

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 309 (2016), 41 – 49

UDC 52-48, 524, 539.14, 539.17

S.B. Dubovichenko¹, A.V. Dzhazairov-Kakhramanov¹,
N.A. Burkova², A.S. Tkachenko^{1,2}

¹ Fesenkov Astrophysical Institute “NCSRT” NSA RK, Almaty

² Al-Farabi Kazakh National University, Almaty

dubovichenko@gmail.com

RADIATIVE ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ CAPTURE AT ASTROPHYSICAL ENERGIES

Abstract. Within the modified potential cluster model with forbidden states the classification of orbital states by Young schemes is given for ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ channel. The allowed signatures {41} and {32} for the system 2 + 3 are considered to be mixed by orbital symmetry. The potential parameters that reproduce modern refined experimental data of ${}^5\text{He}$ and ${}^5\text{Li}$ energy levels have been found. S and P-phase shifts both mixed and pure by Young diagrams for the doublet $S = 1/2$ and quartet $S = 3/2$ spin channels were calculated. Calculated asymptotic normalization constants for the ground and first excited states of ${}^5\text{He}$ and ${}^5\text{Li}$ nuclei are recommended for the measurement. Total cross sections of ${}^2\text{H}({}^3\text{He}, \gamma){}^5\text{Li}$ radiative capture to the ground and first excited states of ${}^5\text{Li}$ have been obtained for the dipole E1 and M1 transitions taking into account the spin channels. Astrophysical S-factor was reconstructed using the experimental cross sections in the energy range from 200 keV to 1.0 MeV. Comparison with experimental data for the reaction cross sections shows good agreement with the calculations in the actual astrophysical energy range up to 600 keV. The analysis of the reasons for the discrepancy of model calculations of the cross sections and astrophysical S-factor with experimental ones at higher energies is presented.

Key words: Radiative processes, ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ capture, Young schemes, phase shifts, asymptotic constant, astrophysical factor.

УДК 52-48, 524, 539.14, 539.17

С.Б. Дубовиченко¹, А.В. Джазаиров-Кахраманов¹,
Н.А. Буркова², А.С. Ткаченко^{1,2}

¹ Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова «НЦКИТ» АКК МИР РК, Алматы

² Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, Алматы

РАДИАЦИОННЫЙ ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ ЗАХВАТ ПРИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЯХ

Аннотация. В рамках модифицированной потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями представлена классификация орбитальных состояний по схемам Юнга в канале ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$. Допустимые сигнатуры {41} и {32} в системе 2 + 3 считаются смешанными по орбитальным симметриям. Найдены параметры потенциалов, которые воспроизводят современные уточненные экспериментальные данные энергетических уровней ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$. Рассчитаны S и P-фазы рассеяния, смешанные и чистые по схемам Юнга для дублетных $S = 1/2$ и квартетных $S = 3/2$ спиновых каналов. Для основного и первого возбужденного состояний ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$, рассчитанные асимптотические нормировочные константы, которые рекомендуются к измерению.

Рассчитаны полные сечения радиационного захвата ${}^2\text{H}({}^3\text{He}, \gamma){}^5\text{Li}$ как на основное, так и на первое возбужденное состояние ядра ${}^5\text{Li}$ для дипольных $E1$ и $M1$ переходов с учетом спинов каналов. По экспериментальным сечениям восстановлен астрофизический S -фактор в области энергий от 200 кэВ до 1.0 МэВ. Сравнение с экспериментальными данными для сечений реакции показывает хорошее согласие с расчетами в области астрофизических энергий – до 600 кэВ. Представлен анализ причин расхождения модельных расчетов сечений и астрофизического S -фактора с экспериментом при более высоких энергиях.

Ключевые слова: Радиационные процессы, ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ захват, схемы Юнга, фазы рассеяния, асимптотическая константа, астрофизический фактор.

Введение

Радиационный захват в изобар-аналоговых каналах $d(t, \gamma){}^5\text{He}$ и $d(\tau, \gamma){}^5\text{Li}$, в первую очередь, представляют интерес по двум причинам. Вклад этих реакций учитывается в расчетах макроскопических характеристик (скоростей ядерных реакций) в процессах формирования стабильных звезд, а также это возможные кандидаты для преодоления известной проблемы – щели с $A = 5$ в цепочке синтеза легких элементов на ранних этапах формирования Вселенной [1]. Ещё один аспект связан с диагностикой выхода реакций $d(t, n){}^4\text{He}$ и $d(\tau, p){}^4\text{He}$ – составляющих компонент термоядерной плазмы в лабораторных условиях. Следует отметить, что практически все теоретические модельные исследования данных реакций, начиная с 80-х годов и по настоящее время опираются только на одну экспериментальную работу Бусса 1968 г. [2] для полных сечений радиационного захвата ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ в области энергий дейтрона 200–1000 кэВ на основное состояние (ОС), представляющей интерес для астрофизических приложений. Самые полные ядерные базы данных типа EXFOR [3], а также общеизвестные базы характеристик атомных ядер, например, PHYSICS и CDFE [4,5] содержат только эти данные.

Нами накоплен большой опыт использования модифицированной потенциальной кластерная модель (МПКМ) с запрещенными состояниями (ЗС) и их классификацией по схемам Юнга [6–15]. Ранее такая модель на основе единой концепции и методов расчета позволила приемлемо описать основные характеристики уже 30-ти термоядерных процессов радиационного захвата при астрофизических и тепловых энергиях [6–16]. В настоящей работе в рамках МПКМ рассчитаны характеристики основного и первого возбужденного состояний ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ с использованием современных уточненных данных для низколежащих уровней [17]. Для описания каналов рассеяния ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}{}^3\text{H}$ также получены новые параметризации потенциалов по сравнению с более ранними работами [18,19]. Целенаправленно, ориентируясь на эксперимент [2], рассчитаны полные сечения радиационного ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ захвата как на основное, так и на первое возбужденное состояние ядра ${}^5\text{Li}$ для дипольных $E1$ и $M1$ переходов с учетом дублетного и квартетного спинов каналов, а также соответствующие и астрофизические S -факторы.

Предварительный анализ этих процессов на основе МПКМ был выполнен нами ранее в работах [18,19], но с тех пор прошло 20–25 лет и появились новые данные по спектрам ядер [17] и неизвестные нам ранее экспериментальные исследования для полных сечений [2]. Особенно следует подчеркнуть, что заметно изменились данные по спектрам уровней ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$, (в частности, для их первого возбужденного состояния - ПВС) приведенные ранее в работе [20] – именно их мы использовали в своих предыдущих статьях. Современные результаты представлены в обзоре [17] и на сайте авторов этого и других аналогичных обзоров с ядерными данными TUNL [21].

Поэтому мы заново рассмотрели реакцию ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ захвата и выполнили расчеты полных сечений и астрофизического S -фактора при астрофизических энергиях. Однако сейчас, в отличие от [18,19], для построения потенциалов мы используем только данные по фазам рассеяния в области 0–5 МэВ из работы [22]. В используемой модели учет явной зависимости потенциалов взаимодействия ядерных частиц от схем Юнга позволяет использовать в состояниях рассеяния и дискретного спектра разные потенциалы, если они зависят от различного набора таких схем или смешаны по этим схемам в следствии разных причин [23]. Подобная ситуация наблюдается, например, в N^2N системе [23], $p^3\text{H}$ [24] или ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ системах [19,23], последняя из которых будет

заново рассмотрена далее. В работах [6,9,16] приведены все основные выражения для расчетов различных ядерных характеристик в рамках используемой здесь модели.

Непрерывный и дискретный спектры

Рассмотрим орбитальные симметрии для ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{H}$ систем. Классификация запрещенных (ЗС) и разрешенных состояний (РС) приведена в Таблице 1 и работах [19,23]. Здесь приняты следующие обозначения: T, S и L – изоспин, спин и орбитальный момент системы частиц, $\{f\}_S, \{f\}_T, \{f\}_{ST}$ и $\{f\}_L$ – спиновая, изоспиновая, спин-изоспиновая и возможная орбитальная схемы Юнга, $\{f\}_{\text{PC}}, \{f\}_{\text{ЗС}}$ – схемы Юнга разрешенных и запрещенных орбитальных состояний. Спин – изоспиновая схема $\{f\}_{\text{ST}}$ получена на основе результатов работы [25]. В дублетном спиновом канале состояния рассеяния зависят от двух разрешенных орбитальных схем Юнга {41} и {32} и такие состояния считаются смешанными по орбитальным симметриям. В квартетном канале разрешена только схема {32} и все орбитальные состояния оказываются чистыми по схемам Юнга. В результате состояния с минимальным спином в процессах рассеяния некоторых легчайших кластерных систем могут оказаться смешанными по орбитальным схемам Юнга [19,23].

Таблица 1 – Классификация разрешенных и запрещенных состояний в ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{H}$ кластерных системах

T	S	$\{f\}_S$	$\{f\}_T$	$\{f\}_{ST}$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{\text{PC}}$	$\{f\}_{\text{ЗС}}$
1/2	1/2	{32}	{32}	{5} + {41} + {32} + + {311} + {221} + + {2111}	{5} {41} {32}	0 1 0, 2	– {41} {32}	{5} – –
	3/2	{41}	{32}	{41} + {32} + {311} + + {221}	{5} {41} {32}	0 1 0, 2	– – {32}	{5} {41} –

В тоже время, такие состояния в дискретном спектре, например, основные состояния ядер ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ считаются чистыми со схемой Юнга {41} [23]. Более подробно ситуация со смешиванием кластерных состояний по схемам Юнга описана в [9]. Далее считается, что поскольку состояния рассеяния и дискретного спектра зависят от разных схем Юнга, им можно сопоставить разные потенциалы взаимодействия. Иными словами, допускается явная зависимость потенциалов от орбитальных симметрий $\{f\}$, а не только от квантовых чисел JLS – полного момента, орбитального момента и спина системы ядерных частиц.

В расчетах ядерных характеристик рассматриваемых реакций потенциалы взаимодействия частиц имеют вид гауссового притяжения с экспоненциальной добавкой, моделирующей отталкивание на периферии

$$V(r, JLS \{f\}) = V_{0, JLS \{f\}} \exp(-\alpha_{JLS \{f\}} r^2) + V_{1, JLS \{f\}} \exp(-\beta_{JLS \{f\}} r) + V_c(r) \tag{1}$$

и кулоновским потенциалом $V_c(r)$ двух точечных частиц для нулевого кулоновского радиуса [6,9,16].

Фазы ${}^2\text{H}^3\text{He}$ рассеяния известны в области энергий 0–5 МэВ [22], что вполне достаточно для выполнения астрофизических расчетов полных сечений реакции. По сравнению с [18,19], где рассматривались энергии до 40 МэВ, здесь несколько изменены и неторные параметры потенциалов. Эти уточнения, приведенные в табл.2, требуются для того, чтобы новые потенциалы более точно описывали фазы упругого рассеяния [22] именно в низкоэнергетической области. Для обеих систем $V_1 = 0, E_{\text{cc}}$ – энергии связанных состояний (СС), а в скобках приведены значения энергий СС для зеркальной ${}^2\text{H}^3\text{H}$ системы.

Таблица 2 – Параметры потенциалов (1) для ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{H}$ взаимодействий, смешанных по схемам Юнга, в дублетных и триплетных спиновых каналах

${}^{2S+1}L$	$V_0, \text{МэВ}$	$\alpha, \text{фм}^{-2}$	$E_{\text{cc}}, \text{МэВ}$
${}^2S_{1/2}, {}^2D$	-30.0	0.15	-7.0 (-7.9)
2P	-48.0	0.1	-9.6 (-10.2)
${}^4S_{3/2}, {}^4D$	-34.5	0.1	-13.0 (-13.9)
4P	-29.0	0.1	-1.4 (-1.8)

Результаты расчета квартетных фаз при $S=3/2$ с потенциалами из Таблицы 2 показаны на Рис. 1 непрерывными линиями и совпадают с аналогичными результатами из нашей работы [18]. Здесь точки, квадраты и треугольники – результаты фазового анализа для 4S , 4P и 4D фаз рассеяния из работы [22]. Резонансный $3/2^+$ квартетный потенциал с параметрами из Таблицы 2 приводит к энергии резонанса 0.39 МэВ в лабораторной системе (л.с.) с шириной 0.268 МэВ в системе центра масс (ц.м.) при экспериментальных значениях 0.35 МэВ и 0.267 МэВ [17]. Резонанс 4D потенциала находится при энергии 6.2 МэВ в л.с. при ширине 4.6 МэВ в ц.м. и, как будет видно далее, заметно отличается от известного резонанса в $D_{5/2}$ волне [17]. В табл. 2 приведены также энергии 2S , запрещенных для квартетных потенциалов со схемой Юнга $\{5\}$ при орбитальном моменте $L=0$ и со схемой $\{41\}$ при $L=1$. Разрешенное состояние со схемой $\{32\}$ при $L=0$ и 2 оказывается не связанным и лежит в непрерывном спектре, так как имеет два кванта возбуждения [23].

Для описания дублетной 2S фазы из работы [22] ранее [18,19] использовался потенциал с параметрами $V_0 = -25.0$ МэВ при $\alpha = 0.15$ фм $^{-2}$, 2S и 2D фазы которого приведены на Рис. 2 непрерывными линиями. Как видно из Рис. 2 фаза 2S рассеяния расположена несколько ниже данных [22], поэтому глубину такого потенциала можно несколько изменить и принять -30.0 МэВ (см. Таблицу 2) – результаты расчета 2S и 2D фаз показаны на Рис. 2 штриховыми кривыми.

Результаты расчета фаз для дублетного 2P потенциала с ранее используемой глубиной -44.0 МэВ и $\alpha = 0.1$ фм $^{-2}$ [18,19] в целом согласуются с экспериментом, как показано на Рис. 2 непрерывной кривой. Однако для него также можно несколько изменить глубину и принять -48.0 , как приведено в Таблице 2 – результаты расчета 2P фазы показаны на Рис. 2 штриховой кривой. Они заметно лучше передают поведение извлеченной из эксперимента фазы рассеяния [22] в рассматриваемой области энергий.

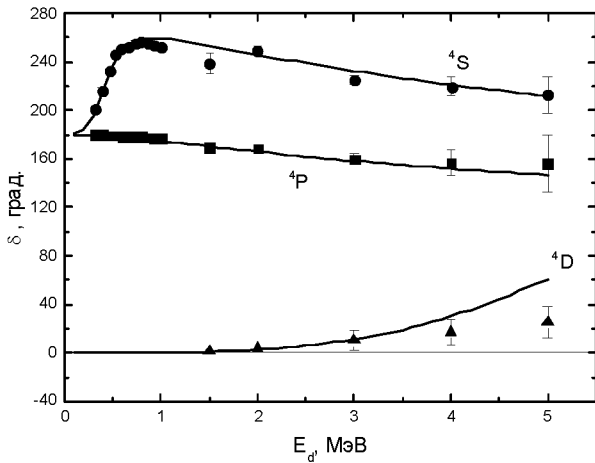


Рисунок 1 – Квартетные фазы упругого ${}^2\text{H}^3\text{He}$ рассеяния. Эксперимент: точки, треугольники и квадраты – данные [22]. Результаты расчетов для потенциалов с параметрами из Таблицы 2

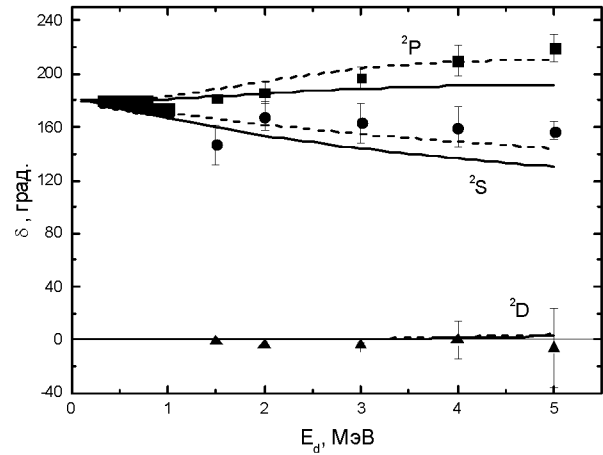


Рисунок 2 – Дублетные смешанные по орбитальным симметриям фазы упругого ${}^2\text{H}^3\text{He}$ рассеяния. Эксперимент: точки, треугольники и квадраты – данные [22]. Результаты расчетов для потенциалов с параметрами из Таблицы 2

Из Таблицы 2 видно, что разрешенное в дублетном канале 2P состояние имеет энергию, не согласующуюся с энергией связанных состояний для $P_{3/2}$ и $P_{1/2}$ уровней основного и первого возбужденного состояний [17]. Такой потенциал зависит от двух орбитальных схем Юнга, как было показано в Таблице 1 и нужно выделить ту его часть, которая зависит только от одной схемы $\{41\}$. На основе известного выражения [19,23]

$$\delta_L^{\{f_1\}+\{f_2\}} = \frac{1}{2}\delta_L^{\{f_1\}} + \frac{1}{2}\delta_L^{\{f_2\}} \quad (2)$$

получены чистые фазы рассеяния в дублетном канале [18], которые показаны квадратами на рис. 3. В данном случае считается, что $\{f_1\} = \{41\}$ и $\{f_2\} = \{32\}$ и дублетные фазы, извлекаемые из

экспериментальных сечений, смешаны по этим двум схемам. Далее предполагается, что квартетная фаза рассеяния, чистая по орбитальной схеме Юнга {32}, может быть отождествлена чистой дублетной фазе ${}^2\text{H}^3\text{He}$ рассеяния, соответствующей той же схеме Юнга [23].

Теперь заметим, что полный момент $J = 3/2$ для ОС или $1/2$ для ПВС ядер ${}^5\text{He}$ или ${}^5\text{Li}$ может быть получен и в дублетном спиновом канале кластеров ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{He}$ с полным спином $S = 1/2$ и в квартетном при $S = 3/2$. Поэтому реально ОС и ПВС этих систем является смесью ${}^{2+4}P$ таких каналов. Эти смешанные по спину ${}^{2+4}P$ состояния оказываются смешанными также по схемам Юнга, поскольку дублетному чистому каналу соответствует схема {41}, а квартетному схема {32}, как это видно из табл.1. Однако теперь каждому спиновому каналу соответствует только одна схема Юнга, а не две, как это было в предыдущем случае при смешивании одного спинового канала по орбитальным симметриям. Поэтому все полученные далее потенциалы с $J = 3/2$ и $1/2$ для ОС и ПВС называются чистыми, хотя они все же смешаны по спину, а не относятся только к дублетному спиновому состоянию ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{He}$ кластеров.

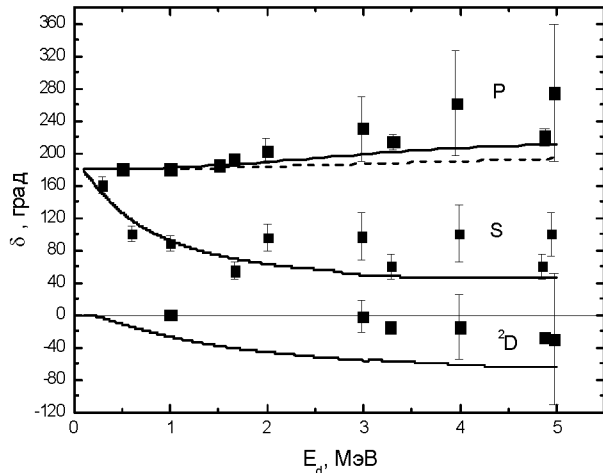


Рисунок 3 – Чистые по схемам Юнга фазы ${}^2\text{H}^3\text{He}$ рассеяния. Квадраты – чистые фазы со схемой {41}, кривые – результаты расчетов чистых фаз для потенциалов с параметрами из табл.3 и табл.4

Результаты уточнения параметров чистых 2P потенциалов так, чтобы они правильно передавали энергии связи в рассматриваемых кластерных каналах, приведены в табл.4. Результаты расчета $P_{3/2}$ чистой фазы с уточненными параметрами для ОС из табл.4 показаны на рис.3 штриховой кривой. Из этого рисунка видно, что все расчеты чистых фаз вполне совпадают с их извлечением из эксперимента, выполненного на основе выражения (2).

Таблица 3 – Чистые по схемам Юнга потенциалы ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{H}$ взаимодействий в дублетных каналах

${}^{2S+1}L_J$	V_0 , МэВ	V_1 , МэВ	β , Фм ⁻¹	E_{cc} , МэВ
$S_{1/2}, D$	-40.0	+8.0	0.2	-8.7 (-9.6)
$P_{3/2}$	-75.5	-	-	-16.5 (-17.3)
$P_{1/2}$	-60.2	-	-	-9.0 (-9.7)

Таблица 4 – Чистые по схемам Юнга потенциалы ${}^2\text{H}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}^3\text{H}$ взаимодействий в дублетных и триплетных каналах. Параметр ширины α для всех потенциалов равен 0.18 фм²

Системы	L_J	V_0 , МэВ	E_{cc} , МэВ	C_w определяется на интервале расстояний от 5-6 до 8-10 Фм	Среднеквадратичный зарядовый радиус, Фм
${}^2\text{H}^3\text{He}$	$P_{3/2}$	-84.03570	-16.660002 (-16.66)	6.40(1)	2.25
	$P_{1/2}$	-81.02697	-15.170001 (-15.17)	5.83(1)	2.26

В табл.4 в скобках приведены экспериментальные значения энергий уровней [17], в последнем столбце приведены рассчитанные значения безразмерных асимптотических констант (АК), определяемых в виде [26]

$$\chi_L(R) = \sqrt{2k_0} C_w W_{-\eta L+1/2}(2k_0 R), \quad (3)$$

где $\chi_L(R)$ – численная волновая функция (ВФ) СС, получаемая из решения радиального уравнения Шредингера и нормированная на единицу, $W_{-\eta L+1/2}$ – функция Уиттекера СС, 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, L – орбитальный момент связанного состояния. Ошибка АК определяется ее усреднением на интервале расстояний от 5-6 до 8-10 фм и указана в скобках.

Поскольку ОС смешано по спину можно рассматривать следующие $E1$ переходы из дублетных и квартетных состояний S и D рассеяния

1. ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$, ${}^2D_{3/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$, ${}^2D_{5/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
2. ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$, ${}^4D_{1/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$, ${}^4D_{3/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$, ${}^4D_{5/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$

на разные компоненты ВФ ОС таких ядер.

Для радиационного захвата рассматривается только область энергий до 1.0 МэВ, поэтому сечения переходов из 2D и 4D волн с практически нулевыми фазами рассеяния при этих энергиях на ОС будут на полтора-два порядка меньше, чем для захвата из S волн. Полное сечение процесса захвата на ОС с учетом рассмотренных электромагнитных переходов можно представить в виде

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

В рамках рассматриваемой модели нет возможности явно выделить в ВФ ОС ${}^2P_{3/2}$ и ${}^4P_{3/2}$ части, поэтому для проводимых расчетов будем использовать смешанную по спином функции $P_{3/2}$ состояния, которая получается при решении уравнения Шредингера с заданным потенциалом ОС из Таблицы 4. Для состояний рассеяния используются квартетные и смешанные в дублетном канале потенциалы из Таблицы 2. Кроме того, следует заметить, что именно переходы из квартетной 4S волны будут давать преобладающий вклад в полные сечения таких процессов, поскольку она носит резонансный характер.

Кроме указанных $E1$ -переходов учтены также и магнитные дипольные $M1$ переходы с захватом на ОС

3. ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$, ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$
4. ${}^4P_{1/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$, ${}^4P_{3/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$, ${}^4P_{5/2} \rightarrow {}^4P_{3/2}$,

с P потенциалами рассеяния из табл.2 без спин-орбитального расщепления. Тем самым определены все основные переходы, которые могут давать вклады при энергиях до 1.0 МэВ.

Результаты расчетов

При захвате из 2S волн на дублетную часть ВФ ОС полные сечения процессов оказываются на полтора-два порядка меньше, чем при захвате из 4S состояний [19] – это обусловлено резонансной формой квартетной фазы рассеяния. Кроме того, по данным работы [20] энергия $P_{1/2}$ уровня ${}^5\text{Li}$ имела значение 9 МэВ выше порога с шириной порядка 5 МэВ при энергии порога ${}^2\text{H}^3\text{He}$ канала 16.4 МэВ. По данным более новой работы [17] энергия $P_{1/2}$ уровня ядра ${}^5\text{Li}$ равна 1.49 МэВ с шириной 6.6 МэВ, а энергия порога ${}^2\text{H}^3\text{He}$ канала увеличена до 16.66 МэВ. В результате энергии ОС и ПВС мало отличаются между собой и для предварительных расчетов в качестве потенциала ПВС используется потенциал ОС.

Заметим, что в рамках МПКМ ранее [6,9,16] параметры потенциалов ОС для других

кластерных систем фиксировались на основе описания энергии связи и асимптотической константы такого канала, полученной в других, независимых исследованиях [27]. В данном случае нам не удалось найти независимые результаты для АК ${}^2\text{H}^3\text{He}$ канала, поэтому потенциал ОС строился на основе правильного описания имеющихся экспериментальных сечений [2]. Параметры таких потенциалов ОС и ПВС и их АК приведены в табл.4, а результаты настоящих расчетов асимптотической константы для таких потенциалов можно использовать в будущем для оценки ее величины другими методами.

На Рис. 4 представлены результаты расчетов сечения $E1$ радиационного захвата в ${}^2\text{H}^3\text{He}$ системе в области энергий 100 кэВ–1.0 МэВ. Красной штриховой линией приведено $E1$ сечение, полученное для 4S потенциалов рассеяния из таблицы 2 с переходом на ОС с $P_{3/2}$ потенциалом из таблицы 4. Зеленой точечной кривой показаны результаты расчетов $M1$ процессов №3 и №4. Фиолетовой штрих - пунктирной линией приведено $E1$ сечение, полученное для 4D потенциалов рассеяния из таблицы 2 с переходом на ОС. Синяя непрерывная линия показывает полное суммарное сечение рассмотренных выше $E1$ и $M1$ на ОС.

На Рис. 5 приведен суммарный астрофизический S -фактор для суммарного перехода на ${}^4P_{3/2}$ и ${}^4P_{1/2}$ состояния, обусловленные $E1$ и $M1$ процессами, для потенциалов из Таблицы 2 и Таблицы 4, который соответствует такой же кривой на Рис. 4. Точками показаны значения S фактора, восстановленные по экспериментальным данным для полных сечений [2]. Как видно из рисунка, при энергиях 150-300 кэВ, астрофизический фактор в среднем равен 0.4(1) кэВ б, а величина расчетного S -фактора при энергии 25 кэВ оказалась равна только 0.14 кэВ б.

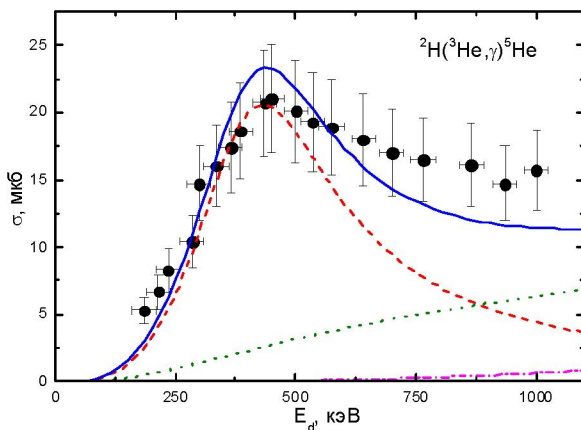


Рисунок 4 – Полные сечения радиационного ${}^2\text{H}^3\text{He}$ захвата. Эксперимент – [2]. Кривые: расчет полных сечений для потенциалов из Таблиц 2 и 4

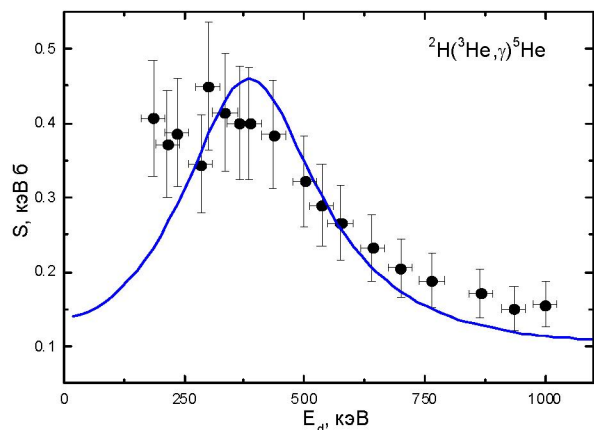


Рисунок 5 – Астрофизический S фактор радиационного ${}^2\text{H}^3\text{He}$ захвата. Экспериментальные точки • из работы [2]. Кривые: расчет для потенциалов из Таблиц 2 и 4

Выводы

Сравнительно простые модельные представления позволяют получить теоретические результаты, которые в целом согласуются с имеющимися экспериментальными данными, в частности, в области Гамовского пика 200-300 кэВ воспроизводится значение сечения. Однако получить согласие с экспериментом выше 600 кэВ все же не удается, несмотря на то, что были учтены все основные переходы. Для того, чтобы улучшить полученные результаты предполагается в дальнейшем добавить в волновые функции с кластерной конфигурацией $d\tau$ для ${}^5\text{Li}$ (или dt для ${}^5\text{He}$) небольшую примесь αN -компоненты, которая может существенно улучшить асимптотику, а также несколько перераспределить плотность вероятности во внутренней области. Такая суперпозиция различных кластерных компонент используется в методе резонирующих групп (МРГ), который считается микроскопическим по сути, но в силу численных объемных вычислений вынужденно использует самые простые нуклон-нуклонные потенциалы. Отметим, что характеристики основного и первого возбужденного состояний, рассчитанные в МПКМ, воспроизводят современные экспериментальные данные лучше, чем МРГ.

Работа выполнена в рамках раздела «Исследование термоядерных процессов Вселенной» ПЦФ МОН РК «Астрофизические исследования звездных и планетных систем» Астрофизического института им. В.Г. Фесенкова НЦКИТ АКК МИР РК.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Barnes C.A., Clayton, D.D., Schramm D.N. Essays in Nuclear Astrophysics. Presented to William A. Fowler. UK, Cambridge: Cambridge University Press. 1982. 562p.; <http://www.cambridge.org/us/academic/subjects/physics/particle-physics-and-nuclear-physics/essays-nuclear-astrophysics>.
- [2] Buss W. et al. Deuteron Capture in ^3He . *Nucl. Phys. A* 1968, 112, 47-64.
- [3] <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
- [4] http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc!.
- [5] http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ground/NuclChart_release.html.
- [6] Dubovichenko S.B. Thermonuclear processes in Stars and Universe. Second English edition. Germany, Saarbrücken: Scholar's Press. 2015. 332p.; <https://www.scholars-press.com/catalog/details/store/gb/book/978-3-639-76478-9/Thermonuclear-processes-in-stars>.
- [7] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. The reaction $^8\text{Li}(n,\gamma)^9\text{Li}$ at astrophysical energies and its role in primordial nucleosynthesis. *Astrophys. Jour.*, 2016, 819, №1, 78.
- [8] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. The $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$ radiative capture at astrophysical energies. *Annalen der Physik* 2012, 524, 850-861.
- [9] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Thermonuclear processes for three body system in the potential cluster model. *Nucl. Phys. A* 2015, 941, 335-563.
- [10] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factors of radiative capture of protons on ^2H , ^3H , ^6Li and ^{12}C nuclei. *Int. Jour. Mod. Phys. E* 2012, 21, 1250039(1-44).
- [11] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A. Neutron radiative capture by ^2H , ^6Li , ^7Li , ^{12}C and ^{13}C at astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys. E*, 2013, 22, 1350028(1-52).
- [12] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Afanasyeva N.V. Neutron radiative capture by ^9Be , ^{14}C , ^{14}N , ^{15}N and ^{16}O at astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys. E* 2013, 22, 1350075(1-53).
- [13] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Neutron radiative capture by ^{10}B , ^{11}B and proton radiative capture by ^{11}B , ^{14}C and ^{15}N at thermal and astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys. E* 2014, 23, 1430012(1-55).
- [14] Dubovichenko S.B., Burkova N.A. Radiative $n^{11}\text{B}$ capture at astrophysical energies. *Mod. Phys. Lett. A*, 2014, 29, 1450036(1-14).
- [15] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burtebaev N., Alimov D. Radiative $p^{14}\text{C}$ capture at astrophysical energies. *Mod. Phys. Lett. A* 2014, 29, 1450125(1-16).
- [16] Dubovichenko S.B. Radiative neutron capture and primordial nucleosynthesis of the Universe. Fifth Russian Edition of the Book "Selected Methods for nuclear astrophysics", revised and expanded. Germany, Saarbrücken: Lambert Academy Publ. GmbH&Co. KG. 2016. 496c. <https://www.ljubljuknigi.ru/store/ru/book/radiative-neutron-capture/isbn/978-3-659-82490-6> (in Russ.).
- [17] Tilley D.R. et al. Energy level of light nuclei $A = 5,6,7$. *Nucl. Phys. A* 2002, 708, 3-163.
- [18] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Potential description of elastic N^2H , $^2\text{H}^2\text{H}$, N^4He and $^2\text{H}^3\text{H}$ scattering. *Sov. Jour. Nucl. Phys.* 1990, 51, 971-977.
- [19] Dubovichenko S.B. Analysis of photonuclear processes in the N^2H and $^2\text{H}^3\text{He}$ systems on the basis of cluster models for potentials with forbidden states. *Phys. Atom. Nucl.* 1995, 58, 1174-1180.
- [20] Ajzenberg-Selove F. Energy level of light nuclei $A = 5-10$. *Nucl. Phys. A* 1988, 490, 1-225.
- [21] <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>.
- [22] Jenny B. et al. Phase shift analysis of $^3\text{He}(d,d)^3\text{He}$ scattering. *Nucl. Phys. A* 1980, 337, 77-106.
- [23] 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, 45, 1512-1527.
- [24] Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovichenko S.B. Photodisintegration of ^4He and supermultiplet potential model of cluster-cluster interaction. *Few Body Sys.* 1995, 18, 159-172.
- [25] Itzykson C., Nauenberg M. Unitary groups: Representations and decompositions. *Rev. Mod. Phys.* 1966, 38, 95-101.
- [26] Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes. *Nucl. Phys.* 1981, A365, 8-12.
- [27] Mukhamedzhanov A.M., Tribble R.E. Connection between asymptotic normalization coefficients, sub threshold bound states, and resonances. *Phys. Rev. C* 1999, 59, 3418-3424.

REFERENCES

- [1] Barnes C.A., Clayton, D.D., Schramm D.N. Essays in Nuclear Astrophysics. Presented to William A. Fowler. UK, Cambridge: Cambridge University Press. 1982. 562p.; <http://www.cambridge.org/us/academic/subjects/physics/particle-physics-and-nuclear-physics/essays-nuclear-astrophysics>.
- [2] Buss W. et al. Deuteron Capture in ^3He . *Nucl. Phys. A* 1968, 112, 47-64.
- [3] <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
- [4] http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud|search_for=atomnuc!.
- [5] http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ground/NuclChart_release.html.

- [6] Dubovichenko S.B. Thermonuclear processes in Stars and Universe. Second English edition. Germany, Saarbrücken: Scholar's Press. 2015. 332p.; <https://www.scholars-press.com/catalog/details/store/gb/book/978-3-639-76478-9/Thermonuclear-processes-in-stars>.
- [7] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. The reaction ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ at astrophysical energies and its role in primordial nucleosynthesis. *Astrophys. Jour.*, **2016**, 819, №1, 78.
- [8] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. The ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ radiative capture at astrophysical energies. *Annalen der Physik* **2012**, 524, 850-861.
- [9] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Thermonuclear processes for three body system in the potential cluster model. *Nucl. Phys. A* **2015**, 941, 335-563.
- [10] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factors of radiative capture of protons on ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}$ and ${}^{12}\text{C}$ nuclei. *Int. Jour. Mod. Phys. E* **2012**, 21, 1250039(1-44).
- [11] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burkova N.A. Neutron radiative capture by ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{13}\text{C}$ at astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys. E*, **2013**, 22, 1350028(1-52).
- [12] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Afanasyeva N.V. Neutron radiative capture by ${}^9\text{Be}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{15}\text{N}$ and ${}^{16}\text{O}$ at astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys. E* **2013**, 22, 1350075(1-53).
- [13] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Neutron radiative capture by ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$ and proton radiative capture by ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{C}$ and ${}^{15}\text{N}$ at thermal and astrophysical energies. *Int. Jour. Mod. Phys. E* **2014**, 23, 1430012(1-55).
- [14] Dubovichenko S.B., Burkova N.A. Radiative $n^{11}\text{B}$ capture at astrophysical energies. *Mod. Phys. Lett. A*, **2014**, 29, 1450036(1-14).
- [15] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V., Burtebaev N., Alimov D. Radiative $p^{14}\text{C}$ capture at astrophysical energies. *Mod. Phys. Lett. A* **2014**, 29, 1450125(1-16).
- [16] Dubovichenko S.B. Radiative neutron capture and primordial nucleosynthesis of the Universe. Fifth Russian Edition of the Book "Selected Methods for nuclear astrophysics", revised and expanded. Germany, Saarbrücken: Lambert Academy Publ. GmbH&Co. KG. 2016. 496c. <https://www.ljubljudnik.ru/store/ru/book/radiative-neutron-capture/isbn/978-3-659-82490-6> (in Russ.).
- [17] Tilley D.R. et al. Energy level of light nuclei $A = 5,6,7$. *Nucl. Phys. A* **2002**, 708, 3-163.
- [18] Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Potential description of elastic N^2H , ${}^2\text{H}^2\text{H}$, N^4He and ${}^2\text{H}^3\text{H}$ scattering. *Sov. Jour. Nucl. Phys.* **1990**, 51, 971-977.
- [19] Dubovichenko S.B. Analysis of photonuclear processes in the N^2H and ${}^2\text{H}^3\text{He}$ systems on the basis of cluster models for potentials with forbidden states. *Phys. Atom. Nucl.* **1995**, 58, 1174-1180.
- [20] Ajzenberg-Selove F. Energy level of light nuclei $A = 5-10$. *Nucl. Phys. A* **1988**, 490, 1-225.
- [21] <http://www.tunl.duke.edu/nuclldata/>.
- [22] Jenny B. et al. Phase shift analysis of ${}^3\text{He}(d,d){}^3\text{He}$ scattering. *Nucl. Phys. A* **1980**, 337, 77-106.
- [23] 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**, 45, 1512-1527.
- [24] Neudatchin V.G., Sakharuk A.A., Dubovichenko S.B. Photodisintegration of ${}^4\text{He}$ and supermultiplet potential model of cluster-cluster interaction. *Few Body Sys.* **1995**, 18, 159-172.
- [25] Itzykson C., Nauenberg M. Unitary groups: Representations and decompositions. *Rev. Mod. Phys.* **1966**, 38, 95-101.
- [26] Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes. *Nucl. Phys.* **1981**, A365, 8-12.
- [27] Mukhamedzhanov A.M., Tribble R.E. Connection between asymptotic normalization coefficients, sub threshold bound states, and resonances. *Phys. Rev. C* **1999**, 59, 3418-3424.

С.Б. Дубовиченко¹, А.В. Джазаиров-Кахраманов¹, Н.А. Буркова², А.С. Ткаченко¹

¹ В.Г. Фесенков атындағы астрофизикалық институты. АКК ӘЛЕМ Қазақстан, Алматы

² Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы

РАДИАЦИЯЛЫҚ ${}^2\text{H}^3\text{He}$ БАСЫ АЛУ АСТРОФИЗИКАЛЫҚ ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ КЕЗДЕ

Дерексіз. ${}^2\text{H}^3\text{He}$ каналда жас схемаларын тыйым жіктеу орбиталық мемлекеттер бар модификацияланған әлеуетті кластерлік моделі аясында. жүйенің $2 + 3$ жарамды қолтаңбалар $\{41\}$ және $\{32\}$ орбиталық симметрия аралас болып саналады. қазіргі заманғы тазартылған эксперименттік деректерді және энергетикалық деңгейлері ${}^3\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ ядролар жаңғыртуға әлеуетті параметрлерін табылды. дублет S Жас диаграммалар арқылы аралас және таза, S және P-фазалық дисперсиясы жобаланған $= 1/2$ және $S = 3/2$ кванттері арналарын айналдырады. жер үшін және бірінші қозу мемлекеттер мен 5Li 5- ядро, өлшеу үшін ұсынылады есептелген асимптотикалық қалыпқа тұрақтылар. бастауыш жалпы радиациялық қармау қимасы және ескере айналдыру арналарын отырып диполь E1 және M1 Шарлау бірінші қозу мемлекеттік 5Li өзегін есептеңіз. эксперименттік қимасының 200 кэВ-ден 1,0 МэВ энергия диапазонында астрофизикалық S-факторын қалпына келтірілді. 600 кэВ дейін - Астрофизикалық энергетика есептеулер жақсы келісімге көрсететін реакция қимасы үшін эксперименттік деректермен салыстыру. қимасы келмеуі модельдік есептеулер және жоғары энергиялар кезінде эксперименттер бар астрофизикалық S-факторы себептері талдау.

Түйінді сөздер: ыдырату фазасы, асимптотикалық тұрақты, Астрофизикалық факторын шашырау, радиациялық үдерістер, ${}^2\text{H}^3\text{He}$ қармау, жас диаграммалар.