






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> , А.А. Акат<sup>2</sup> 

<sup>1</sup>Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова АКК РК, Казахстан, г.Алматы

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Казахстан, г.Алматы

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

## СКОРОСТЬ РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПРОТОНОВ ЯДРОМ <sup>11</sup>B

Реакция <sup>11</sup>B(p,γ)<sup>12</sup>C представляет значительный интерес в области управляемого термоядерного синтеза и в ядерной астрофизике. В термоядерных реакторах конструкционные элементы, содержащие бор могут использоваться в качестве поглотителей нейтронов. Эта реакция является одной из реакций производства <sup>11</sup>B в звездах. Скорость реакции <sup>11</sup>B(p,γ)<sup>12</sup>C (протекавшей в недрах звезд первого поколения) может иметь существенное значение для наблюдаемого сегодня количества <sup>11</sup>B и <sup>10</sup>B в земной коре и в межзвездной среде. Поэтому, в данной работе, в рамках модифицированной потенциальной кластерной модели с классификацией орбитальных состояний по схемам Юнга и с учетом разрешенных и запрещенных состояний рассмотрена возможность описания имеющихся экспериментальных данных для полных сечений радиационного *p*<sup>11</sup>B захвата на основное состояние ядра <sup>12</sup>C при энергиях до 1.5 МэВ. Показано, что только на основе *E1*- и *M1*-переходов из состояний *p*<sup>11</sup>B рассеяния с учетом первого резонанса на основное состояние ядра <sup>12</sup>C вполне удастся объяснить величину и форму экспериментального астрофизического *S*-фактора. В работе приведены сравнения найденных нами астрофизических *S*-факторов радиационного *p*<sup>11</sup>B захвата на основное состояние ядра <sup>12</sup>C с имеющимися в литературе экспериментальными данными. На основе полученного теоретического *S*-фактора рассчитана скорость этой реакции в области температур от 0.01 до 1 *T*<sub>9</sub>. Расчетные результаты для скоростей аппроксимируются простым выражением, что упрощает их использование в прикладных термоядерных и астрофизических исследованиях.

**Ключевые слова:** ядерная астрофизика, легкие атомные ядра, низкие и астрофизические энергии, радиационный захват, термоядерные процессы, потенциальная кластерная модель, схемы Юнга.

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>, A.A. Akat<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 capture of proton by <sup>11</sup>B nucleus

The <sup>11</sup>B(p,γ)<sup>12</sup>C reaction is of considerable interest in the field of controlled thermonuclear fusion and in nuclear astrophysics. In thermonuclear reactors, structural elements containing boron can be used as neutron absorbers. This reaction is one of the reactions of <sup>11</sup>B production in the stars. The rate of the <sup>11</sup>B(p,γ)<sup>12</sup>C reaction (occurring in the interiors of first-generation stars) can be of great importance for the amount of <sup>11</sup>B and <sup>10</sup>B observed today in the Earth's crust and in the interstellar medium. 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*<sup>11</sup>B capture to the ground state of the <sup>12</sup>C nucleus at energies up to 1.5 MeV. It is shown that only on the basis of *E1* and *M1* transitions from the *p*<sup>11</sup>B scattering states, taking into account the first resonance for the ground state of the <sup>12</sup>C nucleus, it is quite possible to explain the magnitude and shape of the experimental astrophysical *S*-factor. The work presents comparisons the astrophysical *S*-factors of the radiative *p*<sup>11</sup>B capture to the ground state of the <sup>12</sup>C nucleus found by us with the experimental data available in the literature. Based on the obtained theoretical *S*-factor, the rate of this reaction was calculated in the temperature range from 0.01 to 1 *T*<sub>9</sub>. 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, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, radiative capture, thermonuclear processes, potential cluster model, Young's diagrams.

С.Б. Дубовиченко<sup>1</sup>, Н.А. Буркова<sup>2</sup>, А.С. Ткаченко<sup>1</sup>, Д.М. Зазулин<sup>2\*</sup>, А.А. Акат<sup>2</sup>

<sup>1</sup>В.Г. Фесенков ат. Астрофизика институты, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>2</sup>Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

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

## Протондардың <sup>11</sup>В ядросымен радиациялық реакция жылдамдығы

<sup>11</sup>B( $p,\gamma$ )<sup>12</sup>C реакциясы басқарылатын термоядролық синтез саласында және ядролық астрофизикада маңызды қызығушылық тудырады. Термоядролық реакторларда нейтронды сіңіргіш ретінде құрамында боры бар құрылымдық элементтерді қолдануға болады. Бұл реакция жұлдыздарда <sup>11</sup>B түзетін реакциялардың бірі. <sup>11</sup>B( $p,\gamma$ )<sup>12</sup>C реакциясының жылдамдығы (бірінші ұрпақ жұлдыздарының ішкі қабаттарында болатын) қазіргі таңда жұлдыз аралық ортада және жер қыртысында байқалатын <sup>11</sup>B және <sup>10</sup>B мөлшері үшін үлкен маңызға ие болуы мүмкін. Сондықтан, осы жұмыста біз Юнг схемалары бойынша орбиталық күйлерді жіктеумен өзгертілген кластерлік модель шеңберінде және рұқсат етілген және тыйым салынған күйлерді ескере отырып, 1.5 МэВ дейінгі энергиялар кезінде <sup>12</sup>C ядросының негізгі күйіне түсірудің радиациялық  $p^{11}\text{B}$  толық қималары үшін қолда бар эксперименттік деректерді сипаттау мүмкіндігін қарастырдық. Тек  $p^{11}\text{B}$  шашырау күйлерінен E1 және M1 ауысуларының негізінде <sup>12</sup>C ядросының негізгі күйіне бірінші резонансты ескере отырып, тәжірибелік астрофизикалық S - факторының шамасы мен пішінін түсіндіруге әбден болатыны көрсетілген. Бұл мақалада біз тапқан <sup>12</sup>C ядросының негізгі күйіне  $p^{11}\text{B}$  сәулеленуінің астрофизикалық S-факторлары әдебиеттегі эксперименттік деректермен салыстырылды. Алынған теориялық S-фактор негізінде бұл реакцияның жылдамдығы 0.01-ден 1 T<sub>9</sub>-ға дейінгі температура диапазонында есептелді. Жылдамдықтар үшін есептелген нәтижелер оларды қолданбалы термоядролық және астрофизикалық зерттеулерде қолдануды жеңілдететін қарапайым өрнекпен жуықталады.

**Түйін сөздер:** ядролық астрофизика, жеңіл атомдық ядролар, төмен және астрофизикалық энергиялар, радиацияны түсіру, термоядролық процестер, потенциалды кластерлік модель, Юнг схемасы.

### Введение

Продолжая изучение процессов радиационного захвата [1,2], которые обычно входят в различные термоядерные циклы [3], рассмотрим в рамках МПКМ реакцию  $p^{11}\text{B} \rightarrow \gamma^{12}\text{C}$  при астрофизических энергиях. В данном случае, поскольку отсутствуют результаты фазового анализа, потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся исходя из описания структуры спектров резонансных состояний  $p^{11}\text{B}$ -системы в <sup>12</sup>C. Для СС или основных состояний (ОС) 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, зарядового радиуса и асимптотической константы (АК) [1].

### Метод исследований

В настоящих расчетах мы использовали потенциальную (двух-)кластерную модель (ПКМ) с запрещенными состояниями (ЗС) [4]. Такая модель непосредственно учитывает резонансное поведение фаз упругого рассеяния взаимодействующих частиц при низких энергиях и согласована с основными характеристиками связанных состояний (СС) ядер, а также учитывает классификацию кластерных состояний по схемам Юнга [1]. Этот вариант модели назван нами модифицированной ПКМ (МПКМ) (см., например, [5]), а ее основные принципы и методы наиболее полно изложены в наших недавних работах [6,7].

### Структура кластерных состояний

Поскольку у нас отсутствуют полные таблицы произведений схем Юнга для системы с числом частиц больше восьми [8], которые использовались нами ранее для подобных расчетов [1], то полученные далее результаты следует считать лишь качественной оценкой возможных орбитальных симметрий в основном состоянии ядра  $^{12}\text{C}$  для  $p^{11}\text{B}$  канала. В тоже время, именно на основе подобной классификации удалось вполне приемлемо объяснить имеющиеся экспериментальные данные по радиационному  $p^{12}\text{C}$  и  $p^{13}\text{C}$  захвату [9]. Поэтому и здесь мы будем использовать подобную классификацию кластерных состояний по орбитальным симметриям, которая приводит нас к определенному числу ЗС и разрешенных состояний (РС) в межкластерных волновых функциях (ВФ) для заданного орбитального момента. Это значит, что ВФ относительного движения кластеров имеет определенное число узлов – в данном случае под кластерами понимаются протон и ядро  $^{11}\text{B}$ .

Далее предположим, что для  $^{11}\text{B}$  можно принять орбитальную схему Юнга в виде  $\{443\}$ , поэтому для  $p^{11}\text{B}$  системы в рамках  $1p$ -оболочки имеем  $\{1\} \cdot \{443\} \rightarrow \{543\} + \{444\} + \{4431\}$  [8]. Первая из полученных схем совместима с орбитальными моментами  $L = 1, 2, 3, 4$  и является запрещенной, поскольку в  $s$ -оболочке не может быть пяти нуклонов [4], вторая схема разрешена и совместима с орбитальным моментом  $L = 0, 2, 4$ , а третья, также по-видимому разрешенная, совместима с  $L = 1, 2, 3$  [10].

$\Gamma = 1150 \text{ кэВ}$	
17.23 [1, 1]	
$\Gamma = 280(28) \text{ кэВ}$	
16.62(5) [2, 1]	
$\Gamma = 5.3(2) \text{ кэВ}$	
16.1060(8) [2 <sup>+</sup> , 1]	
$^{12}\text{C} [0^+, 0]$	$p^{11}\text{B}$ 15.9572

Ширины уровней  $\Gamma$  (в кэВ) выделены красным цветом

**Рисунок 1** - Спектр ядра  $^{12}\text{C}$  (в МэВ) из [11]

Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами с орбитальным

моментом  $L = 0$  и  $1$  можно сказать, что для  $p^{11}\text{B}$ -системы (для  $^{11}\text{B}$  имеем  $J^\pi, T = 3/2^-, 1/2$  [11]) в потенциале  $^3S_1$ -волны (в обозначениях  $^{(2S+1)}L_J$ ) присутствует только разрешенное состояние, которое может быть не связанным и находиться в непрерывном спектре, а связанное ЗС отсутствует. В каждой  $^3P$ -волне имеются связанные запрещенные и разрешенные состояния. Одно из них, а именно, чистое по спину  $^3P_0$ -состояние, соответствует ОС  $^{12}\text{C}$  с  $J^\pi, T = 0^+, 0$  и находится при энергии связи  $p^{11}\text{B}$ -системы  $-15.9572 \text{ МэВ}$  [11]. Другие триплетные  $^3P$ -волны содержат связанные ЗС, но могут иметь РС в непрерывном спектре – это наше предположение, которому мы будем следовать в дальнейшем анализе. Кроме того, некоторые  $p^{11}\text{B}$ -состояния рассеяния и связанные состояния могут быть смешаны по спину для  $S = 1$  и  $2$ .

Кроме ОС рассмотрим далее резонансные состояния  $p^{11}\text{B}$ -системы при положительных энергиях, спектр которых показан на рисунке 1.

1. Первое резонансное состояние (ПРС) ядра  $^{12}\text{C}$  в  $p^{11}\text{B}$ -канале находится при энергии  $149.0(8) \text{ кэВ}$  в системе центра масс (ц.м.), имеет ширину меньше  $5.3(2) \text{ кэВ}$  в ц.м. и момент  $J^\pi = 2^+$  (Таблицы 12.11 и Таблицы 12.6 в [11]). Оно соответствует уровню  $16.1060(8) \text{ МэВ}$  ядра  $^{12}\text{C}$  и его можно сопоставить смешанной по спином  $^{3+5}P_2$ -волне рассеяния с ЗС. Здесь возможен  $E_2$  переход на ОС вида  $^{3+5}P_2 \rightarrow ^3P_0$ . Заметим, что в работе [12] были сделаны новые измерения положения и ширины этого резонанса, а также сделано сравнение этих данных с имеющимися ранее результатами. Однако приведенные в ней результаты принципиально не отличаются от имеющихся ранее данных.

2. Второе резонансное состояние (ВРС) имеет энергию  $663(5) \text{ кэВ}$  ц.м., его ширина равна  $280(28) \text{ кэВ}$  ц.м. и момент  $J^\pi = 2^-$  [11]. Оно соответствует уровню с энергией возбуждения  $16.62(5) \text{ МэВ}$  и его можно сопоставить  $^5S_2$ -волне рассеяния без ЗС. Поскольку захват рассматривается на ОС этот резонанс не будет играть роли. Но это стояние может быть и  $^{3+5}D_2$  волной и тогда возможен  $M_2$  переход вида  $^{3+5}D_2 \rightarrow ^3P_0$ , но его мы не будем рассматривать из-за малости вклада такого процесса.

3. Третий резонанс находится при энергии возбуждения  $17.23 \text{ МэВ}$  или  $1.273 \text{ МэВ}$  ц.м. выше порога канала с  $J^\pi = 1^-$  при ширине  $1150 \text{ кэВ}$ . Его можно сопоставить  $^3S_1$  волне и здесь возможен  $E_1$  переход на  $^3P_0$  ОС, но поскольку его ширина сравнима с его энергией он скорее всего не будет оказывать существенного влияния на сечения такого перехода. Поэтому  $^3S_1$  волну мы будем рассматривать далее, как не резонансную.

На рисунке 1 не показаны возбужденные состояния (BC), переходы на которые мы пока не рассматриваем. Итак, при энергии ниже 1 МэВ в спектрах ядра  $^{12}\text{C}$  отсутствуют сравнительно узкие резонансные уровни, которые можно было бы сопоставить  $^3S_1$ -резонансу рассеяния [11]. Поэтому фазы этой волны можно принять близкими или равными нулю, а поскольку в  $S$ -волне нет ЗС, то ее потенциалы при спине  $S = 1$  можно просто положить равными нулю [1].

Поскольку основному состоянию сопоставляется  $^3P_0$ -уровень ядра  $^{12}\text{C}$  можно рассматривать  $E1$ -переходы из нерезонансной  $^3S_1$ -волны рассеяния, с нулевым потенциалом, на это ОС

$$1. \quad ^3S_1 \rightarrow ^3P_0, \quad ^3D_1 \rightarrow ^3P_0$$

Сразу заметим, что вклад перехода из  $D$ -волны на несколько порядков ниже и реального влияния на  $S$ -фактор не дает. Кроме того, возможен  $E2$ -переход на ОС из резонансной при 149 кэВ триплетной части  $^3P_2$ -волны рассеяния

$$2. \quad ^3P_2 \rightarrow ^3P_0$$

Переход со второго резонанса на ОС невозможен, поскольку относится к другому спиновому каналу  $^5S_2$  или к  $M2$  переходу из  $^3+5D_2$ , который мы так же не будем рассматривать.

Методы расчетов сечений в рамках МПКМ неоднократно излагались во многих работах [1]. Методы построения используемых здесь межкластерных парциальных потенциалов при заданном орбитальном моменте  $L$  также изложены в [1] или [6,7]. В приведенных расчетах использовались следующие значения масс частиц  $m_p = 1.007276466$  [13] и  $m(^{11}\text{B}) = 11.0093052$  а.е.м. [14], а константа  $\hbar^2/m_0$  принималась равной  $41.4686$  МэВ·Фм<sup>2</sup>, где  $m_0$  – а.е.м.

### Потенциалы взаимодействия

Для всех  $p^{11}\text{B}$ -потенциалов использовался гауссов вид с точечным кулоновским членом

$$V(r) = -V_0 \exp(-\alpha r^2), \quad (1)$$

Приведем теперь параметры потенциалов для ОС и двух резонансных состояний  $p^{11}\text{B}$ -системы в ядре  $^{12}\text{C}$ . Для потенциала резонансной  $^3+5P_2$ -волны с ЗС и  $J = 2^+$  можно использовать следующие параметры

$$V_0 = 24.38058 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0.025 \text{ Фм}^{-2}. \quad (2)$$

С таким потенциалом получена резонансная энергия уровня  $E = 149$  кэВ в ц.м. при его ширине

около 1 кэВ в ц.м., которые в целом совпадают с экспериментальными данными [11], если учесть, что в этой работе приведена протонная ширина уровня равная  $0.0217(18)$  кэВ в л.с. Для резонансной энергии фаза рассеяния оказалась равна  $90^\circ(1)$ , а для расчета ширины уровня по фазе рассеяния использовалось выражение  $\Gamma = 2(d\delta/dE)^{-1}$ . Форма  $^3+5P_2$ -фазы показана на Рисунке 2 непрерывной кривой, а параметры всех потенциалов рассеяния даны в Таблице 1.

Для потенциала  $^3P_0$  ОС ядра  $^{12}\text{C}$  с ЗС в кластерном  $p^{11}\text{B}$ -канале найдены следующие параметры

$$V_0 = 161.65958 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0.12 \text{ Фм}^{-2}. \quad (3)$$

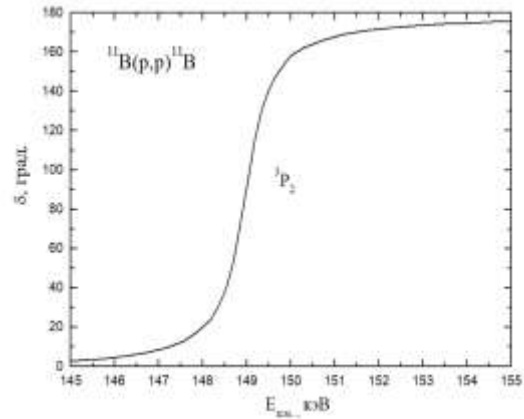


Рисунок 2 - Фаза  $p^{11}\text{B}$ -упругого  $^3+5P_2$ -рассеяния с резонансом при 149 кэВ в ц.м.

Такой потенциал позволяет получить массовый радиус  $R_m = 2.49$  Фм, зарядовый радиус  $R_{ch} = 2.55$ , энергию связи  $E_{св.} = -15.95720$  МэВ (при точности конечно-разностного метода  $10^{-5}$  МэВ) и АК в безразмерном виде  $C_w = 18.1(1)$  на интервале расстояний 7–13 Фм, которая определена в терминах функции Уиттекера [15] в форме:  $\chi_{L}(r) = \sqrt{2k_0} C_w W_{-\eta L + 1/2}(2k_0 r)$ . Ошибка расчетной константы определяется ее усреднением на указанном интервале расстояний. Для величины зарядового и массового радиуса  $^{11}\text{B}$  использовалась величина  $2.406(29)$  Фм [14], радиус  $^{12}\text{C}$  равен  $2.4702(22)$  Фм [14], а зарядовый и массовый радиус протона  $0.8414(19)$  [16]. Потенциал ОС (3) строился исключительно исходя из требования правильного описания нерезонансной части астрофизического  $S$ -фактора процесса захвата. Такие сечения имеют определенную экспериментальную ошибку, поэтому и параметры потенциала ОС имеют некоторую неоднозначность, связанную с той ошибкой.

**Таблица 1** - Список возможных переходов из начального  $\{(2S+1)L_J\}_i$  состояние на ОС ядра  $^{12}\text{C}$  при  $p^{11}\text{B}$ -захвате и параметры гауссовых потенциалов для начальных состояний рассеяния, а в последних двух столбцах приведены резонансные энергии и ширины, полученные с этими потенциалами (величина  $P^2$  определяет коэффициент в сечениях из работы [1], а энергии даны в ц.м. системе)

№	$\{(2S+1)L_J\}_i$ для входного канала рассеяния	Пере- ход	$P^2$ (для сечений)	$V_0$ , МэВ для входного канала	$\alpha$ , Фм <sup>-2</sup> для входного канала	$E_{\text{res.}}$ , МэВ	$\Gamma_{\text{res.}}$ , кэВ
1.	$^3S_1$ - нерезонансная волна рассеяния	$E1$	1	0.0	1.0	---	---
2.	$^3P_2$ - резонансная волна рассеяния при 0.149 МэВ с полной шириной 5.3(2) кэВ и протонной шириной 0.02 кэВ	$E2$	2	24.38058	0.025	0.149	0.8
3.	$^3P_1$ - нерезонансная волна рассеяния	$M1$	2	1200.0	2.0	---	---

Заметим, что в работе [17] при пересчете к безразмерной величине [15] АК оказалась примерно равна 8(2), что заметно меньше приведенной выше величины. В работе [18] после такого пересчета с единичным спектрофактором величина АК примерно равна 13.5(5).

**Полные сечения захвата и скорость реакции**

В первую очередь рассматривался  $E1$ -переход  $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$  из  $^3S_1$ -волны рассеяния с нулевым потенциалом на  $^3P_0$  ОС с потенциалом (3) и полученный  $S$ -фактор захвата показан на рисунке 3 штриховой кривой в области энергий 15 кэВ – 1.5 МэВ, которая хорошо описывает нерезонансную часть экспериментальные данные работ [19,20,21,22] в области 80 – 1500 кэВ. Далее был рассмотрен  $E2$ -переход из резонансной при 149 кэВ  $^3P_2$ -волны на  $^3P_0$  ОС ядра  $^{12}\text{C}$  – суммарный  $S$ -фактор этих двух переходов показан на рисунке 3 непрерывной кривой, которая практически полностью передает величину и форму экспериментальных сечений захвата.

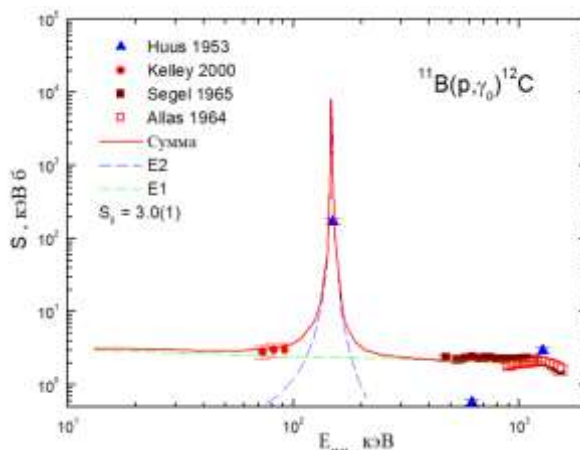
Значения экспериментального  $S$ -фактора из разных работ были получены пересчетом из полных сечений при использовании точных масс частиц. Ниже 80 кэВ величина  $S$ -фактора остается практически постоянной и в среднем равной 3.0(1) кэВ б. Следует заметить, что получить потенциал с шириной порядка 0.02 кэВ пока не представляется возможным. Кроме того, многие экспериментальные измерения сечений захвата этой реакции были выполнены в 50–60-х годах и, по-видимому, требуют уточнения на основе современных экспериментальных методов.

Полученная на основе этого  $S$ -фактора скорость реакции в области до 1  $T_9$  показана на рисунке 4 непрерывной кривой и может быть

параметризована формой вида [23]

$$N_A \langle \sigma \rangle = \frac{a_1}{T_9^{\frac{2}{3}}} \cdot \exp\left(-\frac{a_2}{T_9^{\frac{1}{3}}}\right) * \\ * \left(1.0 + a_3 T_9^{\frac{1}{3}} + a_4 T_9^{\frac{2}{3}} + a_5 T_9 + a_6 T_9^{\frac{4}{3}} + a_7 T_9^{\frac{5}{3}}\right) + \\ + a_8 T_9^{a_{10}} \exp(-a_9 T_9^{a_{11}})$$

с коэффициентами приведенными в Таблице 2, которые приводят к  $\chi^2 = 0.005$ , а результат параметризации показан на рисунке 4 зеленой точечной кривой.



Экспериментальные данные: черный треугольник ( $\blacktriangle$ ) – из работы [20], точки ( $\bullet$ ) – [19], открытые квадраты ( $\square$ ) – суммарные полные сечения из [22], заполненные квадраты ( $\blacksquare$ ) – из работы [21]. Кривые - результаты расчета для разных электромагнитных переходов с приведенными в тексте потенциалами.  $S_0$  -  $S$  - фактор при нулевой энергии.

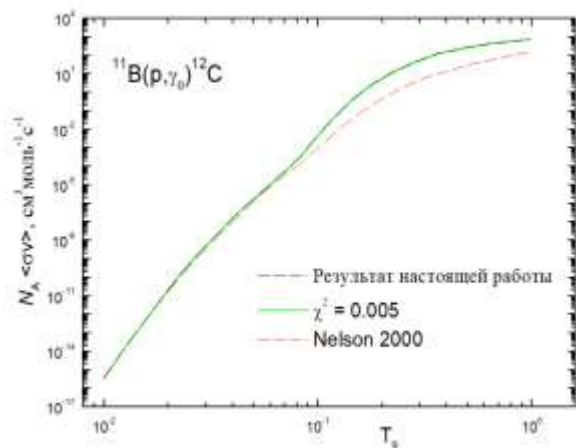
**Рисунок 3** - Астрофизический  $S$ -фактор реакции радиационного  $p^{11}\text{B}$ -захвата на ОС в области энергий 15 – 1500 кэВ



**Таблица 2** - Коэффициенты параметризации скорости реакции

№	$a_i$
1	0.5725313E+01
2	0.1182592E+02
3	0.1201652E+08
4	-0.1277646E+08
5	0.9449217E+07
6	0.1567468E+08
7	-0.1848965E+08
8	0.3875118E+04
9	0.2195500E+01
10	0.2053377E+01
11	0.9321482E+00

Для сравнения на рисунке 4 для скорости реакции приведены и результаты работы [24], которые лежат заметно ниже наших расчетных данных при больших температурах.

**Рисунок 4** - Скорость реакции  $p^{11}\text{В}$ -захвата на ОС

### Заключение

В рамках МПКМ построены потенциалы взаимодействия в канале  $p^{11}\text{В}$  для связанного основного состояния ядра  $^{12}\text{С}$  и  $^3\text{S}_1$ ,  $^3\text{P}_1$  и  $^3\text{P}_2$  состояний рассеяния с учетом ЗС. Потенциал ОС согласован с основными характеристиками ядра  $^{12}\text{С}$  в  $p^{11}\text{В}$ -канале – энергия связи и зарядовый

радиус. В непрерывном спектре потенциал взаимодействия для резонансной  $^3\text{P}_2$  волны рассеяния позволяет воспроизвести положение  $2^+$  резонанса при  $E_{\text{res}} = 0.149$  МэВ. Для ширины этого резонанса получено значение  $\Gamma_{\text{res}} = 0.8$  кэВ, которое не согласуется с известными сегодня экспериментальными данными  $\Gamma_{\text{res}} = 5.0 \pm 0.8$  кэВ [12]. Этот вопрос требует дальнейшего прояснения.

Мы показали, что в МПКМ удается воспроизвести экспериментальные данные для полных сечений  $p^{11}\text{В}$ -захвата на ОС  $^{12}\text{С}$  из работ [19-22] в области энергий от 80 мэВ до 1500 кэВ, которые полностью определяются нерезонансным  $E1$  переходом  $^3\text{S}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0$  и резонансным  $E2$  переходом  $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_0$ .

В перспективе необходимо рассмотреть и захват на первое возбужденное состояние ( $p, \gamma_1$ ) ядра  $^{12}\text{С}$ .

Скорость реакции радиационного захвата  $^{11}\text{В}(p, \gamma_0)^{12}\text{С}$  согласуется с расчетами [24] при температурах стандартного CNO цикла, а именно до  $T_9 \approx 0.1$ . При более высоких температурах наши расчеты превышают данные для скорости реакции примерно на порядок. Отметим, что расчеты [24] являются безмодельными, поэтому прояснить причину расхождений не представляется возможным.

Таким образом, МПКМ с потенциалами, согласованными со спектром резонансных уровней и содержащими в некоторых парциальных волнах ЗС, позволяет в целом правильно передать поведение экспериментальных сечений  $p^{11}\text{В}$ -захвата на ОС в широкой энергетической области.

### Финансирование

Работа выполнена в рамках гранта АР19676483 «Изучение процессов термоядерного горения водорода в CNO цикле на Солнце и в звездах» Министерства науки и высшего образования РК.

### Литература

- 1 Dubovichenko S.B. Thermonuclear processes in Stars and Universe. Second English Edition, revised and expanded. – Saarbrücken. – Germany: Scholar's Press, 2015. – 332 p.
- 2 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы в Звездах и во Вселенной. Четвертое русское издание. Дополненное и исправленное. – Изд-во Академия Ламберт. – GmbH&Co. KG. – Саарбрукен. – Германия, 2019. – 508 с.
- 3 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.
- 4 Barnes C.A., Clayton D.D. and Schramm D.N., Fowler W.A. Essays in Nuclear Astrophysics Presented to William A. Fowler, on the occasion of his seventieth birthday. - Cambridge University Press, 1982. – 562 p.

- 5 Neudatchin V.G. Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Sakharuk A.A. Generalized potential model description of mutual scattering of the lightest p+d, d+ $^3\text{He}$  nuclei and the corresponding photonuclear reactions // *Physical Review C*. - 1992. - Vol 45. - P.1512-1527.
- 6 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 // *International Journal of Modern Physics E*. - 2013. - Vol 22. - №5. - P. 1350028-1 - 1350028-52.
- 7 Dubovichenko S.B., Tkachenko A.S., Kezerashvili R.Ya., Burkova N.A., and Dzhazairov-Kakhramanov A.V.  $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$  reaction rate in the light of the new data of the Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics // *Physical Review C*. - 2022. - Vol 105. - P.065806.
- 8 Dubovichenko S.B., Burkova N.A., Tkachenko A.S., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Influence of resonances on the  $^{11}\text{B}(n,\gamma)^{12}\text{B}$  reaction rate. Capture at excited states of  $^{12}\text{B}$  // *International Journal of Modern Physics E*. - 2023. - Vol 32. - №2. – Art.No.2350008.
- 9 Itzykson C., Nauenberg M. Unitary groups: representations and decompositions // *Reviews of Modern Physics*. - 1966. - Vol 38. - P.95-120.
- 10 Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Examination of astrophysical S-factors of p $^2\text{H}$ , p $^6\text{Li}$ , p $^7\text{Li}$ , p $^{12}\text{C}$  and p $^{13}\text{C}$  radiative capture reactions // *International Journal of Modern Physics E*. - 2012. - Vol 21. - №3. - Art.No.1250039.
- 11 Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. – Москва: Наука, 1969. – 414 с.
- 12 Kelley J.H., Purcell J.E., Sheu C.G. Energy levels of light nuclei  $A = 12$  // *Nuclear Physics A*. - 2017. - Vol 968. - P.71–253.
- 13 He J.J., Jia B.L., Xu S.W., Chen S.Z., Ma S.B., Hou S.Q., Hu J., Zhang L.Y., and Yu X.Q. Direct measurement of  $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$  astrophysical S factors at low energies // *Physical Review C*. - 2016. - Vol 93. - P.055804-1 - 055804-5.
- 14 [https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search\\_for=atomnuc!](https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search_for=atomnuc!) Fundamental Physics Constants.
- 15 [http://cdfe.sinp.msu.ru/cgi-bin/gsearch\\_ru.cgi?z=4&a=11](http://cdfe.sinp.msu.ru/cgi-bin/gsearch_ru.cgi?z=4&a=11) Параметры основных и изомерных состояний атомных ядер.
- 16 Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes // *Nuclear Physics A* - 1981. - Vol 365. - P.8-12.
- 17 [https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search\\_for=atomnuc!](https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search_for=atomnuc!) Fundamental Physics Constants.
- 18 Timofeyuk N.K. Spectroscopic factors and asymptotic normalization coefficients for 0 p-shell nuclei: Recent updates // *Physical Review C*. - 2013. - Vol 88. - P.044315-1 - 044315-11.
- 19 Yarmukhamedov R., Tursunmakhatov K.I., and Burtebayev N. Asymptotic theory of charged particle transfer reactions at low energies and nuclear astrophysics // *International Journal of Modern Physics: Conference Series*. - 2019. - Vol 49. - P.1960016-1 - 1960016-13.
- 20 Kelley J.H., Canon R.S., Gaff S.J., Prior R.M., Rice B.J., Schreiber E.C., Spraker M., Tilley D.R., Wulf E.A., and Weller H.R. The  $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$  reaction below 100 keV // *Physical Review C*. - 2000. - Vol 62. – Art.No.025803.
- 21 Huus T., Day R.B. The gamma radiation from  $^{11}\text{B}$  bombarded by protons // *Physical Review*. - 1953. - Vol 91. - P.599-605.
- 22 Segel R.E., Hanna S.S., Allas R.G. States in  $^{12}\text{C}$  between 16.4 and 19.6 MeV // *Physical Review*. - 1965. - Vol 139. - P.B818-B830.
- 23 Allas R.G., Hanna S.S., Meyer-Schützmeister Luise, Segel R.E. Radiative capture of protons by  $^{11}\text{B}$  and the giant dipole resonance in  $^{12}\text{C}$  // *Nuclear Physics*. - 1964. - Vol 58. - P.122-144.
- 24 Caughlan G.R., Fowler W.A. Thermonuclear reaction rates V // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. – 1988. – Vol 40. – P.283–334.
- 25 Nelson S.O., Wulf E.A., Kelley J.H., Weller H.R. Evaluations of thermonuclear proton capture reaction rates for  $^2\text{H}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$ , and  $^{11}\text{B}$  // *Nuclear Physics A*. - 2000. - Vol 679. - P.199-211.

## References

- 1 S.B. Dubovichenko, *Thermonuclear processes in Stars and Universe*, Second English Edition, revised and expanded, (Saarbrücken, Germany, Scholar's Press, 2015), 332 p.
- 2 S.B. Dubovichenko, *Thermonuclear processes in Stars and Universe*, Fourth Russian Edition, corrected and enlarged, (Saarbrücken, Germany, Lambert Academic Publishing, GmbH&Co. KG, 2019), 508 p. (in Russ.).
- 3 S.B. Dubovichenko, *Radiative neutron capture. Primordial nucleosynthesis of the Universe*, First English edition, (Germany. Berlin/Munich/Boston. Walter de Gruyter GmbH. 2019), 310 p.
- 4 C.A. Barnes, D.D. Clayton, and D.N. Schramm, W.A. Fowler, *Essays in Nuclear Astrophysics Presented to William A. Fowler, on the occasion of his seventieth birthday*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1982), 562 p.
- 5 V.G. Neudatchin, et al, *Phys.Rev. C*, 45, 1512-1527 (1992).
- 6 S.B. Dubovichenko, et al, *International Journal of Modern Physics E*, 22 (5), 1350028 (2013).
- 7 S.B. Dubovichenko, et al, *Phys.Rev. C*, 105, 065806 (2022).
- 8 S.B. Dubovichenko, et al, *International Journal of Modern Physics E*, 32 (2), 2350008 (2023).
- 9 C. Itzykson & M. Nauenberg, *Reviews of Modern Physics*, 38, 95-120 (1966).
- 10 S.B. Dubovichenko & A.V. Dzhazairov-Kakhramanov, *International Journal of Modern Physics E*, 21 (3),

1250039 (2012).

- 11 V.G. Neudatchin & Yu.F. Smirnov, Nucleon associations in light nuclei, (Nauka, Moscow, 1969), 414 p. (in Russ.).
- 12 J.H. Kelley, J.E. Purcell, C.G. Sheu, Nuclear Physics A, 968, 71–253 (2017).
- 13 J.J. He, B.L. Jia, et al., Phys.Rev.C, 93, 0558045 (2016).
- 14 [https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search\\_for=atomnuc!](https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search_for=atomnuc!) Fundamental Physics Constants.
- 15 [http://cdfesinp.msu.ru/cgi-bin/gsearch\\_ru.cgi?z=4&a=11](http://cdfesinp.msu.ru/cgi-bin/gsearch_ru.cgi?z=4&a=11) Nuclear Wallet Cards
- 16 G.R. Plattner, R.D. Viollier, Nuclear Physics A, 365, 8-12 (1981).
- 17 [https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search\\_for=atomnuc!](https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mpu|search_for=atomnuc!) Fundamental Physics Constants.
- 18 N.K. Timofeyuk, Phy.Rev. C, 88, 044315 (2013).
- 19 R. Yarmukhamedov, K.I. Tursunmakhatov, and N. Burtebayev, International Journal of Modern Physics: Conference Series, 49, 1960016 (2019).
- 20 J.H. Kelley, R.S. Canon, et al., Phy.Rev. C, 62, 025803 (2000).
- 21 T. Huus, & R.B. Day, Phys. Rev., 91, 599-605 (1953).
- 22 R.E. Segel, S.S. Hanna, & R.G. Allas, Phys.Rev., 139, B818-B830 (1965).
- 23 R.G. Allas, S.S. Hanna, et al., Nuclear Physics, 58, 122-144 (1964).
- 24 G.R. Caughlan, & W.A. Fowler, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 40, 283–334 (1988).
- 25 S.O. Nelson, E.A. Wulf, J.H. Kelley, & H.R. Weller, Nuclear Physics A, 679, 199-211 (2000).