

МРНТИ 29.15.19; 29.15.33; 29.15.17

<https://doi.org/10.26577/RCPH.2024v88i1a03>С.Б. Дубовиченко<sup>1</sup> , Н.А. Буркова<sup>1,2</sup> , А.С. Ткаченко<sup>1</sup> ,Д.М. Зазулин<sup>2\*</sup> , Б.У. Бейсенов<sup>2</sup> <sup>1</sup>Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова АКК РК, Казахстан, г. Алматы<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы\*e-mail: [denis\\_zazulin@mail.ru](mailto:denis_zazulin@mail.ru)

### Скорость реакции $p^{14}\text{C}$ захвата в области от 0.01 до 10 $T_9$

Реакция  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  представляет интерес в ядерной астрофизике. Эта реакция является одной из реакций производства  $^{15}\text{N}$  в звездах. Скорость реакции  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  играет важную роль при образовании ядер с атомной массой более 14. В настоящее время эта реакция при низких энергиях изучена недостаточно хорошо, как экспериментально, так и теоретически. Поэтому, в данной работе, в рамках модифицированной потенциальной кластерной модели с классификацией орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга и с учетом разрешенных и запрещенных состояний рассмотрена возможность описания имеющихся экспериментальных данных для полных сечений радиационного  $p^{14}\text{C}$  захвата на основное состояние ядра  $^{15}\text{N}$ . Проведенные расчеты учитывают широкий резонанс при 1.4 МэВ в ц.м. и выполнены при энергиях до 5 МэВ. Показано, что только на основе  $E1$ -перехода из состояния  $p^{14}\text{C}$  рассеяния вполне удастся объяснить величину и форму экспериментального астрофизического  $S$ -фактора. В работе приведены сравнения найденных нами астрофизических  $S$ -факторов радиационного  $p^{14}\text{C}$  захвата на основное состояние ядра  $^{15}\text{N}$  с имеющимися в литературе экспериментальными данными. На основе полученных полных сечений рассчитана скорость этой реакции в области температур от 0.01 до 10.0  $T_9$ . Расчетные результаты для скоростей аппроксимируются простым выражением, что упрощает их использование в астрофизических исследованиях.

**Ключевые слова:** ядерная астрофизика,  $p^{14}\text{C}$ -система, низкие и астрофизические энергии, радиационный захват, астрофизический  $S$ -фактор, потенциальная кластерная модель, схемы Юнга.

С.Б. Дубовиченко<sup>1</sup>, Н.А. Буркова<sup>2</sup>, А.С. Ткаченко<sup>1</sup>, Д.М. Зазулин<sup>2\*</sup>, Б.У. Бейсенов<sup>2</sup><sup>1</sup>В.Г. Фесенков атындағы астрофизика институты, Қазақстан, Алматы қ.<sup>2</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.\*e-mail: [denis\\_zazulin@mail.ru](mailto:denis_zazulin@mail.ru)

### 0.01÷10 $T_9$ температуралық аймақта $p^{14}\text{C}$ ұстау реакциясының жылдамдығы

Ядролық астрофизикада  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  реакциясы қызығушылық тудырады. Бұл реакция жұлдыздарда  $^{15}\text{N}$  түзетін реакциялардың бірі болып саналады. Атомдық массасы 14-тен жоғары ядролардың түзілуінде  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  реакциясының жылдамдығы маңызды рөл атқарады. Қазіргі уақытта төмен энергиялардағы бұл реакция тәжірибе жүзінде де, теориялық тұрғыдан да жеткілікті жақсы түрде зерттелмеген. Сондықтан, осы жұмыста біз Юнг схемалары бойынша орбиталық күйлерді жіктеумен өзгертілген кластерлік модель шеңберінде және рұқсат етілген және тыйым салынған күйлерді ескере отырып, 5 МэВ дейінгі энергиялар кезінде  $^{15}\text{N}$  ядросының негізгі күйіне түсірудің радиациялық  $p^{14}\text{C}$  толық қималары үшін қолда бар эксперименттік деректерді сипаттау мүмкіндігін қарастырдық. Есептеулер 1.4 МэВ кең резонансты ескереді (массалық жүйенің центрінде). Тек  $p^{14}\text{C}$  шашырау күйінен  $E1$  өту негізінде ғана тәжірибелік астрофизикалық  $S$ -фактордың шамасы мен пішінін толық түсіндіруге болатыны көрсетілген. Бұл мақалада біз тапқан  $^{15}\text{N}$  ядросының негізгі күйіне  $p^{14}\text{C}$  сәулеленуінің астрофизикалық  $S$ -факторлары әдебиеттегі эксперименттік деректермен салыстырылды. Алынған жалпы көлденең қималар негізінде бұл реакцияның жылдамдығы 0.01-ден 10.0  $T_9$ -ға дейінгі

температура диапазонында есептелді. Жылдамдықтар үшін есептелген нәтижелер оларды астрофизикалық зерттеулерде қолдануды жеңілдететін қарапайым өрнекпен жуықталады.

**Түйін сөздер:** Ядролық астрофизика,  $p^{14}\text{C}$ -жүйесі, төмен және астрофизикалық энергиялар, радиацияны түсіру, астрофизикалық  $S$ -фактор, потенциалды кластерлік модель, Юнг схемасы.

S.B. Dubovichenko<sup>1</sup>, N.A. Burkova<sup>1,2</sup>, A.S. Tkachenko<sup>1</sup>, D.M. Zazulin<sup>2\*</sup>, B.U. Beisenov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Fesenkov Astrophysical Institute, Kazakhstan, Almaty

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

\*e-mail: [denis\\_zazulin@mail.ru](mailto:denis_zazulin@mail.ru)

## Reaction rate of radiative $p^{14}\text{C}$ capture in the region from 0.01 to $10 T_9$

The  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  reaction is of considerable interest in nuclear astrophysics. This reaction is one of the reactions of  $^{15}\text{N}$  production in the stars. The rate of the  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  reaction plays an important role in the formation of nuclei with an atomic mass of more than 14. Currently, this reaction at low energies has not been studied well enough, both experimentally and theoretically. Therefore, in this work, within the framework of a modified potential cluster model with a classification of orbital states according to Young's diagrams and taking into account allowed and forbidden states, we examined the possibility of describing the available experimental data for the total cross sections of the radiative  $p^{14}\text{C}$  capture to the ground state of the  $^{15}\text{N}$  nucleus. The calculations carried out take into account the wide resonance at 1.4 MeV in c.m. and performed at energies up to 5 MeV. It is shown that only on the basis of the  $E1$  transition from the  $p^{14}\text{C}$  scattering state, it is quite possible to explain the magnitude and shape of the experimental astrophysical  $S$ -factor. The work presents comparisons of the astrophysical  $S$ -factors of the radiative  $p^{14}\text{C}$  capture to the ground state of the  $^{15}\text{N}$  nucleus found by us with the experimental data available in the literature. Based on the obtained total cross sections, the rate of this reaction was calculated in the temperature range from 0.01 to  $10.0 T_9$ . The calculated results for rates are approximated by a simple expression, which simplifies their use in applied thermonuclear and astrophysical research.

**Key words:** Nuclear astrophysics,  $p^{14}\text{C}$ -system, low and astrophysical energies, radiative capture, astrophysical  $S$ -factor, potential cluster model, Young's diagrams.

### Введение

В нашей предыдущей работе [1], был выполнен расчет астрофизического  $S$ -фактора реакции  $p^{14}\text{C}$ -захвата, но только в области энергий до 2 МэВ, а скорость реакции нами не рассматривалась. В данной работе мы проведем расчеты скорости этой реакции, а для этого рассмотрим  $S$ -фактор при энергиях до 5 МэВ. Данная реакция может представлять особый интерес, поскольку ядро  $^{14}\text{C}$  [2] получается путем последовательного захвата нейтронов на  $^{12}\text{C}$  вида [3-8] ...  $^{12}\text{C}(n,\gamma)^{13}\text{C}(n,\gamma)^{14}\text{C}$  ... . Ядро  $^{14}\text{C}$  имеет период полураспада около 6000 лет [9] и является вполне стабильным в масштабе времени нуклеосинтеза Большого Взрыва. Поэтому синтез элементов с массой  $\geq 14$  зависит от отношения скоростей захвата нейтронов, протонов и альфа частиц на ядре  $^{14}\text{C}$ . Поскольку сечение захвата нейтронов на  $^{14}\text{C}$  при тепловых энергиях очень мало ( $\sigma < 1$  мкб [10]), а в области  $100 \div 1000$  кэВ находится на уровне  $5 \div 15$  мкб, предполагается [11,12], что реакция альфа захвата является

доминирующей.

Тем не менее, захват протонов на  $^{14}\text{C}$  может иметь столь же большое значение, поскольку зависит от концентрации протонов и плотности их распределения в определенных областях ранней Вселенной, как это было показано, например, в работе [2]. Далее заметим, что результаты новых исследований реакции  $p^{14}\text{C}$  захвата в нерезонансной области энергий [2] привели к сечениям на порядок и более превышающим сечения, полученные ранее. Это позволило определить более высокую скорость реакции  $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$  при более низких температурах, а именно, ниже  $0.3 T_9$ . Эти результаты существенно повышают роль такой реакции для синтеза более тяжелых элементов в области низких энергий на различных этапах образования и развития нашей Вселенной [11].

Поэтому, продолжая изучение процессов радиационного захвата заряженных частиц нами была рассмотрена реакция  $p^{14}\text{C} \rightarrow ^{15}\text{N}\gamma$  при астрофизических энергиях.

### Метод исследований

В данной работе были проведены расчеты в рамках модифицированной потенциальной кластерной модели (МПКМ) [13]. В используемом подходе, как обычно [14], потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния начальных частиц строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра в начальном канале [15]. Для связанных состояний или основных состояний ядер, образующихся в результате реакции захвата, в кластерном канале, который совпадает с начальными частицами, межкластерные потенциалы строятся исходя из описания энергии связи этих частиц в конечном ядре и некоторых основных характеристик таких состояний. Например, рассматривается зарядовый радиус и асимптотическая константа (АК) [15,16]. Причем, во всех дальнейших расчетах параметры этих потенциалов не изменялись. Небольшая их возможная неоднозначность связана только с неоднозначностью или ошибкой величины АК.

### Классификация состояний по схемам Юнга

Предположим, что для ядра  $^{14}\text{C}$  можно принять орбитальную схему Юнга [17] в виде  $\{4442\}$  [15], поэтому для  $p^{14}\text{C}$ -системы в рамках  $1p$ -оболочки имеем  $\{1\} \times \{4442\} \rightarrow \{5442\} + \{4443\}$  [1]. Первая из полученных выше схем Юнга 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  $L = 1$  [15,17]. Более высокие значения орбитального момента в расчетах не потребуются и здесь не рассматриваются. Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами с орбитальным моментом  $L = 0, 1, 2$  можно сказать, что для  $p^{14}\text{C}$ -системы в потенциале  $^2S_{1/2}$ -волны присутствует только запрещенное связанное состояния (ЗС). Для  $^2P_{1/2}$ -волны имеется только разрешенное состояние (РС), которое соответствует основному состоянию (ОС)  $^{15}\text{N}$  и находится при энергии связи  $p^{14}\text{C}$ -системы  $-10.2074$  МэВ в ц.м. [18]. Напомним, что для основного состояния ядра  $^{14}\text{C}$  моменты имеют значения  $J^\pi, T = 0^+, 1$ , а для  $^{15}\text{N}$  известно  $J^\pi, T = 1/2^-, 1/2$  [18].

Рассмотрим теперь спектр резонансных состояний в  $p^{14}\text{C}$ -системе, т.е. состояний при положительных энергиях, который приведен в работе [18] и более новой работе [19]. При

энергии ниже  $5.0$  МэВ в спектрах ядра  $^{15}\text{N}$  для  $p^{14}\text{C}$  канала практически отсутствуют резонансные уровни, которые имели бы ширину более  $50-70$  кэВ. Только при энергии возбуждения  $11.615(4)$  МэВ, т.е. при  $1.4$  МэВ в ц.м. выше порога наблюдается резонанс с  $J^\pi = 1/2^+$  и шириной  $405(6)$  кэВ в ц.м. Имеется еще один резонанс при энергии  $12.004$  МэВ и  $J^\pi = 3/2^+$ , т.е. при  $1.8$  МэВ в ц.м. с шириной  $387$  кэВ в ц.м. [19], который можно сопоставить  $^2D_{3/2}$ -волне. Поэтому далее будет построен  $^2S_{1/2}$ -потенциал рассеяния со связанными ЗС и  $^2D_{3/2}$ -потенциал также с ЗС.

Имеющиеся узкие резонансы для  $M1$ -переходов, которые присутствуют в спектрах, не будут вносить заметного вклада в скорость реакции. Поэтому потенциал  $^2P_{3/2}$ -волны рассеяния, так как он не имеют ЗС, а резонансы имеют малую ширину (обычно меньше  $50-70$  кэВ), можно просто положить равным нулю. Потенциал  $^2P_{1/2}$ -волны примем совпадающим с потенциалом ОС. В результате будет рассматриваться переход на ОС вида

$$1. \quad ^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$$

и  $E1$ -переход из  $^2D_{3/2}$ -волны рассеяния со связанным ЗС на  $^2P_{1/2}$  ОС

$$2. \quad ^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}.$$

Заметим, что в нашей прежней работе [1] рассматривался только один захват из  $^2S_{1/2}$ -волны  $p^{14}\text{C}$ -рассеяния для первого резонанса на  $^2P_{1/2}$  ОС  $^{15}\text{N}$ .

### Потенциалы взаимодействия $p^{14}\text{C}$ системы

В предыдущей работе [1] были получены потенциалы рассеяния и определен потенциал ОС ядра  $^{15}\text{N}$  в  $p^{14}\text{C}$ -канале в гауссовом виде

$$V(r, JLS) = -V_0(JLS) \exp\{-\alpha(JLS)r^2\},$$

с точечным кулоновским членом, параметры которого зависят от всех квантовых чисел, а в некоторых случаях и от схем Юнга [13]. Все выражения для вычисления полных сечений приведены в [13] или [15,16].

Для описания первого резонанса в  $S$ -воне  $p^{14}\text{C}$ -рассеяния используется простой гауссов потенциал со связанным ЗС и параметрами

$$V_S = 5037.0 \text{ МэВ}, \alpha_S = 12.0 \text{ Фм}^{-2}, \quad (1)$$

которые приводят к фазе рассеяния с резонансом при  $1400(1)$  кэВ в с.ц.м. и шириной  $535(1)$  кэВ в ц.м., что не плохо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [18,19]. В этих

работах приведено 1408(4) кэВ в ц.м. с полной шириной 405(6) кэВ в с.ц.м.

Следует обратить внимание, что по известной энергии резонансного уровня в спектрах любого ядра [16] и его ширине потенциал  ${}^2S_{1/2}$ -волны строятся полностью однозначно, если задано количество СС, запрещенных или разрешенных в данной парциальной волне, которое в данном случае равно единице. Иначе говоря, невозможно найти другую комбинацию параметров  $V$  и  $\gamma$ , которые были бы способны правильно передать резонансную энергию уровня и его ширину. Глубина такого потенциала  $V$  однозначно определяет положение резонанса, т.е. резонансную энергию уровня, а его ширина  $\gamma$  задает определенную ширину этого резонансного состояния, которые должны соответствовать экспериментально наблюдаемым величинам [18].

В данном случае для правильного воспроизведения ширины резонанса при 1408 кэВ пришлось бы еще уменьшить ширину потенциала, увеличивая параметр  $\gamma$ . Только в этом случае было бы возможно получить более правильную ширину резонанса порядка 400 кэВ. Однако экспериментальные данные по радиационному  $p^{14}\text{C}$ -захвату при энергии в области  $1 \div 2$  МэВ в настоящее время просто отсутствуют. Поэтому вряд ли имеет смысл искать в настоящее время более точный потенциал для правильного описания ширины такого резонанса.

Для потенциала  ${}^2D_{3/2}$ -волны получены параметры

$$V_D = 108.5 \text{ МэВ}, \quad \alpha_D = 0.085 \text{ Фм}^2, \quad (2)$$

которые приводят к фазе рассеяния с резонансом при 1800(1) кэВ в ц.м. и шириной 375(1) кэВ в ц.м., что хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными [18,19], где приведено 1797 кэВ в ц.м. с полной шириной 387 кэВ в ц.м. Параметры потенциалов (1) и (2) подбирались таким образом, чтобы в целом правильно воспроизвести данные резонансов из работ [18,19].

Для потенциала  ${}^2P_{1/2}$  ОС ядра  ${}^{15}\text{N}$  без связанных ЗС в кластерном  $p^{14}\text{C}$ -канале найдены следующие параметры

$$V_P = 221.529718 \text{ МэВ}, \quad \alpha_P = 0.6 \text{ Фм}^2. \quad (3)$$

Он позволяет получить для массового радиуса  $R_m = 2.52$  Фм, для зарядового радиуса  $R_{ch} = 2.47$ , энергию связи  $-10.207400$  МэВ при точности конечно-разностного метода [15]  $10^{-6}$  МэВ. Для асимптотической константы в

безразмерном виде получено значение 1.80(1) на интервале расстояний 3 - 10 Фм. Указанная ошибка асимптотической константы, как обычно, получена ее усреднением по приведенному интервалу расстояний. В этих расчетах для величины радиуса  ${}^{14}\text{C}$  использовалась значение 2.56(5) Фм [18], для радиуса  ${}^{15}\text{N}$  известно 2.612(9) Фм [18], а радиус протона принимался равным 0.8775(51) [20]. В приведенных расчетах использовалось следующее значение массы  $m({}^{14}\text{C}) = 14.003242$  а.е.м. [21], а для массы  $m_p$  известно значение 1.00727646577 а.е.м. [20], а для величины константы  $\hbar^2/m_0$  принято значение 41.4686 МэВ·Фм<sup>2</sup>, где  $m_0$  – а.е.м.

Здесь следует заметить, что, когда писалась работа [1] нам не удалось найти данные по АК ядра  ${}^{15}\text{N}$  в этом канале, полученные в других работах независимыми методами. Сегодня эти данные представлены в работе [22], где для квадрата асимптотического нормировочного коэффициента  $A^2_{\text{NC}}$  (АНК) приведено 43.2 Фм<sup>-1</sup>, а для спектрофактора  $S_f$  дается интервал от 0.75 до 1. Тогда учитывая связь АНК и размерной АК  $C$  [23]  $A_{\text{NC}} = \sqrt{S_f} C$  и сравнивая [23]

$$c_L(R) = C W_{-\eta L+1/2}(2k_0 R) \text{ и}$$

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

находим связь размерной  $C$  и безразмерной АК  $C_w$  [24], которую мы используем в своих расчетах:  $C = \sqrt{2k_0} C_w$  при  $\sqrt{2k_0} = 1.166$ , где  $k_0$  – волновое число ОС. Используя эти выражения для  $C_w$  из данных [22] получаем величину 6.07(44), которая сильно отличается от приведенных выше результатов для потенциала (3).

Теперь заметим, что если потенциалы рассеяния строились исключительно исходя из приемлемого описания характеристик резонансов и их параметры фиксированы достаточно точно, то потенциал ОС (3) определялся в [1] так чтобы наилучшим образом описать имеющиеся экспериментальные данные для полных сечений захвата при низких энергиях [2]. Однако такой потенциал приводит к вполне разумным значениям радиуса ядра  ${}^{15}\text{N}$ , а полученная с ним величина АК может быть использована далее для сравнения с результатами других, независимых работ по извлечению АК из других экспериментальных данных. А если получить потенциал, который бы имел АК согласованную с данными [22], то он не будет описывать ни зарядовый радиус ядра, ни имеющиеся экспериментальные данные [2].

**Полные сечения захвата и астрофизический S-фактор**

Переходя к описанию полученных результатов, обратим внимание, что экспериментальные данные для полных сечений радиационного  $p^{14}\text{C}$ -захвата на ОС ядра  $^{15}\text{N}$  или астрофизический S-фактор были измерены в работе [2] для области энергий 260 - 740 кэВ. Эти результаты показаны квадратами на Рисунке 1 и в численном виде взяты нами из базы данных [21]. Других измерений полных сечений этой реакции найти не удалось. Для описания имеющихся данных рассматривалось сечение захвата на ОС с потенциалом (3) для E1 перехода из резонансной  $^2S$ -волны рассеяния с потенциалом (1), т.е. описанный выше процесс №1.

Результаты расчетов полного сечения и астрофизического S-фактора приведены на рисунке 1 синей кривой. Они практически полностью описывает экспериментальные данные при всех измеренных в работе [2] энергиях. В области малых энергий, а именно, 100 ÷ 140 кэВ величина расчетного S-фактора остается почти постоянной и равной 4.5(1) кэВ·б. По-видимому, именно это значение можно считать S-фактором при нулевой энергии для рассматриваемой здесь реакции радиационного  $p^{14}\text{C}$ -захвата. Зеленой кривой на Рисунке 1 показан вклад перехода №2 с переходом из  $D_{3/2}$ -волны. Как видно из этих результатов вклад этого процесса пренебрежимо мал и слабо влияет на полное сечение, показанное красной кривой на рисунке 1.

Полученные выше результаты для сечений были использованы для расчета скорости реакции при температурах от 0.01 до 10  $T_9$ , которые показаны на рисунке 2 красной непрерывной кривой. Такую скорость реакции можно аппроксимировать формулой вида [25]

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \frac{a_1}{T^{b_1}} \exp\left(-\frac{a_2}{T^{b_2}}\right) \left(1 + a_3 T^{b_3} + a_4 T^{b_4} + a_5 T^{b_5} + a_6 T^{b_6} + a_7 T^{b_7}\right) + \frac{a_8}{T^{b_8}} \exp\left(-\frac{a_9}{T^{b_9}}\right)$$

с параметрами из таблицы 1, а результаты такой

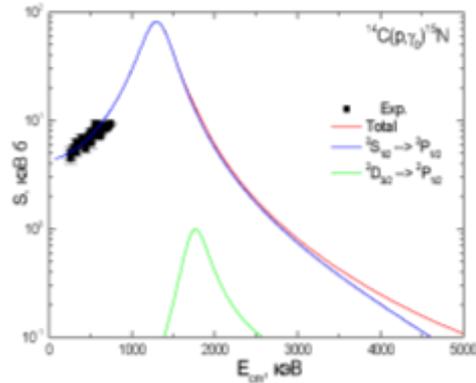
параметризации показаны на рисунке 2 точечной кривой.

**Таблица 1** - Параметры аппроксимации скорости реакции ( $\chi^2 = 0.5$ ) при 5% ошибках расчетной скорости

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$a_7$	$a_8$	$a_9$
-62.27774	13.47974	-3.64602E-12	-4.03114E6	-2.8605E6	9.66115E6	-2.8393E6	1.66162E8	14.14352
$b_1$	$b_2$	$b_3$	$b_4$	$b_5$	$b_6$	$b_7$	$b_8$	$b_9$
0.58692	0.32776	-8.80857	0.83982	0.9935	1.33333	1.66667	0.47326	0.5033

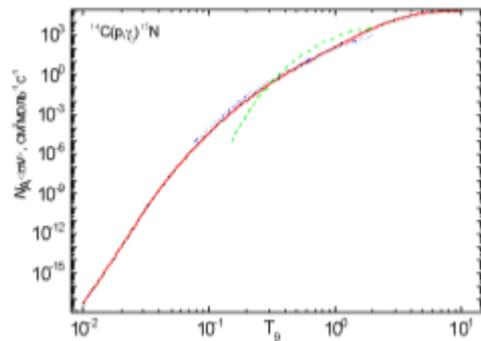
Для сравнения на рисунке 2 приведены скорости из работы [2]. Штриховая – это резонансная часть и частая точечная – это

нерезонансная часть. Как видно эти результаты неплохо совпадают с нашими, но резонансная часть в пике скорости скорее всего завышена.



Экспериментальные данные из работы [2]. Кривые – расчеты астрофизического S-фактора, с приведенными в тексте потенциалами.

**Рисунок 1** - Астрофизический S-фактор  $p^{14}\text{C}$ -радиационного захвата на ОС ядра  $^{15}\text{N}$  при энергиях до 5 МэВ



Красная непрерывная кривая – наши результаты, штриховая – резонансная часть из работы [2] и частая точечная – нерезонансная часть скорости из работы [2].

**Рисунок 2** - Скорость реакции  $p^{14}\text{C}$ -захвата

## Заключение

Таким образом, измеренные полные сечения или астрофизический  $S$ -фактор реакции  $p^{14}\text{C}$ -захвата удастся правильно описать в рамках МПКМ на основе только  $E1$ -переходов из резонансных  $^2S_{1/2}$  и  $^2D_{3/2}$ -волн рассеяния с ЗС на  $^2P_{1/2}$  ОС без ЗС ядра  $^{15}\text{N}$ , рассматриваемого в двухчастичной  $p^{14}\text{C}$ -канале. Потенциалы межкластерного взаимодействия в непрерывном спектре строятся, как обычно, на основе описания спектров конечного ядра, а СС исходя из воспроизведения ими основных характеристик таких состояний – в данном случае это энергия связи и зарядовый радиус.

Выполнение в будущем более детальных измерений полных сечений этой реакции, особенно, в области резонанса при 1.0-2.0 МэВ, позволит сделать, по-видимому, более определенные выводы о качестве описания рассматриваемых сечений реакции  $p^{14}\text{C}$ -захвата в рамках использованной здесь МПКМ.

## Финансирование

Работа поддержана грантом МОН РК № AP19676483 «Изучение процессов термоядерного горения водорода в CNO цикле на Солнце и в звездах» через Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова АКК МЦРИАП РК.

## Литература

- 1 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. – Vol. 29. – No24. – Art.No 1450125.
- 2 Gorres J. et al. Proton capture on  $^{14}\text{C}$  and its astrophysical implications // *Nucl. Phys. A* – 1990. – Vol. 517. – P.329-339.
- 3 Heil M. et al. The  $(n,\gamma)$  cross section of  $^7\text{Li}$  // *Astrophys. Jour.* – 1998. – Vol.507. – P.997-1002.
- 4 Guimaraes V. and Bertulani C.A. Light radioactive nuclei capture reactions with phenomenological potential models // *AIP Conf. Proc.* – 2010. – Vol.1245. – P.30-38.
- 5 Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki. Neutron capture nucleosynthesis in the Universe // *Sci. Tech. Adv. Materials* – 2004. – Vol.5. – P.567-573.
- 6 Nagai Y. et al. Fast neutron capture reactions in nuclear astrophysics // *Hyperfine Interactions.* – 1996. – Vol.103. – P.43-48.
- 7 Liu Z.H. et al. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in  $^{12}\text{B}$  and  $^{13}\text{C}$  // *Phys. Rev. C.* – 2001. – Vol. 64. – Art.No 034312.
- 8 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. – Vol.570. – P.926-933.
- 9 Kondev F.G., Wang M., Huang W.J., Naimi S., Audi G. The NUBASE2020 evaluation of nuclear properties // *Chinese Physics C.* – 2021. – Vol.45 (3). – Art.No 030001.
- 10 Yaffe L. and Stevens W.H. The reaction  $^{14}\text{C}(n,\gamma)^{15}\text{C}$  // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol.79. – P.893-893.
- 11 Applegate J.H., Hogan C.J. and Scherer R.J. Cosmological quantum chromodynamics, neutron diffusion, and the production of primordial heavy elements // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol.329. – P.572-579.
- 12 Malaney R.A. and Fowler W.A. Late-time neutron diffusion and nucleosynthesis in a post-QCD inhomogeneous  $\Omega=1$  Universe // *Astrophys. J.* – 1988. – Vol.333. – P.14-20.
- 13 Dubovichenko S.B., Tkachenko A.S., and et al.  $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$  reaction rate in the light of the new data of the Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics // *Phys. Rev. C.* – 2022. – Vol. 105. – Art.No065806.
- 14 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. J.* – 2016. – Vol.819. No1. – P.78(8p.).
- 15 Dubovichenko S.B. *Thermonuclear processes in Stars and Universe. Second English edition.* – Germany, Saarbrücken: Scholar's Press, 2015. – 332p.  
<https://www.morebooks.shop/store/ru/book/thermonuclear-processes-in-stars/isbn/978-3-639-76478-9>,
- 16 Dubovichenko S.B. *Radiative neutron capture. Primordial nucleosynthesis of the Universe. First English edition.* – Germany. Berlin/Munich/Boston. Walter de Gruyter GmbH, 2019. – 310 p.
- 17 Kukulín V.I., Neudatchin V.G., Obukhovskii I.T., and Smirnov Y.F. Clusters as Subsystems in Light Nuclei, in *Clusters as Subsystems in Light Nuclei*, edited by K. Wildermuth and P. Kramer. – Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1983. – P.1-s155.
- 18 Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei  $A = 13 - 15$  // *Nucl. Phys. A.* – 1991. – Vol. 523. – P.1-116.
- 19 Sukhoruchkin S.I., Soroko Z.N. Excited nuclear states. Sub. G. Suppl. I/25 A-F. – Springer, 2016.
- 20 [https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud%20csearch\\_for=atomnuc!](https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud%20csearch_for=atomnuc!)
- 21 <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
- 22 Timofeyuk N.K. Spectroscopic factors and asymptotic normalization coefficients for 0 p-shell nuclei: Recent updates // *Phys. Rev. C.* – 2013. – Vol.88. – Art.No 044315.

- 23 Mukhamedzhanov A.M., Tribble R. E. Connection between asymptotic normalization coefficients, sub threshold bound states, and resonances // *Phys. Rev. C.* – 1999. – Vol.59. – P.3418-3424.
- 24 Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes // *Nucl. Phys. A.* – 1981. – Vol. 365. – P.8-12.
- 25 Caughlan G.R., Fowler W.A. Thermonuclear reaction rates V // *At. Data Nucl. Data Tables.* – 1988. – Vol.40. – P.283-334.

### References

- 1 S.B. Dubovichenko, A.V. Dzhazairov-Kakhramanov, et.al., *Mod. Phys. Lett. A*29 (24), 1450125 (2014).
- 2 J. Gorres et al., *Nucl. Phys. A*517, 329-339 (1990).
- 3 M. Heil et al., *Astrophys. Jour.*, 507, 997-1002 (1998).
- 4 V. Guimaraes and C.A. Bertulani, *AIP Conf. Proc.*, 1245, 30-38 (2010).
- 5 Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki, *Sci. Tech. Adv. Materials*, 5, 567-573 (2004).
- 6 Y. Nagai et al., *Hyperfine Interactions*, 103, 43-48 (1996).
- 7 Z.H. Liu et al., *Phys. Rev.C*, 64, 034312 (2001).
- 8 A. Horvath et al., *Astrophys. J.*, 570, 926-933 (2002).
- 9 F.G.Kondev, M. Wang, W.J.Huang, S. Naimi, G. Audi, *Chinese Physics C*, 45 (3), 030001 (2021).
- 10 L. Yaffe and W.H. Stevens, *Phys. Rev.*, 79, 893-893 (1950).
- 11 J.H. Applegate, C.J. Hogan and R.J. Scherer, *Astrophys. J.*, 329, 572-579 (1988).
- 12 R.A. Malaney and W.A. Fowler, *Astrophys. J.*, 333, 14-20 (1988).
- 13 S.B. Dubovichenko, A.S.Tkachenko, et.al., *Phys. Rev.C*, 105, 065806 (2022).
- 14 S.B. Dubovichenko, A.V. Dzhazairov-Kakhramanov, *AstroPhys. J.*, 819 (1), 78 (2016).
- 15 S.B. Dubovichenko, *Thermonuclear processes in Stars and Universe*, (Germany, Saarbrucken, 2015), 332 p.
- 16 S.B. Dubovichenko, *Radiative neutron capture. Primordial nucleosynthesis of the Universe. 1<sup>st</sup> English edition*, (Germany, Berlin/Munich/Boston. Walter de Gruyter GmbH, 2019), 310 p.
- 17 V.I. Kukulín, V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovski, and Y.F. Smirnov, *Clusters as Subsystems in Light Nuclei*, (Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1983), 155 p..
- 18 F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.A*, 523, 1-116 (1991).
- 19 S.I. Sukhoruchkin, Z.N. Soroko, *Excited nuclear states. Sub. G. Suppl. I/25 A-F*, (Springer, 2016).
- 20 [https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud%20csearch\\_for=atomnuc!](https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mud%20csearch_for=atomnuc!)
- 21 <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
- 22 N.K. Timofeyuk, *Phys. Rev. C*, 88, 044315 (2013).
- 23 A.M. Mukhamedzhanov, R.E.Tribble, *Phys. Rev. C*, 59, 3418-3424 (1999).
- 24 G.R. Plattner, R.D. Viollier, *Nucl. Phys. A*, 365, 8-12 (1981).
- 25 G.R. Caughlan, W.A. Fowler, *At. Data Nucl. Data Tables*, 40, 283-334 (1988).

#### История статьи:

Поступила 7 марта 2024 г.  
Принята 14 марта 2024 г.

#### Article history:

Received 7 March 2024  
Accepted 14 March 2024

#### Информация об авторах:

1. **С.Б. Дубовиченко** – д.ф.-м.н., профессор, Астрофизический институт (Казахстан, г.Алматы, email: dubovichenko@mail.ru)

2. **Н.А. Буркова** – д.ф.-м.н., профессор, Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, email: natali.burkova@gmail.com)

3. **А.С. Ткаченко** – PhD, Астрофизический институт (Казахстан, г.Алматы, email: tkachenko.alessya@gmail.com)

4. **Д.М. Зазулин** (автор корреспондент) – к.ф.-м.н., доц., Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, email: denis\_zazulin@mail.ru)

5. **Б.У. Бейсенов** – Казахский национальный университет им. аль-Фараби (Казахстан, г.Алматы, bekmurza.beisenov@gmail.com).

#### Information about authors:

1. **S.B. Dubovichenko** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Fesenkov Astrophysical Institute (Almaty, Kazakhstan, email: dubovichenko@mail.ru).

2. **N.A. Burkova** – Dr. of Phys. and Math. Sc., Prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: natali.burkova@gmail.com).

3. **A.S. Tkachenko** – PhD, Fesenkov Astrophysical Institute (Almaty, Kazakhstan, email: tkachenko.alessya@gmail.com).

4. **D.M. Zazulin** (corresponding author) – Cand. of Phys. and Math. Sc., Ass.Prof., Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: denis\_zazulin@mail.ru).

5. **B.U. Beisenov** – Al-Farabi Kazakh National University (Almaty, Kazakhstan, email: bekmurza.beisenov@gmail.com).