N^2\text{H}$ -системы по орбитальным и спин-изоспиновым схемам Юнга, и покажем, как получаются подобные результаты.

В общем случае возможные орбитальные схемы Юнга $\{f\}$ некоторого ядра $A(\{f\})$, состоящего из двух частей $A_1(\{f_1\}) + A_2(\{f_2\})$, являются прямым внешним произведением орбитальных схем Юнга этих частей: $\{f\}_L = \{f_1\}_L \times \{f_2\}_L$, и определяются по теореме Литтлвуда [9, 10, 12]. Поэтому возможными орбитальными схемами Юнга $N^2\text{H}$ -системы, когда для ядра ^2H используется схема $\{2\}$, оказываются симметрии $\{3\}_L$ и $\{21\}_L$.

Спин-изоспиновые схемы являются прямым внутренним произведением спиновых и изоспиновых схем Юнга ядра из A нуклонов: $\{f\}_{ST} = \{f\}_S \otimes \{f\}_T$, и для системы с числом частиц не более восьми приведены в [32]. В данном случае для простейшей $N^2\text{H}$ -кластерной системы при изоспине $T = 1/2$ имеем $\{21\}_T$, для спинового состояния с $S = 1/2$ также получается $\{21\}_S$, а при S или $T = 3/2$ схемы имеют вид $\{3\}_S$ и $\{3\}_T$. При построении спин-изоспиновой схемы Юнга для квартетного спинового состояния $N^2\text{H}$ -системы с $T = 1/2$ имеем $\{3\}_S \otimes \{21\}_T = \{21\}_{ST}$, а для дублетного спинового состояния при $T = 1/2$ получаем $\{21\}_S \otimes \{21\}_T = \{111\}_{ST} + \{21\}_{ST} + \{3\}_{ST}$ [32].

Полная схема Юнга ядра определяется аналогично как прямое внутреннее произведение орбитальной и спин-изоспиновой схемы: $\{f\} = \{f\}_L \otimes \{f\}_{ST}$. Полная волновая функция системы при антисимметризации не обращается тождественно в нуль, только если содержит антисимметричную компоненту $\{1^N\}$, что реализуется при перемножении сопряженных $\{f\}_L$ и $\{f\}_{ST}$. По-

этому схемы $\{f\}_L$, сопряженные к $\{f\}_{ST}$, являются разрешенными в данном канале, а все остальные орбитальные симметрии запрещены, так как приводят к нулевой полной волновой функции системы частиц после ее антисимметризации. Отсюда видно, что для N^2 Н-системы в квартетном канале разрешена только орбитальная волновая функция с симметрией $\{21\}_L$, а функция с $\{3\}_L$ оказывается запрещенной, так как произведение $\{21\}_{ST} \otimes \{3\}_L$ не приводит к антисимметричной компоненте волновой функции. В то же время в дублетном канале имеем $\{111\}_{ST} \otimes \{3\}_L = \{111\}$ и $\{21\}_{ST} \otimes \{21\}_L \sim \{111\}$ [32] и в обоих случаях получаем антисимметричную схему. Отсюда делается вывод, что дублетное спиновое состояние оказывается смешанным по орбитальным схемам Юнга с $\{3\}_L$ и $\{21\}_L$.

В работах [9, 10] предложен метод разделения таких состояний по схемам Юнга и показано, что смешанная фаза рассеяния может быть представлена в виде полусуммы чистых фаз с $\{f_1\}$ и $\{f_2\}$:

$$\delta^{\{f_1\}+\{f_2\}} = \frac{1}{2}(\delta^{\{f_1\}} + \delta^{\{f_2\}}).$$

В данном случае считается, что $\{f_1\} = \{21\}$ и $\{f_2\} = \{3\}$, а дублетные фазы, извлекаемые из эксперимента, смешаны по этим двум схемам. Далее предполагается, что квартетная фаза рассеяния, чистая по орбитальной схеме Юнга $\{21\}$, может быть отождествлена с чистой дублетной фазой N^2 Н-рассеяния, соответствующей той же схеме Юнга. Тогда можно найти и чистую со схемой $\{3\}$ дублетную N^2 Н-фазу, а по ней построить чистый по схемам Юнга потенциал взаимодействия, который уже можно применять для описания характеристик связанного состояния [12, 15, 24]. Аналогичная ситуация наблюдается и в N^3 Н-, N^3 Не-системах [33].

1.5. Методы фазового анализа. Зная экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния и выражения, описывающие эти сечения [23], всегда можно найти некоторый набор параметров, называемых фазами рассеяния $\delta_{S,L}^J$, позволяющий с определенной точностью описать поведение этих сечений. Качество описания экспериментальных данных на основе некоторой теоретической функции (функционала нескольких переменных) можно оценить по методу χ^2 , который представляется в виде [23]

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_i^t(\theta) - \sigma_i^e(\theta)}{\Delta\sigma_i^e(\theta)} \right]^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \chi_i^2,$$

где σ^e и σ^t — экспериментальное и теоретическое, т. е. рассчитанное при некоторых заданных значениях фаз $\delta_{S,L}^J$ -рассеяния, сечение упругого рассеяния ядерных частиц для i -го угла рассеяния; $\Delta\sigma^e$ — ошибка экспериментальных сечений для этого угла и N — число измерений.

Выражения, описывающие дифференциальные сечения, являются разложением некоторого функционала $d\sigma(\theta)/d\Omega$ в числовой ряд [23], и нужно

найти такие вариационные параметры разложения $\delta_{S,L}^J$, которые наилучшим образом описывают его поведение. Поскольку выражения для дифференциальных сечений обычно являются точными [23], то при увеличении членов разложения L до бесконечности величина χ^2 должна стремиться к определенному минимуму. Именно этот критерий использовался нами для выбора определенного набора фаз, приводящего к минимуму χ^2 , который мог бы претендовать на роль глобального минимума данной многопараметрической вариационной задачи [34].

Изложенные здесь критерии и методы использовались нами далее для выполнения фазового анализа в $n^{12}\text{C}$ - и $n^{16}\text{O}$ -системах при низких энергиях, которые важны для астрофизических приложений. Выражения для нахождения дифференциальных сечений упругого рассеяния, требуемые для выполнения фазового анализа в указанных выше системах, приведены далее, а также в работах [7, 23].

1.6. Критерии построения межкластерных потенциалов. Остановимся более подробно на процедуре построения используемых здесь межкластерных парциальных потенциалов при заданном орбитальном моменте L , определив критерии и последовательность нахождения параметров и указав их ошибки и неоднозначности. В первую очередь находятся параметры потенциалов SS , которые при заданном числе разрешенных и запрещенных в данной парциальной волне состояний фиксируются вполне однозначно по энергии связи, радиусу ядра и асимптотической константе в рассматриваемом канале. Точность, с которой таким образом определяются параметры потенциала SS , связана в первую очередь с точностью АК, которая обычно составляет 10–20 %, поскольку точность определения зарядового радиуса обычно намного выше — 3–5 %. Других неоднозначностей такой потенциал не содержит, поскольку классификация состояний по схемам Юнга позволяет однозначно фиксировать число SS , запрещенных или разрешенных в данной парциальной волне, которое полностью определяет его глубину, а ширина потенциала целиком зависит от величины АК.

Межкластерный потенциал нерезонансного процесса рассеяния по фазам рассеяния при заданном числе SS , разрешенных и запрещенных в рассматриваемой парциальной волне, также строится вполне однозначно. Точность определения параметров такого потенциала связана в первую очередь с точностью извлечения фаз рассеяния из экспериментальных данных и может в некоторых случаях достигать 20–30 %. И здесь такой потенциал не содержит неоднозначностей, поскольку классификация состояний по схемам Юнга позволяет однозначно фиксировать число SS , которое полностью определяет его глубину, а ширина потенциала при заданной глубине определяется формой фазы рассеяния.

При построении нерезонансного потенциала рассеяния по данным о спектрах ядра в определенном канале сложно оценить точность нахождения его

параметров даже при заданном числе CC , хотя можно, по-видимому, надеяться, что она ненамного превышает ошибку в предыдущем случае. Такой потенциал, как обычно предполагается для области энергий до 1 МэВ, должен приводить к фазе рассеяния, близкой к нулю, или давать плавно спадающую форму фазы, поскольку в спектрах ядра отсутствуют резонансные уровни.

При анализе резонансного рассеяния, когда в рассматриваемой парциальной волне при энергиях до 1 МэВ присутствует сравнительно узкий резонанс с шириной порядка 10–50 кэВ, при заданном числе CC потенциал также строится полностью однозначно. При заданном числе CC его глубина однозначно фиксируется по резонансной энергии уровня, а ширина полностью определяется шириной такого резонанса. Ошибка его параметров обычно не превышает ошибки определения ширины такого уровня и составляет примерно 3–5 %. Причем это относится и к построению парциального потенциала по фазам рассеяния и определению его параметров по резонансу в спектрах ядра.

В результате все потенциалы не содержат неоднозначностей и позволяют правильно описывать полные сечения процессов радиационного захвата, без привлечения такого понятия, как спектроскопический фактор S_f . Иначе говоря, при рассмотрении реакции захвата в ПКМ для потенциалов, согласованных в непрерывном спектре с характеристиками процессов рассеяния, которые учитывают резонансную форму фаз, и дискретного спектра, описывающих основные свойства CC ядра, уже не требуется вводить дополнительный множитель S_f [35].

По-видимому, все присутствующие в реакции эффекты, включая вероятность кластерной конфигурации, учитываются при построении потенциалов взаимодействия. Это оказывается возможным потому, что потенциалы строятся с учетом структуры $ЗС$ и на основе описания наблюдаемых, т. е. экспериментальных характеристик взаимодействующих кластеров в начальном канале и образовавшегося в конечном состоянии некоторого ядра при описании его кластерной структурой, состоящей из начальных частиц. Тем самым присутствие S_f учитывается в ВФ CC кластеров, определяемых на основе таких потенциалов при решении уравнения Шредингера.

2. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ n^2H В КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Ранее процесс радиационного захвата нейтрона на дейтроне рассматривался, например, в работе [36] в рамках теории эффективного поля. Было показано, что в рассматриваемой области энергий 40–140 кэВ основное влияние дает $M1$ -переход и вполне удается получить хорошее согласие вычисленных полных сечений с их экстраполяцией из базы данных [37].

Здесь в рамках потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и их классификацией по орбитальным схемам Юнга будет рас-

смотрена возможность описания экспериментальных данных по полным сечениям радиационного $n^2\text{H}$ -захвата при тепловых (≤ 1 эВ), астрофизических (≤ 1 кэВ) и низких (≤ 1 МэВ) энергиях (области энергий указаны очень приближенно). Будет показано, что используемая ПКМ способна правильно передать поведение экспериментальных сечений при энергиях в области от 10 мэВ ($10 \cdot 10^{-3}$ эВ) до 15 МэВ.

Реакция $n^2\text{H}$ -захвата является зеркальной относительно процесса $p^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}\gamma$, который был рассмотрен ранее в работах [2, 3, 6, 38]. Он входит в термоядерный протон-протонный цикл, являясь его первой реакцией, протекающей за счет электромагнитных взаимодействий. Этот цикл дает, по-видимому, преобладающий вклад в энергетический выход ядерных реакций [39], обуславливающих горение Солнца и звезд нашей Вселенной. Рассматриваемая далее реакция радиационного захвата нейтрона ядром дейтерия относится к процессам первичного нуклеосинтеза на начальном этапе формирования и развития нашей Вселенной.

2.1. Потенциальное описание упругого $n^2\text{H}$ -рассеяния. Прежде чем переходить к рассмотрению $n^2\text{H}$ -системы, вкратце остановимся на результатах, полученных ранее для процесса $p^2\text{H}$ -рассеяния. Потенциалы упругого $p^2\text{H}$ -рассеяния для каждой парциальной волны строились так, чтобы правильно описывать соответствующие парциальные фазы упругого рассеяния при низких энергиях [40], которые в дублетном канале оказываются смешанными по схемам Юнга $\{3\} + \{21\}$ [2, 3, 6–10]. С использованием этих представлений нами были получены смешанные по схемам $\{3\} + \{21\}$ потенциалы $p^2\text{H}$ -взаимодействия для процессов рассеяния, записанных в виде

$$V(r) = V_0 \exp(-\gamma r^2) + V_1 \exp(-\delta r)$$

с параметрами, приведенными в табл. 1 [18, 41].

Таблица 1. Дублетные потенциалы взаимодействия $p^2\text{H}$ -системы [15]

$(2S+1)L\{f\}$	V_0 , МэВ	γ , Фм $^{-2}$	V_1 , МэВ	δ , Фм $^{-1}$	E_{BS} , МэВ	E_{exp} , МэВ
${}^2S\{3\} + \{21\}$	-55,0	0,2	—	—	—	—
${}^2P\{3\} + \{21\}$	-10,0	0,16	+0,6	0,1	—	—
${}^2S\{3\}$	-41,55562462	0,2	—	—	-5,493423	-5,493423

Примечание. Здесь E_{BS} — энергия связанного основного состояния ядра ${}^3\text{He}$ в $p^2\text{H}$ -канале, E_{exp} — ее экспериментальное значение.

Затем в дублетном спиновом канале были выделены чистые со схемой $\{3\}$ фазы и на их основе построены чистые по схемам Юнга потенциалы межкластерного 2S -взаимодействия для основного состояния ядра ${}^3\text{He}$ в $p^2\text{H}$ -канале, параметры которого приведены в третьей строке табл. 1 и, например,

в наших работах [2, 3, 8, 18, 24, 38, 41]. Параметры этого потенциала приводят к относительно хорошему описанию основных характеристик ядра ${}^3\text{He}$ в $p^2\text{H}$ -канале (см., например, [41]).

С этими потенциалами были выполнены расчеты полных сечений радиационного $p^2\text{H}$ -захвата и астрофизических S -факторов при энергиях до 10 кэВ [41], хотя на тот момент нам были известны только экспериментальные данные по S -фактору в области выше 150–200 кэВ [42]. Впоследствии появились новые экспериментальные результаты при энергиях до 2,5 кэВ [42–45]. После их анализа оказалось, что ранее выполненные расчеты, которые были основаны только на $E1$ -процессе, полностью согласуются с ними [41] при энергиях до 10 кэВ. Тем самым используемая потенциальная кластерная модель позволила не только описать новые данные, но и, по сути, заранее предсказать поведение астрофизического S -фактора $p^2\text{H}$ -захвата в области энергий до 10 кэВ. А именно, расчеты, представленные в 1995 г. в нашей работе [41], были выполнены до проведения новых экспериментальных измерений [45] в 2002 г. и даже до результатов более ранних работ [43, 44], опубликованных в 1997 г.

Здесь мы будем использовать полученные в [2, 8, 15, 18, 41, 46] $p^2\text{H}$ -потенциалы для рассмотрения радиационного $n^2\text{H}$ -захвата при низких энергиях, применяя те же методы расчета, которые были проверены на $p^2\text{H}$ -системе [6]. Параметры потенциала ОС ядра ${}^3\text{H}$ в $n^2\text{H}$ -канале без кулоновского взаимодействия были несколько уточнены для правильного описания энергии связи трития, равной $-6,257233$ МэВ [47, 48]. В результате для параметров потенциала при $V_1 = 0$ было получено

$$V_0 = -41,4261655 \text{ МэВ} \text{ и } \gamma = 0,2 \text{ Фм}^{-2}. \quad (2)$$

Такой потенциал точно воспроизводит энергию связи ${}^3\text{H}$, приводя к величине $-6,257233$ МэВ, дает зарядовый и массовый радиусы 2,33 и 2,24 Фм соответственно при зарядовом радиусе нейтрона, равном нулю, его массовом радиусе, равном радиусу протона 0,8775 (51) Фм, и радиусе дейтрона 2,1424(21) Фм [49]. Асимптотическая константа, определяемая согласно [25], оказалась равна 2,04(1) на интервале 5–15 Фм. Ошибка АК определяется ее усреднением по указанному интервалу расстояний, а ее значения, полученные в разных работах, приведены в [25] и находятся в диапазоне 1,82–2,21.

Заметим, что приведенная выше величина энергии связи получена при точности конечно-разностного метода расчета энергии, равной 10^{-6} МэВ, а при увеличенной точности $2 \cdot 10^{-9}$ можно получить и более точное значение $-6,257233014$ МэВ. Кроме того, поскольку дейтрон имеет радиус больший, чем радиус трития 1,755(86) Фм [47], он не может находиться внутри него в свободном, т. е. не деформированном виде и степень его деформации, как было показано в работе [50], составляет порядка 30 % [15]. Такой же резуль-

тат получен и в статье [51], в которой показано, что ВФ дейтрона, находящегося внутри тритона, спадает намного быстрее, чем это наблюдается для его свободного состояния. Тем самым присутствие третьей частицы, в данном случае нейтрона, приводит к деформации, т. е. сжатию дейтронного кластера внутри ядра трития. Примерно к такому же выводу приходят и в вычислениях МРГ (метод резонирующих групп), обзор которых сделан в работе [52], и обычная оценка деформации дейтрона находится на уровне 20–40 %.

Для дополнительного контроля правильности вычисления энергии связи ядра ${}^3\text{H}$ в таком потенциале, т. е. для связанного $n^2\text{H}$ -состояния с взаимодействием (2), использовался двухчастичный вариационный метод с разложением ВФ по неортогональному гауссову базису и независимым варьированием всех параметров [6, 24]. При размерности гауссова базиса $N = 10$ и независимом варьировании всех параметров вариационный метод позволил получить энергию $-6,2572329999 \approx -6,257233000$ МэВ. Асимптотическая константа C_w вариационной ВФ, параметры которой приведены в табл. 2, на расстояниях 6–20 Фм сохраняется на уровне 2,05(2), что не отличается от КРМ величины, а значения невязок не превышают 10^{-11} [24].

Таблица 2. Вариационные параметры и коэффициенты разложения ВФ связанного в ядре ${}^3\text{H}$ состояния $n^2\text{H}$ -системы. Нормировка ВФ на расстояниях 0–25 Фм равна $N = 9,999999996433182\text{E}-001$

i	α_i	C_i
1	3,361218182141637E-001	1,231649877959069E-001
2	2,424705040532388E-002	1,492826524302106E-002
3	1,168704181683766E-002	1,190880013572610E-003
4	9,544908567362362E-002	1,304076551702031E-001
5	4,867951954385213E-002	5,868193953570694E-002
6	9,341901487408062E-001	-2,155090483420204E-002
7	1,756025156195464E-001	1,814952898311890E-001
8	2,396705577261060E-001	6,944804259139825E-002
9	6,503621155681423E-001	1,564362603986158E-002
10	9,684977093058702E-001	1,709621746273126E-002

Известно, что вариационная энергия при увеличении размерности базиса уменьшается и дает верхний предел истинной энергии связи. В то же время конечно-разностная энергия при уменьшении величины шага и увеличении числа шагов увеличивается [2, 3, 6, 24]. Поэтому для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину, полученную выше на основе двух использованных методов и равную для $n^2\text{H}$ -системы $-6,257233007(7)$ МэВ. Тем самым реальная точность определения двухчастичной энергии связи этой системы в приведенном выше потенциале СС (2), найденной двумя разными методами (ВМ и КРМ) на основе двух различных компьютерных программ [6, 24], находится на уровне $\pm 0,007$ эВ или ± 7 мэВ.

2.2. Полные сечения радиационного $n^2\text{H}$ -захвата. Вначале продемонстрируем работоспособность используемой здесь потенциальной кластерной модели, потенциалов, полученных на основе $p^2\text{H}$ -фаз упругого рассеяния и процедуры выделения чистой фазы, и соответствующего потенциала для ОС ядра ${}^3\text{H}$ (2) на примере его фоторазвала в $n^2\text{H}$ -канал. Он был рассмотрен нами ранее в работе [41] в более широком энергетическом интервале, но менее детально. На рис. 1 сплошной кривой показаны результаты такого расчета при энергиях γ -квантов 6,3–10,5 МэВ для суммы сечений $E1$ - и $M1$ -процессов с приведенными выше $p^2\text{H}$ -потенциалами рассеяния (см. табл. 1) без кулоновского взаимодействия и потенциала ОС (2).

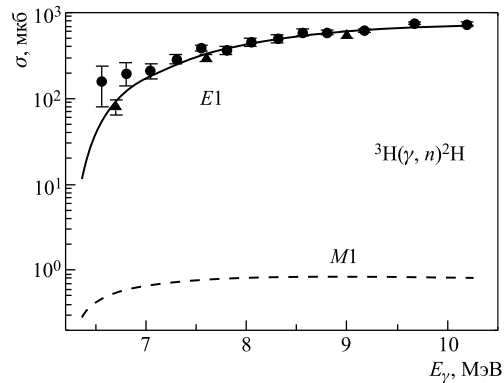


Рис. 1. Полные сечения фоторазвала ядра ${}^3\text{H}$ в $n^2\text{H}$ -канал. Экспериментальные данные из работ: \blacktriangle — [54]; \bullet — [53]. Кривые поясняются в тексте

Внизу рис. 1 штриховой кривой показан вклад $M1$ -процесса для развала 2S СС ядра ${}^3\text{H}$ в дублетную 2S -волну $n^2\text{H}$ -рассеяния (табл. 1), который при этих энергиях практически не дает заметного вклада в полные сечения реакции. Сечения рассмотренного процесса оказываются обусловлены исключительно $E1$ -переходом при развале ОС ${}^3\text{H}$ в дублетную 2P -волну рассеяния (табл. 1). Экспериментальные данные для полных сечений реакции фоторазвала ядра ${}^3\text{H}$ в $n^2\text{H}$ -канал для рассмотренных энергий взяты из работ [53, 54].

Здесь в отличие от нашей предыдущей работы [55] мы рассмотрим результаты для $n^2\text{H}$ -захвата, когда у нейтрона учитывается отрицательный знак магнитного момента. При использовании параметров ядерных $p^2\text{H}$ -потенциалов для 2S - и 2P -волн рассеяния из табл. 1 без кулоновского слагаемого и ОС (2) были выполнены расчеты полных сечений радиационного $n^2\text{H}$ -захвата в области энергий 10 мэВ–15 МэВ. Результаты расчета представлены на рис. 2 штрихпунктирной кривой. Оказалось, что при энергиях 10 мэВ расчетные сечения имеют величину, несколько большую измеренной в экспериментах [58], они, скорее, согласуются с данными [59] при 25 мэВ. Все экспериментальные

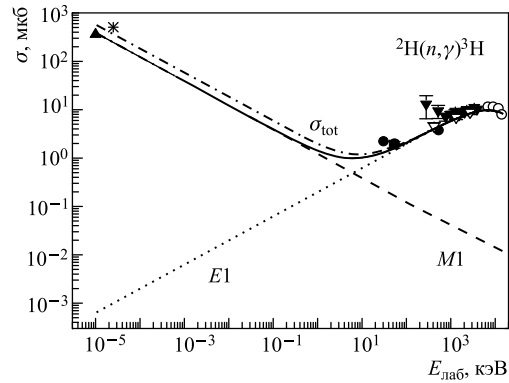


Рис. 2. Полные сечения радиационного $n^2\text{H}$ -захвата. Экспериментальные точки и кривые поясняются в тексте. Пересчитанные для захвата данные взяты из работ [53] (\blacktriangledown) и [54] (∇)

данные для полных сечений процесса радиационного захвата в $n^2\text{H}$ -канале, показанные на рис. 2, взяты из следующих работ: [56] — темные кружки при энергии 30, 55 и 530 кэВ, [57] — светлые кружки при 7–14 МэВ, [58] — треугольник при 0,01 эВ, [59] — звездочка при 0,025 эВ, [60] — квадрат при 50 кэВ.

Для расчетов $M1$ -перехода использовался полученный ранее $p^2\text{H}$ -потенциал для 2S -волны рассеяния из табл. 1 без кулоновского взаимодействия. Здесь следует заметить, что разброс результатов различных извлечений фаз из экспериментальных данных для упругого $p^2\text{H}$ -рассеяния [40], которые представлены на рис. 3 точками, достигает 10–20%. Поэтому даже $p^2\text{H}$ -потенциал

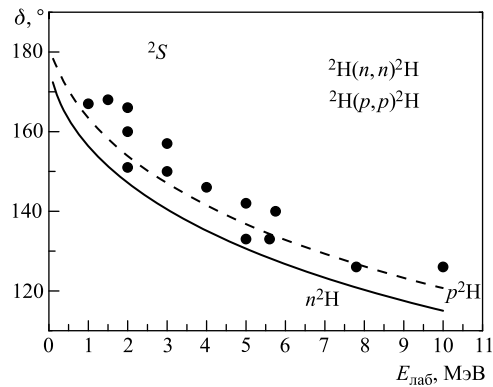


Рис. 3. 2S -фазы упругого $p^2\text{H}$ (штриховая кривая) и $n^2\text{H}$ -рассеяния (сплошная кривая). Точки — результаты извлечения фаз из экспериментальных данных, полученные в работе [40]. Кривые поясняются в тексте

рассеяния, фаза которого представлена на рис. 3 штриховой кривой, строится на их основе с большими неоднозначностями, а здесь мы рассматриваем $n^2\text{H}$ -систему, для которой вообще не удалось найти результатов фазового анализа в астрофизической области энергий. Поэтому далее мы рассмотрим необходимые изменения, которые потребуются для $n^2\text{H}$ -потенциала в 2S -волне рассеяния, чтобы результат оказался способен описать экспериментальные данные [58]. В итоге были получены результаты для полного сечения радиационного захвата, представленные на рис. 2 сплошной кривой.

Глубина 2S -потенциала в $n^2\text{H}$ -упругом рассеянии оказалась не намного меньше, чем для $p^2\text{H}$ -системы из табл. 1:

$$V_0 = -52,0 \text{ МэВ} \text{ и } \gamma = 0,2 \text{ Фм}^{-2}.$$

Фаза упругого рассеяния, полученная для такого потенциала, представлена на рис. 3 сплошной кривой. Видно, что 2S -фаза измененного $n^2\text{H}$ -потенциала при низких энергиях спадает заметно быстрее, чем аналогичная фаза для $p^2\text{H}$ -потенциала из табл. 1. Это, в свою очередь, сказывается на результатах расчета полных сечений для $M1$ -процесса, и, как видно из рис. 2, использование этого потенциала вполне позволяет описать имеющиеся данные для полных сечений при самых низких энергиях.

Результаты, показанные на рис. 2, демонстрируют преобладание $M1$ -процесса при энергиях ниже 1 кэВ, сечение которого представлено штриховой кривой, а пунктирная кривая на рис. 2 показывает вклад $E1$ -перехода. Как видно из рис. 2, сечение $E1$ -перехода резко спадает, и уже при 0,1 кэВ им вполне можно пренебречь. В то же время выше 10 кэВ этот процесс является преобладающим и полностью определяет поведение полных сечений, которые позволяют приемлемо описать имеющиеся экспериментальные данные при энергиях от 50–100 кэВ до 15 МэВ.

Тем самым изменение параметров $n^2\text{H}$ -потенциала в 2S -волне рассеяния примерно на 5% позволяет приемлемо описать те или иные имеющиеся экспериментальные данные при низких энергиях. Такое изменение параметров вполне объяснимо неопределенностью имеющихся $p^2\text{H}$ -фаз и их отсутствием для $n^2\text{H}$ -упругого рассеяния. В результате можно считать, что используемая потенциальная кластерная модель позволила правильно воспроизвести экспериментальные данные для полных сечений радиационного $n^2\text{H}$ -захвата в энергетической области, когда энергия на краях диапазона отличается более чем на девять порядков, а именно, от 10^{-5} до $1,5 \cdot 10^4$ кэВ.

Таким образом, выполненные расчеты полных сечений $n^2\text{H}$ -радиационного захвата при энергии от 10 мэВ до 15 МэВ в целом хорошо согласуются с известными экспериментальными данными. Используемая нами потенциальная кластерная модель с запрещенными состояниями и классификацией орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга оказалась способна наряду с описанием астрофизического S -фактора $p^2\text{H}$ -захвата [2] правильно

передать общий ход полных сечений $n^2\text{H}$ -захвата в широкой энергетической области. Небольшие изменения глубины 2S -потенциала для этой системы позволяют приемлемо описать разные экспериментальные измерения полных сечений. Такие изменения параметров вполне допустимы, поскольку данные по $p^2\text{H}$ -фазовому анализу содержат довольно большие неоднозначности, а данные по $n^2\text{H}$ -фазовому анализу вообще отсутствуют. Все это приводит к некоторой неопределенности параметров потенциалов $n^2\text{H}$ -взаимодействий, которая, как было показано выше, примерно равна 5 %.

Поскольку при энергиях от 10^{-5} до 0,1 кэВ расчетное сечение, представленное на рис. 2 сплошной кривой, является практически прямой линией, его можно аппроксимировать простой функцией от энергии вида

$$\sigma_{\text{ар}}(\text{мкб}) = \frac{1,2314}{\sqrt{E_n(\text{кэВ})}}. \quad (3)$$

Величина приведенной константы $1,2314 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$ определялась по одной точке в полных сечениях при минимальной энергии, равной 10^{-5} кэВ. Далее можно рассмотреть модуль относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения такой функцией в области от 10^{-5} до 0,1 кэВ:

$$M(E) = \left| \frac{\sigma_{\text{ар}}(E) - \sigma_{\text{theor}}(E)}{\sigma_{\text{theor}}(E)} \right|. \quad (4)$$

Оказалось, что при энергиях ниже 100 эВ это отклонение не превышает 1,0 %. Можно, по-видимому, предположить, что форма зависимости полного сечения от энергии (3) будет сохраняться и при более низких энергиях. В таком случае выполнение оценки величины сечения, например, при энергии 1 мкэВ (10^{-6} эВ = 10^{-9} кэВ), дает величину 38,9 мб.

3. РАДИАЦИОННЫЙ $n^6\text{Li}$ -ЗАХВАТ

Рассмотрим теперь в рамках потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и классификацией орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга возможность описания экспериментальных данных для полных сечений радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата в области энергий от 25 мэВ ($25 \cdot 10^{-3}$ эВ) до 1,0–2,0 МэВ. Вначале заметим, что первоначально фазовый анализ упругого $p^6\text{Li}$ -рассеяния с учетом спин-орбитального расщепления был выполнен в интервале энергий от 0,5 до 5,6 МэВ в работе [61]. Впоследствии эти результаты для S -фаз рассеяния на основе новых данных [62] были несколько уточнены в области энергий 500–1150 кэВ [63]. Далее получены потенциалы взаимодействия для $^2P_{3/2}$ -основного и $^2P_{1/2}$ -первого возбужденного состояний ядра ^7Be в $p^6\text{Li}$ -канале, а так же потенциал дублетной $^2S_{1/2}$ -волны рассеяния. Эти результаты позволили рассмотреть астрофизический

S -фактор радиационного $p^6\text{Li}$ -захвата при низких энергиях [2, 3, 64]. В итоге было показано, что использованный подход вполне позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные для процесса радиационного $p^6\text{Li}$ -захвата в широкой энергетической области [65, 66].

Продолжая развивать эти результаты, остановимся на рассмотрении полных сечений реакции радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата в астрофизической области энергий. Хотя эта реакция с точки зрения изучения процессов образования и накопления изотопов лития [17] представляет определенный интерес для ядерной астрофизики, экспериментально она изучена сравнительно мало. Такой вывод можно сделать при рассмотрении экспериментальных результатов, приведенных в базах данных сайта МГУ [67] или EXFOR [68]. По данным [67, 68] имеются только измерения, выполненные при 0,025 эВ (25 мэВ) [69, 70–72], а также при энергиях 3 кэВ из работы [73]. Кроме этого в работах [74–76] имеются данные по полным сечениям фоторазвала ОС ядра ^7Li в $n^6\text{Li}$ -канал, которые были пересчитаны здесь в сечения захвата в области 0,05–1,5 МэВ. Поскольку все эти данные вполне определяют общее поведение полных сечений захвата, представляется интересным рассмотреть возможность их теоретического описания в области энергий от 0,025 эВ до 1–1,5 МэВ, используя для этого, как и раньше для $p^6\text{Li}$ -системы [63, 64], потенциальную кластерную модель с ЗС и выполненную ранее классификацию состояний кластеров по орбитальным схемам Юнга [77].

3.1. Потенциальное описание $n^6\text{Li}$ -рассеяния. Ранее в работах [2, 6, 15, 18, 77] было замечено, что, вообще говоря, для 2S - и 2P -волн в $n^6\text{Li}$ -системе может существовать два варианта потенциалов. В первом случае в этих парциальных волнах содержится по два СС и только одно из них в 2P -волнах является разрешенным, соответствующим СС ядер с $A = 7$, а все остальные запрещены. Во втором случае эти волны содержат только по одному СС — в 2S -волне оно запрещено, а в 2P -волне соответствует разрешенным СС $^2P_{3/2}$ и $^2P_{1/2}$. Поэтому далее мы рассмотрим оба варианта потенциалов для 2S -состояний рассеяния и 2P -уровней СС ядра ^7Li в $n^6\text{Li}$ -канале. При этом будут рассмотрены только варианты потенциалов, способные привести к приемлемому описанию полных сечений радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата, фаз упругого рассеяния и основных характеристик СС.

Вначале отметим, что для описания наших результатов по фазам упругого $p^6\text{Li}$ -рассеяния, как показано в работах [63, 64], оказывается предпочтителен дублетный $^2S_{1/2}$ -потенциал гауссова вида (при $V_1 = 0$) с параметрами

$$V_S = -124,0 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 0,15 \text{ Фм}^{-2}, \quad (5)$$

который содержит два запрещенных связанных состояния, соответствующих орбитальным схемам Юнга {52} и {7} [2, 8, 64]. На рис. 4 сплошной и пунктирной кривыми показаны 2S -фазы упругого $n^6\text{Li}$ - и $p^6\text{Li}$ -рассеяния соответственно при низких энергиях с приведенным выше потенциалом, который для

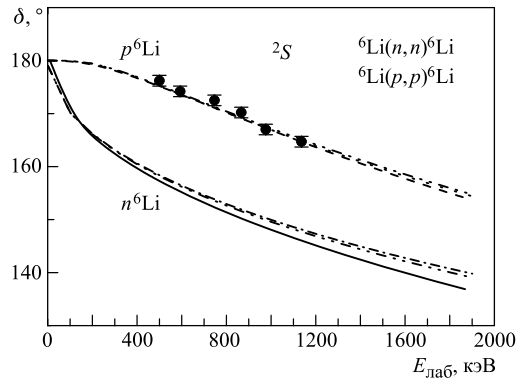


Рис. 4. 2S -фазы упругого $n^6\text{Li}$ - и $p^6\text{Li}$ -рассеяния. Точки — извлечение $p^6\text{Li}$ -фаз [63] из экспериментальных данных [62]. Кривые — фазы упругого рассеяния с приведенными в тексте потенциалами

выполнения этих расчетов отличался только кулоновским взаимодействием. В качестве извлеченных из эксперимента $p^6\text{Li}$ -фаз рассеяния на рис. 4 точками приведены наши результаты фазового анализа, полученные в работе [63].

Фазы другого варианта более мелкого потенциала, который содержит только одно ЗС и имеет параметры

$$V_0 = -34,0 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0,15 \text{ Фм}^{-2}, \quad (6)$$

показаны на рис. 4 пунктирной кривой для $p^6\text{Li}$ - и штрихпунктирной для $n^6\text{Li}$ -рассеяния. Из рис. 4 видно, что оба эти потенциала приводят к одинаковому описанию $p^6\text{Li}$ -фаз, а $n^6\text{Li}$ -фазы мало отличаются при низких энергиях. Причем оказывается невозможным найти вариант 2S -потенциала рассеяния без ЗС, который был бы способен описать приведенные на рис. 4 дублетные фазы рассеяния — для описания фаз и рассмотренных далее процессов радиационного захвата требуется наличие связанного ЗС со схемой {52} в этой парциальной волне.

Чистый по орбитальным симметриям со схемой Юнга {43} ${}^2P_{3/2}$ -волновой потенциал основного состояния ${}^7\text{Be}$ [64] строился так, чтобы в первую очередь описать каналную энергию связи основного состояния ядра как $p^6\text{Li}$ -системы и его среднеквадратичный радиус. Здесь мы несколько изменяем его глубину так, чтобы он правильно передавал энергию связи ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале. В этом случае параметры чистого ${}^2P^{\{43\}}$ -потенциала [78] $n^6\text{Li}$ -взаимодействия для ОС ядра ${}^7\text{Li}$ с $J^\pi = 3/2^-$ можно представить в виде

$$V_{\text{gs}} = -250,968085 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{gs}} = 0,25 \text{ Фм}^{-2}. \quad (7)$$

Потенциал приводит к энергии связи $-7,249900 \text{ МэВ}$ при экспериментальной величине $-7,2499 \text{ МэВ}$ [79] и имеет еще одно запрещенное состоя-

ние, соответствующее схеме Юнга {61} [2]. Среднеквадратичный зарядовый радиус оказывается равен 2,55 Фм, а массовый 2,58 Фм, что в целом согласуется с экспериментальными данными [79], где приведено 2,39(3) Фм. Для этих расчетов использовались зарядовый радиус нейтрона, равный нулю, массовый, равный радиусу протона и ядра ${}^6\text{Li}$, который несколько больше радиуса ${}^7\text{Li}$ и составляет 2,51(10) Фм [79, 80].

Для асимптотической константы с потенциалом (7) на интервале 5–15 Фм получено значение 2,45(1). Согласно результатам работ [81], в которых собраны различные экспериментальные данные и теоретические результаты, АК может иметь величину 1,76(14) Фм $^{-1/2}$. После перерасчета ее к безразмерному виду при $\sqrt{2k} = 1,05$ получим 1,68(13), а в работе [82] приведено 1,890(13) Фм $^{-1/2}$ или в безразмерном виде 1,800(12). Такой перерасчет требуется, поскольку в работах [81, 82] использовалось несколько другое определение АК, которое отличается от используемого здесь [25] на фактор $\sqrt{2k}$:

$$\chi_L(r) = \bar{C}_w W_{-\eta L+1/2}(2k_0 r).$$

Для потенциала первого возбужденного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ с $J^\pi = 1/2^-$ найдены следующие параметры:

$$V_{\text{exc}} = -248,935336 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{exc}} = 0,25 \text{ Фм}^{-2}.$$

Потенциал позволяет получить энергию связи –6,772300 МэВ при экспериментальной величине –6,7723 МэВ [79], зарядовый радиус не изменяется относительно предыдущих результатов, а АК на интервале 5–15 Фм равна 2,33(1). Такой потенциал также содержит запрещенное связанное состояние со схемой Юнга {61}.

Другой вариант чистого ${}^2P_{3/2}$ -потенциала $n^6\text{Li}$ -взаимодействия ОС ядра ${}^7\text{Li}$ можно представить в виде

$$V_{\text{gs}} = -75,190114 \text{ МэВ}, \quad \alpha_{\text{gs}} = 0,175 \text{ Фм}^{-2}. \quad (8)$$

Он приводит к энергии связи –7,249900 МэВ и имеет только одно связанное, разрешенное состояние, соответствующее схеме Юнга {43}. Среднеквадратичные зарядовый и массовый радиусы совпадают: 2,54 Фм, а АК равна 2,03(1) на интервале 5–16 Фм, что только на 10–15% отличается от результатов работ [81, 82].

Для дополнительного контроля правильности вычисления энергии связи ядра ${}^7\text{Li}$ в потенциале ОС (7) использовался двухчастичный вариационный метод с независимым варьированием параметров и разложением волновой функции по неортогональному гауссову базису [24]. На основе этого метода при размерности базиса $N = 10$ и независимом варьировании параметров для энергии связи получена величина –7,249898 МэВ. Асимптотическая константа C_w вариационной ВФ, параметры которой приведены в табл. 3, на

Таблица 3. Вариационные параметры α_i и коэффициенты разложения C_i ВФ ОС $n^6\text{Li}$ -системы в ядре ${}^7\text{Li}$ для потенциала (7). Нормировка ВФ на расстояниях 0–25 Фм равна $N = 0,999999999999947$

i	α_i	C_i
1	2,468292899352664E-002	-8,443780272416886E-004
2	5,659824615487678E-002	-1,494186015886072E-002
3	1,229406461038807E-001	-9,267494206256470E-002
4	2,513715488575826E-001	-3,217760480847366E-001
5	7,328392817240388E-001	1,463594686074960
6	1,394554324801138	8,744682134317008E-001
7	1,968191404804425	-2,564925474852117
8	2,224827222346167	3,963681316635119
9	2,494348228525606	-2,317285290938208
10	2,835387525435829	4,485636531606636E-001

расстояниях 5–15 Фм сохраняется на уровне 2,45(5), а величина невязок не превышает 10^{-11} [24].

Как уже говорилось, вариационная энергия при увеличении размерности базиса уменьшается и дает верхний предел истинной энергии связи, а конечно-разностная энергия при уменьшении величины шага и увеличении числа шагов увеличивается. Тогда для реальной энергии связи $n^6\text{Li}$ -системы в таком потенциале можно принять среднюю величину, которая равна $-7,249899(1)$ МэВ. Тем самым точность определения энергии связи этой двухкластерной системы в приведенном выше потенциале ОС ядра ${}^7\text{Li}$ для $n^6\text{Li}$ -канала, полученная двумя разными численными методами (ВМ и КРМ) и найденная на основе двух различных компьютерных программ [24], переписанных на FORTRAN-90 [6], находится на уровне ± 1 эВ.

Таблица 4. Вариационные параметры и коэффициенты разложения ВФ ОС $n^6\text{Li}$ -системы для потенциала (8). Нормировка ВФ на расстояниях 0–25 Фм равна $N = 0,999999999999968$

i	α_i	C_i
1	2,653995234178599E-002	-9,552868397144253E-004
2	5,916693410819475E-002	-1,325632996745183E-002
3	1,214005238211452E-001	-6,817793605505393E-002
4	2,312872693555081E-001	-1,994404481758770E-001
5	4,977633546319589E-001	-1,420218482450155
6	5,485119023279393E-001	2,461491882301208
7	6,173563857857660E-001	-1,533948700508486
8	7,395207514049224E-001	3,547232132753293E-001
9	1,003543127851490	-3,452745893002195E-002
10	1,509188370554815	2,278247300258973E-003

Полностью аналогичные результаты для вариационной энергии, имеющей величину $-7,249900$ МэВ с невязками не более 10^{-10} , т. е. определяемой с точностью $< \pm 0,5$ эВ, и других характеристик ОС ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале получены и для потенциала (8), а параметры его ВФ приведены в табл. 4.

3.2. Полные сечения радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата. Ранее полные сечения радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата рассматривались в модели свертки [83], где получено приемлемое согласие с экспериментальными данными из работы [73] для области энергий 20–60 кэВ. Впоследствии методом искаженных волн данные [73] были рассмотрены в работе [84], где также получено хорошее описание. Однако в обоих случаях рассматривалась только область энергий 20–60 кэВ и не анализировалось поведение сечений при самых низких энергиях [69–72].

При рассмотрении полных сечений процесса радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата в рамках ПКМ с ЗС нами учитывались $E1$ -переходы из нерезонансных 2S - и 2D -состояний рассеяния на основное ${}^2P_{3/2}$ - и первое возбужденное ${}^2P_{1/2}$ -связанное состояния ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале. Расчет волновой функции 2D -волны без спин-орбитального расщепления проводился на основе 2S -потенциала при $L = 2$, а в выражениях для сечений захвата учитывались точные коэффициенты для $E1$ -переходов из ${}^2D_{3/2}$ - и ${}^2D_{5/2}$ -волн рассеяния [64]. Поскольку ВФ основного и первого возбужденного состояний различаются несущественно, то в реальных расчетах для ВФ обоих уровней использовался только потенциал ОС (7) или (8). Такое допущение представляется вполне оправданным, поскольку мы рассматриваем только общую форму сечений в диапазоне энергий, границы которого различаются на восемь порядков. Здесь мы не будем рассматривать детали процесса захвата, как, например, это было сделано в обзоре [85], где подробно рассмотрена возможность описания полных сечений процесса фоторазвала ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канал при энергиях 7,3–8,8 МэВ.

Данные работ [74–76] для фоторазвала были пересчитаны далее в сечения захвата и показаны на рис. 5 кружками, светлыми и темными квадратами в области до 2,0 МэВ. Поскольку мы имеем сечения развала только с ОС ${}^7\text{Li}$, то для определения суммарного сечения захвата на основное и первое возбужденное состояния использовался принцип детального равновесия при одинаковых сечениях развала

$$\sigma_c(3/2 + 1/2) = \sigma_c(3/2) + \sigma_c(1/2) = 4A(q, K) \sigma_d(3/2) + 2A(q, K) \sigma_d(3/2),$$

где

$$\sigma_c(J_0) = (2J_0 + 1) \frac{2K^2}{q^2(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} \sigma_d(J_0) = (2J_0 + 1) A(q, K) \sigma_d(J_0).$$

Результаты расчета полных сечений радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата при энергиях от 10^{-5} до 1,5 МэВ с потенциалами (5) и (7) представлены на рис. 5

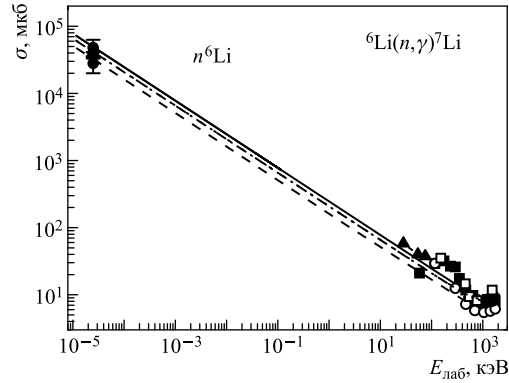


Рис. 5. Полные сечения радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата при низких энергиях. Экспериментальные результаты: ● — [69-72] при 25 мэВ; ▲ — [73]; ■ — [74]; ○ — [75]; □ — [76]. Кривые — расчет полных сечений с приведенными в тексте потенциалами

сплошной кривой, а пунктирной отмечены результаты для комбинации потенциалов (6) и (8). Соответствующие результаты расчета фоторазвала ОС ^7Li в $n^6\text{Li}$ -канал с потенциалами (5) и (7) показаны на рис. 6 сплошной кривой, а для вариантов потенциалов (6) и (8) — пунктирной. Из этих рисунков видно, что в обоих случаях удается получить потенциалы, которые в целом правильно передают энергетическое поведение полных сечений захвата и фоторазвала при энергиях от 25 мэВ до 1,5 МэВ [69–76]. Такие взаимодействия согласованы с фазами упругого рассеяния и в целом правильно описывают

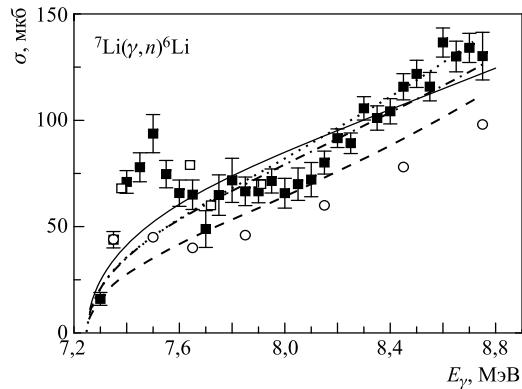


Рис. 6. Полные сечения реакции $^7\text{Li}(\gamma, n)^6\text{Li}$ при низких энергиях. Экспериментальные результаты работ: ■ — [74]; ○ — [75]; □ — [76]. Кривые — расчет с приведенными в тексте потенциалами

некоторые основные характеристики ОС ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале, причем вариант потенциала без ЗС (8) более верно передает значение АК.

Далее, если использовать потенциал ОС ${}^7\text{Li}$ без ЗС, который точнее описывает АК, например, с параметрами

$$V_{gs} = -83,161074 \text{ МэВ}, \quad \alpha_{gs} = 0,2 \text{ Фм}^{-2}, \quad (9)$$

то при использовании потенциала 2S -рассеяния с одним ЗС (6) получим результат, представленный на рис. 5, 6 штриховой кривой. Такой потенциал приводит к энергии связи $-7,249900 \text{ МэВ}$, АК, равной $1,85(1)$ на интервале $5\text{--}13 \text{ Фм}$, зарядовому радиусу $2,54 \text{ Фм}$ и массовому радиусу $2,53 \text{ Фм}$.

Результаты расчета вариационной энергии, равной $-7,249899 \text{ МэВ}$, т. е. определенной с точностью $\pm 0,5 \text{ эВ}$, и других характеристик ОС ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале для потенциала (9) аналогичны результатам, полученным выше КРМ, невязки имеют порядок 10^{-10} , а параметры ВФ приведены в табл. 5.

Таблица 5. Вариационные параметры и коэффициенты разложения ВФ ОС $n^6\text{Li}$ -системы для потенциала (9). Нормировка ВФ на расстояниях $0\text{--}25 \text{ Фм}$ равна $N = 0,9999999999999987$

i	α_i	C_i
1	2,665347013743804E-002	-8,871735330500928E-004
2	5,940895728884596E-002	-1,221361696531949E-002
3	1,219273413814190E-001	-6,284879952239499E-002
4	2,340611751544998E-001	-1,968287096274776E-001
5	4,751229388850844E-001	-8,572931845080505E-001
6	5,485119023279393E-001	1,556074541398506
7	6,173563857857660E-001	-1,203431194740232
8	7,395207514049224E-001	2,934610010474853E-001
9	1,003543127851490	-3,090692233217297E-002
10	1,509188370554815	2,059998226181524E-003

Результаты расчета полных сечений для этого потенциала по-прежнему хорошо согласуются с данными [69–72] при 25 мэВ из-за больших экспериментальных ошибок, но лежат несколько ниже имеющихся данных при энергиях в области $100 \text{ кэВ--}1 \text{ МэВ}$. Из рис. 6 хорошо видно, что они, скорее, располагаются между данными [74] и [75], показанными на рисунках темными квадратами и светлыми кружками соответственно. Однако если принять для 2S -потенциала рассеяния параметры

$$V_0 = -45,0 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0,25 \text{ Фм}^{-2}, \quad (10)$$

то теперь результаты расчета полных сечений захвата и развала показаны на рис. 5 и 6 штрихпунктирной кривой. Она практически не отличается от варианта, представленного пунктирной линией для потенциалов СС (8) и рассеяния (6) с одними СС, и хорошо описывает имеющиеся экспериментальные

данные. Фазы потенциала (10) для обоих процессов $p^6\text{Li}$ - и $n^6\text{Li}$ -рассеяния показаны на рис. 4 двойной штрихпунктирной кривой. Из этих результатов видно, что вполне удастся согласовать описание фаз упругого рассеяния (10) и основных характеристик СС ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале, включая радиусы и величину АК, для потенциала ОС без ЗС (9).

Останавливаясь далее на описании резонансных состояний, заметим, что резонанс при 7,45 МэВ [79] с моментом $5/2^-$, лежащий выше порога $n^6\text{Li}$ -канала всего на 0,2 МэВ (ц. м.), относится, по-видимому, к ${}^4P_{5/2}$ -волне рассеяния, и возможность $M1$ -перехода при фоторазвале ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канал с учетом этого состояния недавно была рассмотрена в обзоре [85]. Этот уровень, в принципе, может быть обусловлен и резонансом в ${}^2F_{5/2}$ -волне рассеяния, хотя наличие такого резонанса в F -волне при столь низких энергиях представляется сомнительным.

Резонанс для энергии 8,75 МэВ относительно ОС, который лежит выше порога $n^6\text{Li}$ -канала примерно при 1,5 МэВ (ц. м.) с шириной 4,7 МэВ и моментом $3/2^-$, может быть обусловлен либо ${}^2P_{3/2}$ -, либо ${}^4P_{3/2}$ -волнами рассеяния [79]. Однако его влияние на полные сечения радиационного захвата здесь нами не рассматривается, поскольку отсутствуют результаты фазового $n^6\text{Li}$ -анализа в этой области энергий для резонансных волн рассеяния. Построить потенциал, который приводил бы к столь широкому резонансу для любой P -фазы только по данным о спектрах, как это делалось нами для некоторых других кластерных систем [2, 8, 6, 86], в данном случае вряд ли представляется возможным. Принадлежность рассмотренных выше резонансов к конкретным парциальным волнам можно окончательно установить только на основе результатов подробного фазового анализа упругого $n^6\text{Li}$ -рассеяния в области энергий до 2,0 МэВ, но нам не удалось найти в литературе результаты такого анализа.

В результате было показано, что используемая потенциальная кластерная модель и приведенные выше межкластерные потенциалы, так же как в случае других легких ядер [6, 18], позволяет получить вполне приемлемые результаты при описании процесса радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата в астрофизической области энергий. Результаты проведенных расчетов полных сечений $n^6\text{Li}$ -захвата, полученных только на основе $E1$ -переходов, при энергии от 25 мэВ до 1,5 МэВ в целом хорошо согласуются как с известными экспериментальными данными для процесса захвата, так и с пересчитанными данными измерений полных сечений двухчастичного фоторазвала ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канал. Причем предпочтение из двух вариантов межкластерных потенциалов следует, по-видимому, отдать варианту с одним СС, т. е. ЗС имеется только в 2S -волне рассеяния, а 2P -связанные уровни ЗС не содержат.

Нужно отметить, что этот вывод отличается от сделанного нами ранее в работах [15, 18, 63, 64, 77], где рассматривались варианты $N^6\text{Li}$ -потенциалов с двумя СС, т. е. двумя ЗС в 2S -волнах и ЗС и РС в 2P -волнах. Настоя-

шие результаты показывают, что достаточно иметь только одно СС в каждой парциальной волне, запрещенное с $\{52\}$ для S -состояний и разрешенное с $\{43\}$ для дублетных P -уровней, как это показано в табл. 6. Межкластерные потенциалы, согласованные с такой классификацией орбитальных состояний, позволяют правильно описать все рассмотренные выше характеристики СС ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале, упругого $n^6\text{Li}$ -рассеяния и процесса радиационного $n^6\text{Li}$ -захвата. Учитывать наличие в ядре ${}^6\text{Li}$ ЗС с орбитальной схемой $\{6\}$, как это делалось нами ранее [15, 18, 63, 64, 77], не требуется — это не приводит к улучшению качества описания рассмотренных экспериментальных данных или объяснению каких-либо дополнительных эффектов.

В таком случае при классификации кластерных состояний по схемам Юнга для системы частиц с $A = 7$ в $(6 + 1)$ -канале для ядра ${}^6\text{Li}$ следует рассматривать только схему $\{42\}$, без учета запрещенной в ${}^6\text{Li}$ орбитальной $\{6\}$ конфигурации. Это приводит к возможным орбитальным состояниям $N^6\text{Li}$ -системы со схемами $\{52\}$, $\{43\}$ и $\{421\}$. Это соответствует ЗС только в 2S -волне, а две другие схемы совместимы с разрешенными 2P -уровнями, первый из которых соответствует ОС ядра ${}^7\text{Li}$ в $n^6\text{Li}$ -канале [18].

Таблица 6. Классификация состояний по схемам Юнга в $N^6\text{Li}$ -системе

Система	T	S	$\{f\}_T$	$\{f\}_S$	$\{f\}_{ST} = \{f\}_S \otimes \{f\}_T$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{PC}$	$\{f\}_{ЗС}$
$n^6\text{Li}$ $p^6\text{Li}$	1/2	1/2	$\{43\}$	$\{43\}$	$\{7\} + \{61\} + \{52\} +$ $+ \{511\} + \{43\} +$ $+ \{421\} + \{4111\} +$ $+ \{322\} + \{3211\} +$ $+ \{2221\} + \{331\}$	$\{52\}$ $\{43\}$ $\{421\}$	0,2 1,3 1,2	— $\{43\}$ $\{421\}$	$\{52\}$ — —
		3/2	$\{43\}$	$\{52\}$	$\{61\} + \{52\} +$ $+ \{511\} + \{43\} +$ $+ 2\{421\} + \{331\} +$ $+ \{322\} + \{3211\}$	$\{52\}$ $\{43\}$ $\{421\}$	0,2 1,3 1,2	— — $\{421\}$	$\{52\}$ $\{43\}$ —

Примечание. Здесь приняты следующие обозначения: T , S и L — изоспин, спин и орбитальный момент системы частиц $p^6\text{Li}$; $\{f\}_S$, $\{f\}_T$, $\{f\}_{ST}$ и $\{f\}_L$ — спиновая, изоспиновая, спин-изоспиновая и возможная орбитальная схемы Юнга; $\{f\}_{PC}$, $\{f\}_{ЗС}$ — схемы Юнга разрешенных и запрещенных орбитальных состояний [18]. Полужирным шрифтом выделены сопряженные друг другу схемы Юнга $\{f\}_{ST}$ и $\{f\}_L$.

Кроме того, как следует из табл. 6, дублетное состояние оказывается смешанным по схемам $\{43\}$ и $\{421\}$ и может быть представлено в виде полусуммы чистых фаз, как это было показано ранее в п. 1.4 [9, 10, 18]. Причем обычно считается, что СС соответствует чистое со схемой $\{43\}$ состояние, а фазы рассеяния, извлекаемые из экспериментальных данных, смешаны по этим схемам [9, 18]. Поэтому все приведенные выше дублетные потенциалы рассеяния соответствуют двум схемам, а потенциалы СС только одной из них — $\{43\}$.

Поскольку при энергиях от 10^{-5} и, примерно, до 100 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией (см. рис. 5, сплошная кривая), его можно аппроксимировать простой функцией вида (3) с константой $246,6118 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$, которая определялась по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 10^{-5} кэВ. Модуль относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией (4) в области от 10^{-5} до 100 кэВ оказывается меньше 0,3 %. Если предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях, то оценка величины полного сечения, например, при энергии 1 мкэВ (10^{-6} эВ = 10^{-9} кэВ), дает 7,8 б. Для пунктирной кривой на рис. 5 коэффициент в аппроксимации сечения равен $208,7136 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$, отклонение такой аппроксимации от расчета при энергиях до 100 кэВ не превышает 0,9 %, а значение сечения при 1 мкэВ равно 6,6 б. Для штрихпунктирной кривой на рис. 5 величина коэффициента для выражения (3) равна $207,7438 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$.

4. КЛАСТЕРНАЯ $n^7\text{Li}$ -СИСТЕМА

Рассмотрим радиационный $n^7\text{Li}$ -захват в области энергий от 5 мэВ до 1,0 МэВ, который представляет несомненный интерес, поскольку входит в цепочку первичного нуклеосинтеза (1) и играет определенную роль в процессе эволюции Вселенной. Ядро ^8Li с точки зрения сильных взаимодействий является стабильным, поскольку распадается с переходом в ^8Be только за счет слабых сил, поэтому вполне можно предположить, что оно имеет сравнительно большую вероятность двухкластерной $n^7\text{Li}$ -структуры, и применять для описания характеристик известные методы ПКМ с ЗС [6, 15, 18, 87]. Подчеркнем, что с точки зрения общих представлений о данном процессе и кластерной структуры ядра ^8Li , здесь рассматривается двухкластерная $n^7\text{Li}$ -система с LS -связью, а не случай, когда нейтрон находится в состоянии $p_{3/2}$ с примесью $p_{1/2}$ относительно ядра ^7Li , как это было сделано, например, в работах [88, 89] для случая jj -связи.

Рассматриваемая реакция является зеркальной относительно захвата $p^7\text{Be} \rightarrow ^8\text{B}\gamma$, в ней ядро ^8B благодаря слабому процессу распадается на $^8\text{Be} + e^+ + \nu$. Нейтрино этой реакции обладают сравнительно большой энергией и регистрируются в земных условиях уже на протяжении нескольких десятилетий, а нестабильное ядро ^8Be распадается далее на две α -частицы. Реакция захвата $p^7\text{Be} \rightarrow ^8\text{B}\gamma$ является одним из финальных процессов термоядерного протон-протонного цикла, который, как предполагается, обуславливает горение Солнца и большинства звезд нашей Вселенной [3, 4, 6].

4.1. Классификация состояний $n^7\text{Li}$ -системы. Вначале заметим, что $n^7\text{Li}$ -система имеет проекцию изоспина $T_z = -1$, что возможно только при значении полного изоспина $T = 1$ [90]. Поэтому такая кластерная система, в отличие от $p^7\text{Li}$, смешанной по изоспину с $T = 0$ и 1 [90], как и $p^7\text{Be}$ -структура ^8B при $T_z = +1$ и $T = 1$, оказывается чистой по изоспину. В то же время спин, как и для $p^7\text{Li}$ -системы, может принимать два значения ($S = 1$ и 2) и некоторые состояния $n^7\text{Li}$ -системы также могут оказаться смешанными по спину [6].

Далее кратко остановимся на классификации орбитальных состояний кластеров рассматриваемой здесь системы. В наших предыдущих работах [13] было показано, что если для ядра ^7Li используется схема $\{7\}$, то результирующие симметрии $\{8\}$ и $\{71\}$ системы восьми частиц в канале $1 + 7$ оказываются запрещенными, поскольку в одной строчке не может быть более четырех клеток [91, 92]. Они соответствуют запрещенным состояниям с моментом относительно движения $L = 0$ и 1 , который определяется по правилу Элиота [92].

Во втором случае, когда для ядра ^7Li принимается схема $\{43\}$, системы $n^7\text{Li}$, $p^7\text{Be}$ ($T = 1$) или $p^7\text{Li}$, $n^7\text{Be}$ ($T = 0, 1$) содержат в триплетном спиновом канале запрещенные в 3P -волнах уровни со схемой Юнга $\{53\}$ и в 3S_1 -волне при симметрии ВФ $\{44\}$, и имеют разрешенное 3P -состояние с пространственной схемой $\{431\}$. Таким образом, $n^7\text{Li}$ -потенциалы в триплетном спиновом состоянии должны иметь запрещенное связанное 3S_1 -состояние со схемой $\{44\}$ для процессов рассеяния, которые будут рассмотрены далее, и запрещенное и разрешенное связанные уровни в 3P -волнах со схемами Юнга $\{53\}$ и $\{431\}$, последнее из которых соответствует 3P_2 -основному связанному состоянию ^8Li в $n^7\text{Li}$ -канале.

При спине $S = 2$ разрешенные симметрии, а значит, и связанные разрешенные уровни в $n^7\text{Li}$ -системе, полностью отсутствуют при любых значениях орбитального момента L [13, 32]. Тем самым потенциал 5S_2 -волны рассеяния также имеет связанное ЗС со схемой $\{44\}$, а в 5P -волнах процесса рассеяния потенциал содержит ЗС со схемами $\{53\}$ и $\{431\}$, причем последнее из них может находиться в непрерывном спектре и потенциал имеет только одно связанное ЗС со схемой $\{53\}$. Такой вывод, по-видимому, не является однозначным и возможен вариант 5P -потенциалов рассеяния с двумя связанными ЗС для схем $\{53\}$ и $\{431\}$.

Вероятно, в качестве третьего варианта можно рассматривать обе допустимые схемы Юнга $\{7\}$ и $\{43\}$ для основного состояния ядра ^7Li , поскольку обе они присутствуют в числе ЗС и РС этого ядра в $^3\text{H}^4\text{He}$ -конфигурации [13, 15]. Тогда классификация уровней будет несколько иной, число ЗС возрастет, и в каждой парциальной волне с $L = 0$ и 1 добавится лишний запрещенный связанный уровень. Именно эта классификация орбитальных состояний была рассмотрена нами ранее в работах [6, 8, 13] и приведена далее

Таблица 7. Классификация состояний по схемам Юнга [32] в $N^7\text{Li}$ -системе

Система	T	S	$\{f\}_T$	$\{f\}_S$	$\{f\}_{ST} = \{f\}_S \otimes \{f\}_T$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{PC}$	$\{f\}_{3C}$
$p^7\text{Li}$ $n^7\text{Be}$	0	1	{44}	{53}	$\{71\} + \{611\} + \{53\} +$ $+ \{521\} + \{431\} +$ $+ \{4211\} + \{332\} +$ $+ \{3221\}$	{8}	0	—	{8}
						{71}	1	—	{71}
						$\{53\}$	1, 3	—	$\{53\}$
						$\{44\}$	0, 2, 4	—	$\{44\}$
					$\{431\}$	1, 2, 3	{431}	—	—
$p^7\text{Li}$ $n^7\text{Be}$	2	{44}	{62}	$\{62\} + \{521\} + \{44\} +$ $+ \{431\} + \{422\} +$ $+ \{3311\}$	8	0	—	{8}	
					{71}	1	—	{71}	
						$\{53\}$	1, 3	—	$\{53\}$
						$\{44\}$	0, 2, 4	—	$\{44\}$
					$\{431\}$	1, 2, 3	—	$\{431\}$	
$p^7\text{Be}$ $n^7\text{Li}$	1	1	{53}	{53}	$\{8\} + 2\{62\} + \{71\} +$ $+ \{611\} + \{53\} + \{44\} +$ $+ 2\{521\} + \{5111\} +$ $+ \{44\} + \{332\} +$ $+ 2\{431\} + 2\{422\} +$ $+ \{4211\} + \{3311\} +$ $+ \{3221\}$	8	0	—	{8}
						{71}	1	—	{71}
						$\{53\}$	1, 3	—	$\{53\}$
						$\{44\}$	0, 2, 4	—	$\{44\}$
					$\{431\}$	1, 2, 3	—	$\{431\}$	
$p^7\text{Li}$ $n^7\text{Be}$	2	{53}	{62}	$\{71\} + \{62\} + \{611\} +$ $+ 2\{53\} + 2\{521\} +$ $+ 2\{431\} + \{422\} +$ $+ \{4211\} + \{332\}$	8	0	—	{8}	
					{71}	1	—	{71}	
						$\{53\}$	1, 3	—	$\{53\}$
						$\{44\}$	0, 2, 4	—	$\{44\}$
					$\{431\}$	1, 2, 3	—	$\{431\}$	

Примечание. Здесь приняты следующие обозначения: T , S и L — изоспин, спин и орбитальный момент системы частиц $N^7\text{Li}$; $\{f\}_S$, $\{f\}_T$, $\{f\}_{ST}$ и $\{f\}_L$ — спиновая, изоспиновая, спин-изоспиновая и возможная орбитальная схемы Юнга; $\{f\}_{PC}$, $\{f\}_{3C}$ — схемы Юнга разрешенных и запрещенных орбитальных состояний [18].

в табл. 7. Причем результаты для первого варианта, который получается при использовании в ^7Li только орбитальной схемы $\{7\}$, в последних четырех столбцах таблицы выделен полужирным шрифтом и отделен от остальных непрерывной линией.

Поскольку ранее в $n^6\text{Li}$ -системе было показано, что для ^6Li можно использовать только разрешенную схему $\{42\}$ без учета его запрещенной конфигурации $\{6\}$, далее мы рассмотрим второй вариант структуры ЗС и потенциалов с разрешенной в ядре ^7Li схемой $\{43\}$ как основной вариант классификации ЗС и РС в такой системе. Поэтому будем считать, что потенциалы $^{3,5}S$ -волн рассеяния, которые будут нужны нам при рассмотрении электромагнитных $E1$ -переходов на ОС ^8Li при $n^7\text{Li}$ -захвате, имеют связанные запрещенные со схемой $\{44\}$ состояния. Потенциал резонансной при 0,25 МэВ 5P_3 -волны рассеяния, позволяющий рассматривать $M1$ -переход на

ОС ${}^8\text{Li}$, может иметь одно с $\{53\}$ или два связанных запрещенных состояния при $\{53\}$ и $\{431\}$. Потенциал ОС ядра ${}^8\text{Li}$ в $n^7\text{Li}$ -канале, которое является смесью двух 3P_2 - и 5P_2 -состояний, имеет одно запрещенное связанное с $\{53\}$ состояние и разрешенное с $\{431\}$ связанное состояние, соответствующее ОС при энергии связи $-2,03239$ МэВ [90].

4.2. Потенциальное описание упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния. Нам не удалось найти данные по фазам упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния при астрофизических энергиях [67, 68]. Поэтому здесь будем строить потенциалы процессов рассеяния в $n^7\text{Li}$ -системе по аналогии с $p^7\text{Li}$ -рассеянием [13, 38] при использовании данных по спектрам уровней ядра ${}^8\text{Li}$ [90], которые показаны на рис. 7 вместе с аналогичными спектрами ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. Спектры приведены так, чтобы примерно совместить уровни 2^{+1} , которые в ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ являются основными состояниями, стабильными с точки зрения ядерных взаимодействий, и распадаются только за счет β -процесса.

Рассмотренное нами ранее [13, 38] связанное состояние $p^7\text{Li}$ -системы с $J^\pi T = 0^{+0}$ [90], соответствующее основному состоянию ${}^8\text{Be}$, из-за правил сложения моментов может образоваться только в триплетном спиновом канале с $L = 1$ и оказывается чистым по спину 3P_0 -состоянием с $T = 0$ [90] (см. рис. 7). Поэтому при описании электромагнитных переходов все полученные ранее потенциалы для этой системы [6, 8, 13] соответствовали триплетному спиновому состоянию с определенным количеством РС и ЗС. Все электромагнитные переходы происходили между разными уровнями в три-

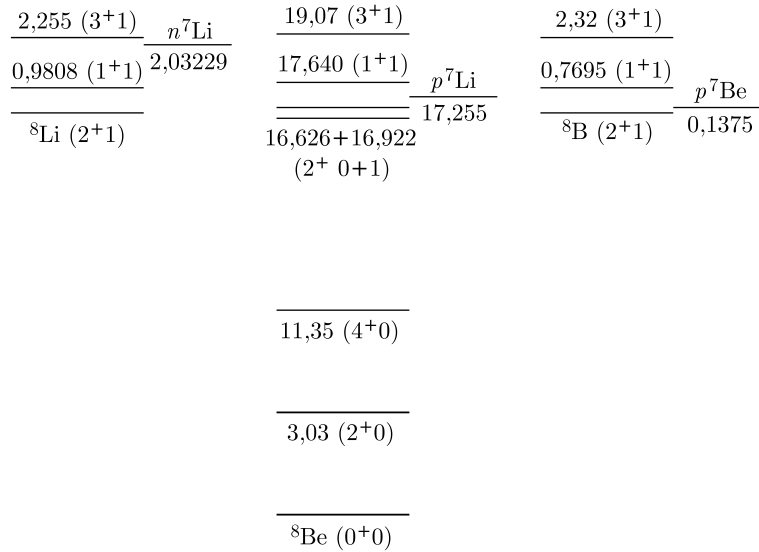


Рис. 7. Спектр уровней в МэВ (ц. м.) ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ [90]

плетном спиновом состоянии, которое имеет разрешенную схему Юнга, а значит, и разрешенное связанное состояние, соответствующее основному состоянию ядра ${}^8\text{Be}$ в $p^7\text{Li}$ -канале (см. табл. 7).

В частности, были рассмотрены $E1$ -переходы между 3S_1 -состоянием рассеяния (смешанным по изоспину с $T = 0$ и 1) и основным связанным 3P_0 -состоянием с $T = 0$, а также $M1$ -процесс между резонансной 3P_1 -волной ($T = 1$) и ОС ядра ${}^8\text{Be}$, которые происходили с изменением изоспина. Заметим, что некоторые состояния рассеяния, например, 3S_1 -волна, поскольку в $p^7\text{Li}$ -системе $T_z = 0$, оказываются смешанными по изоспину с $T = 0, 1$. Поэтому для 3S_1 -волны фактически была получена только часть потенциала, которая имеет $T = 1$ [6, 8, 13], а 3P_1 -волна и ее потенциал имеют резонанс фазы, т. е. резонансный уровень ядра ${}^8\text{Be}$, для которого экспериментально было определено $T = 1$, и такое состояние оказывается чистым по изоспину. Эти два процесса позволили практически полностью описать экспериментальные данные по астрофизическому S -фактору радиационного $p^7\text{Li}$ -захвата. Для всех этих переходов можно было считать, что происходило изменение изоспина, т. е. выполнялось условие $\Delta T = 1$ [6, 8, 13].

В данном случае связанное состояние $n^7\text{Li}$ -системы с $J^\pi T = 2^+1$, соответствующее ОС ядра ${}^8\text{Li}$, образуется при $S = 1$ и 2 с орбитальным моментом $L = 1$ и является смесью 3P_2 - и 5P_2 -состояний. Несмотря на отсутствие РС в канале с $S = 2$, как это следует из результатов работ [8, 6, 13] и приведенной выше классификации (см. табл. 7), здесь следует принять наличие в ВФ ОС примеси 5P_2 -волны. Это необходимо для рассмотрения далее $M1$ -перехода из 5P_3 -резонанса в $n^7\text{Li}$ -рассеянии на 5P_2 -компоненту ВФ ОС ядра ${}^8\text{Li}$.

Резонанс с $J^\pi T = 3^+1$ в спектре ядра ${}^8\text{Li}$ (см. рис. 7) соответствует 5P_3 -фазе упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния при энергии 0,22 МэВ (ц. м.) или 0,25 МэВ (л. с.) выше $n^7\text{Li}$ -порога [90]. Такое резонансное 5P_3 -состояние ядра ${}^8\text{Li}$ может образоваться только при полном спине $n^7\text{Li}$ -системы $S = 2$. Далее для построения потенциала, соответствующего такому резонансу фазы упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния, мы будем использовать данные по спектрам уровней ядра ${}^8\text{Li}$ и ширинам этих состояний [90]. Конечно, состояние с $J^\pi T = 3^+1$ может быть образовано и триплетной 3F_3 -конфигурацией $n^7\text{Li}$ -системы, и резонанс будет присутствовать в 3F_3 -фазе упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния. В таком случае не придется предполагать наличие примеси 5P_2 -состояния в ОС ядра ${}^8\text{Li}$ в $n^7\text{Li}$ -канале, и достаточно будет рассматривать только 3P_2 -конфигурацию. Однако на основе всех проведенных ранее фазовых анализов (см., например, [93–95]) и аналогичных результатов для других подобных кластерных систем [6, 7], можно, по-видимому, считать, что наличие резонанса для 3F_3 -фазы при столь низкой энергии рассеяния в $n^7\text{Li}$ -системе представляется весьма сомнительным.

Состояние с $J^\pi T = 1^+1$ обусловлено $S = 1$ и 2, и $L = 1$ является ${}^{3+5}P_1$ -уровнем в $n^7\text{Li}$ -канале и оказывается связанным при энергии 0,9808 МэВ от-

носителем ОС ${}^8\text{Li}$ или $-1,05149$ МэВ относительно порога $n^7\text{Li}$ -канала [90]. Далее мы рассмотрим $E1$ -переходы на этот уровень из триплетной и квинтетной S -волн рассеяния. Поэтому все дальнейшие результаты будут относиться к реакциям ${}^7\text{Li}(n, \gamma_0){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}(n, \gamma_1){}^8\text{Li}$ и сумме их сечений. Далее по аналогии с $p^7\text{Li}$ -рассеянием и на основе данных [90] будем считать, что 3S_1 - и 5S_2 -фазы в области до 1 МэВ практически равны нулю. Это подтверждается отсутствием в спектрах ядра ${}^8\text{Li}$ резонансных уровней отрицательной четности при таких энергиях.

Поскольку ранее в $p^7\text{Li}$ -системе [13] мы рассматривали варианты потенциалов с двумя ЗС, то далее для сравнения мы также будем использовать потенциалы во всех требуемых для дальнейших расчетов радиационного захвата парциальных волнах рассеяния с различным числом ЗС. Вначале получим S - и P -потенциалы с двумя ЗС, как это следует из приведенных выше результатов, как третий вариант классификации РС и ЗС (см. табл. 7), а затем рассмотрим варианты с одним (второй вариант классификации) и нулем ЗС, т. е. их полным отсутствием в каждой парциальной волне.

Практически нулевая фаза для 3S_1 - и 5S_2 -волн рассеяния при низких энергиях может быть получена с параметрами

$$V_S = -145,5 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma_S = 0,15 \text{ Фм}^{-2}. \quad (11)$$

Здесь мы рассмотрим такой вариант потенциала, потому что аналогичный потенциал использовался при рассмотрении $p^7\text{Li}$ -рассеяния в 3S_1 -состоянии [8, 13] — он содержит два связанных ЗС с {8} и {44}, как это следует из третьего варианта классификации состояний, приведенной выше. Нулевую фазу можно получить и с потенциалом

$$V_S = -50,5 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma_S = 0,15 \text{ Фм}^{-2}, \quad (12)$$

который имеет только одно связанное ЗС для второго варианта классификации со схемой {44}, а также при нулевом значении глубины потенциала (1) без ЗС, т. е. при $V_0 = 0$ для обеих S -волн рассеяния.

Конечно, S -фазы, близкие к нулю, в обоих спиновых каналах можно получить и с помощью других вариантов параметров гауссова потенциала. В этом смысле не удастся однозначно фиксировать параметры такого взаимодействия, и для параметров (11) и (12) с разным числом ЗС возможны другие комбинации V_0 и γ . Однако, как будет показано далее, для описания полных сечений радиационного захвата наибольшую роль играют, по-видимому, не разные комбинации параметров V_0 , γ и не количество ЗС, а близость к нулю фаз рассеяния, полученных с такими взаимодействиями.

Резонансная 5P_3 -фаза упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния может быть описана гауссовым потенциалом, например, с параметрами

$$V_P = -4967,45 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma_P = 3,0 \text{ Фм}^{-2}. \quad (13)$$

Такой потенциал имеет два связанных запрещенных состояния, которые можно сопоставить схемам {53} и {431} для второго варианта классификации ЗС, если считать, что ЗС со схемой {431} является связанным. Результаты расчета 5P_3 -фазы рассеяния показаны на рис. 8 пунктирной кривой — резонанс находится при энергии 254 кэВ (л. с.), что полностью совпадает с экспериментальной величиной 254(3) кэВ [90] при ширине 37 кэВ (с. ц. м.).

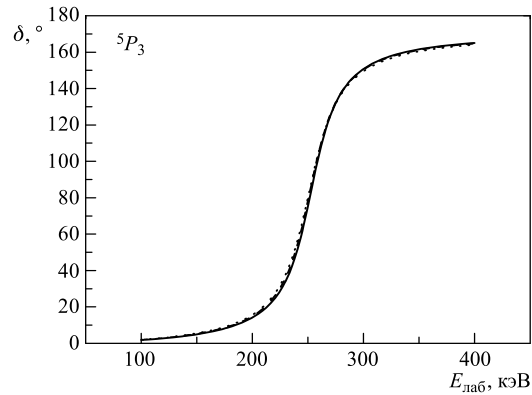


Рис. 8. Резонансная 5P_3 -фаза упругого $n^7\text{Li}$ -рассеяния при низких энергиях

Параметры потенциала с одним связанным ЗС при {53}, который также соответствует второму варианту классификации при условии, что ЗС с {431} находится в непрерывном спектре, имеют вид

$$V_P = -2059,75 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma_P = 2,5 \text{ Фм}^{-2}. \quad (14)$$

Результаты расчета фаз показаны на рис. 8 штриховой кривой — резонанс достигается при энергии 254 кэВ. Ширина 5P_3 -резонанса получается равной 35 кэВ (с. ц. м.) при экспериментальных значениях 35(5) кэВ или 33(6) кэВ (с. ц. м.) по разным данным из обзора [90].

Параметры потенциала без связанных ЗС, который будет рассмотрен дополнительно, представляется в форме

$$V_P = -425,15 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma_P = 1,5 \text{ Фм}^{-2}. \quad (15)$$

Результаты расчета 5P_3 -фазы с такими параметрами показаны на рис. 8 сплошной кривой — резонанс находится при энергии 255 кэВ, а его ширина получается равной 34 кэВ (с. ц. м.). Здесь следует подчеркнуть, что параметры такого потенциала при заданном числе связанных ЗС по энергии резонанса и его ширине определяются полностью однозначно, а ширина 5P_3 -резонанса

определяется согласно выражению

$$\Gamma_{\text{цм}} = 2 \left(\frac{d\delta}{dE_{\text{цм}}} \right)^{-1}.$$

Поскольку мы будем рассматривать в основном второй вариант классификации кластеров для СС ядра с одним ЗС, то для потенциала связанного $^{3+5}P_2$ -состояния $n^7\text{Li}$ -системы, который соответствует этому состоянию ^8Li в рассматриваемом кластерном канале, можно использовать параметры

$$V_0 = -429,383779 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma = 0,5 \text{ Фм}^{-2}. \quad (16)$$

Кроме разрешенного СС с $\{431\}$, соответствующего основному состоянию ядра ^8Li , такой $^{3+5}P_2$ -потенциал имеет связанное ЗС при $\{53\}$. С таким потенциалом получена энергия связи $-2,0322900$ МэВ, полностью совпадающая с экспериментальной величиной [90], зарядовый радиус $2,38$ Фм и массовый радиус $2,45$ Фм. По-видимому, среднеквадратичный зарядовый радиус ядра ^8Li не должен заметно превышать радиус ^7Li , который равен $2,35(10)$ Фм [90]. Поэтому полученное выше значение среднеквадратичного радиуса для $n^7\text{Li}$ -канала ОС ^8Li имеет вполне разумную величину. Для зарядового радиуса нейтрона, как обычно, использовалось нулевое значение, а его массовый радиус принимался равным соответствующему радиусу протона $0,8775(51)$ Фм [21].

Асимптотическая константа такого потенциала ОС оказалась равна $C_w = 0,78(1)$. Ошибка асимптотической константы определяется усреднением на интервале $4-20$ Фм, где ее величина была относительно стабильна. Ширина потенциала ОС (16) выбиралась исходя из правильного описания зарядового радиуса ядра и АК, а глубина — из условия воспроизведения энергии связи при требуемом количестве ЗС и РС. В результате его параметры также фиксируются вполне однозначно.

Для сравнения приведем, например, величину АК $n^7\text{Li}$ -системы $C(p_{3/2}) = 0,62 \text{ Фм}^{-1/2}$, полученную из анализа экспериментальных данных [89], которая после перерасчета к безразмерной величине при $\sqrt{2k} = 0,767$ оказалась равна $0,81$. Это значение вполне соответствует результату, полученному для использованного выше потенциала ОС ^8Li в $n^7\text{Li}$ -канале. В работе [131] получено $0,78 \text{ Фм}^{-1/2}$, что для безразмерной величины дает $1,02$, в [81] найдено $0,74 \text{ Фм}^{-1/2}$, что приводит к $0,96$, а в [82] для $C(^5P_2)$ приведено $0,59 \text{ Фм}^{-1/2}$ и $C(^3P_2) = 0,28 \text{ Фм}^{-1/2}$, что в безразмерном виде дает $0,77$ и $0,36$.

Для потенциала первого возбужденного состояния (ПВС) с $J^\pi T = 1^+1$ получены параметры

$$V_0 = -422,126824 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \gamma = 0,5 \text{ Фм}^{-2}. \quad (17)$$

Здесь разрешенное СС с {431} соответствует первому возбужденному состоянию ядра ${}^8\text{Li}$ при 0,9808 МэВ. Кроме того, этот ${}^{3+5}P_1$ -потенциал имеет ЗС с {53} в полном соответствии со вторым вариантом классификации орбитальных состояний. С таким потенциалом на основе КРМ [24] с точностью 10^{-6} МэВ получена энергия связи $-1,051490$ МэВ, полностью совпадающая с экспериментальной величиной [90], зарядовый радиус 2,39 Фм и массовый радиус 2,52 Фм. Асимптотическая константа этого потенциала оказалась равна $C_w = 0,59(1)$. Ошибка АК определяется ее усреднением на интервале 4–25 Фм, где асимптотическая константа остается относительно стабильной.

Для дополнительного контроля вычисления энергии связи использовался двухчастичный вариационный метод с разложением кластерной ВФ относительного движения $n^7\text{Li}$ -системы по неортогональному гауссову базису при независимом варьировании параметров [15,16]. При размерности базиса $N = 10$ для приведенного варианта потенциала ОС (16) получена энергия $-2,0322896$ МэВ. Невязки имеют порядок 10^{-14} , асимптотическая константа на интервале 5–20 Фм оказалась равна 0,78(1), а зарядовый радиус не отличается от предыдущих КРМ результатов. Параметры разложения полученной ВМ радиальной волновой функции ОС ${}^8\text{Li}$ в кластерном $n^7\text{Li}$ -канале приведены в табл. 8.

Таблица 8. Коэффициенты и параметры разложения радиальной волновой функции основного состояния ${}^8\text{Li}$ в $n^7\text{Li}$ -канале по неортогональному гауссову базису [15, 16]

i	α_i	C_i
1	2,111922863906128E-001	-1,327201117117602E-001
2	1,054889049037163E-001	-4,625421860118692E-002
3	9,251179926861837E-003	-1,875176301729967E-004
4	2,236449875501786E-002	-2,434284188136483E-003
5	4,990617934603718E-002	-1,282820835431680E-002
6	3,849142988488459E-001	-2,613687472261875E-001
7	5,453825421384008E-001	-2,108830320871615E-001
8	1,163891769476509	1,438162032150163
9	1,716851806191120	1,426517649534997
10	2,495389760080367	1,792643814712334E-001

Примечание. Нормировочный коэффициент волновой функции, полученный на интервале 0–25 Фм, равен $N = 9,999998392172028E-001$.

Таким образом, для реальной двухчастичной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину $-2,0322898(2)$ МэВ. Иначе говоря, точность определения энергии связи ядра ${}^8\text{Li}$ в кластерном $n^7\text{Li}$ -канале для потенциала ОС (16) при определении этой энергии двумя различными численными методами (КРМ и ВМ) и по двум различным компьютерным программам находится на уровне $\pm 0,2$ эВ.

Таблица 9. Коэффициенты и параметры разложения радиальной волновой функции первого возбужденного состояния ${}^8\text{Li}$ в $n^7\text{Li}$ -канале по неортогональному гауссову базису [15, 16]

i	α_i	C_i
1	2,034869839899546E-001	-1,268995424220545E-001
2	9,605255016688968E-002	-4,250984818616291E-002
3	6,473027608029138E-003	-2,029700124120304E-004
4	1,743880699865412E-002	-2,308434897721290E-003
5	4,241481028548091E-002	-1,167539819061673E-002
6	3,943411589808715E-001	-2,876208138367455E-001
7	5,758070107927670E-001	-1,307197681388061E-001
8	1,148526246366072	1,335023264621784
9	1,706295940575450	1,303208908841006
10	2,491484117851039	1,558051077479201E-001

Примечание. Нормировочный коэффициент волновой функции, полученный на интервале 0–25 Фм, равен $N = 9,999907842436313E-001$.

Для первого возбужденного состояния ВМ получена энергия $-1,051488$ МэВ при невязках 10^{-14} . Все остальные характеристики не отличаются от полученных выше на основе КРМ. Параметры разложения ВФ даны в табл. 9, а среднюю энергию можно записать $-1,051489(1)$ МэВ, т. е. ошибка ее вычисления для такого потенциала равна 1 эВ и совпадает с заданной точностью КРМ 10^{-6} МэВ.

4.3. Радиационный ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ -захват. Вначале заметим, что, по-видимому, впервые $E1$ -переход в $n^7\text{Li}$ -системе при радиационном захвате был рассмотрен в работе [96], где показана возможность правильного описания полных сечений в нерезонансной области энергий на основе одночастичной модели с потенциалом Вудса–Саксона, согласованным с энергиями уровней ядра ${}^8\text{Li}$. В дальнейшем такой процесс на основе модели прямого захвата был рассмотрен, например, в работе [88]. Подобные результаты относятся и к современным работам [17], в которых получено приемлемое описание полных сечений захвата на основе $E1$ -процесса без учета их резонансного поведения.

Что касается резонанса в полных сечениях при 0,25 МэВ, то, насколько нам известно, первая попытка описать его величину была предпринята в работе [97] на основе метода генераторной координаты. Кроме того, в самое последнее время на основе модельно-независимых методов получены результаты с приемлемым описанием этих сечений радиационного захвата в резонансной области энергий [98]. Далее мы покажем, что подобные результаты можно получить и в потенциальной кластерной модели при описании этого резонанса на основе $M1$ -перехода из 5P_3 -волны рассеяния, имеющей резонанс при этой энергии, на 5P_2 -компоненту ВФ ОС ядра ${}^8\text{Li}$ в $n^7\text{Li}$ -канале.

Здесь в отличие от нашей предыдущей работы [99] мы рассматриваем вариант расчетов, когда для нейтрона учитывается отрицательный знак магнитного момента, что, однако, не приводит к изменению формы и величины всех межкластерных потенциалов. При рассмотрении электромагнитных процессов в реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$, как и раньше для $p{}^7\text{Li}$ -захвата [13], будем учитывать $E1$ -переход из нерезонансной 3S_1 -волны рассеяния на триплетную 3P_2 -часть ВФ ОС ${}^8\text{Li}$. Кроме того, в отличие от $p{}^7\text{Li}$ -системы добавится переход из квинтетной 5S_2 -волны рассеяния на квинтетную 5P_2 -часть ВФ ОС ядра ${}^8\text{Li}$. И, как уже говорилось, дополнительно учтем $M1$ -переход из резонансной 5P_3 -волны рассеяния с уровнем при $J^\pi T = 3^+1$ (см. рис. 7) также на квинтетную 5P_2 -часть ВФ ОС. В рамках рассматриваемой модели нет возможности явно выделить в ВФ ОС 5P_2 - и 3P_2 -части, поэтому будем использовать для проводимых расчетов смешанную по спинам функцию P_2 , которая получается с потенциалом СС для параметров (16).

Для переходов на первое возбужденное ${}^{3+5}P_1$ -состояние учитывался $E1$ -процесс из обеих ${}^{3+5}S$ -волн рассеяния. Тогда полное сечение процесса захвата с учетом всех рассматриваемых здесь электромагнитных переходов для $n{}^7\text{Li}$ -захвата можно представить в следующем виде:

$$\sigma(E1 + M1) = \sigma(E1, {}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2) + \sigma(E1, {}^5S_2 \rightarrow {}^5P_2) + \sigma(M1, {}^5P_3 \rightarrow {}^5P_2)$$

и

$$\sigma_1(E1) = \sigma(E1, {}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1) + \sigma(E1, {}^5S_2 \rightarrow {}^5P_1).$$

Результаты проведенных расчетов сравнивались с экспериментальными измерениями полных сечений реакции захвата в области энергий от 5 мэВ до 1,0 МэВ, выполненными в работах [100–105].

Поскольку для каждой парциальной волны рассеяния было получено по три варианта потенциалов, мы не будем подробно расписывать результаты для каждой из таких комбинаций. Сразу приведем конечный и, по-видимому, наилучший результат расчета для суммарного по всем переходам полного сечения радиационного $n{}^7\text{Li}$ -захвата на ОС при энергии до 1 МэВ (л.с.), который представлен на рис. 9 штрихпунктирной кривой — в резонансе сечение имеет величину примерно 59 мкб. Эти результаты получены для потенциала ОС (16), S -волн рассеяния в триплетном и квинтетном состояниях с параметрами (12) и потенциала резонансной 5P_3 -волны рассеяния с параметрами (14). Штриховой кривой показано сечение, соответствующее сумме $E1$ -переходов из 3S_1 и 5S_2 -волн на ОС, пунктирной кривой — сечение $M1$ -перехода между 5P_3 -состоянием рассеяния и ОС ядра ${}^8\text{Li}$ в $n{}^7\text{Li}$ -канале с резонансной величиной сечения около 47 мкб. Сплошной кривой приведены результаты для полных сечений с учетом всех переходов на ОС и ПВС, которые в резонансе достигают 62 мкб. Для ПВС использовался потенциал (17) и те же потенциалы ${}^{3+5}S$ -волн рассеяния (12).

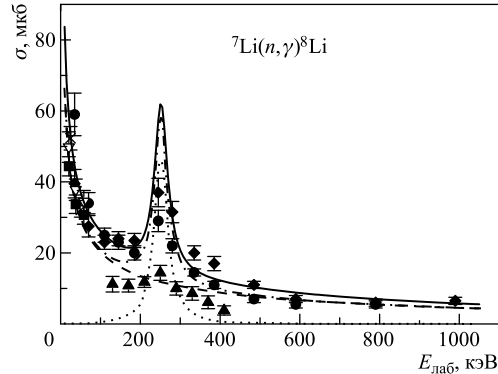


Рис. 9. Полные сечения реакции радиационного $n^7\text{Li}$ -захвата при низких энергиях. Экспериментальные данные: \bullet и \blacklozenge — из работы [101]; \blacksquare — [102] для захвата на ОС и ∇ — суммарные сечения для захвата ОС и ПВС; \blacktriangle — [103]; \times — [100]. Кривые — результаты расчета для разных электромагнитных переходов с приведенными в тексте потенциалами

На рис. 10 более подробно показана форма и величина суммарных расчетных сечений захвата для этих вариантов потенциалов при энергиях от 1 мэВ до 150 кэВ (обозначения кривых, как на предыдущем рисунке). Из этих результатов хорошо видно, что при использовании потенциалов с одним связанным ЗС в S - и P -волнах в рамках потенциальной кластерной модели вполне удастся описать имеющиеся экспериментальные данные в максимально широкой области энергий (от 5 мэВ до 1,0 МэВ). Здесь следует заметить, что в работе [104], результаты которой показаны на рис. 10 светлыми кружками, измерялись сечения только для захвата на ОС ядра ^8Li . В работе [102] выполнялись измерения как для захвата на ОС (темные квадраты), так и полные сечения с учетом переходов на ОС и ПВС (перевернутые, с основанием вверх, светлые треугольники).

Использование варианта потенциала рассеяния в 5P_3 -волне с двумя ЗС увеличивает сечения в резонансе примерно на 5%. Тем самым отмеченная выше неоднозначность числа ЗС в таком потенциале не сказывается на результатах. Однако расчет сечений для такого взаимодействия без ЗС приводит к снижению величины полного суммарного сечения для переходов на ОС и ПВС при резонансной энергии примерно до 48 мкб с величиной сечения для $M1$ -перехода 33 мкб. Этот результат в целом улучшает качество описания имеющихся данных для полных экспериментальных сечений [101] в этой области энергий.

Но данные [101] имеют максимум при 245 кэВ с величиной 37 мкб, а резонанс находится при энергии 255 кэВ, и для него данные отсутствуют. Поэтому нельзя оценить величину экспериментальных сечений при резонансной

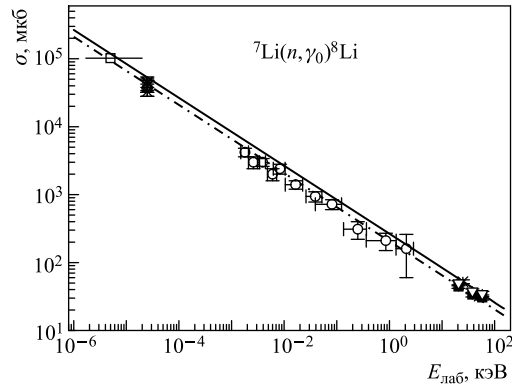


Рис. 10. Полные сечения реакции радиационного $n^7\text{Li}$ -захвата при сверхнизких энергиях. Экспериментальные данные: ■ — [102] для захвата на ОС и ▽ — суммарные сечения для захвата на ОС и ПВС; ○ — [104]; □ — [17], а сплошной горизонтальной прямой показан интервал энергий, в котором проводились измерения [17]; △ — [101]; * — результаты работы [105] и другие приведенные в ней данные; × — [100]. Обозначения кривых, как на рис. 9

энергии и определить, какой из вариантов потенциала будет лучше ее описывать. Использование вариантов потенциалов рассеяния в S -волнах с двумя ЗС или без ЗС практически не изменяет результаты расчета сечений. Даже использование параметров S -потенциалов с глубиной 100 МэВ при ширине $0,3 \text{ Фм}^{-2}$, т. е. в два раза отличающейся от первоначальной, которые также приводят к нулевым фазам рассеяния, мало влияет на конечные результаты.

Тем самым можно считать, что использование потенциалов ОС ядра ^8Li в $n^7\text{Li}$ -канале с одним ЗС (16) и соответствующих потенциалов рассеяния (12) и (14) приводит к разумному описанию имеющихся экспериментальных данных для полных сечений радиационного захвата во всей рассмотренной области энергий, границы которой отличаются почти на девять порядков. Наличие или отсутствие ЗС в потенциалах S -волн рассеяния не играет практически никакой роли, важны лишь нулевые $((0 \pm 2)^\circ)$ значения фаз рассеяния. Малые изменения величины расчетных сечений захвата не позволяют сделать однозначные выводы относительно числа связанных ЗС (1 или 2) для 5P_3 -потенциала рассеяния в резонансной области энергий. Недостаточность экспериментальных данных не позволяет пока сделать определенные выводы даже относительно числа связанных ЗС (0 или 1,2) для этого 5P_3 -потенциала при резонансной энергии.

Однако в целом полученные результаты позволяют считать, что S - и P -потенциалы могут удовлетворять второму варианту классификации ЗС и содержать по одному связанному ЗС, а P -волна ОС включает еще и РС при

энергии связи ядра в рассматриваемом канале. В результате, использование описанных представлений о потенциалах с запрещенными состояниями, согласованными с фазами упругого рассеяния кластеров и характеристиками СС ядра ${}^8\text{Li}$, позволяет правильно описать имеющиеся экспериментальные данные для радиационного $n^7\text{Li}$ -захвата в широкой энергетической области.

По аналогии с предыдущими системами и поскольку при энергиях от 1 мэВ до 100 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией (см. рис. 10 — сплошная кривая), его можно аппроксимировать простой функцией вида (3). Полученная здесь величина константы $265,7381 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$ определялась по одной точке в сечениях при минимальной энергии 1 мэВ. Как и в предыдущих случаях, можно рассмотреть модуль относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенным выше выражением (3) как функцию энергии в области от 10^{-6} до 100 кэВ. Тогда получим, что при энергиях ниже 100 кэВ эта величина не превышает 1,0 %.

Если по-прежнему предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии (3) будет сохраняться и при более низких энергиях, то можно выполнить оценку величины сечения при энергии 1 мкэВ ($10^{-6} \text{ эВ} = 10^{-9} \text{ кэВ}$), которая дает 8,4 б. Для штрихпунктирной кривой на рис. 10 коэффициент в аппроксимации сечения равен $210,538 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$, а величина сечения при 1 мкэВ равна 6,7 б.

5. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ В $n^{12}\text{C}$ - И $n^{13}\text{C}$ -СИСТЕМАХ

Ранее процессы захвата нейтронов ядром ${}^{12}\text{C}$ на ОС и три ВС были рассмотрены, например, в модели прямого захвата [106–108], где получено хорошее описание имеющихся экспериментальных данных в области энергий от 20 до 200 кэВ. В работе [109] также на основе модели прямого захвата показана зависимость полных сечений $n^{12}\text{C}$ -захвата для переходов из разных парциальных волн рассеяния. Кроме того, в работе [110] на основе обобщенной оптической модели исследовалась возможность описания $n^{12}\text{C}$ -захвата при энергиях от 20 до 600 кэВ. Что касается захвата нейтрона на ядре ${}^{13}\text{C}$, то можно, например, привести работу [111], в которой в модели прямого захвата рассмотрены суммарные полные сечения захвата на ОС и пять ВС ядра ${}^{14}\text{C}$. Получено общее согласие с экспериментальными данными [112] в области энергий 25–60 кэВ.

Переходя к рассмотрению радиационного захвата на более тяжелых ядрах в кластерной модели, изучим возможность описания экспериментальных данных для полных сечений $n^{12}\text{C}$ - и $n^{13}\text{C}$ -захвата в области энергий от 25 мэВ до 1,0 МэВ. Реакции $n^{12}\text{C}$ - и $n^{13}\text{C}$ -захвата при тепловых и астрофизических энергиях входят в основную цепочку термоядерных реакций первичного нуклеосинтеза (1) [17]. Имеющиеся экспериментальные данные по пол-

ным сечениям, например, $n^{12}\text{C}$ -реакции, приведены в работах [109, 113–116], которые можно найти в базах данных [67, 68]. И хотя они не охватывают весь диапазон энергий, но дают общее представление о ходе сечений радиационного захвата в широкой энергетической области. Поэтому представляется интересным выяснить возможность описания этих сечений на основе ПКМ с ЗС, как это было сделано ранее для радиационных $p^{12}\text{C}$ - и $p^{13}\text{C}$ -захватов [3, 6, 117, 118]. Заметим, что недавно выполненный фазовый анализ, в том числе новых экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругих $p^{12}\text{C}$ - и $p^{13}\text{C}$ -рассеяний при астрофизических энергиях [3, 93, 94], позволил по найденным фазам построить вполне однозначные потенциалы $p^{12}\text{C}$ - и $p^{13}\text{C}$ -взаимодействий. Они в целом не должны существенно отличаться от аналогичных потенциалов $n^{12}\text{C}$ - и $n^{13}\text{C}$ -рассеяния и связанных состояний ядер ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ - и ^{14}C в $n^{13}\text{C}$ -каналах.

5.1. Полные сечения $n^{12}\text{C}$ -захвата. В настоящих расчетах процесса радиационного $n^{12}\text{C}$ -захвата учитывался $E1$ -переход, который обусловлен орбитальной частью электрического оператора $Q_{JM}(L)$ [15]. Такой переход в процессе $n^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}\gamma$ возможен между дублетным $^2S_{1/2}$ -состоянием рассеяния и основным $^2P_{1/2}$ -связанным состоянием ядра ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале. Далее мы рассматриваем $E1$ -переходы не только на основное состояние ядра ^{13}C , т. е. реакцию типа $^{12}\text{C}(n, \gamma_0)^{13}\text{C}$, но и процессы на три первых возбужденных уровня. Двухчастичные потенциалы взаимодействия, как обычно, строятся на основе описания фаз упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния во входном канале и приемлемого воспроизведения основных характеристик СС ядра ^{13}C в кластерной $n^{12}\text{C}$ -конфигурации для выходного канала [6, 86].

Классификация орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга для $n^{12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -систем была рассмотрена нами в работе [117], где было показано, что возможные орбитальные схемы Юнга для полной системы 13 нуклонов имеют вид $\{1\} \times \{444\} = \{544\} + \{4441\}$ [9, 12, 92]. Первая из них совместима с орбитальным моментом $L = 0, 2$ и является запрещенной, поскольку в s -оболочке не может быть пяти нуклонов. Вторая схема разрешена и совместима с орбитальным моментом $L = 1$, который определяется на основе правил Элиота [92]. Состояние с $L = 1$ соответствует основному связанному разрешенному состоянию ядра ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале с моментом и изоспином $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$. Таким образом, в потенциале 2S -волны должно присутствовать запрещенное СС, а 2P -волна имеет только разрешенное в $n^{12}\text{C}$ -канале состояние при энергии связи $-4,94635$ МэВ [119].

Однако, поскольку у нас отсутствуют полные таблицы произведений схем Юнга для системы с числом частиц больше восьми [32], которые использовались нами ранее для подобных расчетов [6, 15, 86], то полученные выше результаты следует считать лишь качественной оценкой возможных орбитальных симметрий в основном состоянии ядра ^{13}C для $n^{12}\text{C}$ -канала. В то же время именно на основе такой классификации удалось вполне прием-

лемо объяснить имеющиеся экспериментальные данные по радиационному $p^{12}\text{C}$ -захвату [117]. Поэтому и здесь при рассмотрении $n^{12}\text{C}$ -системы мы будем использовать приведенную выше классификацию состояний по орбитальным симметриям, которая приводит нас к определенному числу ЗС и РС в парциальных потенциалах взаимодействия, что позволяет вполне определенно фиксировать их глубину.

Ранее в наших работах [2, 3, 6, 8, 117] потенциал ${}^2S_{1/2}$ -волны $p^{12}\text{C}$ -рассеяния строился так, чтобы правильно описать соответствующую парциальную фазу упругого рассеяния, которая имеет ярко выраженный резонанс при 0,42 МэВ. Рассматриваемая здесь $n^{12}\text{C}$ -система, согласно результатам обзора [119], не имеет резонансов при энергиях до 1,9 МэВ, поэтому ее ${}^2S_{1/2}$ -фаза должна вести себя в этой области энергий относительно плавно. Нам не удалось найти в литературе проведенного ранее фазового анализа упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергии ниже 1,0–1,5 МэВ [67, 68], хотя его результаты должны заметно отличаться от аналогичного анализа для $p^{12}\text{C}$ -рассеяния [117].

Поэтому для определения точного хода ${}^2S_{1/2}$ -фазы, необходимой для предстоящих расчетов, нами был выполнен фазовый анализ упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния при астрофизических энергиях (от 50 кэВ до 1,0 МэВ) [95]. Экспериментальное измерение дифференциальных сечений упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния для области энергий от 0,05 до 2,3 МэВ было выполнено в работе [120]. Результаты нашего анализа для ${}^2S_{1/2}$ -фазы упругого рассеяния представлены на рис. 11, а темными кружками. Обратим внимание, что поскольку 2S -фаза имеет запрещенное связанное состояние, ее значения на рис. 11, а начинаются со 180° [12, 18].

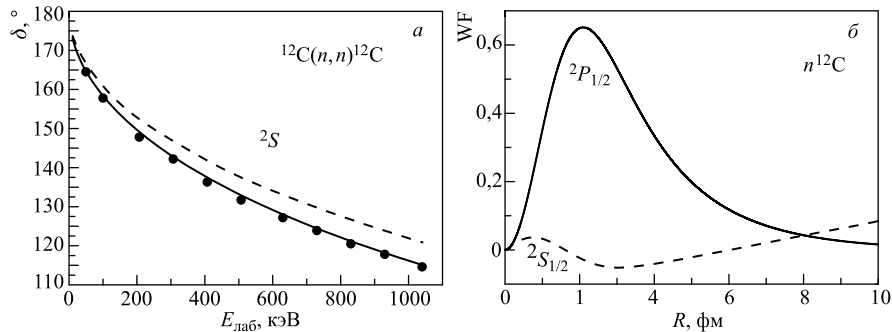


Рис. 11. а) ${}^2S_{1/2}$ -фаза упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния при низких энергиях. Результаты нашего фазового анализа 2S -фазы представлены темными кружками и получены в работе [95]. Кривые — расчеты с разными потенциалами, параметры которых приведены в тексте. б) Волновая функция ${}^2P_{1/2}$ ОС ядра ${}^{13}\text{C}$ в $n^{12}\text{C}$ -канале (сплошная кривая) и упругого $n^{12}\text{C}^2S_{1/2}$ -рассеяния при энергии 10 кэВ (штриховая кривая)

Перейдем теперь к описанию результатов для потенциала ОС, а затем вернемся к фазовому анализу и потенциалам процессов рассеяния. Потенциал основного состояния ядра ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале для $^2P_{1/2}$ -волны без ЗС строился на основе результатов, полученных нами ранее для $p^{12}\text{C}$ -системы [117]. Этот потенциал должен правильно воспроизводить энергию связи ядра ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале, равную $-4,94635$ МэВ [119], и приемлемо описывать среднеквадратичный радиус ^{13}C , который равен $2,4628(39)$ Фм [119]. Для зарядового и массового радиуса ^{12}C принята величина $2,472(15)$ Фм [121], зарядовый радиус нейтрона полагается равным нулю, а его массовый радиус равным радиусу протона: $0,877(5)$ Фм [21].

Используя результаты, полученные ранее для $p^{12}\text{C}$ -канала ядра ^{13}N , для рассматриваемой здесь $n^{12}\text{C}$ -системы находим параметры

$$V_{\text{gs}} = -135,685683 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{gs}} = 0,425 \text{ Фм}^{-2}. \quad (18)$$

Потенциал дает энергию связи $-4,946350$ МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, среднеквадратичный зарядовый радиус $R_{\text{ch}} = 2,48$ Фм и массовый радиус $R_m = 2,46$ Фм. Величина АК на интервале $5\text{--}16$ Фм оказалась равна $0,99(1)$. Приведенная ошибка АК определяется ее усреднением по указанному интервалу расстояний.

Заметим, что по данным работ [81], где приведена подборка многих результатов по АК, дано значение этой константы $1,54(3) \text{ Фм}^{-1/2}$, которое после перерасчета к безразмерной величине с $\sqrt{2k} = 0,971$ оказывается равно $1,59(3)$, а в работе [25] в безразмерном виде приведено $1,60(3)$. Еще раз обратим внимание, что такой перерасчет требуется, поскольку в этих работах использовалось другое определение асимптотической константы, отличающееся от нашего на множитель $\sqrt{2k}$.

Приведем для сравнения другой вариант $n^{12}\text{C}$ -потенциала ОС ядра ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале с параметрами

$$V_{\text{gs}} = -72,173484 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{gs}} = 0,2 \text{ Фм}^{-2}. \quad (19)$$

При точности КРМ 10^{-8} МэВ он дает энергию связи $-4,94635034$ МэВ и зарядовый радиус $2,48$ Фм, среднеквадратичный массовый радиус оказывается несколько больше $R_m = 2,50$ Фм, а АК равна $1,52(1)$ на интервале $5\text{--}18$ Фм, что лучше согласуется с результатами работ [25, 81]. Вид волновой функции такого $^2P_{1/2}$ -потенциала показан на рис. 11, б сплошной кривой.

Для дополнительного контроля вычисления энергии связи использовался вариационный метод [24], который уже на сетке с размерностью $N = 10$ и независимом варьировании параметров для потенциала ОС (19) позволил получить энергию $-4,94635032$ МэВ. Асимптотическая константа C_w вариационной ВФ, параметры которой приведены в табл. 10, на расстояниях $5\text{--}15$ Фм

Таблица 10. Вариационные параметры и коэффициенты разложения радиальной ВФ ОС ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале для потенциала (19)

i	β_i	C_i
1	1,500426018861289E-002	1,223469853688857E-004
2	1,002841633851088E-001	3,503273917493124E-002
3	1,981842450457470E-001	1,115174300485543E-001
4	3,011361231511710E-002	1,898077834207565E-003
5	1,460253375610869E-001	2,604340601242970E-002
6	5,115290090973104E-001	9,245769209919236E-002
7	9,742057085044215E-001	-2,382087077902581E-003
8	3,220854607507809E-001	1,870518591470587E-001
9	8,801958230927104E-001	7,197537136787223E-003
10	5,612447142811238E-002	1,050288601397638E-002

Примечание. Нормировка ВФ интервале 0–25 Фм равна $N = 0,999999999697765$.

находится на уровне 1,52(2), а величина невязок не превышает 10^{-12} [24]. Зарядовый радиус не отличается от величины, полученной в предыдущих КРМ расчетах.

Как уже говорилось, поскольку вариационная энергия при увеличении размерности базиса уменьшается и дает верхний предел истинной энергии связи, а конечно-разностная энергия при уменьшении величины шага и увеличении числа шагов увеличивается, то для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину $-4,94635033(1)$ МэВ. В результате точность определения двухчастичной энергии связи, основанная на двух разных математических методах и вычисляемая на основе двух различных компьютерных программ находится на уровне $\pm 10 \cdot 10^{-9}$ МэВ = ± 10 мэВ.

Вновь возвращаясь к описанию процессов рассеяния, заметим, что если принять в качестве потенциала $^2S_{1/2}$ -волны $n^{12}\text{C}$ -рассеяния параметры, полученные ранее для $p^{12}\text{C}$ -системы:

$$V_S = -102,05 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 0,195 \text{ Фм}^{-2},$$

которые при изменении кулоновского потенциала уже не приводят к резонансу, как показано штриховой кривой на рис. 11, а, то для полных сечений радиационного захвата получим величины на несколько порядков ниже экспериментально наблюдаемых значений при всех рассматриваемых энергиях от 25 мэВ до 1,0 МэВ.

Используем теперь потенциал, который хорошо описывает 2S -фазу упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния. Результаты расчета фаз показаны на рис. 11, а сплошной кривой, а параметры равны [95]

$$V_S = -98,57558 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 0,2 \text{ Фм}^{-2}. \quad (20)$$

Волновая функция такого потенциала при энергии 10 кэВ показана на рис. 11, б штриховой кривой.

Параметры потенциала (20) приведены с большой точностью для правильного описания энергии связанного состояния в ${}^2S_{1/2}$ -волне, которое находится на глубине $-1,856907$ МэВ относительно порога $n^{12}\text{C}$ -канала. Когда в начальном ${}^2S_{1/2}$ -потенциале $p^{12}\text{C}$ -рассеяния, правильно описывающем надпороговый резонанс при $0,42$ МэВ, выключается кулоновское взаимодействие, такое состояние оказывается связанным. Потенциал кроме запрещенного имеет теперь и разрешенное связанное состояние, соответствующее первому возбужденному состоянию (ВС) ядра ${}^{13}\text{C}$ при энергии $3,089$ МэВ с $J^\pi = 1/2^+$ относительно его основного состояния. Такой потенциал правильно описывает не только фазу упругого рассеяния, но и, как будет видно далее, основные характеристики СС в этой парциальной волне.

Результаты расчета полных сечений захвата для этого потенциала рассеяния и взаимодействия ОС (18) показаны штриховой кривой на рис. 12, а. Расчетные сечения находятся в два раза ниже данных при 25 мэВ из работ [59, 113], а для области энергий 20 – 200 кэВ проходят заметно ниже данных [100, 115, 116]. Для сравнения рассмотрим результаты с тем же потенциалом процесса рассеяния (20), но взаимодействием ОС (19), описывающим АК, которые показаны на рис. 12, а пунктирной кривой. Штрихпунктирной кривой показаны результаты расчета полных сечений для перехода из ${}^2D_{3/2}$ -волны на ${}^2P_{1/2}$ ОС. Для ${}^2D_{3/2}$ -волны использовался потенциал (20) при $L = 2$, а сплошная кривая показывает сумму этих переходов. Видно, что они приводят к правильному описанию полных сечений, полученных в разных экспериментальных исследованиях начиная с энергии 25 мэВ и до области 550 кэВ.

Подчеркнем, что эти результаты получены для потенциалов (19) и (20), которые в целом согласованы с характеристиками ОС ядра ${}^{13}\text{C}$ и фазами упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния при низких энергиях и никаких подгоночных параметров не имеют. Тем самым, использованная комбинация потенциалов, описывающая основные характеристики дискретного и непрерывного спектров для $n^{12}\text{C}$ -системы, включая АК, позволяет хорошо воспроизвести имеющиеся данные по экспериментальным сечениям радиационного $n^{12}\text{C}$ -захвата на ОС ядра ${}^{13}\text{C}$ при энергиях от 25 мэВ до 550 кэВ, т. е. в области энергий, охватывающей семь порядков.

Переходя к рассмотрению переходов на возбужденные состояния, заметим, что в работе [131] приведена АК для первого возбужденного $1/2^+$ -состояния ядра ${}^{13}\text{C}$ в $n^{12}\text{C}$ -канале, которая в этих расчетах оказалась равна $1,61 \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета с $\sqrt{2k} = 0,76$ в безразмерном виде дает $2,12$. В то же время в одной из работ [17] для первого возбужденного состояния получено $1,84(16) \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета приводит к величине $2,42(17)$. В данном случае можно рассматривать $E1$ -переход из $P_{1/2}$ -

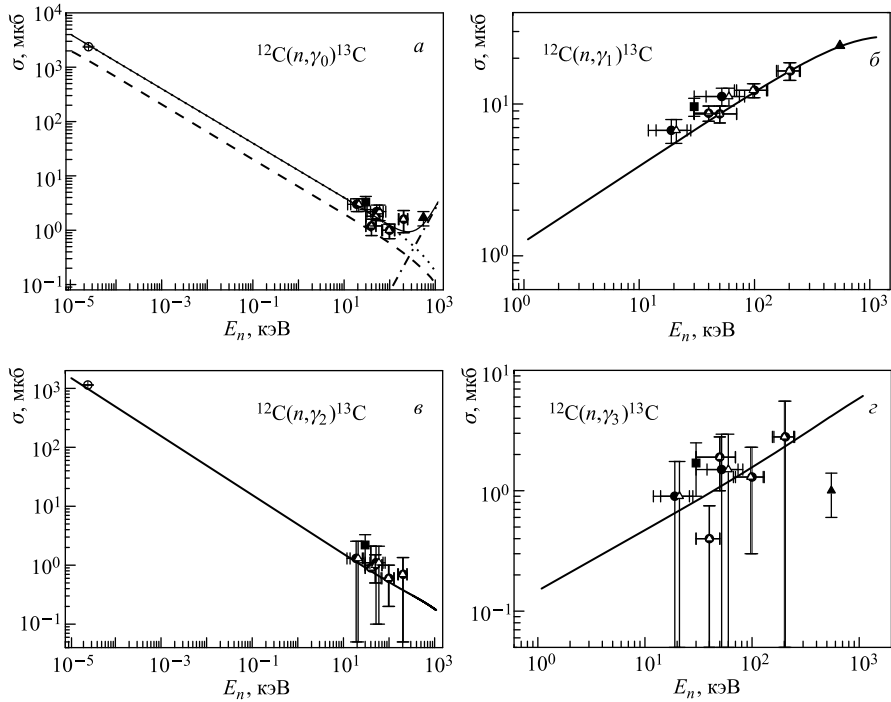


Рис. 12. Полные сечения радиационного $n^{12}\text{C}$ -захвата при низких энергиях (а), на первый возбужденный уровень $1/2^+$ ядра ^{13}C (б), на второй возбужденный уровень $3/2^-$ ядра ^{13}C (в) и на третий возбужденный уровень $5/2^+$ ядра ^{13}C (г). Экспериментальные данные взяты из работ: ● — [100]; ○ — [113]; ■ — [116]; △ — [115] и ▲ — [122]. Кривые — расчеты с разными потенциалами, параметры которых приведены в тексте

и $P_{3/2}$ -волн рассеяния на $S_{1/2}$ -возбужденное состояние, связанное в $n^{12}\text{C}$ -канале. Поскольку P -волна не имеет ЗС и в спектрах ядра ^{13}C нет резонансов отрицательной четности при энергии меньше 1 МэВ, P -волновые потенциалы можно просто положить равными нулю, а потенциал ВС, поскольку его ширина слабо влияет на среднеквадратичные радиусы ядра, строится так, чтобы он примерно воспроизводил приведенную выше АК.

В результате для возбужденного СС в $S_{1/2}$ -волне с ЗС будем использовать потенциал (20) который приводит к энергии связи $-1,856907$ МэВ при КРМ точности 10^{-6} МэВ, зарядовому радиусу 2,49 Фм, массовому радиусу 2,67 Фм и АК 2,11(1) на расстояниях 6–24 Фм. Значения АК несильно отличаются от результатов работ [131], а полные сечения этого процесса показаны на рис. 12, б непрерывной кривой вместе с экспериментальными данными ра-

бот [100, 115, 116, 122]. И в этом случае использованные потенциалы рассеяния и возбужденного СС позволяют приемлемо воспроизвести имеющиеся экспериментальные данные при низких энергиях.

В той же работе [131] приведена АК и для второго возбужденного $3/2^-$ -состояния ядра ^{13}C , которая в этих расчетах оказалась равна $0,23 \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета с $\sqrt{2k} = 0,69$ в безразмерном виде дает $0,33$. Для правильного воспроизведения такой АК потенциал должен быть очень узким:

$$V_{3/2} = -681,80814 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{gs} = 2,5 \text{ Фм}^{-2}.$$

Этот потенциал дает энергию связи $-1,261840 \text{ МэВ}$ при точности КРМ 10^{-6} МэВ , зарядовый радиус $2,47 \text{ Фм}$, массовый радиус $2,44 \text{ Фм}$ и АК, равную $0,30(1)$ на расстоянии $2-24 \text{ Фм}$. Потенциал не имеет ЗС и в целом правильно передает величину АК [131].

Результаты расчета полных сечений $n^{12}\text{C}$ -захвата из $^2S_{1/2}$ -состояния рассеяния с потенциалом (20) на связанный уровень $3/2^-$ приведены на рис. 12, *в* сплошной кривой вместе с экспериментальными данными работ [100, 113, 115, 116]. Видно, что используемый подход и в данном случае позволяет получить приемлемые результаты по описанию полных сечений при переходе на второе ВС ядра ^{13}C . Причем межкластерные потенциалы по-прежнему согласованы с фазами рассеяния и в целом правильно передают основные характеристики, включая АК рассматриваемого СС, которое является вторым ВС ядра ^{13}C .

Для рассмотрения перехода из $P_{3/2}$ -волны рассеяния на третье возбужденное, но связанное в $n^{12}\text{C}$ -канале $D_{5/2}$ -состояние при энергии $-1,09254 \text{ МэВ}$ относительно порога $n^{12}\text{C}$ -канала, которое является третьим ВС ядра ^{13}C , приведем величины АК. Так, в работе [131] было получено значение $0,11 \text{ Фм}^{-1/2}$, а в [17] предложена величина $0,15(1) \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета к безразмерному виду при $\sqrt{2k} = 0,665$ приводит к величинам $0,16$ и $0,23$. Для $P_{3/2}$ -волны по-прежнему используем нулевой потенциал, а для потенциала связанного в рассматриваемом канале $D_{5/2}$ -состояния с одним ЗС используем такую же геометрию, как для ОС ядра ^{13}C (19). Тогда для потенциала третьего ВС имеем

$$V_D = -263,174386 \text{ МэВ}, \quad \gamma_D = 0,2 \text{ Фм}^{-2},$$

который дает энергию связи $-1,092540 \text{ МэВ}$ при точности КРМ 10^{-6} МэВ , зарядовый радиус $2,49 \text{ Фм}$, массовый радиус $2,61 \text{ Фм}$ и АК, равную $0,25(1)$ на расстоянии $6-25 \text{ Фм}$. Потенциал имеет ЗС и в целом правильно передает порядок величины АК. Результаты расчета полных сечений $n^{12}\text{C}$ -захвата из $^2P_{3/2}$ -состояния рассеяния на связанный $^2D_{5/2}$ -уровень приведены на рис. 12, *г* сплошной кривой вместе с экспериментальными данными работ [100, 113, 115, 116, 122]. Тем самым и в данном случае используемая

ПКМ позволяет получить приемлемые результаты по описанию полных сечений при захвате на третьем ВС ядра ^{13}C . Причем межкластерные потенциалы по-прежнему согласованы с фазами рассеяния и в целом правильно передают основные характеристики рассматриваемого СС ядра ^{13}C в $n^{12}\text{C}$ -канале.

Все рассмотренные потенциалы не имеют подгоночных параметров, которые варьируются при расчетах полных сечений — все эти параметры фиксируются предварительно по характеристикам СС и процессов рассеяния.

Поскольку при энергиях от 10^{-5} до 10 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией (сплошная кривая на рис. 12, *a*), для области низких энергий его можно аппроксимировать простой функцией вида (3) с константой $12,7292 \text{ мб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$, определяемой по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 10^{-5} кэВ. Модуль относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией (4) в области от 10^{-5} до 10 кэВ имеет значение меньше 1,0%. Предположив, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях, можно получить оценку величины сечения при энергии 1 мкэВ (10^{-6} эВ = 10^{-9} кэВ), равную 402,5 мб.

5.2. Полные сечения $n^{13}\text{C}$ -захвата. Классификация орбитальных состояний $p^{13}\text{C}$ -, а значит, и $n^{13}\text{C}$ -системы по схемам Юнга была рассмотрена нами ранее в работе [118]. Поэтому вкратце напомним, что для $p^{13}\text{C}$ -системы в рамках $1p$ -оболочки получаем $\{1\} \times \{4441\} \rightarrow \{5441\} + \{4442\}$ [92]. Первая из полученных схем Юнга совместима с орбитальным моментом $L = 1$ и является запрещенной, поскольку в s -оболочке не может быть пять нуклонов, а вторая схема разрешена и совместима с орбитальными моментами 0 и 2 [92]. Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами, можно сказать, что в потенциале 3S_1 -волны запрещенное состояние отсутствует, но может присутствовать связанное РС, а 3P_0 -волна имеет запрещенное и разрешенное состояние, которое находится при энергии связи $n^{13}\text{C}$ -системы в ядре ^{14}C , равной $-8,1765 \text{ МэВ}$ [119]. Это состояние соответствует основному состоянию ядра ^{14}C в $n^{13}\text{C}$ -канале при $J^\pi = 0^+$, поскольку момент и изоспин ядра ^{13}C равны $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$ при $T_z = -1/2$. Следует заметить, что в $n^{13}\text{C}$ -системе проекция изоспина равна -1 , так что полный изоспин равен единице и это вторая из рассмотренных нами ранее кластерных систем, чистая по изоспину с его максимальным значением [2, 3, 6, 8, 118].

Далее при рассмотрении радиационного захвата учитывался $E1$ -переход, который в процессе $n^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{C}\gamma$ возможен между триплетными 3S_1 - и 3D_1 -состояниями рассеяния и основным 3P_0 -связанным состоянием ^{14}C в $n^{13}\text{C}$ -канале. Для выполнения расчетов полных сечений радиационного захвата ядерная часть межкластерного потенциала $n^{13}\text{C}$ -взаимодействия, как обычно, представляется в виде гауссоиды без кулоновского члена. Для расчета 3D_1 -волн использовался 3S_1 -потенциал рассеяния при $L = 2$. Для по-

тенциала 3S_1 -волны без ЗС вначале использовались значения, полученные в $p^{13}\text{C}$ -рассеянии [94, 118] с параметрами

$$V_S = -265,4 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 3,0 \text{ Фм}^{-2}. \quad (21)$$

Результат расчета 3S_1 -фазы упругого рассеяния с таким $p^{13}\text{C}$ -потенциалом без кулоновского взаимодействия, т. е. для $n^{13}\text{C}$ -системы, показан на рис. 13, *a* штриховой кривой. Теперь она не носит резонансного характера [94], а представляют собой плавно спадающую функцию энергии. Причем, поскольку потенциал не содержит ЗС, его фаза начинается с 0° .

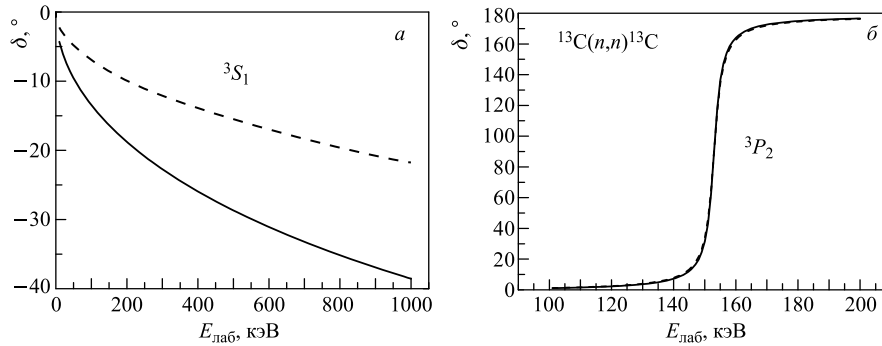


Рис. 13. 3S_1 -фаза (*a*) и 3P_2 -фаза (*б*) упругого $n^{13}\text{C}$ -рассеяния при низких энергиях. *a*) Кривые — расчеты фаз с приведенными в тексте потенциалами. *б*) Кривые — сплошная для потенциала без ЗС и шириной резонанса 3,7 кэВ и штриховая с одним связанным ЗС и шириной резонанса 4,0 кэВ

Потенциал с одним ЗС триплетного связанного 3P_0 -состояния должен правильно воспроизводить энергию связи основного состояния ядра ${}^{14}\text{C}$ с $J^\pi = 0^+$ в $n^{13}\text{C}$ -канале и разумно описывать среднеквадратичный радиус ${}^{14}\text{C}$, экспериментальное значение которого равно 2,4962(19) Фм [119]. В результате были получены следующие параметры, которые являются измененным вариантом потенциала связанного $p^{13}\text{C}$ -состояния в ядре ${}^{14}\text{N}$:

$$V_{gs} = -399,713125 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{gs} = 0,45 \text{ Фм}^{-2}. \quad (22)$$

Потенциал приводит к энергии связи $-8,176500$ МэВ при точности КРМ 10^{-6} , среднеквадратичному зарядовому радиусу 2,47 Фм и массовому радиусу 2,47 Фм. В качестве радиусов нейтрона и ядра ${}^{13}\text{C}$ использованы величины, приведенные в предыдущем параграфе. Для асимптотической константы, записанной в безразмерном виде [25], на интервале 4–12 Фм получено значение 1,85(1). Ошибка константы, как обычно, определяется ее усреднением по указанному выше интервалу расстояний. Заметим, что в работе [123]

для АК было получено значение $1,81(26) \text{ Фм}^{-1/2}$, которое после пересчета с $\sqrt{2k} = 1,02$ дает безразмерную величину $1,77(25)$.

Для дополнительного контроля вычисления энергии ОС использовался двухчастичный вариационный метод [24], который уже на сетке с размерностью $N = 10$ и независимым варьированием параметров для потенциала СС (22) позволил получить энергию $-8,176498 \text{ МэВ}$. Параметры вариационной радиальной ВФ приведены в табл. 11, а величина невязок не превышает 10^{-11} [24]. Зарядовый радиус и АК не отличаются от величин, полученных выше в КРМ расчетах. Как уже говорилось, для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю КРМ и ВМ величину $-8,176499(1) \text{ МэВ}$, т.е. точность определения энергии связи ^{14}C в $n^{13}\text{C}$ -канале двумя методами по двум различным компьютерным программам для потенциала (22) находится на уровне $\pm 1,0 \text{ эВ}$.

Таблица 11. Вариационные параметры и коэффициенты разложения вариационной радиальной ВФ ядра ^{14}C для $n^{13}\text{C}$ -канала и потенциала ОС (22). Нормировка ВФ на интервале $0\text{--}30 \text{ Фм}$ равна $N = 0,9999999999999997$

i	α_i	C_i
1	3,491469469267236E-002	1,603503246684095E-003
2	8,137782371906017E-002	2,247604868653303E-002
3	1,702453936681754E-001	1,028690037355076E-001
4	2,936860230901219E-001	1,924715189471573E-001
5	4,639996320920978E-001	4,910563075348197E-001
6	1,240165593327286	-2,532914988637461
7	2,291957256255444	-3,347540732339817
8	2,67082283331601	4,750289923787678
9	3,031209229832412	-3,492655828236482
10	3,331758094832779	1,069432486749043

Переходя к описанию результатов наших расчетов полных сечений радиационного захвата, заметим, что имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений $n^{13}\text{C}$ -захвата [112, 113, 124–126] получены нами с использованием базы данных МГУ [67] и для области энергий $25 \text{ мэВ} \text{--} 100 \text{ кэВ}$ показаны на рис. 14, а. Для расчетов полных сечений, как и ранее в работе [118], мы использовали только $E1$ -переход из нерезонансных в данном случае 3S_1 - и 3D_1 -волн рассеяния с потенциалом (21) на триплетное 3P_0 -связанное состояние $n^{13}\text{C}$ -кластеров в ядре ^{14}C для потенциала (22).

Однако результаты расчета полных сечений радиационного $n^{13}\text{C}$ -захвата на основное состояние ядра ^{14}C с приведенными выше потенциалами почти на порядок превышают данные по сечениям работ [113, 126] при энергии 25 мэВ и находятся намного выше результатов работы [112] в области $10\text{--}100 \text{ кэВ}$. Для того чтобы правильно описать имеющиеся данные, нужно

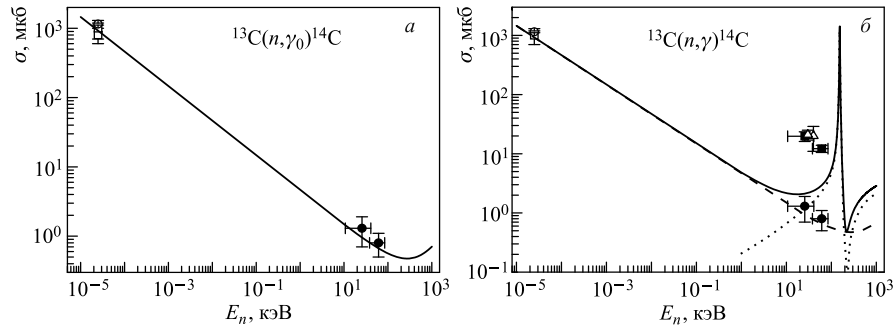


Рис. 14. а) Полные сечения радиационного $n^{13}\text{C}$ -захвата. Экспериментальные точки: ● — [112]; □ — [126]; ○ — [113]. Кривые — расчет полных сечений для приведенных в тексте потенциалов. б) Полные сечения радиационного $n^{13}\text{C}$ -захвата из 3P_2 -волны для потенциала без ЗС на ПВС ядра ${}^{14}\text{C}$. Экспериментальные данные: ● — [112]; □ — [126]; ○ — [113] для переходов на ОС и Δ — при 30 кэВ из работы [127], при 40 кэВ из [128]; ■ — [112] для полных суммарных сечений захвата. Кривые: штриховая — расчет полных сечений для перехода на ОС, пунктирная — переход на ПВС и сплошная — суммарное сечение

несколько изменить потенциал 3S_1 -волны рассеяния и принять его глубину $-215,770460$ МэВ при той же геометрии. Фаза, рассчитанная с таким измененным потенциалом, показана на рис. 13, а, а полные сечения — на рис. 14, а сплошными кривыми.

Использованный потенциал рассеяния позволяет правильно описать положение 3S_1 -связанного в $n^{13}\text{C}$ -канале, но возбужденного при $6,0938$ МэВ с $J^\pi = 1^-$ уровня, и приводит к энергии связи $-2,08270$ МэВ относительно порога $n^{13}\text{C}$ -канала, зарядовому и массовому радиусам $2,47$ Фм и АК, равной $1,13(1)$ на интервале $2-22$ Фм. Здесь наблюдается ситуация, аналогичная предыдущей системе, когда надпороговое резонансное состояние в $p^{13}\text{C}$ -системе при выключении кулоновского взаимодействия становится связанным 3S_1 -состоянием. В результате видно, что изменение глубины потенциала менее чем на 20% позволяет описать экспериментальные данные от 25 мэВ до 100 кэВ. Небольшое замедление спада сечений при $0,5-1,0$ МэВ обусловлено вкладом $E1$ -перехода из 3D_1 -волны рассеяния, который заметен только в этой области энергий.

Следует подчеркнуть, что в отличие от предыдущей $n^{12}\text{C}$ -системы нам не удалось найти независимые результаты для АК первого ВС в связанной 3S_1 -волне. Поэтому использованный потенциал рассеяния может содержать в своих параметрах определенную неоднозначность. В принципе, возможен другой набор параметров этого потенциала, правильно описывающего характеристики связанного состояния, в частности, энергию связи и полные сечения захвата, но приводящий к несколько другой величине АК.

Наша оценка величины сечения $E2$ -перехода из резонансной с $J^\pi = 2^+$ при 153 кэВ (л.с.) 3P_2 -волны рассеяния на ОС ^{14}C в резонансной области энергий привела к величине около 1 % от сечения $E1$ -процесса. Однако здесь возможен $E1$ -переход из резонансной 3P_2 -волны рассеяния на 3S_1 ПВС ядра ^{14}C с энергией 6,0938 МэВ при $J^\pi = 1^-$, для которого потенциал уже получен. Сечение такого процесса должно иметь узкий резонанс, который вполне может достигать величины 1–2 мб.

Для выполнения этих расчетов вначале найдем потенциал резонансной 3P_2 -волны без ЗС, который имеет параметры

$$V_P = -10719,336 \text{ МэВ}, \quad \gamma_P = 40,0 \text{ Фм}^{-2}.$$

Такой потенциал приводит к энергии резонанса 153 кэВ (л.с.) при ширине 3,7 кэВ (ц.м.), а его фаза показана на рис. 13, б сплошной кривой. Для потенциала резонансной 3P_2 -волны, имеющего связанное ЗС, найдены параметры

$$V_P = -46634,035 \text{ МэВ}, \quad \gamma_P = 60,0 \text{ Фм}^{-2}.$$

Он приводит к резонансу при 153 кэВ с шириной 4,0 кэВ, а фаза рассеяния с таким потенциалом показана на рис. 13, б штриховой кривой. Этот потенциал согласуется с приведенной выше классификацией по схемам Юнга, если считать, что РС в этой парциальной волне не связано.

В обоих случаях фаза потенциалов при резонансной энергии имеет значение $90,0(5)^\circ$, а ширины потенциалов вполне согласуются с экспериментальными данными и находятся в интервале их ошибок 3,4(0,7) кэВ, так же как и резонансные энергии 152,9(1,4) кэВ [119]. И здесь в обоих случаях параметры потенциалов определяются полностью однозначно, если задано количество ЗС, хотя их значения и имеют довольно экзотические величины. Глубина потенциала определяет положение резонанса, а его ширина задает расчетную ширину этого резонанса.

Приведем теперь результаты расчетов $E1$ -перехода с этими двумя потенциалами. В первом случае для потенциалов 3S_1 -волны и 3P_2 -волны без ЗС результаты представлены на рис. 14, б пунктирной кривой. Штриховая кривая представляет результаты для полных сечений с переходом на ОС, показанные на рис. 14, а сплошной линией. Сплошная кривая на рис. 14, б представляет сумму этих сечений. При резонансной энергии суммарные сечения имеют величину 1,42 мб, которую можно использовать для сравнения, если в будущем будут выполнены новые измерения полных сечений захвата в области резонанса. Экспериментальные данные для суммарных с переходом на ОС и все ВС сечений приведены в работах [112, 127, 128] и показаны на рис. 14, б темными квадратами и светлыми треугольниками при 30 [127] и 40 кэВ [128].

Результаты аналогичных расчетов для потенциала рассеяния в 3P_2 -волне с ЗС практически не отличаются от приведенных на рис. 14, б. Только при

резонансной энергии суммарные сечения имеют немного меньшую величину 1,40 мб, что может быть обусловлено некоторым увеличением ширины резонанса для потенциала, содержащего связанное ЗС. Таким образом, результаты обоих расчетов практически не зависят от присутствия в резонансном 3P_2 -потенциале связанного ЗС. Они полностью определяются правильностью воспроизведения резонансной энергии уровня и, в первую очередь, его ширины.

Нам не удалось найти результаты фазового $n^{13}\text{C}$ -анализа упругого рассеяния или экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния при энергии до 1,0 МэВ. Имеющиеся данные выше 1,26 МэВ [129] измерены с большим шагом по энергии, который в настоящее время не позволяет выполнить фазовый анализ, как это было сделано нами ранее, например, для $p^{12}\text{C}$ -, $n^{12}\text{C}$ - или $p^{13}\text{C}$ -рассеяния при энергии меньше 1,0 МэВ [93–95]. Заметим, что для упругого $p^{13}\text{C}$ -рассеяния в области резонанса при 0,55 МэВ и его ширине 23(1) кэВ имелось около 30 измерений дифференциальных сечений, выполненных в разных работах при четырех углах рассеяния. Столь подробные данные позволили нам в фазовом анализе [94] точно воспроизвести форму резонанса при $J^\pi T = 1^- 1$ и 8,06 МэВ относительно ОС ${}^{14}\text{N}$ или 0,551(1) относительно порога $p^{13}\text{C}$ -канала [119].

В данном случае имеющиеся выше 1,26 МэВ дифференциальные сечения упругого $n^{13}\text{C}$ -рассеяния [129] из-за большого интервала измерений сечений по энергии не позволяют выявить форму резонанса с $J^\pi = 1^-$ при 9,8 МэВ относительно ОС или 1,75 МэВ относительно $n^{13}\text{C}$ -порога, характеристики которого приведены в табл. 17 работы [119], не говоря уже о резонансе с $J^\pi = 2^+$ при 153 кэВ выше порога с шириной 3,4 кэВ (ц. м.). Поэтому нет возможности получить и 3S_1 -фазу рассеяния из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям при низких энергиях и на ее основе построить потенциал рассеяния. Однако использование некоторых других критериев для построения межкластерных потенциалов позволяет найти их параметры, которые приводят к приемлемому описанию имеющихся экспериментальных данных.

Таким образом, взаимодействие СС $n^{13}\text{C}$ -системы вполне приемлемо воспроизводит основные характеристики ОС ядра ${}^{14}\text{C}$, как это было получено ранее для $p^{13}\text{C}$ -канала в ядре ${}^{14}\text{N}$ [118]. Однако отсутствие результатов для АК приводит к невозможности сделать какие-либо определенные и окончательные выводы о параметрах потенциала в 3S_1 -волне. В остальном ситуация здесь аналогична предыдущей системе $n^{12}\text{C}$, когда для процесса рассеяния изменения S -фазы не ограничивались изменением только кулоновского взаимодействия. Реальная S -фаза $n^{12}\text{C}$ -рассеяния, получаемая в фазовом анализе и показанная на рис. 11, *a* точками, имела несколько меньшие значения, чем расчетная фаза для $p^{12}\text{C}$ -потенциала при выключенном кулоновском взаимодействии, приведенная на рис. 11, *a* штриховой кривой.

Итак, в используемом подходе почти все потенциалы строятся вполне однозначно. Исключение составляет только 3S_1 -потенциал, параметры которого в первую очередь зависят от величины АК этого связанного состояния, которая в настоящее время неизвестна. Однако в этой системе для 3S_1 -волны, как и раньше в некоторых случаях, удастся построить единый потенциал для определенного связанного состояния с заданным моментом и процессов рассеяния в соответствующей парциальной волне. Он используется затем для расчетов характеристик непрерывного и дискретного спектров состояний рассматриваемых кластеров, включая полные сечения радиационного захвата.

И в заключение вновь заметим, что поскольку при энергиях от 25 мэВ до 10 кэВ расчетное сечение является практически прямой линией, его также можно аппроксимировать простой функцией вида (3) с величиной константы $4,6003 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$. Она, как обычно, определялась по одной точке в расчетных сечениях при минимальной энергии, равной 10 мэВ. Модуль $M(E)$ (4) относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения функцией (3) в области от 25 мэВ до 10 кэВ не превышает 0,4%. Как и ранее, можно предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии (3) будет сохраняться и при более низких энергиях и оценка величины сечения, например, при энергии 1 мкэВ ($10^{-6} \text{ эВ} = 10^{-9} \text{ кэВ}$), дает величину 145,5 мб.

6. ЗАХВАТ В $n^{14}\text{C}$ - И $n^{14}\text{N}$ -СИСТЕМАХ

Рассмотрим теперь реакции $n^{14}\text{C}$ - и $n^{14}\text{N}$ -захвата при энергиях 23 кэВ – 1,0 МэВ, хотя только первая из них входит в цепочку процессов первичного нуклеосинтеза (1), которые привели в конечном итоге к существованию Солнца, звезд и всей нашей Вселенной [4]. Сечение этого процесса плавно уменьшается при уменьшении энергии и подчиняется закону \sqrt{E} . Сечение второй реакции как функция энергии в тепловой области увеличивается по закону $1/\sqrt{E}$. Тем самым рассматриваемые здесь процессы ${}^{14}\text{C}(n, \gamma){}^{15}\text{C}$ и ${}^{14}\text{N}(n, \gamma){}^{15}\text{N}$ демонстрируют два типа поведения сечений захвата как функции энергии.

Хотя реакция захвата $n^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{Ng}$ непосредственно не входит в какую-либо цепочку реакций первичного нуклеосинтеза или термоядерные циклы [4, 14], она приводит к образованию и накоплению ядер ${}^{15}\text{N}$. Тем самым эта реакция оказывается дополнительной к процессу ${}^{14}\text{C}(n, \gamma){}^{15}\text{C}(\beta^-){}^{15}\text{N}$, присутствующему в (1), и увеличивает количество ${}^{15}\text{N}$, участвующее в дальнейших реакциях синтеза более тяжелых элементов. Величины сечений этих реакций оказываются сравнимы только при энергии порядка 100 кэВ и находятся на уровне 10 мкб. Поэтому процесс захвата нейтрона ядром ${}^{14}\text{C}$ вносит большой вклад при первичном нуклеосинтезе, т. е. при больших энергиях взаимодействия частиц.

6.1. Классификация состояний и потенциалы $n^{14}\text{C}$ -рассеяния. Переходя к анализу полных сечений $n^{14}\text{C}$ - и $n^{14}\text{N}$ -захвата с образованием ^{15}C и ^{15}N в ОС, заметим, что классификация орбитальных состояний ядер ^{14}C в $n^{13}\text{C}$ -системе или ^{14}N в $p^{13}\text{C}$ -канале по схемам Юнга была рассмотрена нами ранее в работах [118, 130] и предыдущем разделе. Однако, поскольку у нас отсутствуют полные таблицы произведений схем Юнга для системы с числом частиц больше восьми [32], которые использовались нами ранее для подобных расчетов [38], полученные далее результаты следует считать лишь качественной оценкой возможных орбитальных симметрий в основном состоянии ядер ^{15}C и ^{15}N для рассматриваемых каналов. В то же время именно на основе подобной классификации удалось вполне приемлемо объяснить имеющиеся экспериментальные данные по радиационному $n^{13}\text{C}$ - [130] и $p^{13}\text{C}$ -захвату [118]. Поэтому и здесь мы будем использовать классификацию кластерных состояний по орбитальным симметриям, которая приводит нас к определенному числу ЗС и РС в парциальных межкластерных потенциалах, а значит, к определенному числу узлов волновой функции относительного движения кластеров.

Далее предположим, что для ^{14}C можно принять орбитальную схему Юнга в виде $\{4442\}$, поэтому для $n^{14}\text{C}$ -системы в рамках $1p$ -оболочки имеем $\{1\} \times \{4442\} \rightarrow \{5442\} + \{4443\}$ [92]. Первая из полученных схем совместима с орбитальными моментами $L = 0$ и 2 и является запрещенной, поскольку в s -оболочке не может быть пять нуклонов, а вторая схема разрешена и совместима с орбитальным моментом $L = 1$ [92]. Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами с орбитальным моментом $L = 0$ и 1 , можно сказать, что для $n^{14}\text{C}$ -системы в потенциале $^2S_{1/2}$ -волны присутствует запрещенное и разрешенное состояния. Последнее из них соответствует ОС ^{15}C с $J^\pi = 1/2^+$ и находится при энергии связи $n^{14}\text{C}$ -системы $-1,21809$ МэВ [119]. В то же время потенциалы 2P -волн упругого рассеяния не имеют ЗС. В случае $n^{14}\text{N}$ -системы в потенциале $^2S_{1/2}$ -волны рассеяния присутствует запрещенное связанное состояние, а $^2P_{1/2}$ -волна имеет только РС, которое находится при энергии связи $n^{14}\text{N}$ -системы, равной $-10,8333$ МэВ [119].

Рассмотрим теперь процесс радиационного захвата в $n^{14}\text{C}$ -системе при энергиях от 20 кэВ до примерно 1,0 МэВ, где имеются экспериментальные данные, информация о которых приведена в базе данных МГУ [67]. Для построения потенциала $^2P_{1/2}$ -волны $n^{14}\text{C}$ -рассеяния без ЗС учтем, что в спектрах ядра ^{15}C резонанс с $J^\pi = 1/2^-$ присутствует только при 3,103(4) МэВ относительно ОС или примерно на 1,9 МэВ (ц. м.) выше порога $n^{14}\text{C}$ -канала и шириной около 40 кэВ [119]. Поскольку мы рассматриваем только область энергий, не превышающую 1,0 МэВ, то вполне можно считать, что $^2P_{1/2}$ -фаза рассеяния в этой области просто равна нулю. Значит, и глубину потенциала V_0 , поскольку он не имеет запрещенных состояний, можно

положить равной нулю — именно такой вариант взаимодействия входного $n^{14}\text{C}$ -канала используется далее в наших расчетах. То же самое относится и к потенциалу ${}^2P_{3/2}$ -волны рассеяния, поскольку соответствующий резонанс ядра ${}^{15}\text{C}$ находится при еще большей энергии 4,66 МэВ [119].

Потенциал с одним ЗС связанного ${}^2S_{1/2}$ -состояния должен правильно воспроизводить энергию связи основного состояния ядра ${}^{15}\text{C}$ с $J^\pi = 1/2^+$ в $n^{14}\text{C}$ -канале при $-1,21809$ МэВ [119], приемлемо описывать среднеквадратичный радиус ${}^{15}\text{C}$, значение которого, по-видимому, не должно существенно превышать радиус ${}^{14}\text{C}$, равный $2,4962(19)$ Фм [119], и воспроизводить АК в $n^{14}\text{C}$ -канале, полученную ранее в независимых исследованиях. Такое ${}^2S_{1/2}$ -состояние сопоставляется ОС ядра ${}^{15}\text{C}$ в $n^{14}\text{C}$ -канале, поскольку ${}^{14}\text{C}$ имеет момент $J^\pi = 0^+$ [119]. Для выполнения указанных выше условий можно предложить вариант потенциала ОС ядра ${}^{15}\text{C}$ в $n^{14}\text{C}$ -канале с одним ЗС и параметрами

$$V_{\text{gs}} = -93,581266 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{gs}} = 0,2 \text{ Фм}^{-2},$$

который приводит к АК на интервале $7\text{--}27$ Фм, равной $1,85(1)$, дает энергию связи $-1,2180900$ МэВ при точности КРМ 10^{-7} МэВ, зарядовый радиус $2,52$ Фм и массовый радиус $2,73$ Фм. В качестве зарядового радиуса нейтрона использовалась нулевая величина, а его массовый радиус принимался равным радиусу протона [21]. Ошибка константы определяется ее усреднением по указанному выше интервалу расстояний.

В обзоре [131] со ссылкой на работу [132] для АК приведено $1,13 \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета к безразмерной величине при $\sqrt{2k} = 0,686$ дает $1,65$. В одной из самых последних работ [133], посвященных определению АК из характеристик различных реакций, приведен подробный обзор значений такой константы. Показано, что ее значения находятся в пределах от $1,22(6) \text{ Фм}^{-1/2}$ до $1,37(5) \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета дает $1,8\text{--}2,0$ с рекомендованным значением $1,87(13)$, которое полностью согласуется с полученной нами величиной.

Для дополнительного контроля вычисления энергии ОС ${}^{15}\text{C}$ в приведенном ниже потенциале использовался вариационный метод [24], который уже на сетке с размерностью $N = 10$ и независимом варьировании параметров для потенциала СС (23) позволил получить энергию $-1,2180898$ МэВ. Параметры вариационной радиальной ВФ приведены в табл. 12, а величина невязок имеет порядок 10^{-12} [24]. Зарядовый радиус и АК в области $5\text{--}25$ Фм не отличаются от величин, полученных выше в КРМ-расчетах.

Как уже говорилось, для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину $-1,2180899(1)$ МэВ, полученную двумя методами, — КРМ и ВМ. Таким образом, точность определения двухтельной энергии связи ОС ядра ${}^{15}\text{C}$ в $n^{14}\text{C}$ -канале для потенциала (23) по двум раз-

Таблица 12. Вариационные параметры и коэффициенты разложения радиальной ВФ в $n^{14}\text{C}$ -системе для потенциала ОС ядра ^{15}C . Нормировка ВФ на интервале 0–30 Фм равна $N = 9,999975198490593\text{E}-001$

i	α_i	C_i
1	4,400254682811078E-003	-1,911899202003393E-003
2	1,080053848380744E-002	-1,812966082174055E-002
3	2,564236030232376E-002	-5,667440751622722E-002
4	5,871946600420144E-002	-1,100036773570067E-001
5	1,272854480145382E-001	-1,689491422977194E-001
6	2,722367794808272E-001	-8,927563832717325E-002
7	3,451311294813448E-001	4,976170503854868E-001
8	5,153383537797701E-001	4,660987945089151E-001
9	7,170517147157914E-001	1,389709903982375E-001
10	1,048194029972669	5,167447028899066E-003

личным компьютерным программам, каждая из которых основана на разных численных методах, находится на уровне $\pm 0,1$ эВ.

6.2. Полные сечения $n^{14}\text{C}$ -захвата. Переходя к описанию результатов наших расчетов, заметим, что имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений радиационного $n^{14}\text{C}$ -захвата [134–138], найденные с использованием базы данных МГУ [67], показывают наличие больших неоднозначностей этих сечений, измеренных в разных работах. Например, при энергии 23 кэВ [135, 137] различие сечений составляет два–три раза, а неопределенность различных данных в области энергий 100–1000 кэВ достигает трех–четырёх раз [134, 136–138]. Экспериментальные результаты указанных выше работ для области энергий 23 кэВ–1,0 МэВ показаны на рис. 15 и 16.

В данной системе мы рассматриваем только захват на ОС ядра ^{15}C , поскольку в работе [139] было показано, что вклад процесса радиационного захвата с переходом на первое возбужденное состояние с $J^\pi = 5/2^+$ в 25–30 раз меньше и при наличии имеющихся ошибок и неопределенностей в измерениях полных сечений им вполне можно пренебречь. Для описания полных сечений, как и ранее в работах [118, 130], мы рассматривали $E1$ -переход из нерезонансных при энергиях ниже 1,0 МэВ $^2P_{1/2}$ - и $^2P_{3/2}$ -волн рассеяния с потенциалом нулевой глубины без ЗС, т.е. с нулевыми фазами рассеяния, на $^2S_{1/2}$ -связанное ОС $n^{14}\text{C}$ -кластеров в ядре ^{15}C . Результаты расчета полных сечений радиационного $n^{14}\text{C}$ -захвата с приведенным ниже потенциалом ОС (23) при энергиях ниже 1,0 МэВ показаны на рис. 15 и 16 сплошными кривыми, причем на рис. 16 результаты расчета начинаются от 1 эВ. Полученные результаты расположены между разными экспериментальными данными, известными в области энергий от 23 кэВ до 1,0 МэВ, но лучше всего согласуются, по-видимому, с результатами работы [137], полученными в конце 2000-х гг.

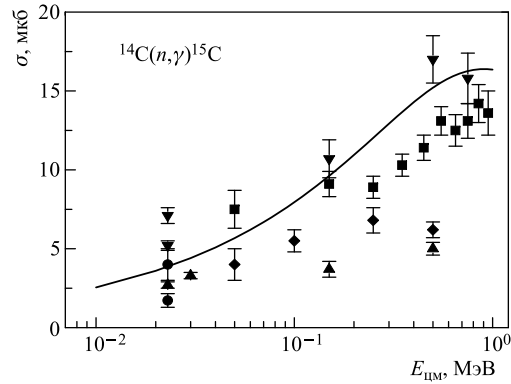


Рис. 15. Полные сечения радиационного $n^{14}\text{C}$ -захвата при энергиях 10 кэВ–1 МэВ. Экспериментальные точки: ■ — [134]; ● — [135]; ▲ — [136]; ▼ — [137]; ◆ — [138]. Кривые: расчет полных сечений для приведенных в тексте потенциалов

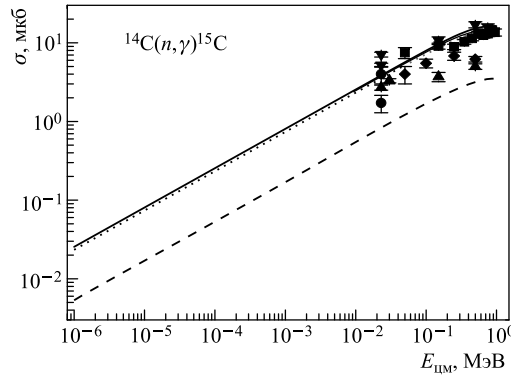


Рис. 16. Полные сечения радиационного $n^{14}\text{C}$ -захвата при энергиях 1 эВ–1 МэВ. Экспериментальные точки: ■ — [134]; ● — [135]; ▲ — [136]; ▼ — [137]; ◆ — [138]. Кривые: расчет полных сечений для приведенных в тексте потенциалов

Отсюда видно, что полные сечения захвата целиком зависят от формы потенциала основного состояния ядра ^{15}C в $n^{14}\text{C}$ -канале, поскольку при рассматриваемых энергиях 2P -потенциалы входного канала без ЗС можно просто положить равными нулю. Таким образом, потенциал СС, позволяющий приемлемо описать имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений радиационного захвата, приводит к правильному описанию основных характеристик ОС, а именно, энергии связи, зарядового радиуса и величины АК.

Заметим, что если использовать потенциал ОС ^{15}C без ЗС, например, с параметрами

$$V_{\text{gs}} = -19,994029 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{gs}} = 0,2 \text{ Фм}^{-2},$$

приводящий к энергии связи $-1,218090$ МэВ, АК на интервале $5-30$ Фм, равной $1,46(1)$, зарядовому $2,51$ Фм и массовому радиусу $2,63$ Фм, то результаты расчета полных сечений показаны на рис. 16 штриховой кривой, которая расположена заметно ниже всех экспериментальных данных.

Для того чтобы получить результаты, в целом правильно описывающие эксперимент, требуются параметры потенциала ОС ^{15}C без ЗС

$$V_{gs} = -4,593639 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{gs} = 0,02 \text{ Фм}^{-2},$$

что приводит к очень большой ширине и малой глубине взаимодействия, а результаты расчета сечений показаны на рис. 16 пунктирной кривой, которая практически сливается со сплошной кривой. Такой потенциал приводит к зарядовому радиусу $2,53$ Фм и массовому радиусу $2,92$ Фм, а его АК на интервале $15-30$ Фм оказывается равна $3,24(1)$, что заметно отличается от результатов для потенциала (23) и работ [131–133].

Поскольку при энергиях от 1 эВ до 1 кэВ расчетное сечение практически является прямой линией (сплошная кривая на рис. 16), его можно аппроксимировать простой функцией вида

$$\sigma_{\text{ар}}[\text{мкб}] = 0,7822\sqrt{E_n[\text{кэВ}]}.$$

Величина приведенной константы $0,7822 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{-1/2}$ определялась по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 1 эВ (с. ц. м.). Далее оказалось, что модуль $M(E)$ относительного отклонения расчетного теоретического сечения (4) и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией при энергиях менее 1 кэВ не превышает $0,4\%$. Если предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энергиях, то можно выполнить оценку величины сечения, которая, например, при энергии 1 мэВ (10^{-3} эВ = 10^{-6} кэВ) дает величину порядка $0,78 \cdot 10^{-3}$ мкб.

Поскольку для всех рассмотренных нами процессов радиационного захвата нейтрона легкими ядрами полные сечения были измерены начиная с области $5-25$ мэВ [130], было бы интересным выполнить измерения сечения данной реакции захвата хотя бы при энергиях 1 эВ– 1 кэВ, для которых приведенная выше формула предсказывает величины $0,025-0,782$ мкб.

6.3. Потенциалы $n^{14}\text{N}$ -рассеяния. Основное состояние ядра ^{15}N с $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$, поскольку ^{14}N имеет момент $J^\pi, T = 1^+, 0$ [119], может быть представлено смесью дублетного $^2P_{1/2}$ - и квартетного $^4P_{1/2}$ -состояний. Далее в качестве основных будут рассмотрены $E1$ -переходы из нерезонансных в области энергий до $0,5-0,6$ МэВ дублетной $^2S_{1/2}$ - и квартетной $^4S_{3/2}$ -волн рассеяния с одним связанным ЗС на ОС — $^2S_{1/2} + ^4S_{3/2} \rightarrow ^{2+4}P_{1/2}^{\text{gs}}$, т. е. будут рассчитаны следующие полные сечения реакции захвата:

$$\sigma_0(E1) = \sigma(E1, ^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}^1) + \sigma(E1, ^4S_{3/2} \rightarrow ^4P_{1/2}^1).$$

Тем самым, как и для $n^7\text{Li}$ -захвата, рассматриваются переходы на дублетную и квартетную части ВФ ОС, которые в данном подходе не отличаются и соответствуют СС в одном потенциале. Далее мы ограничимся только переходами на СС с минимальными значениями $J^\pi = 1/2^\pm$. При энергии 9,2221 МэВ в спектре ядра ^{15}N имеется возбужденный, но связанный в $n^{14}\text{N}$ -канале при $-1,6112$ МэВ с $J^\pi = 1/2^-$ уровень. Поэтому можно рассматривать дополнительные переходы $^2S_{1/2} + ^4S_{3/2} \rightarrow ^{2+4}P_{1/2}^{\text{es}}$, т. е. рассматривать полные сечения

$$\sigma_1(E1) = \sigma(E1, ^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}^2) + \sigma(E1, ^4S_{3/2} \rightarrow ^4P_{1/2}^2).$$

Кроме того, рассмотрим возможные переходы из $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -состояний рассеяния на второе, седьмое и девятое возбужденные состояния ядра ^{15}N с $J^\pi = 1/2^+$ при энергии 5,298822, 8,31262 и 9,04971 МэВ, связанные в $n^{14}\text{N}$ -канале, которые можно отнести к дублетной $^2S_{1/2}$ -волне. Причем будем рассматривать $^{2+4}P_{1/2}$ -состояние рассеяния, которое имеет резонанс при 492,6(0,65) кэВ и шириной около 8(3) кэВ (см., например, табл. 15.14 и 15.4 работы [119] — резонанс при 11,2928(7) МэВ). Расположенное рядом резонансное состояние при 430(5) кэВ с $J \geq 3/2$ и шириной около 3 кэВ (энергия 11,235(5) МэВ в табл. 15.4 [119]), но не определенной пока четностью [119], учитывать не будем. Потенциалы $^{2+4}P_{3/2}$ -волн, поскольку они не содержат ЗС и резонансов ниже 1,0 МэВ, примем равными нулю. Тогда можно анализировать процессы вида $^2P_{1/2} + ^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^{\text{es}}$ и представить полные сечения в форме

$$\begin{aligned} \sigma_3(E1) = & \sigma(E1, ^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^1) + \sigma(E1, ^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^1) + \\ & + \sigma(E1, ^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^2) + \sigma(E1, ^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^2) + \\ & + \sigma(E1, ^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^3) + \sigma(E1, ^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}^3). \end{aligned}$$

Переходя к построению потенциалов всех этих состояний, заметим, что дублетные связанные $^2S_{1/2}$ -уровни с одним связанным ЗС явно различаются по энергии связи и для каждого из них будут получены потенциалы взаимодействия. Потенциалы 2S - и 4S -волн рассеяния с одним связанным ЗС также должны явно различаться, но здесь не удалось построить потенциалы, которые учитывают резонансы в этих волнах. Заметим, что первый резонанс в $^2S_{1/2}$ -волне находится при энергии 11,4376(0,7) МэВ с $J^\pi = 1/2^+$ или 0,639(5) МэВ (ц. м.) выше порога $n^{14}\text{N}$ -канала с шириной 34 кэВ (л. с.), а в $^4S_{3/2}$ -волне при энергии 11,763(3) МэВ с $J^\pi = 3/2^+$ или 0,998(5) МэВ выше порога $n^{14}\text{N}$ -канала с нейтронной шириной около 45 кэВ (л. с.) [119]. Поэтому далее будем считать, что они должны приводить к близким к нулю фазам рассеяния и использовать для них одинаковые параметры потенциалов,

т. е. эти резонансы не учитываются. Состояния ^{2+4}P -рассеяния или связанные P -уровни смешаны по спину, так как полный момент $J^\pi = 1/2^-$ или $J^\pi = 3/2^-$ можно получить и для $^2P^-$, и для $^4P^-$ -волн. Поэтому далее потенциалы $^{2+4}P_J$ -состояний строятся для состояний полного момента J и также оказываются смешанными по спину.

В итоге для потенциалов дублетной $^2S_{1/2}$ - и квартетной $^4S_{3/2}$ -волн рассеяния с одним связанным ЗС использовались значения параметров, не учитывающие присутствие резонансов в рассматриваемой области энергий:

$$V_S = -19,0 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 0,06 \text{ Фм}^{-2}, \quad (23)$$

а результаты расчета $^2S_{1/2}$ - и $^4S_{3/2}$ -фаз с таким потенциалом при энергиях до 1,0 МэВ приводят к значениям в области $(0 \pm 2)^\circ$.

Для резонансного при 493 кэВ потенциала $^{2+4}P_{1/2}$ -волны без ЗС используются параметры

$$V_P = -13328,317 \text{ МэВ}, \quad \gamma_P = 50,0 \text{ Фм}^{-2}, \quad (24)$$

которые приводят к резонансной энергии 493 кэВ при ширине уровня 18,2 кэВ, что несколько больше измеренной величины [119]. Заметим, что для получения правильного значения ширины уровня пришлось бы сделать такой потенциал еще более узким, а параметр ширины уже имеет необычно большую величину.

Потенциал связанного $^{2+4}P_{1/2}$ -состояния без ЗС должен правильно воспроизводить энергию связи ОС ядра ^{15}N в $n^{14}\text{N}$ -канале при $-10,8333$ МэВ [119] и разумно описывать среднеквадратичный радиус ^{15}N , экспериментальное значение которого равно $2,612(9)$ Фм [119], при экспериментальном радиусе ^{14}N , равном $2,560(11)$ Фм [67]. В результате для потенциала ОС ядра ^{15}N в $n^{14}\text{N}$ -канале без ЗС были получены следующие параметры:

$$V_{gs} = -55,442290 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{gs} = 0,1 \text{ Фм}^{-2}. \quad (25)$$

Потенциал приводит к энергии связи $-10,83330001$ МэВ при точности КРМ 10^{-8} МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу $2,57$ Фм и массовому радиусу $2,59$ Фм. Для асимптотической константы, записанной в безразмерном виде на интервале $7-13$ Фм, получено значение $4,94(1)$. В работах [81] для этой величины приведено $5,69(7)$ $\text{Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета к безразмерной величине при $\sqrt{2k} = 1,184$ дает $4,81(6)$.

Для дополнительного контроля вычисления энергии ОС использовался вариационный метод, который уже на сетке с размерностью $N = 10$ и при независимом варьировании параметров для потенциала (25) позволил получить энергию $-10,83330000$ МэВ. Параметры вариационной радиальной ВФ приведены в табл. 13, а величина невязок не превышает 10^{-8} . Величина АК

Таблица 13. Вариационные параметры и коэффициенты разложения радиальной ВФ в $n^{14}\text{N}$ -системе для потенциала ОС ядра ^{15}N (25). Нормировка ВФ на интервале 0–30 Фм равна $N = 1,000000000000001$

i	α_i	C_i
1	2,763758363387135E-002	-3,542736101468866E-004
2	5,252886535294879E-002	-6,584466560462019E-003
3	9,444752983481111E-002	-4,679747477384075E-002
4	1,088660404093062E-001	1,318491526218144E-002
5	1,503486884800729E-001	-1,087314408835770E-001
6	2,226413018972464E-001	-8,992256982354141E-002
7	2,684402252313877E-001	-5,745985900990638E-002
8	3,736191607656845E-001	-2,834463978909703E-002
9	7,499707281247036E-001	-1,302287964205851E-004
10	6,009438691088970	2,060489845515652E-006

в области 7–14 Фм оказалась равна 4,9(1), а зарядовый радиус не отличается от величины, полученной выше в КРМ-расчетах.

В результате для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину $-10,833300005(5)$ МэВ. Таким образом, точность определения энергии связи ядра ^{15}N для заданного межкластерного потенциала (25) в двухчастичном канале, полученная двумя методами (КРМ и ВМ) по двум различным компьютерным программам, может быть записана в виде $\pm 5 \cdot 10^{-9}$ МэВ = ± 5 мэВ и совпадать с задаваемой точностью КРМ.

Параметры потенциала ВС ядра ^{15}N при энергии $-1,6112$ в $n^{14}\text{N}$ -канале с моментом $J^\pi = 1/2^-$, совпадающим с моментом ОС, имеют значения

$$V_{\text{es}} = -33,120490 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{\text{gs}} = 0,1 \text{ Фм}^{-2}. \quad (26)$$

Потенциал приводит к энергии связи $-1,611200$ МэВ при точности КРМ 10^{-6} МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2,58 Фм и массовому радиусу 2,71 Фм. Для асимптотической константы, записанной в безразмерном виде на интервале 8–30 Фм, получено значение 1,19(1).

Для потенциалов ВС с $J^\pi = 1/2^+$ в ядре ^{15}N , которые сопоставляются $^2S_{1/2}$ -связанным в $n^{14}\text{N}$ -канале уровням, использовалась такая же ширина, как для ОС. Например, для потенциала первого связанного в $n^{14}\text{N}$ -канале $^2S_{1/2}$ -состояния при энергии 5,298822 МэВ относительно ОС или $-5,534478$ МэВ относительно порога $n^{14}\text{N}$ -канала использованы значения

$$V_{1S} = -66,669768 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{1S} = 0,1 \text{ Фм}^{-2}.$$

Потенциал приводит к энергии связи $-5,534478$ МэВ, зарядовому радиусу 2,57 Фм, массовому радиусу 2,69 Фм и АК 5,65(1) на интервале расстояний 8–20 Фм.

Для потенциала второго связанного в $n^{14}\text{N}$ -канале ${}^2S_{1/2}$ -состояния при энергии 8,31263 МэВ относительно ОС или $-2,52068$ МэВ относительно порога $n^{14}\text{N}$ -канала использованы значения

$$V_{2S} = -56,271191 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{2S} = 0,1 \text{ Фм}^{-2}.$$

Потенциал приводит к энергии связи $-2,520680$ МэВ, зарядовому радиусу $2,58$ Фм, массовому радиусу $2,77$ Фм и АК $3,34(1)$ на интервале расстояний $8-21$ Фм.

Для потенциала третьего связанного в $n^{14}\text{N}$ -канале ${}^2S_{1/2}$ -состояния при энергии $9,04971$ МэВ относительно ОС или $-1,78362$ МэВ относительно порога $n^{14}\text{N}$ -канала использованы значения

$$V_{3S} = -53,1402573 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{3S} = 0,1 \text{ Фм}^{-2}.$$

Потенциал приводит к энергии связи $-1,783620$ МэВ, зарядовому радиусу $2,58$ Фм, массовому радиусу $2,82$ Фм и АК $2,78(1)$ на интервале расстояний $8-27$ Фм.

6.4. Полные сечения $n^{14}\text{N}$ -захвата. Переходя к непосредственному описанию результатов наших расчетов, заметим, что все использованные экспериментальные данные для полных сечений радиационного $n^{14}\text{N}$ -захвата были получены из базы данных [67], а сами данные приведены в работах [69, 140–142]. Эти данные получены для области энергий 25 мэВ– 65 кэВ и показаны на рис. 17 вместе с результатами нашего расчета (сплошная кривая) полных суммарных сечений радиационного $n^{14}\text{N}$ -захвата на рассмотренные выше связанные ${}^{2+4}P_{1/2}$ - и ${}^2S_{1/2}$ -состояние ядра ${}^{15}\text{N}$ с приведенными потенциалами при энергиях ниже $1,0$ МэВ. Результаты разных работ при энергии 25 мэВ имеют значения полных сечений в интервале $77-80$ мб. Они приведены на рис. 17 одной точкой, и, например, в одной из самых последних работ [141] для этой энергии получена величина $80,3(6)$ мб.

На рис. 17 штриховой кривой в нерезонансной области показаны расчеты сечений для перехода из S -волн рассеяния (23) на ОС (25), штрихпунктирной на возбужденное ${}^{2+4}P_{1/2}$ -состояние с потенциалом (26), а двойной штрихпунктир обозначает их сумму. Резонансная часть сечений для потенциала ${}^2P_{1/2}$ -рассеяния в виде (24) и нулевого потенциала ${}^2P_{3/2}$ -волны непрерывного спектра определяется переходами на 1, 2 и 3 связанные ${}^2S_{1/2}$ -состояния. Эти сечения обозначены штриховой, пунктирной и штрихпунктирной кривыми, а сплошной кривой в области резонанса, т. е. около $5-1000$ кэВ, показана их сумма. Другая сплошная кривая показывает суммарные сечения во всей области энергий от 10^{-5} кэВ до $1,0$ МэВ.

Из приведенного рис. 17 видно, что результаты нашего расчета вполне описывают данные по сечениям захвата при 25 мэВ, но не воспроизводят измерения работы [142] при энергии 65 кэВ, показанные светлым кружком.

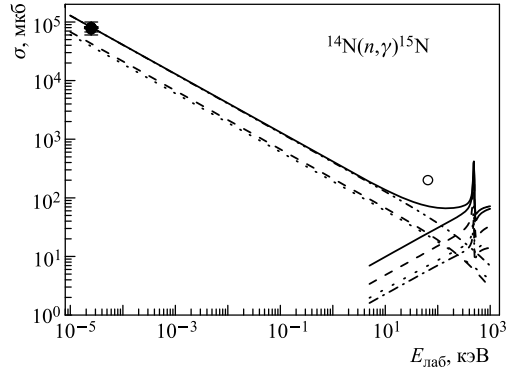


Рис. 17. Полные сечения радиационного $n^{14}\text{N}$ -захвата. Экспериментальные точки: ● — [69, 140, 141]; ○ — [142]. Кривые: расчет полных сечений для приведенных в тексте потенциалов

Причина этого, по-видимому, заключается в отсутствии учета переходов из резонансных $^2S_{1/2}$ - и $^4S_{3/2}$ -волн рассеяния с относительно большой шириной на ОС и первое возбужденное $^{2+4}P_{1/2}$ -состояния с $J^\pi = 1/2^-$.

Далее, если для сравнения использовать $^2S_{1/2}$ - и $^4S_{3/2}$ -потенциалы рассеяния с нулевыми фазами и нулевой глубиной, который не содержит ЗС, т. е. не согласуется с приведенной выше классификацией ЗС и РС по схемам Юнга, то результаты расчета сечений для потенциала ОС (25) и ВС (26) находятся выше всех экспериментальных данных более чем на порядок.

Из полученных результатов видно, что в данной системе вполне удастся согласовать описание полных сечений процесса радиационного захвата при самой низкой энергии и характеристик СС, включая АК, ядра ^{15}N в $n^{14}\text{N}$ -канале на основе рассмотренной комбинации потенциалов (23) и (25). Иными словами, если фиксировать параметры потенциала ОС ядра ^{15}N в $n^{14}\text{N}$ -канале на основе правильного описания его характеристик, включая АК, то на основе классификации ЗС и РС по схемам Юнга вполне удастся найти такие $^{2+4}S_{1/2}$ -потенциалы рассеяния, которые позволяют правильно описать как фазы упругого рассеяния, близкие к нулю, так и величину полных сечений процесса радиационного $n^{14}\text{N}$ -захвата при энергии 25 мэВ. Дальнейшие измерения полных сечений при других энергиях позволило бы более однозначно выяснить качество описания таких сечений в рассматриваемой модели для потенциалов с ЗС.

Поскольку при энергиях от 10 мэВ до 10 кэВ расчетные сечения, представленные на рис. 17 сплошной кривой, являются практически прямой линией, их можно аппроксимировать функцией от энергии вида (3). Величина константы $406,4817 \text{ мкб} \cdot \text{кэВ}^{1/2}$ определялась по одной точке в сечениях при

минимальной энергии, равной 10 мэВ (л. с.). Модуль (4) относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения приведенной выше функцией (3) в области до 10 кэВ не превышает 0,9%. При выполнении оценки величины сечения, например, при энергии 1 мкэВ (10^{-6} эВ = 10^{-9} кэВ) она дает величину порядка 12,8 б.

7. РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ В $n^{16}\text{O}$ -СИСТЕМЕ

Следующим рассмотрим процесс $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$, который входит в цепочку первичного нуклеосинтеза (1) и представляет дополнительный интерес, поскольку является реакцией на последнем ядре $1p$ -оболочки с образованием ^{17}O , выходящим за ее пределы. Как уже говорилось, здесь предполагается, что СС ядра ^{17}O обусловлено кластерным каналом, состоящим из начальных частиц, которые участвуют в реакции, т. е. из $n^{16}\text{O}$ -кластеров. Переходя к анализу полных сечений $n^{16}\text{O}$ -захвата, рассмотрим вначале классификацию орбитальных состояний $n^{16}\text{O}$ -системы по схемам Юнга. Основному связанному состоянию ядра ^{16}O соответствует схема Юнга {4444} [2, 18, 117], поэтому для $n^{16}\text{O}$ -системы имеем $\{1\} \times \{4444\} \rightarrow \{5444\} + \{44441\}$ [92]. Первая из полученных схем совместима с орбитальным моментом $L = 0$ и является запрещенной, поскольку в s -оболочке не может быть пять нуклонов, а вторая схема разрешена и совместима с орбитальным моментом $L = 1$ [92].

Таким образом, в потенциале $^2S_{1/2}$ -волны, которая соответствует первому возбужденному состоянию ядра ^{17}O в $n^{16}\text{O}$ -канале и состояниям рассеяния этих кластеров, имеется запрещенное связанное состояние, а 3P -волна рассеяния ЗС не содержит, но разрешенное состояние с {44441} может располагаться как в непрерывном, так и в дискретном спектре. Основное состояние ядра ^{17}O в $n^{16}\text{O}$ -канале, которое находится при энергии $-4,1436$ МэВ [143], относится к $^2D_{5/2}$ -волне и также не содержит СС. Однако, как уже говорилось, у нас отсутствуют полные таблицы произведений схем Юнга для системы с числом частиц больше восьми [32], которые использовались нами ранее для подобных расчетов [2, 3, 6, 8, 15]. Поэтому полученный выше результат следует считать лишь качественной оценкой возможных орбитальных симметрий в связанных состояниях ядра ^{17}O для $n^{16}\text{O}$ -канала.

7.1. Фазы и потенциалы $n^{16}\text{O}$ -рассеяния. Для выполнения расчетов радиационного захвата в рамках ПКМ требуется знать потенциалы упругого $n^{16}\text{O}$ -рассеяния в $^2S_{1/2}$ -, $^2P_{1/2}$ -, $^2P_{3/2}$ -, $^2D_{3/2}$ - и $^2D_{5/2}$ -волнах, а также взаимодействия $^2D_{5/2}$ -основного и первого возбужденного, но связанного $^2S_{1/2}$ -состояния ядра ^{17}O в $n^{16}\text{O}$ -канале. Именно для перехода на эти СС имеются экспериментальные данные для полных сечений радиационного захвата, полученные в работе [144].

Как уже говорилось, потенциалы процессов рассеяния строятся на основе фаз упругого рассеяния, которые выше 1,1 МэВ были получены в рабо-

тах [145, 146]. Для области энергий 0,2–0,7 МэВ имеются результаты фазового анализа [147], основанные на измерениях дифференциальных сечений упругого $n^{16}\text{O}$ -рассеяния [148] в области резонанса при 0,433 МэВ [143]. Позже появились новые экспериментальные данные [149] по функции возбуждения при энергиях от 0,5 до 6,2 МэВ, приведенные в базе данных EXFOR [68], и которые, насколько нам известно, не использовались до настоящего времени в фазовых анализах при энергиях в области ${}^2D_{3/2}$ -резонанса 1,0 МэВ [143].

Данные [149] использованы нами далее для выполнения фазового анализа и извлечения формы фазы в ${}^2D_{3/2}$ -волне $n^{16}\text{O}$ -рассеяния. Искользованные функции возбуждения при 40° (л. с.) [149] показаны на рис. 18 в области энергий от 0,75 до 1,25 МэВ (л. с.) светлыми кружками. На рис. 18 не приводятся экспериментальные ошибки, которые в некоторых точках достигают до 25 %, поскольку они сильно загромождают рисунок, так как в нашем анализе использовалось более 500 точек для сечений при разных энергиях из функций возбуждения, полученных в работе [149].

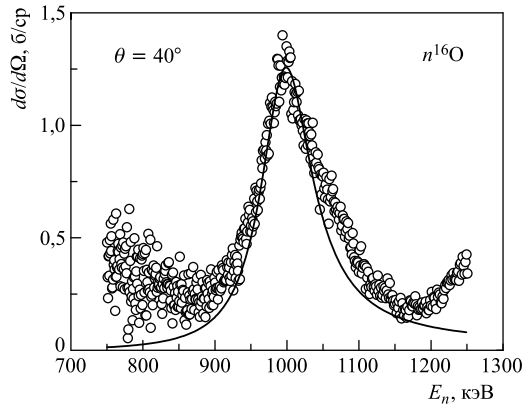


Рис. 18. Функции возбуждения в упругом $n^{16}\text{O}$ -рассеянии в области ${}^2D_{3/2}$ -резонанса при 1,0 МэВ (кружки) [149]. Кривая – расчет сечений с приведенным в тексте потенциалом

Заметим, что ниже 0,7–0,8 МэВ неоднозначность данных [149] резко возрастает, однако для извлечения ${}^2D_{3/2}$ -фазы рассеяния достаточно рассматривать область энергий, показанную на рис. 18, которая имеет сравнительно малые неоднозначности, и такие данные вполне можно использовать для выполнения фазового анализа. Ранее мы уже проводили подобные фазовые анализы в системах $n^{12}\text{C}$ [95], $p^{12}\text{C}$ [93], $p^6\text{Li}$ [63] и $p^{13}\text{C}$ [94, 150], причем в основном при астрофизических энергиях.

Детали используемого нами метода поиска фаз в упругом рассеянии частиц со спином $1/2+0$ приведены в работе [7], основные выражения в [7, 23],

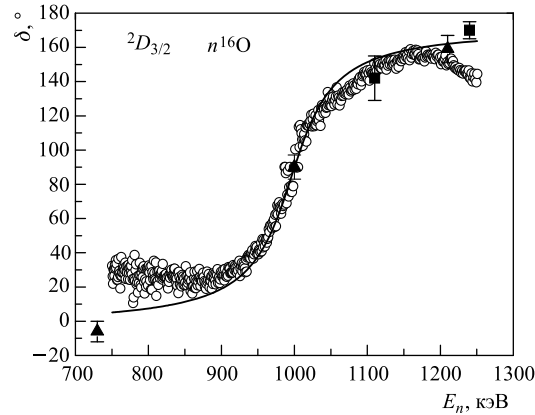


Рис. 19. ${}^2D_{3/2}$ -фаза упругого $n^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях: \circ — результаты нашего фазового анализа, выполненного на основе данных [149]; \blacksquare — результаты фазового анализа из работы [145]; \blacktriangle — результаты анализа из работы [147], сплошная кривая — расчет фазы с приведенным в тексте потенциалом

а результаты настоящего анализа $n^{16}\text{O}$ -упругого рассеяния в области энергий от 0,75 до 1,25 МэВ показаны на рис. 19 светлыми кружками. На рис. 19 темными квадратами отмечены результаты фазового анализа из работы [145], полученные выше 1,1 МэВ, а темными треугольниками — результаты анализа из работы [147].

Величина χ^2 , поскольку рассматривается только одна точка в сечениях для каждой энергии, имеет среднее значение $4,7 \cdot 10^{-3}$ с максимальной парциальной величиной $\chi_i^2 = 0,6$ при энергии 999,5 кэВ. Для описания сечений в функциях возбуждения [149] по крайней мере при энергиях до 1,2–1,25 МэВ не требуется учитывать ${}^2S_{1/2}$ -фазу рассеяния, поскольку ее присутствие не меняет величины χ^2 , т. е. ее значение можно принять равным нулю.

Для описания полученной в результате фазового анализа ${}^2D_{3/2}$ -фазы можно использовать простой гауссов потенциал без ЗС с параметрами

$$V_D = -95,797 \text{ МэВ}, \quad \gamma_D = 0,17 \text{ Фм}^{-2}, \quad (27)$$

который приводит к резонансной энергии 1000 кэВ при фазе $90,0(0,1)^\circ$ с шириной уровня 88 кэВ (л. с.) или 83 кэВ (ц. м.). В то же время в табл. 17.17 работы [143] для значения ширины приведено 96 кэВ (ц. м.) или 102 кэВ (л. с.) при энергии уровня (1000 ± 2) кэВ (л. с.).

Энергетическая зависимость ${}^2D_{3/2}$ -фазы потенциала (27) показана на рис. 19 сплошной кривой. Такой потенциал хорошо описывает поведение фазы рассеяния в области резонанса и вполне согласуется с предыдущими

извлечением фазы рассеяния [145, 147]. Форма сечений в функциях возбуждения, рассчитанная с ${}^2D_{3/2}$ -фазой потенциала (27) при нулевых значениях других фаз, показана на рис. 18 сплошной кривой.

Далее мы будем рассматривать полные сечения радиационного захвата с учетом $E1$ -переходов из ${}^2P_{3/2}$ -резонанса в $n^{16}\text{O}$ -рассеянии при 433 кэВ на основное и первое возбужденное состояние ядра ${}^{17}\text{O}$. Для построения ${}^2P_{3/2}$ -потенциала рассеяния кроме данных о положении и ширине такого уровня из обзора [143] (см. табл. 17.17) используем результаты фазового анализа [147], показанные треугольниками на рис. 20. В итоге находим, что для описания резонансной ${}^2P_{3/2}$ -фазы рассеяния при 433(2) кэВ (л. с.) с шириной 45 кэВ (ц. м.) или 48 кэВ в л. с. [143, 148] требуется потенциал без ЗС с параметрами

$$V_P = -1583,545 \text{ МэВ}, \quad \gamma_P = 6,0 \text{ Фм}^{-2}, \quad (28)$$

который приводит к ширине уровня 44 кэВ (ц. м.) или 47 кэВ (л. с.) при резонансе 433 кэВ (л. с.), т. е. его фаза при этой энергии равна $90,0(0,2)^\circ$, а полная зависимость фазы от энергии в области резонанса показана на рис. 20 сплошной кривой. Для потенциалов нерезонансных ${}^2P_{1/2}$ - и ${}^2D_{5/2}$ -волн рассеяния, поскольку в спектрах ${}^{17}\text{O}$ ниже 1,0–1,3 МэВ не наблюдается уровней с $J = 1/2^-$ и $5/2^+$ и они не имеют ЗС, использовалось $V_0 = 0$ МэВ, т. е. нулевые фазы рассеяния.

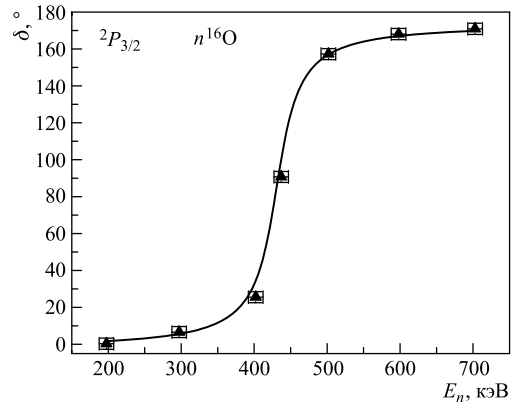


Рис. 20. ${}^2P_{3/2}$ -фаза упругого $n^{16}\text{O}$ -рассеяния при низких энергиях. ▲ — результаты фазового анализа из работы [147]. Сплошная кривая — расчет фазы с приведенным в тексте потенциалом

Еще раз обратим внимание, что по известной энергии резонансного уровня в спектрах ядра ${}^{17}\text{O}$ (см. табл. 17.17 [143]) и его ширине потенциал строится полностью однозначно. Невозможно найти другие параметры V_0 и γ , которые были бы способны правильно передать резонансную энергию уровня

и его ширину, если задано количество ЗС, которое в данном случае равно нулю. Глубина такого потенциала однозначно определяет положение резонанса, т. е. резонансную энергию уровня, а его ширина задает определенную ширину этого резонансного состояния.

Поскольку мы будем рассматривать электромагнитные переходы на основное связанное состояние с $J^\pi, T = 5/2^+, 1/2$ при энергии $-4,1436$ МэВ и первое возбужденное с $J^\pi = 1/2^+$ при $-3,2729$ МэВ ядра ^{17}O в $n^{16}\text{O}$ -канале [143], нам потребуются потенциалы взаимодействия $n^{16}\text{O}$ -кластеров в СС. Ширины таких потенциалов фиксировались на основе правильного описания энергии связи уровня и его зарядового радиуса ядра ^{17}O , равного в ОС $2,6932(75)$ Фм [151]. Затем выполнялось сравнение рассчитанных с ними асимптотических констант $n^{16}\text{O}$ -канала с другими данными.

В результате для $^2D_{5/2}$ -потенциала ОС ядра ^{17}O в $n^{16}\text{O}$ -канале без ЗС найдены параметры

$$V_{D0} = -102,2656782 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{D0} = 0,15 \text{ Фм}^{-2}, \quad (29)$$

которые позволяют получить энергию связи $-4,1436000$ МэВ при точности 10^{-7} МэВ, зарядовый радиус $2,71$ Фм, массовый радиус $2,73$ Фм, а АК на интервале расстояний $6-16$ Фм оказалась равна $C_w = 0,75(1)$ [25]. В качестве зарядового радиуса нейтрона использовалось нулевое значение, его массовый радиус полагался равным аналогичному радиусу протона $0,8775(51)$ Фм [49], а для зарядового радиуса ^{16}O использовалось $2,710(15)$ Фм [143]. В работе [131] для АК ОС получено $0,9 \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета с $\sqrt{2k} = 0,933$ к безразмерной величине дает $0,96$. В работе [25] для ОС приведено $0,77(8)$, что с учетом ошибок точно согласуется с полученным выше значением.

Для $^2S_{1/2}$ -потенциала первого возбужденного состояния ядра ^{17}O в $n^{16}\text{O}$ -канале с одним ЗС найдены параметры

$$V_{S1} = -81,746753 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{S1} = 0,15 \text{ Фм}^{-2}, \quad (30)$$

которые приводят к энергии связи $-3,2729000$ МэВ относительно порога $n^{16}\text{O}$ -канала или $0,8707$ МэВ относительно ОС ядра ^{17}O при точности 10^{-7} МэВ, зарядовому радиусу $2,71$ Фм, массовому радиусу $2,80$ Фм и АК на интервале расстояний $6-17$ Фм, равной $C_w = 3,09(1)$. Для этого уровня в работе [131] для АК получено $3,01 \text{ Фм}^{-1/2}$, что после перерасчета с $\sqrt{2k} = 0,934$ дает $3,22$. Как видно, и в этом случае величины асимптотических констант совпадают с точностью порядка 4% .

Для дополнительного контроля вычисления энергии СС использовался вариационный метод [24], который для ОС уже на сетке с размерностью $N = 10$ и при независимом варьировании параметров для потенциала (29) позволил получить энергию $-4,1435998$ МэВ. Параметры вариационной ВФ

Таблица 14. Вариационные параметры и коэффициенты разложения радиальной ВФ в $n^{16}\text{O}$ -системе для потенциала основного связанного $5/2^+$ -состояния (28). Нормировка ВФ на интервале 0–30 Фм равна $N = 9,99999999996603\text{E}-001$

i	α_i	C_i
1	2,970820484267648E-002	5,999898648526680E-002
2	1,355376641105716E-002	-5,268187781652860E-006
3	2,971441871730051E-002	-6,024647870785407E-002
4	6,553466412237838E-002	-3,087819670804185E-003
5	1,253831431831826E-001	-1,906462762571792E-002
6	2,156627509028788E-001	-6,585296562529887E-002
7	3,393826502547065E-001	-1,006636861923295E-001
8	5,166966410860497E-001	-4,627970949895152E-002
9	1,063579836670607	-1,116683372038532E-003
10	1,639614546923715	2,440471375269290E-004

приведены в табл. 14, а величина невязок не превышает 10^{-8} [24]. Зарядовый радиус и АК на интервале 6–16 Фм не отличаются от величин, полученных в КРМ-расчетах.

Как уже говорилось, для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину $-4,1435999(1)$ МэВ. Таким образом, точность определения энергии связи двумя методами по двум различным компьютерным программам находится на уровне $\pm 0,1$ эВ в полном соответствии с задаваемой в КРМ программе ошибкой поиска энергии связи 10^{-7} МэВ.

Для энергии первого СС на сетке с размерностью $N = 10$ и при независимом варьировании параметров для потенциала (30) получена энергия $-3,2728998$ МэВ. Параметры вариационной ВФ приведены в табл. 15, а величина невязок не превышает 10^{-10} [24]. Зарядовый радиус и АК на ин-

Таблица 15. Вариационные параметры и коэффициенты разложения радиальной ВФ в $n^{16}\text{O}$ -системе для потенциала первого возбужденного $1/2^+$ -состояния (29). Нормировка ВФ на интервале 0–30 Фм равна $N = 9,999999975230215\text{E}-001$

i	α_i	C_i
1	1,268144327251019E-002	7,701423164869143E-003
2	4,193709029136675E-003	4,794229107401904E-005
3	2,881642596445175E-002	5,677769979981124E-002
4	6,245243687002310E-002	1,570309903921747E-001
5	1,259974114760052E-001	2,619817602771229E-001
6	2,163927688688810E-001	-4,833513946049395E-002
7	3,383830162751630E-001	-7,529455791580352E-001
8	5,187698913796229E-001	-4,062518687767323E-001
9	1,062316903143099	-5,106918680411997E-003
10	1,867671209905880	4,235490376362463E-004

тервале 6–20 Фм не отличаются от величин, полученных в КРМ-расчетах. И здесь для реальной энергии связи можно принять среднюю величину $-3,2728999(1)$ МэВ, т. е. точность определения энергии двумя методами по двум различным компьютерным программам также находится на уровне $\pm 0,1$ эВ = ± 100 мэВ.

7.2. Полные сечения радиационного захвата. Ранее реакция радиационного $n^{16}\text{O}$ -захвата была рассмотрена на основе модели прямого захвата в работе [108], где была показана возможность описания имеющихся экспериментальных данных [144] в области 20–280 кэВ. Далее на основе модели свертки [152] было показано, что удастся описать имеющиеся экспериментальные данные [144] в области энергий 20–60 кэВ. Затем на основе метода генераторной координаты (МГК) с учетом только $E1$ -перехода в работе [153] было получено правильное описание полных сечений в области 20–280 кэВ [144]. И, наконец, в работе [154] на основе МГК и микроскопического R -матричного анализа на основе $E1$ - и $M1$ -процессов в целом удалось правильно воспроизвести экспериментальные полные сечения при энергиях от 25 мэВ [155] до 280 кэВ [144], т. е. до резонанса при 433 кэВ, соответствующего ${}^2P_{3/2}$ -волне $n^{16}\text{O}$ -рассеяния [143], и предсказать возможное поведение сечений в области ${}^2D_{3/2}$ -резонанса. Однако до сих пор не рассматривались энергии около ${}^2P_{3/2}$ -резонанса, при которых появились сравнительно новые экспериментальные данные [83] от 160 до 560 кэВ.

Здесь на основе ПКМ с ЗС [6, 7] и учетом данных [83] будут рассмотрены полные сечения $n^{16}\text{O}$ -захвата в области энергий 10 мэВ–1,3 МэВ. При этом учитываются следующие $E1$ -переходы:

- 1) из ${}^2P_{3/2}$ -волны рассеяния на ${}^2D_{5/2}$ -основное связанное состояние;
- 2) из ${}^2P_{1/2}$ - и ${}^2P_{3/2}$ -волн рассеяния на первое ${}^2S_{1/2}$ -возбужденное состояние, которое связано в $n^{16}\text{O}$ -канале ядра ${}^{17}\text{O}$.

Кроме того, рассмотрены $M1$ -процессы:

- 1) из резонансной ${}^2D_{3/2}$ -волны на ОС ядра ${}^{17}\text{O}$;
- 2) из ${}^2S_{1/2}$ -волны рассеяния на первое ${}^2S_{1/2}$ -возбужденное состояние при самых низких энергиях.

Полные сечения других возможных переходов, например, $E2$ из резонансной ${}^2D_{3/2}$ -волны на первый возбужденный ${}^2S_{1/2}$ -уровень или $M1$ из нерезонансной ${}^2D_{5/2}$ -волны рассеяния на основное ${}^2D_{5/2}$ -состояние и др., оказались на 2–3 порядка меньше. Раздельное рассмотрение переходов на ОС и первое ВС оказалось возможным благодаря измерениям, выполненным в работе [144] в области энергий 20–280 кэВ. Кроме того, результаты измерений [144] показали преобладание сечений захвата на первое ВС перед захватом на ОС ядра ${}^{17}\text{O}$.

Результаты наших расчетов полных сечения для $M1$ - и $E1$ -переходов на ОС с приведенными выше потенциалами (27)–(29) в сравнении с экспериментальными данными [83, 144] представлены на рис. 21 сплошной кривой. Се-

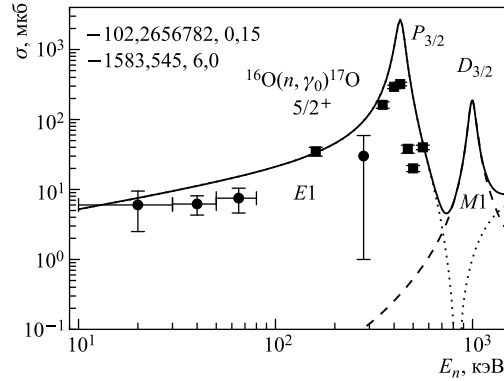


Рис. 21. Полные сечения $E1$ -радиационного $n^{16}\text{O}$ -захвата на основное $5/2^+$ -состояние. Экспериментальные данные взяты из работ: ● — [144]; ■ — [83]. Сплошная кривая — наш расчет для потенциалов (27)–(29)

чения $M1$ -перехода из ${}^2D_{3/2}$ -волны рассеяния при энергиях до 1,3 МэВ, т. е. в области ${}^2D_{3/2}$ -резонанса, представлены штриховой кривой, а для $E1$ -процесса с переходом из ${}^2P_{3/2}$ -волны рассеяния на ОС — пунктирной. Из рис. 21 видно, что проведенные расчеты с учетом $M1$ - и $E1$ -переходов вполне приемлемо передают результаты экспериментальных измерений полных сечений работы [144] на ОС ядра ${}^{17}\text{O}$, которое плавно уменьшается с уменьшением энергии. Причем потенциалы ${}^2P_{3/2}$ - и ${}^2D_{3/2}$ -волн рассеяния, а также ${}^2D_{5/2}$ -связанного состояния $n^{16}\text{O}$ -системы кластеров, которые не содержат ЗС, строились на основе простых предположений о согласованности потенциала рассеяния с фазами рассеяния, а потенциала СС с основными характеристиками этих состояний для ядра ${}^{17}\text{O}$ (энергии связи и зарядовый радиус, АК). На рис. 21 квадратами показаны результаты измерений полных рассеяний, выполненных в резонансной области от 160 до 560 кэВ, из работы [83], в которой приведены, по-видимому, суммарные данные для переходов на ОС и первое возбужденное состояние.

Результаты наших расчетов сечений для $E1$ -переходов из ${}^2P_{3/2}$ - и ${}^2P_{1/2}$ -волн рассеяния в области энергий от 10 кэВ до 1,3 МэВ без учета второго резонанса в ${}^2P_{3/2}$ -волне при 1312 кэВ [143] на первое ВС ядра ${}^{17}\text{O}$ показан на рис. 22 сплошной кривой. Здесь точками показаны результаты измерений сечений из работ [144] для перехода на первый возбужденный $1/2^+$ -уровень в области энергии 20–280 кэВ, а квадратами — измерения полных сечений из [83]. Из рис. 22 видно, что измерения работы [83] лучше согласуются с более ранними экспериментальными результатами для переходов на первое ВС [144] и вполне приемлемо описываются в наших расчетах при энергиях 20–560 кэВ.

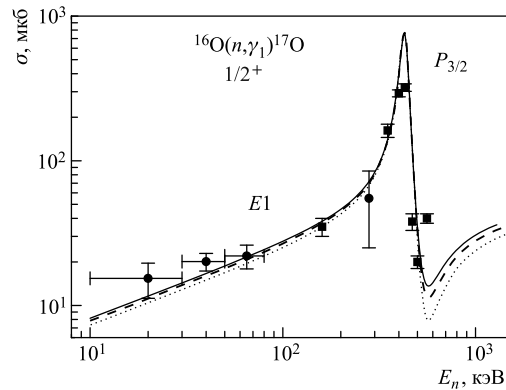


Рис. 22. Полные сечения $E1$ -радиационного $n^{16}\text{O}$ -захвата на первое возбужденное $1/2^+$ -состояние ^{17}O . Экспериментальные данные взяты из работ: ● — [144]; ■ — [83]. Сплошная кривая — наш расчет полного сечения для потенциалов, приведенных в тексте

Далее из приведенной выше классификации ЗС по схемам Юнга видно, что в P -волне может присутствовать разрешенное СС. Поэтому по аналогии с рассмотренной ранее $n^{12}\text{C}$ -системой [156] можно считать, что второе возбужденное состояние с $J^\pi = 1/2^-$ при энергии 3,055 МэВ относительно ОС может принадлежать ${}^2P_{1/2}$ -волне и являться СС потенциала рассеяния. Тогда следует принять наличие связанного РС в этой парциальной волне, которая по-прежнему должна приводить к нулевой фазе рассеяния.

В таком случае принимаем, например, параметры ${}^2P_{1/2}$ -потенциала немного глубже, чем были определены для взаимодействия с $J^\pi = 3/2^-$ (28):

$$V_{1/2} = -1593,43535 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{1/2} = 6,0 \text{ Фм}^{-2}.$$

Он дает близкие к нулю фазы в области до 1 МэВ и приводит к энергии связи $-1,08824$ МэВ относительно $n^{16}\text{O}$ -порога при точности КРМ 10^{-5} МэВ. Зарядовый радиус ядра ^{17}O во втором возбужденном $1/2^-$ -состоянии получается 2,70 Фм, массовый радиус 2,65 Фм, а АК равна 0,22 на интервале 2–18 Фм. Для полных сечений захвата при $E1$ -процессе ${}^2P_{1/2} + {}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ с таким потенциалом и потенциалом (30) получим результаты, практически совпадающие с предыдущими, — они показаны на рис. 22 штриховой кривой.

Нам не удалось найти значения АК для второго возбужденного состояния при 3,055 МэВ с $J^\pi = 1/2^-$, поэтому сравнить полученное выше значение АК не представляется возможным. Для того чтобы хотя бы частично избавиться от имеющейся неоднозначности параметров этого потенциала рассеяния, рассмотрим другой его вариант, с более широкой ямой взаимодействия

$$V_{1/2} = -270,71124 \text{ МэВ}, \quad \gamma_{1/2} = 1,0 \text{ Фм}^{-2},$$

который также приводит к близким к нулю фазам, энергии связи, равной $-1,08824$ МэВ при точности КРМ 10^{-5} МэВ, зарядовому радиусу $2,70$ Фм, массовому радиусу $2,69$ Фм и АК, равной $0,39$ на интервале $3-23$ Фм, которая практически в два раза больше результатов для предыдущего потенциала. Полные сечения захвата при использовании этого потенциала $1/2^-$ -волны показаны на рис. 22 пунктирной кривой. Из этих результатов видно, что сечения несильно зависят от наличия в $1/2^-$ -волне связанного разрешенного состояния, если ширина такого потенциала сравнима с шириной взаимодействия в ${}^2P_{3/2}$ -волне и находится в области $1,0-6,0$ Фм, а величины АК лежат в интервале от $0,2$ до $0,4$. Таким образом, нельзя использовать данный переход для однозначного выбора вида потенциала взаимодействия в ${}^2P_{1/2}$ -волне рассеяния и определять присутствие в нем разрешенного связанного состояния при $J = 1/2^-$.

Суммарное сечение для $E1$ -переходов на ОС $5/2^+$ и первое ВС $1/2^+$ показаны на рис. 23. Видно, что результаты расчетов вполне воспроизводят данные из работ [144], а результаты измерений [83] лежат в основном несколько ниже расчетной кривой. Заметим, что здесь еще не рассмотрены возможные при самых низких энергиях $M1$ -переходы, которые могут несколько увеличить полные сечения при минимальной, показанной на рис. 23, энергии. При рассмотрении $M1$ -перехода в области тепловых энергий для описания сечений захвата в данной системе кластеров использованных выше критериев оказывается недостаточно для однозначного определения S -потенциала. Как будет видно далее, приходится несколько варьировать его параметры для лучшего описания экспериментальных данных [155] при самой низкой энергии 25 мэВ.

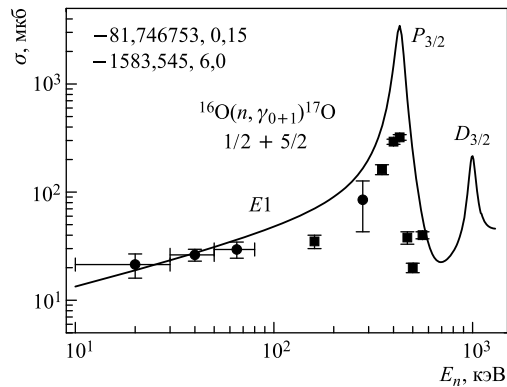


Рис. 23. Полные сечения $E1$ -радиационного $n^{16}\text{O}$ -захвата на $5/2^+$ ОС и первое возбужденное $1/2^+$ -состояние ${}^{17}\text{O}$. Экспериментальные данные взяты из работ: ● — [144]; ■ — [83]. Сплошная кривая — наш расчет полного сечения для потенциалов, приведенных в тексте

Переходя теперь к рассмотрению области малых энергий, заметим, что ниже 100 эВ сечение захвата полностью определяется $M1$ -процессом с переходом из ${}^2S_{1/2}$ -волны рассеяния на первое ВС ${}^2S_{1/2}$ -состояние ядра ${}^{17}\text{O}$. Потенциал ${}^2S_{1/2}$ -волны $n^{16}\text{O}$ -рассеяния, содержащий ЗС, как это следует из рассмотренной выше классификации кластерных состояний, при рассматриваемых энергиях должен приводить практически к нулевой фазе рассеяния, однако, поскольку он имеет ЗС, его глубина не может быть равна нулю. Форма такого потенциала уточнялась исключительно для правильного описания сечения при 25 мэВ и его параметры оказались равны

$$V_S = -10,0 \text{ МэВ}, \quad \gamma_S = 0,03 \text{ Фм}^{-2}. \quad (31)$$

Результаты расчетов полных сечений с учетом $M1$ -перехода при 10 мэВ – 1,0 МэВ приведены на рис. 24 сплошной кривой. При 25 мэВ треугольниками показаны результаты экспериментальных измерений из работ [155], которые находятся в интервале 150–200 мкб. Штриховой кривой на рис. 24 приведены результаты для сечений только $M1$ -процесса, а пунктирной — для $E1$ -перехода при энергиях до 10 мэВ. Из этого рисунка видно, что $E1$ -сечение резко спадает и при 100 эВ оказывается примерно в три раза меньше сечения $M1$ -перехода.

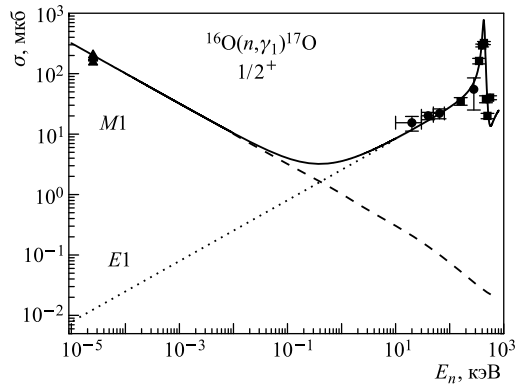


Рис. 24. Полные сечения $E1$ - и $M1$ -радиационного $n^{16}\text{O}$ -захвата на первое возбужденное $1/2^+$ -состояние ${}^{17}\text{O}$. Экспериментальные данные взяты из работ: ● — [144]; ■ — [83]; ▲ — [155]. Сплошная кривая — наш расчет полного сечения для потенциалов, приведенных в тексте

Особо следует подчеркнуть, что только ${}^2S_{1/2}$ -потенциал рассеяния с ЗС позволяет правильно описать полные сечения захвата при энергиях 25 мэВ. Если использовать потенциал без ЗС, то никакие его параметры не в состоянии правильно передать поведение полных сечений при этой энергии.

А именно, при энергии 25 мэВ для потенциала (31) ${}^2S_{1/2}$ -фаза рассеяния оказывается равна $0,00812^\circ$ (при использовании более современного значения константы $\hbar^2/m_0 = 41,8016$ МэВ Фм² для величины фазы получается $0,00692^\circ$) и сечение захвата имеет значение 202 мкб.

Если использовать ${}^2S_{1/2}$ -потенциал без ЗС и принять $V_0 = 0$ МэВ, то его фаза будет равна нулю, а сечение при 25 мэВ возрастает до 12,5 мб. Другой вариант ${}^2S_{1/2}$ -потенциала без ЗС, например, с параметрами $V_0 = 3,18$ МэВ и $\gamma = 0,1$ Фм⁻², который дает точно такую же фазу рассеяния $0,00812^\circ$, приводит к еще большему увеличению сечения 37,9 мб. Тем самым описание величины сечения при энергии 25 мэВ в рамках методов ПКМ оказывается возможным только при использовании ${}^2S_{1/2}$ -потенциала, содержащего ЗС. Такое поведение сечения объясняется, по-видимому, формой ВФ ${}^2S_{1/2}$ -волны рассеяния, которая при наличии ЗС осциллирует даже при энергии 25 мэВ, приводя к его минимальной величине.

Таким образом, рассмотренные выше методы построения потенциалов взаимодействия кластеров, которые удовлетворяют классификации состояний по схемам Юнга, позволяют в целом правильно воспроизвести экспериментальные данные для полных сечений радиационного захвата при энергиях в области от 20 до 560 кэВ. Получен потенциал ${}^2S_{1/2}$ -волны рассеяния с ЗС, фаза которого близка к нулю, позволяющий правильно описать поведение экспериментальных сечений при самых низких энергиях. Показано, что описание низкоэнергетических сечений оказывается возможным только при наличии в таком потенциале ЗС.

В будущем нужно провести новые экспериментальные измерения полных сечений захвата при 1 эВ–1 кэВ, где расчеты предсказывают вполне определенное поведение сечений с плавным минимумом при энергии 0,4 кэВ и величиной порядка 3 мкб (рис. 24). Кроме того, около 1,0 МэВ, т. е. в области ${}^2D_{3/2}$ -резонанса, также получена вполне определенная величина второго максимума сечений (рис. 21). В обоих случаях наши результаты несколько отличаются от аналогичных, полученных ранее в работе [154], и, по-видимому, только новые экспериментальные измерения способны устранить такое расхождение.

Поскольку при энергиях от 10 мэВ и примерно до 10 эВ расчетное сечение, представленное на рис. 24 сплошной кривой, является практически прямой линией, его можно аппроксимировать простой функцией вида (3). Величина константы $1,0362$ мкб·кэВ^{1/2} определялись по одной точке в сечениях при минимальной энергии, равной 10^{-5} кэВ. Можно рассмотреть модуль относительного отклонения расчетного теоретического сечения и аппроксимации этого сечения такой функцией (4) в области от 10 мэВ до 10 эВ. При энергиях ниже 10 эВ это отклонение находится на уровне 2,5 %, а до 1 эВ не превышает 0,5 %. Вполне можно предположить, что эта форма зависимости полного сечения от энергии будет сохраняться и при более низких энер-

гиях и выполнение оценки величины сечения, например, при энергии 1 мкэВ (10^{-6} эВ = 10^{-9} кэВ) даст величину 32,8 мб.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в целом можно считать, что во всех рассмотренных выше случаях на основе единых вариантов межкластерных потенциалов для каждой реакции удастся согласовать описание процессов упругого рассеяния (фазы рассеяния), основных характеристик СС ядер (энергия связи, среднеквадратичный радиус, АК) и полных сечений радиационного захвата нейтральных частиц [7, 55, 130].

В заключение заметим, что имеется уже двадцать одна кластерная система, рассмотренная нами на основе потенциальной кластерной модели с классификацией орбитальных состояний по схемам Юнга [6, 86]. Для них удастся получить приемлемые результаты по описанию характеристик процессов радиационного захвата нуклонов или легких кластеров на ядрах, в основном $1p$ -оболочки [9, 18]. Свойства этих кластерных ядер, некоторые характеристики и рассматриваемые кластерные каналы приведены в табл. 16.

Таблица 16. Характеристики ядер и кластерных систем и ссылки на работы, в которых рассматривались процессы радиационного захвата с ними

Ядро (J^π, T)	Кластерный канал	T_z	T	Ссылка
${}^3\text{He}$ ($1/2^+, 1/2$)	$p^2\text{H}$	$+1/2 + 0 = +1/2$	$1/2$	[2, 38]
${}^3\text{H}$ ($1/2^+, 1/2$)	$n^2\text{H}$	$-1/2 + 0 = -1/2$	$1/2$	[55]
${}^4\text{He}$ ($0^+, 0$)	$p^3\text{H}$	$+1/2 - 1/2 = 0$	$0 + 1$	[2,6]
${}^6\text{Li}$ ($1^+, 0$)	${}^2\text{H}^4\text{He}$	$0 + 0 = 0$	0	[2,6]
${}^7\text{Li}$ ($3/2^-, 1/2$)	${}^3\text{H}^4\text{He}$	$-1/2 + 0 = -1/2$	$1/2$	[2,6]
${}^7\text{Be}$ ($3/2^-, 1/2$)	${}^3\text{He}^4\text{He}$	$+1/2 + 0 = +1/2$	$1/2$	[2,6]
${}^7\text{Be}$ ($3/2^-, 1/2$)	$p^6\text{Li}$	$+1/2 + 0 = +1/2$	$1/2$	[157]
${}^7\text{Li}$ ($3/2^-, 1/2$)	$n^6\text{Li}$	$-1/2 + 0 = -1/2$	$1/2$	[78]
${}^8\text{Be}$ ($0^+, 0$)	$p^7\text{Li}$	$+1/2 - 1/2 = 0$	$0 + 1$	[13]
${}^8\text{Li}$ ($2^+, 1$)	$n^7\text{Li}$	$-1/2 - 1/2 = -1$	1	[99]
${}^{10}\text{B}$ ($3^+, 0$)	$p^9\text{Be}$	$+1/2 - 1/2 = 0$	$0 + 1$	[2, 6]
${}^{10}\text{Be}$ ($0^+, 1$)	$n^9\text{Be}$	$-1/2 - 1/2 = -1$	1	[158]
${}^{13}\text{N}$ ($1/2^-, 1/2$)	$p^{12}\text{C}$	$+1/2 + 0 = +1/2$	$1/2$	[117]
${}^{13}\text{C}$ ($1/2^-, 1/2$)	$n^{12}\text{C}$	$-1/2 + 0 = -1/2$	$1/2$	[130]
${}^{14}\text{N}$ ($1^+, 0$)	$p^{13}\text{C}$	$+1/2 - 1/2 = 0$	$0 + 1$	[118]
${}^{14}\text{C}$ ($0^+, 1$)	$n^{13}\text{C}$	$-1/2 - 1/2 = -1$	1	[130]
${}^{15}\text{C}$ ($1/2^+, 3/2$)	$n^{14}\text{C}$	$-1/2 - 1 = -3/2$	$3/2$	[159]
${}^{15}\text{N}$ ($1/2^-, 1/2$)	$n^{14}\text{N}$	$-1/2 + 0 = -1/2$	$1/2$	[159]
${}^{16}\text{N}$ ($2^-, 1$)	$n^{15}\text{N}$	$-1/2 + -1/2 = -1$	1	[160]
${}^{16}\text{O}$ ($0^+, 0$)	${}^4\text{He}^{12}\text{C}$	$0 + 0 = 0$	0	[161]
${}^{17}\text{O}$ ($5/2^+, 1/2$)	$n^{16}\text{O}$	$-1/2 + 0 = -1/2$	$1/2$	Данная работа

В заключение автор выражает большую благодарность Л. Д. Блохинцеву, Н. А. Бурковой, А. В. Джазайрову-Кахраманову, А. Мухамеджанову, Р. Ярмухамедову за исключительно полезные обсуждения отдельных частей данной работы.

Работа выполнена в рамках гранта №0151/ГФ2 «Исследование термоядерных процессов в первичном нуклеосинтезе Вселенной» Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Автор посвящает данный обзор известному российскому физику, профессору В. Г. Неудачину в связи с его 85-летним юбилеем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиационный захват нейтронов: Справ. / Беланова Т. С. и др. М.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
2. Дубовиченко С. Б., Узиков Ю. Н. Астрофизические S -факторы реакций с легкими ядрами // ЭЧАЯ. 2011. Т. 42, № 2. С. 478–577;
Dubovichenko S. B., Uzikov Yu. N. Astrophysical S -Factors of Reactions with Light Nuclei // Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 251–301.
3. *Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhrmanov A. V. Examination of the Astrophysical S -Factors of the Radiative Proton Capture on ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C and ^{13}C // Intern. J. Mod. Phys. E. 2012. V. 21. P. 1250039-1–1250039-44.*
4. Ядерная астрофизика / Под. ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрама. М.: Мир, 1986. 519 с.;
Barnes C. A., Clayton D. D., Schramm D. N. Essays in Nuclear Astrophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1982. 562 p.
5. Капитонов И. М., Ишханов Б. С., Тутынь И. А. Нуклеосинтез во Вселенной. М.: Либроком, 2009; <http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuclsynt/index.html>.
6. Дубовиченко С. Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. 2-е, испр. и доп. Т. 7. Алматы: А-три, 2011. 402 с. Сер. «Казахстанск. космические исследования»; arXv:1012.08774 [nucl-th].
7. Дубовиченко С. Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Алматы: АФИФ, 2011. 311 с.; arXv:1201.3003 [nucl-th];
Дубовиченко С. Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Изд. 2-е, испр. и доп. Saarbrücken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2012. 361 с.;
<https://www.lap-publishing.com/catalog/details/store/gb/book/978-3-8465-8905-2/Избранные-методы-ядерной-астрофизики>.
8. *Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhrmanov A. V. Astrophysical S -Factors of Proton Radiative Capture in Thermonuclear Reactions in the Stars and the Universe // The Big Bang. Theory, Assumptions and Problems. N. Y.: Nova Science Publ., 2012. P. 1–60;*
https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=21109.

9. Неудачин В. Г., Сахарук А. А., Смирнов Ю. Ф. Обобщенное потенциальное описание взаимодействия легчайших кластеров — рассеяние и фотоядерные реакции // ЭЧАЯ. 1992. Т. 23. С. 480–541;
Neudatchin V. G., Sakharuk A. A., Smirnov Yu. F. Generalized Potential Description of Interaction of the Lightest Cluster Scattering and Photonuclear Reactions // Phys. Part. Nucl. 1992. V. 23;
Неудачин В. Г., Стружко Б. Г., Лебедев В. М. Супермультиплетная потенциальная модель взаимодействия легчайших кластеров и единое описание различных ядерных реакций // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 890–941;
Neudatchin V. G., Struzhko B. G., Lebedev V. M. Supermultiplet Potential Model of the Interaction of Light Clusters and Unified Description of Various Nuclear Reactions // Phys. Part. Nucl. 2005. V. 36. P. 468.
10. *Neudatchin V. G. et al. Generalized Potential Model Description of Mutual Scattering of the Lightest $p^2\text{H}$, $^2\text{H}^3\text{He}$ Nuclei and the Corresponding Photonuclear Reactions // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 1512–1527.*
11. Дубовиченко С. Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Деп. в Каз. Гос. ИНТИ №8172Ка98. Алматы, 1998. 332 с.
12. Немец О. Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наук. думка, 1988. 488 с.
13. Дубовиченко С. Б. Астрофизические S -факторы радиационного $^3\text{He}^4\text{He}$ -, $^3\text{H}^4\text{He}$ - и $^2\text{H}^4\text{He}$ -захвата // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1573–1584;
Dubovichenko S. B. Astrophysical S -Factors of Radiative $^3\text{He}^4\text{He}$ -, $^3\text{H}^4\text{He}$ -, and $^2\text{H}^4\text{He}$ Capture // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1526–1538;
Дубовиченко С. Б. Астрофизический S -фактор $p^7\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}\gamma$ -захвата при низких энергиях // Изв. вузов. Физика. 2010. № 12. С. 29–38;
Dubovichenko S. B. Astrophysical S -Factor of the $p^7\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}\gamma$ Capture at Low Energies // Rus. Phys. J. 2010. V. 53. P. 1254–1263;
Дубовиченко С. Б. Астрофизический S -фактор радиационного $p^9\text{Be}$ -захвата // Изв. вузов. Физика. 2011. № 7. С. 80–86;
Dubovichenko S. B. Astrophysical S -Factor of the $p^9\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B}\gamma$ Radiative Capture // Rus. Phys. J. 2011. V. 54. P. 814–821.
14. *Adelberger E. G. et al. Solar Fusion Cross Sections. II. The pp Chain and CNO Cycles // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 195–245.*
15. Дубовиченко С. Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Изд. 2-е. Алматы: Данекер, 2004. 248 с.; arXiv:1006.4944 [nucl-th].
16. *Kukulin V. I. et al. Clusters as Subsystems in Light Nuclei // Clustering Phenomena in Nuclei / Ed. by K. Wildermuth and P. Kramer. Braunschweig: Vieweg, 1983. V. 3. P. 1.*
17. *Heil M. et al. The (n, γ) Cross Section of ^7Li // Astrophys. J. 1998. V. 507. P. 9971002;*
Guimaraes V., Bertulani C. A. Light Radioactive Nuclei Capture Reactions with Phenomenological Potential Models. arXiv:0912.0221 [nucl-th];

- Igashira M., Ohsaki T.* Neutron Capture Nucleosynthesis in the Universe // *Sci. Tech. Adv. Materials*. 2004. V. 5. P. 567;
- Nagai Y. et al.* Fast Neutron Capture Reactions in Nuclear Astrophysics // *Нур. Int.* 1996. V. 103. P. 43;
- Liu Z. H. et al.* Asymptotic Normalization Coefficients and Neutron Halo of the Excited States in ^{12}B and ^{13}C // *Phys. Rev. C*. 2001. V. 64. P. 034312.
18. Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. Электромагнитные эффекты в легких ядрах на основе потенциальной кластерной модели // *ЭЧАЯ*. 1997. Т. 28. С. 1529–1594;
Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhramanov A. V. Electromagnetic Effects in Light Nuclei and the Cluster Potential Model // *Phys. Part. Nucl.* 1997. V. 28. P. 615–641.
19. *Angulo C. et al.* A Compilation of Charged-Particle Induced Thermonuclear Reaction Rates // *Nucl. Phys. A*. 1999. V. 656. P. 3–183.
20. *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 436 с.
21. http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc!
22. *Айзенберг И., Грайнер В.* Механизмы возбуждения ядра. М.: Атомиздат, 1973. 347 с.
23. *Ходгсон П. Е.* Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966. 230 с.
24. *Дубовиченко С. Б.* Методы расчета ядерных характеристик. Алматы: Комплекс, 2006. 311 с.; arXv:1006.4947 [nucl-th];
Дубовиченко С. Б. Методы расчета ядерных характеристик. Ядерные и термо-ядерные процессы. Изд. 2-е, испр. и доп. Saarbrucken: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2012. 425 с.;
<https://www.lap-publishing.com/catalog/details/store/ru/book/978-3-659-21137-9/методы-расчета-ядерных-характеристик>.
25. *Plattner G. R., Viollier R. D.* Coupling Constants of Commonly Used Nuclear Probes // *Nucl. Phys. A*. 1981. V. 365. P. 8–12.
26. *Mukhamedzhanov A. M., Tribble R. E.* Connection between Asymptotic Normalization Coefficients, Sub Threshold Bound States, and Resonances // *Phys. Rev. C*. 1999. V. 59. P. 3418–3424.
27. *Блохинцев Л. Д., Борбей И., Долинский Э. И.* Ядерные вершинные константы // *ЭЧАЯ*. 1977. Т. 8. С. 1189–1245.
28. *Марчук Г. И., Колесов В. Е.* Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1970. 304 с.
29. *Абрамовиц И. Г. и др.* Справочная математическая библиотека. Математический анализ. Дифференцирование и интегрирование. М.: Физматлит, 1961. 350 с.
30. *Barnet A. et al.* Coulomb Wave Function for All Real η and ρ // *Comp. Phys. Commun.* 1974. V. 8. P. 377–395.

31. Дубовиченко С. Б., Чечин Л. М. Методы расчета кулоновских функций и фаз рассеяния // Вестн. КазНПУ. Сер. физ.-мат. 2003. № 1(7). С. 115–122.
32. Itzykson C., Nauenberg M. Unitary Groups: Representations and Decompositions // Rev. Mod. Phys. 1966. V. 38. P. 95–101.
33. Дубовиченко С. Б. и др. Обобщенное потенциальное описание взаимодействия легчайших ядер pt и ph // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 911–916;
Neudatchin V. G., Sakharuk A. A., Dubovichenko S. B. Photodisintegration of ${}^4\text{He}$ and Supermultiplet Potential Model of Cluster–Cluster Interaction // Few Body Syst. 1995. V. 18. P. 159–172.
34. Дубовиченко С. Б. Фазовый анализ упругого ${}^4\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ -рассеяния в области энергий 40–50 МэВ // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 66–75.
35. Angulo C. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 656. P. 3.
36. Sadeghi H., Bayegan S. Precision Calculation for Nucleon Capture by Deuteron with Effective Field Theory // Nucl. Phys. A. 2005. V. 753. P. 291–304.
37. ENDF/B Online Database at the NNDC Online Data Service. <http://www.nndc.bnl.gov>.
38. Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhramanov A. V. Astrophysical S -Factor of the Radiative $p^2\text{H}$ Capture // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 39. P. 139–143;
Дубовиченко С. Б. $M1$ -процесс и астрофизический S -фактор реакции $p^2\text{H}$ -захвата // Изв. вузов. Физика. 2011. № 2. С. 28–34;
Dubovichenko S. B. Contribution of the $M1$ Process to the Astrophysical S -Factor of the $p^2\text{H}$ Radiative Capture // Rus. Phys. J. 2011. V. 54. P. 157–164.
39. Фаулер У. А. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, поиски происхождения элементов // УФН. 1985. Т. 145. С. 441–488;
Fowler W. A. Experimental and Theoretical Nuclear Astrophysics: the Quest for the Original of the Elements. Nobel Lecture. Stockholm, 1983.
40. Schmelzbach P. et al. Phase Shift Analysis of $p^2\text{H}$ Elastic Scattering // Nucl. Phys. A. 1972. V. 197. P. 273–289;
Arvieux J. Analyse en dephasages des sections efficaces et polarisations dans la diffusion elastique $p^2\text{H}$ // Nucl. Phys. A. 1967. V. 102. P. 513–528;
Chauvin J., Arvieux J. Phase Shift Analysis of Spin Correlation Coefficients in $p^2\text{H}$ Scattering // Nucl. Phys. A. 1975. V. 247. P. 347–358;
Huttel E. et al. Phase Shift Analysis of $p^2\text{H}$ Elastic Scattering below Break-Up Threshold // Nucl. Phys. A. 1983. V. 406. P. 443–455.
41. Дубовиченко С. Б. Фотопроцессы в $N^2\text{H}$ - и ${}^2\text{H}^3\text{He}$ -системах на основе кластерных моделей для потенциалов с запрещенными состояниями // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 1253–1259;
Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhramanov A. V. Analysis of Photonuclear Processes in the $N^2\text{H}$ and ${}^2\text{H}^3\text{He}$ Systems on the Basis of Cluster Models for Potentials with Forbidden States // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58. P. 1174–1180.
42. Griffiths G. M., Larson E. A., Robertson L. P. The Capture of Proton by Deuteron // Can. J. Phys. 1962. V. 40. P. 402–411.

43. *Ma L. et al.* Measurements of ${}^1\text{H}(d \rightarrow \gamma){}^3\text{He}$ and ${}^2\text{H}(p \rightarrow \gamma){}^3\text{He}$ at Very Low Energies // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55. P. 588–596.
44. *Schimdt G. J. et al.* The ${}^2\text{H}(p \rightarrow \gamma){}^3\text{He}$ and ${}^1\text{H}(d \rightarrow \gamma){}^3\text{He}$ Reactions below 80 keV // *Ibid.* V. 56. P. 2565–2681.
45. *Casella C. et al.* First Measurement of the $d(p, \gamma){}^3\text{He}$ Cross Section Down to the Solar Gamow Peak // *Nucl. Phys. A.* 2002. V. 706. P. 203–216.
46. *Дубовиченко С. Б.* Термоядерные процессы Вселенной. Алматы: АФИФ, 2010. 339 с.
47. *Purcell J. E. et al.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 3$ // *Nucl. Phys. A.* 2010. V. 848. P. 1–74; http://www.tunl.duke.edu/nuclldata/HTML/A=3/03H_2010.shtml.
48. *Tilley D. R., Weller H. R., Hasan H. H.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 3$ // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 474. P. 1–60.
49. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rd#mid>
50. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Какхраманов А. В.* Потенциальное описание процессов упругого Nd -, dd -, $N\alpha$ - и $d\tau$ -рассеяния // *ЯФ.* 1990. Т. 51. С. 1541–1550; *Dubovichenko S. B., Dzhozairov-Kakhramanov A. V.* Potential Description of Elastic $N^2\text{H}$, ${}^2\text{H}^2\text{H}$, $N^4\text{He}$, and ${}^2\text{H}^3\text{H}$ Scattering // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1990. V. 51. P. 971–977.
51. *Киржниц Д. А.* Содержится ли дейтрон внутри тритона? // *Письма в ЖЭТФ.* 1978. Т. 28. С. 479–481.
52. *Mertelmeir T., Hofmann H. M.* Consistent Cluster Model Description of the Electromagnetic Properties of Lithium and Beryllium Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 459. P. 387–416.
53. *Faul D. D. et al.* Photodisintegration of ${}^3\text{H}$ and ${}^3\text{He}$ // *Phys. Rev. C.* 1981. V. 24. P. 849–873.
54. *Bosch R. et al.* Photodisintegration of H^3 // *Phys. Lett. B.* 1964. V. 8. P. 120.
55. *Дубовиченко С. Б.* Радиационный $n^2\text{H}$ -захват при низких энергиях // *Изв. вузов. Физика.* 2012. № 2. С. 13–19; *Dubovichenko S. B.* Radiative Capture $n^2\text{H}$ at Low Energies // *Rus. Phys. J.* 2012. V. 55. С. 138–143.
56. *Nagai Y. et al.* Measurement of the ${}^2\text{H}(n, \gamma){}^3\text{H}$ Reaction Cross Section between 10 and 550 keV // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 025804–025811.
57. *Mitev G. et al.* Radiative Neutron Capture by Deuterium // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 34. P. 389–400.
58. *Trail C. C., Raboy S.* Neutron Capture by Deuterium // *BAF.* 1964. V. 9. P. 176.
59. *Jurney E. T., Bendt P. J., Browne J. C.* Thermal Neutron Capture Cross Section of Deuterium // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25. P. 2810–2811.
60. *Ohsaki T. et al.* Role of Multiparticle-Multihole States of ${}^{18,19}\text{O}$ in ${}^{18}\text{O}(n, \gamma){}^{19}\text{O}$ Reactions at keV Energy // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. P. 051303–051308.

61. *Petitjean C., Brown L., Seyler R.* Polarization and Phase Shifts in ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ from 0.5 to 5.6 MeV // *Nucl. Phys. A.* 1969. V. 129. P. 209–219.
62. *Baktybaev M. K. et al.* The Scattering of Protons from ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ Nuclei // The 4th Eurasia Conf. «Nucl. Sci. and Its Appl.», Baku, 2006. P. 62;
Burtebaev N. et al. The New Experimental Data on the Elastic Scattering of Protons from ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$ and ${}^{27}\text{Al}$ Nuclei // The 5th Eurasian Conf. «Nucl. Sci. and Its Appl.», Ankara, 2008. P. 40.
63. *Дубовиченко С. Б., Зазулин Д. М.* Фазовый анализ упругого p - ${}^6\text{Li}$ -рассеяния при астрофизических энергиях // *Изв. вузов. Физика.* 2010. № 5. С. 20–25;
Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhramanov A. V. Phase Analysis of Elastic p - ${}^6\text{Li}$ Scattering at Astrophysical Energies // *Rus. Phys. J.* 2010. V. 53. P. 458–464.
64. *Дубовиченко С. Б. и др.* Астрофизический S -фактор радиационного p - ${}^6\text{Li}$ -захвата при низких энергиях // *Изв. вузов. Физика.* 2010. № 7. С. 78–85;
Dubovichenko S. B. et al. Astrophysical S -Factor of Radiative p - ${}^6\text{Li}$ Capture at Low Energies // *Rus. Phys. J.* 2010. V. 53. P. 743–749.
65. *Switkowski Z. E. et al.* Cross Section of the Reaction ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 331. P. 50–60;
Bruss R. et al. Astrophysical S -Factors for the Radiative Capture Reaction ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ at Low Energies // *Proc. of the 2nd Intern. Symp. on Nuclear Astrophysics, Nuclei in the Cosmos, Karlsruhe, Germany, July 6–10, 1992* / Eds.: Kappler F., Wisshak K. Bristol: IOP Publ. Ltd., 1993. P. 169.
66. *Arai K., Baye D., Descouvemont P.* Microscopic Study of the ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ Reactions // *Nucl. Phys. A.* 2002. V. 699. P. 963–975.
67. <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
68. <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
69. *Bartholomew G. A., Champion P. J.* Neutron Capture Gamma Rays from Lithium, Boron, and Nitrogen // *Can. J. Phys.* 1957. V. 35. P. 1347–1360.
70. *Jarczyk L. et al.* (n, γ) Spectrum for Lithium and Beryllium // *Helv. Phys. Acta.* 1961. V. 34. P. 483–484.
71. *Jurney E. T.* Thermal Capture Cross Sections for ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ // *U.S. Nucl. Data Commun.* 1973. No. 9. P. 109.
72. *Chang Su Park, Gwang Min Sun, Choi H.D.* Determination of Thermal Neutron Radiative Capture Cross Section of ${}^6\text{Li}$ // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2006. V. 245. P. 367–370.
73. *Oshaki T. et al.* First Measurement of Neutron Capture Cross Section of ${}^6\text{Li}$ at Stellar Energies // *AIP.* 2000. No. 1-56396-952-I. P. 678–680.
74. *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.
75. *Bramblett R. L. et al.* Photoneutron Cross Sections for ${}^7\text{Li}$ // *Proc. of Intern. Conf. Photoneutron React. Appl., California, 1973.* V. 1. P. 175.

76. Green L., Donahue D. J. Photoneutron Cross Sections with Monoenergetic Neutron-Capture Gamma Rays // *Phys. Rev. B*. 1964. V. 135. P. 701–705.
77. Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В., Сахарук А. А. Потенциальное описание упругого $n^6\text{Li}$ - и αt -рассеяния // *ЯФ*. 1993. Т. 56. С. 90–106;
Dubovichenko S. B., Dzhaizairov-Kakhramanov A. V., Sakharuk A. A. Potential Description of $n^6\text{Li}$ and $^3\text{H}^4\text{He}$ Elastic-Scattering // *Phys. At. Nucl.* 1993. V. 56. P. 1044–1053.
78. Дубовиченко С. Б. Радиационный захват нейтронов на ядре ^6Li при астрофизических энергиях // *Изв. вузов. Физика*. 2012. № 11. С. 68–76;
Dubovichenko S. B. Radiative Capture of Neutrons by ^6Li at Astrophysical Energies // *Rus. Phys. J.* 2012. V. 55.
79. Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei: $A = 5-10$ // *Nucl. Phys. A*. 1979. V. 320. P. 1–224.
80. Tilley D. R. et al. Energy Level of Light Nuclei $A = 5, 6, 7$ // *Nucl. Phys. A*. 2002. V. 708. P. 3–163.
81. Мухамеджанов А. М., Тимофеюк Н. К. Микроскопические расчеты вершинных констант отделения нуклона для ядер $1p$ -оболочки // *ЯФ*. 1990. Т. 51. С. 679–689;
Блохинцев Л. Д., Мухамеджанов А. М., Тимофеюк Н. К. Вершинная константа виртуального распада $t \rightarrow d + n$ и нуклон-нуклонный потенциал // *УФ*. 1990. Т. 35. С. 341–345.
82. Nollett K. M., Wiringa R. B. Asymptotic Normalization Coefficients from *ab initio* Calculations. arXiv:1102.1787 [nucl-th].
83. Ohsaki T. et al. keV-Neutron Capture Cross Sections of Light Nuclei and Nucleosynthesis // *AIP*. 2000. V. 529. P. 458–465.
84. Su Jun et al. Neutron Spectroscopic Factors of ^7Li and Astrophysical $^6\text{Li}(n, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction Rates // *Chin. Phys. Lett.* 2010. V. 27. P. 052101-1–052101-4.
85. Буркова Н. А. и др. Однонуклонная спектроскопия в легких ядрах // *ЭЧАЯ*. 2009. Т. 40. С. 320–395;
Burkova N. A. et al. One-Nucleon Spectroscopy of Light Nuclei // *Phys. Part. Nucl.* 2009. V. 40. P. 162–205.
86. Dubovichenko S. B. *Thermonuclear Processes of the Universe*. N. Y.: NOVA Sci. Publ., 2012. 194 p.;
https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=31125.
87. Дубовиченко С. Б. Астрофизический S -фактор радиационного захвата протонов на ядрах ^3H и ^7Li // *ЯФ*. 2011. Т. 74. С. 378–390;
Dubovichenko S. B. Astrophysical S -Factors for Radiative Proton Capture by ^3H and ^7Li Nuclei // *Phys. At. Nucl.* 2011. V. 74. P. 358–370.
88. Krauss H. et al. The Astrophysical S -Factor of the Reaction $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ in the Direct Capture Model // *Ann. Phys.* 1993. V. 2. P. 258–266.
89. Trache L. et al. Asymptotic Normalization Coefficients for $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ from a Study of $^8\text{Li} \rightarrow ^7\text{Li} + n$. arXiv:nucl-ex/0304016.

90. *Tilley D.R. et al.* Energy Level of Light Nuclei $A = 8, 9, 10$ // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155–363.
91. *Бор О., Моттelson Б.* Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971. 456 с.;
Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure V.I. Singapore: World Sci. Publ. Co. Ltd., 1998. 471 p.
92. *Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414 с.
93. *Дубовиченко С.Б.* Фазовый анализ $p^{12}\text{C}$ -рассеяния при астрофизических энергиях // Изв. вузов. Физика. 2008. № 11. С. 21–27;
Dubovichenko S.B. Phase Analysis of Elastic $p^{12}\text{C}$ Scattering for Astrophysical Energies // Rus. Phys. J. 2008. V. 51. P. 1136–1143.
94. *Дубовиченко С.Б.* Фазовый анализ упругого $p^{13}\text{C}$ -рассеяния // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 314–319;
Dubovichenko S.B. Phase Shifts Analysis of the Elastic $p^{13}\text{C}$ Scattering // Phys. At. Nucl. 2012. V. 75. P. 285–290.
95. *Дубовиченко С.Б.* Фазовый анализ упругого $n^{12}\text{C}$ -рассеяния при низких энергиях // Изв. вузов. Физика. 2012. № 5. С. 79–85;
Dubovichenko S.B. Phase Shift Analysis of the Elastic $n^{12}\text{C}$ Scattering at Low Energies // Rus. Phys. J. 2012. V. 55. P. 561–568.
96. *Tombrello T.A.* The Capture of Protons by ${}^7\text{Be}$ // Nucl. Phys. 1965. V. 71. P. 459–464;
Aurdal A. Proton Capture by ${}^7\text{Be}$ // Nucl. Phys. 1970. V. 146. P. 385–389.
97. *Descouvemont P., Baye D.* Microscopic Study of the ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ Reactions in a Multiconfiguration Three-Cluster Model // Nucl. Phys. A. 1994. V. 567. P. 341–353.
98. *Lakma Fernando, Renato Higa, Gautam Rupak.* arXiv:1109.1876 [nucl-th].
99. *Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V.* The ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ Radiative Capture at Astrophysical Energies // Ann. Phys. 2012. V. 524. P. 850–861; arXiv:1201.1741 [nucl-th].
100. *Shima T. et al.* Experimental Studies of keV Energy Neutron-Induced Reactions Relevant to Astrophysics and Nuclear Physics. JAERI-C-97-004. 1996. P. 131.
101. *Imhof W.L. et al.* Cross Sections for the $\text{Li}^7(n, \gamma)\text{Li}^8$ Reaction // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 1037–1039.
102. *Nagai Y. et al.* ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ Reaction and the S_{17} -Factor at $E_{\text{cm}} > 500$ keV // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 055803.
103. *Weischer M., Steininger R., Kaeppler F.* ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ Trigger Reaction to a Primordial r -Process // Astrophys. J. 1989. V. 344. P. 464.
104. *Blackmon J.C. et al.* Measurement of ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ Cross Sections at $E_n = 1.5$ –1340 eV // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 383–388.
105. *Lynn J.E., Journey E.T., Raman S.* Direct and Valence Neutron Capture by ${}^7\text{Li}$ // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 764–773.

106. *Mengoni A., Otsuka T., Ishigara M.* Direct Radiative Capture of p -Wave Neutrons // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 52. P. R2334–R2338.
107. *Lin C. J. et al.* Nonresonant Capture Cross Sections of $^{11}\text{B}(n, \gamma)$ and $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ at Stellar Energies // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. P. 047601.
108. *Likar A., Vidmar T.* Direct Neutron Capture in Light Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 619. P. 49–56.
109. *Kikuchi T. et al.* Nonresonant Direct p - and d -Wave Neutron Capture by ^{12}C // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 57. P. 2724–2730.
110. *Kitazawa H., Go K.* Low-Energy Neutron Direct Capture by ^{12}C in a Dispersive Optical Potential // *Ibid.* P. 202–209.
111. *Herndl H., Hofinger R., Oberhammer H.* The Cross Section of the Neutron Capture Reaction $^{13}\text{C}(n, \gamma)^{14}\text{C}$ // *AIP Conf. Proc.* 1998. V. 425. P. 428.
112. *Shima T. et al.* Measurement of the $^{13}\text{C}(n, \gamma)^{14}\text{C}$ Cross Section at Stellar Energies // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 621. P. 231–234.
113. *Mughabghab S. F., Lone M. A., Robertson B. C.* Quantitative Test of the Lane–Lynn Theory of Direct Radiative Capture of Thermal Neutrons by ^{12}C and ^{13}C // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 26. P. 2698–2701.
114. *Macklin R. L.* Neutron Capture by ^{12}C at Stellar Temperatures // *Astrophys. J.* 1990. V. 357. P. 649.
115. *Ohsaki T. et al.* New Measurement of the $^{12}\text{C}(n, \gamma)^{13}\text{C}$ Reaction Cross Section // *Astrophys. J.* 1994. V. 422. P. 912.
116. *Nagai Y. et al.* Neutron Capture Cross Sections of Light Nuclei in Primordial Nucleosynthesis // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1991. V. 56. P. 492–495.
117. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В.* Астрофизический S -фактор радиационного $p^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}\gamma$ -захвата // *Изв. вузов. Физика.* 2009. № 8. С. 58–64;
Dubovichenko S. B., Dzhaizairov-Kakhratmanov A. V. Astrophysical S -Factor for $p^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N}\gamma$ Radiative Capture // *Rus. Phys. J.* 2009. V. 52. P. 833–840.
118. *Дубовиченко С. Б.* Астрофизический S -фактор радиационного $p^{13}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}\gamma$ -захвата // *ЯФ.* 2012. Т. 75. С. 196–203;
Dubovichenko S. B. Astrophysical S -Factor Radiative $p^{13}\text{C}$ Capture // *Phys. At. Nucl.* 2012. V. 75. P. 173–181.
119. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Level of Light Nuclei $A = 13, 14, 15$ // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 523. P. 1–196.
120. *Lane R. O. et al.* The Angular Distributions of Neutrons Scattered from Various Nuclei // *Ann. Phys.* 1961. V. 12. P. 135–171.
121. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Level of Light Nuclei $A = 11–12$ // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 506. P. 1–158.
122. *Kikuchi T. et al.* Non-Resonant Direct p - and d -Wave Neutron Capture by ^{12}C . arXiv:nucl-th/9802051.

123. Долинский Е. И., Мухамеджанов А. М., Ярмухамедов Р. Прямые ядерные реакции на легких ядрах с вылетом нейтронов. Ташкент: ФАН, 1978.
124. Wallner A. *et al.* Measurement of the Stellar Cross Sections for the Reactions ${}^9\text{Be}(n, \gamma){}^{10}\text{Be}$ and ${}^{13}\text{C}(n, \gamma){}^{14}\text{C}$ via AMS // J. Phys. G. 2008. V. 35. P. 014018.
125. Allen B. J., Macklin R. L. Neutron Capture Cross Sections of ${}^{13}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$ // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 1737–1740.
126. Hennig G. R. Thermal Neutron Capture Cross Section of Carbon-13 // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 92–95.
127. Bao Z. Y. *et al.* Neutron Cross Sections for Nucleosynthesis Studies // Atom. and Nucl. Data Tables. 2000. V. 76. P. 70–154.
128. Raman S. *et al.* Valence Capture Mechanism in Resonance Neutron Capture by ${}^{13}\text{C}$ // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 458–471.
129. Lane R. O. *et al.* States in ${}^{14}\text{C}$ from σ_T and $\sigma_{\text{el}}(\theta)$ for ${}^{13}\text{C} + n$: Measurement, R-Matrix Analysis, and Model Calculations // Phys. Rev. C. 1981. V. 23. P. 1883–1897.
130. Dubovichenko S. B., Dzhezairov-Kakhramanov A. V., Burkova N. A. Cross Sections for the Astrophysical Neutron Radiative Capture on ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{13}\text{C}$ Nuclei. arXiv:1202.1420 [nucl-th].
131. Huang J. T., Bertulani C. A., Guimaraes V. Radiative Capture of Protons and Neutrons at Astrophysical Energies and Potential Models // Atom. Data and Nucl. Data Tables. 2010. V. 96. P. 824–847.
132. Summers N. C., Nunes F. M. Extracting (n, γ) Direct Capture Cross Sections from Coulomb Dissociation: Application to ${}^{14}\text{C}(n, \gamma), {}^{15}\text{C}$ // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 011601(R).
133. Mukhamedzhanov A. M. *et al.* Asymptotic Normalization Coefficients from the ${}^{14}\text{C}(d, p){}^{15}\text{C}$ Reaction // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024616.
134. Nakamura T. *et al.* Neutron Capture Cross Section of ${}^{14}\text{C}$ of Astrophysical Interest Studied by Coulomb Breakup of ${}^{15}\text{C}$ // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 035805.
135. Beer H. *et al.* A Measurement of the ${}^{14}\text{C}(n, \gamma){}^{15}\text{C}$ Cross Section at a Stellar Temperature of $KT = 23.3$ keV // Astrophys. J. 1992. V. 387. P. 258.
136. Reifarth R. *et al.* Stellar Neutron Capture Rates of ${}^{14}\text{C}$ // Nucl. Phys. A. 2005. V. 758. P. 787–790.
137. Reifarth R. *et al.* The ${}^{14}\text{C}(n, \gamma)$ Cross Section between 10 keV and 1 MeV // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 015804.
138. Horvath A. *et al.* Cross Section for the Astrophysical ${}^{14}\text{C}(n, \gamma){}^{15}\text{C}$ Reaction via the Inverse Reaction // Astrophys. J. 2002. V. 570. P. 926–934.
139. Esbensen H. Coulomb Dissociation of ${}^{15}\text{C}$ and Radiative Neutron Capture on ${}^{14}\text{C}$ // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 024608.

140. *Jurney E. T., Motz H.* Thermal Neutron Capture in ^2H and ^{16}O . Rep. Argonne Nat. Lab. 1963. No. 6797. P. 236;
Kinsey B. B. et al. Gamma-Rays Produced by Slow Neutron Capture in Beryllium, Carbon and Nitrogen // *Can. J. Phys.* 1951. V. 29. P. 1–13;
Islam M. A., Kennett T. J., Prestwich W. V. Determination of the Thermal Radiative Capture Cross Section of ^{14}N // *Nucl. Instr. Meth.* 1981. V. 188. P. 243–245;
Islam T. J., Kennett W. V., Prestwich W. V. Re-Estimation of the Thermal Neutron Capture Cross Section of ^{14}N // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1990. V. 287. P. 460–464;
Loginov Yu. E. et al. Measurement of Thermal Neutron Radiative Capture Cross Sections of the ^{14}N and ^{19}N by In-Beam // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2005. V. 545. P. 296–300.
141. *Jurney E. T. et al.* Thermal-Neutron Capture by ^{14}N // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 56. P. 118–134.
142. *Bostrom N. A. et al.* Neutron Interactions in Lithium, Carbon, Nitrogen, Aluminum, Argon, Manganese, Yttrium, Zirconium, Radiolead and Bismuth. WADC-TN-59-107. 1959.
143. *Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 16, 17$ // *Nucl. Phys. A.* 1993. V. 564. P. 1–183.
144. *Igashira M. et al.* Measurement of the $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ Reaction Cross Section at Stellar Energies and Critical Role of Nonresonant P -Wave Neutron Capture // *Astrophys. J.* 1995. V. 441. P. L89–L92;
Igashira M., Kitazawa H., Takaura K. Valence-Neutron Capture in the 434 keV $P_{3/2}$ -Wave Resonance of ^{16}O // *Nucl. Phys. A.* 1992. V. 536. P. 285–296.
145. *Hickey G. T. et al.* R-Matrix and Phase-Shift Analyses of Neutron Polarization Measurements from $n^{16}\text{O}$ Scattering // *Nucl. Phys. A.* 1974. V. 225. P. 470–480.
146. *Johnson C. H., Fowler J. L.* Scattering of Neutrons from ^{16}O in the 2.2- to 4.2-MeV Energy Range // *Phys. Rev.* 1967. V. 162. P. 890–899.
147. *Fowler J. L., Cohn H. O.* Oxygen Differential Neutron Scattering and Phenomenological Nuclear Potentials // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. P. 89–93.
148. *Okazaki A.* Scattering of Polarized Neutrons by Heavy Nuclei // *Phys. Rev.* 1955. V. 99. P. 55–58.
149. *Schouky I.* Untersuchung der Niveaustuktur von ^{17}O und ^{29}Si im Bereich zwischen Neutronenbindungsenergie und 12 MeV Anregungsenergie. KFK-2503. 7708.
150. *Dubovichenko S. B., Dzhazairov-Kakhramanov A. V., Burkova N. A.* Astrophysical S -Factor for the Radiative Capture Reaction $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ // *J. Nucl. Part. Phys.* 2012. V. 2. P. 6–10.
151. <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=1&zmax=15&tdata=123456>
152. *Kitazawa H., Igashira M., Ohsaki T.* Folded-Potential Model Calculation of Low Energy Neutron Direct-Capture Cross Sections // CP529, Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics: 10th Intern. Symp. / Ed. by S. Wender. Am. Inst. of Phys. 2000. 1-56396-952-1/007.

153. *Dufour M., Descouvemont P.* Microscopic Analysis of the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ and $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ Reactions // Nucl. Phys. A. 2001. V. 694. P. 221–232; Multichannel Study of the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ and $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ Reactions // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 015801.
154. *Yamamoto K. et al.* Radiative Capture Cross Section for $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ and $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ below Astrophysical Energies // Prog. Theor. Phys. 2009. V. 121. P. 375–390.
155. *McDonald A.B. et al.* Doubly Radiative Thermal Neutron Capture in ^2H and ^{16}O Experiment and Theory // Nucl. Phys. A. 1977. V. 281. P. 325–344;
Wust N., Seyfarth H., Aldea L. Two-Quantum Radiative Thermal Neutron Capture in H1 // Phys. Rev. C. 1970. V. 19. P. 1153–1158;
Jurney E., Motz H. Thermal Neutron Capture in D and ^{16}O . ANL-6797. 236. 1963.
156. *Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A.* The Radiative Neutron Capture on ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C and ^{13}C at Astrophysical Energies. arXiv:1209.1702 [nucl-th].
157. *Дубовиченко С.Б. и др.* Астрофизический S -фактор реакции $p^6\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be}\gamma$ захвата // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 1013–1028;
Dubovichenko S.B. et al. Astrophysical S -Factor for the Radiative-Capture Reaction $p^6\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be}\gamma$ // Phys. At. Nucl. 2011. V. 74. P. 984–1000.
158. *Dubovichenko S.B., Burkova N.A.* Neutron Radiative Capture on ^9Be // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56 (в печати).
159. *Дубовиченко С.Б.* Радиационный захват нейтронов на ядрах ^2H , ^7Li , ^{14}C и ^{14}N при астрофизических энергиях // ЯФ. 2013. Т. 76 (в печати);
Dubovichenko S.B. Radiative Capture of the Neutrons by ^2H , ^7Li , ^{14}C и ^{14}N Nuclei // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76 (in press).
160. *Dubovichenko S.B.* Neutron Radiative Capture on ^{15}N Nucleus // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56 (в печати).
161. *Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В.* Астрофизический S -фактор радиационного $^4\text{He}^{12}\text{C}$ -захвата // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. С. 1614–1620;
Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S -Factor of the Radiative $^4\text{He}^{12}\text{C}$ -Capture Reaction at Low Energies // Bull. Rus. Acad. of Sciences. Physics. 2011. V. 75. P. 1517–1522.