Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 6, с. 323 – 329

Анализ астрофизического S-фактора радиационного захвата протона ядром ^{8}B на основе *ab initio* подхода

Д. М. Родкин[+*1)], *Ю. М. Чувильский*[+]

[+]*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 10 июля 2025 г.
После переработки 7 августа 2025 г.
Принята к публикации 7 августа 2025 г.

В рамках оболочечной модели без инертного кора, на основе разработанного авторами Метода Ортогонализованных Функций Кластерных Каналов проделаны вычисления энергий и распадных свойств основного и нижних возбужденных уровней ядра ^{9}C. На основе этих данных рассчитаны сечения радиационного захвата $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ и проведен анализ астрофизического S-фактора в широком диапазоне энергий столкновения. Продемонстрировано сильное влияние уровней положительной четности, содержащихся в спектре ядра ^{9}C, на значение S-фактора при нулевой энергии.

DOI: 10.31857/S0370274X25090113, EDN: WIPFBB

Вопрос о сечении радиационного захвата протона на ^{8}B имеет большое значение для астрофизики, так как в низкометалличных сверхмассивных звездах горячий pp-процесс – $^7\mathrm{Be}(p,\gamma)^8\mathrm{B}$, $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$, $^9\mathrm{C}(\alpha,p)^{12}\mathrm{N}$, $^{12}\mathrm{N}(p,\gamma)^{13}\mathrm{O}$, $^{13}\mathrm{O}(\beta^+)$, $^{13}\mathrm{N}(p,\gamma)^{14}\mathrm{O}$ – может быть альтернативой слиянию трех альфа-частиц при получении ядер CNO группы. Если температура и плотность вещества в звезде достаточно велики, то скорости протонного и α-захвата оказываются выше, чем темпы β-распада соответствующих ядер.

Одним из проблемных мест исследований этой цепочки является процесс радиационного захвата протона ядром ^{8}B, поскольку существующие пучки радиоактивного ^{8}B обладают очень низкой интенсивностью и, поэтому, прямое измерение сечения реакции $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ практически невозможно.

Вследствие этого, современный гибридный экспериментально-теоретический подход к изучению характеристик реакции $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ базируется на извлечении асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) из сечений, “имитирующих” данный процесс реакций передачи или кулоновского развала с последующим вычислением астрофизического S-фактора обсуждаемого процесса. В работе [1] АНК ^{9}C извлекалось из сечения реакции $^8\mathrm{B}(d,n)^9\mathrm{C}$ в рамках борновского приближения метода искаженных волн (DWBA). Реакции кулоновского развала ^{9}C с этой же целью изучались в работах [2–4]. В более ранней работе [2] изучались реакции развала в широком диапазоне энергии 30–300 МэВ/нуклон на мишенях от C до Pb, в более поздней работе [3] изучалась реакция $^{208}\mathrm{Pb}(^9\mathrm{C},p^8\mathrm{B})^{208}\mathrm{Pb}$. Аналогичный метод использовался и в работе [4].

Как видно из табл. 1, результаты экспериментов довольно сильно противоречат друг другу. К тому же, так как эксперименты не являются прямыми, извлеченные из них величины зависят от ряда предположений. В частности, в большинстве случаев астрофизический S-фактор рассчитывается напрямую через АНК, т.е. предполагается, что резонансы ^{9}C не оказывают заметного влияния на сечение при как исследуемой, так и “имитирующей” реакций. Представленные ниже результаты наших расчетов демонстрируют, что это не совсем верно. Кроме того, анализ экспериментальных данных, как правило, проводится в рамках DWBA подхода. Этот подход подразумевает введение подгоночных параметров оптических потенциалов, а также ряда других феноменологических параметров, так что полученные таким образом значения АНК сложно назвать экспериментально полученными.

По этой причине хорошо обоснованный теоретический анализ реакции $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ представляется весьма актуальным. Уместно также подчеркнуть, что даже схематичных упрощенных теоретических исследований данной реакции было проведено немного и результаты их сильно противоречат друг другу. В работе [5] исследовались зеркальные реак-

1)e-mail: rodkindm92@gmail.com

Таблица 1. Экспериментально полученные величины АНК^2 и значения S-фактора в нуле S_{18}

	S_{18} (эВ · Бн)	АНК^2 (фм$^{-1}$)
Beaumel et al. [1]	45 ± 13	1.18 ± 0.13
Trache et al. [2]	46 ± 6	1.22 ± 0.13
Fukui et al. [3]	66 ± 10	1.7 ± 0.3
Motobayashi [4]	77 ± 15	–

ции ^{8}B$(p,\gamma)^9$C и ^{8}Li$(n,\gamma)^9$Li в модели прямого (иногда используется термин "внешнего", "external") захвата, в этой модели предполагалось значение квадрата АНК нижнего состояния ^{9}C, равной 1.0 фм$^{-1}$, и было получено значение $S_{18}(0) = 45.5 \pm 5.5$ эВ · Бн. В работе [6] изучались реакции ^{8}B$(p,\gamma)^9$C, ^{11}C$(p,\gamma)^{12}$N и ^{13}N$(p,\gamma)^{14}$O в рамках микроскопической кластерной модели с использованием феноменологических NN-потенциалов Волкова [7] и Миннесота [8]. В этой работе расчеты астрофизических S-факторов проводились вплоть до энергии 3 МэВ и получены значения $S_{18}(0) = 80.2$ и 93 эВ · Бн для потенциалов из [7] и [8] соответственно. В работе [9] процесс ^{8}B$(p,\gamma)^9$C описывался в рамках метода связанных кластеров Гамовской модели атомного ядра – Gamov Shell Model – Coupled Cluster (GSM–CC), в данном расчете – с инертным кором ^{4}He и феноменологическим потенциалом psd оболочек, подогнанным под данные об известных уровнях ^{8}B и ^{9}C. Базис метода связанных кластеров строился на базе основного и двух нижних возбужденных состояний ^{8}B. В рамках данного базиса рассчитывался весь спектр нижних состояний ^{9}C как положительной, так и отрицательной четности, но в расчете сечения реакции ^{8}B$(p,\gamma)^9$C использовались только нижние уровни $3/2^-$ и $1/2^-$. Эти расчеты показали резкий рост сечения прямого радиационного E1 захвата при энергии ≈ 1 МэВ для каналов $3/2^+ \to 3/2^-$ и $5/2^+ \to 3/2^-$, хотя никаких уровней положительной четности ^{9}C в данной области энергии нет. Этот эффект также вызывает вопросы в связи с тем, что в хорошо измеренной реакции ^{7}Be$(p,\gamma)^8$B подобного эффекта нет, хотя по своим свойствам данные реакции являются схожими, их механизм – радиационный захват протона на p-орбиталь. В этой работе было получено значение астрофизического S-фактора при нулевой энергии, равное 60 эВ · Бн.

Современная теория ядра дает возможность получать характеристики легких ядер как конечный результат решения A-нуклонной задачи в рамках *ab initio* подхода. *Ab initio* подход подразумевает использование реалистических нуклон-нуклонных потенциалов, построенных с использованием киральной эффективной теории поля (КЭТП) [10, 11]. Амплитуды диаграмм мезонного обмена в ней фитируются на основе полного набора наблюдаемых данных, полученных для 2N- и 3N-систем. Данные потенциалы можно назвать глобальными, так как они без дополнительного фитирования используются для описания известных уровней легких ядер вплоть до $A \leq 16$. Одним из основных методов, описывающих структуру легких ядер, является модель оболочек без инертного кора (МОБИК) [12, 13]. Как и другие *ab initio* схемы, она используется для расчетов энергий связи и размеров ядер, энергий возбуждения ядерных состояний, электромагнитных моментов и вероятностей электромагнитных переходов. МОБИК и подобные ей методы, однако, не приспособлены для непосредственного описания распада ядерных состояний и ядерных реакций. Для решения таких задач были предложены разные *ab initio* подходы, описывающие процесс перехода полученных в рамках МОБИК состояний, лежащих выше порога распада во входные и выходные кластерные каналы. Среди них методы, которые объединяют МОБИК и модель резонирующих групп (МРГ) [14], а именно, близкие по своей структуре МОБИК/МРГ [15] и МОБИК с континуумом (МОБИКК) [16] являются наиболее последовательными. Однако исследование в этих схемах многоканальных процессов и реакций с кластерами тяжелее трития представляется затруднительным.

Для расширения списка доступных для решения задач обсуждаемого класса авторами был разработан новый подход – Метод Ортогональных Функций Кластерных Каналов (МОФКК) [18–20]. Эта схема позволяет провести расчет АНК связанных состояний и амплитуд приведенных парциальных ширин (АППШ) распада резонансов в различные кластерные каналы (КК), используя A-нуклонные решения МОБИК и, в отличие от МОБИКК, процедуру проектирования их на антисимметризованные произведения ВФ фрагментов распада и ВФ их относительного движения.

Кратко представим основные моменты МОФКК. Основным элементом данного метода является построение трансляционно-инвариантных A-нуклонных волновых функций канала $A = A_1 + A_2$ в виде суперпозиции детерминантов Слейтера (ДС). ВФ отдельно взятого кластерного канала c_κ определяется следующим выражением:

$$\Psi_A^{c_\kappa} = \hat{A}\{\Psi_{A_1}^{\{k_1\}}\Psi_{A_2}^{\{k_2\}}\varphi_{nlm}(\bar{\rho})\}_{J_cJM_JT}, \qquad (1)$$

где $\hat{A}$ – антисимметризатор, $\Psi_{A_{1(2)}}$ – трансляционно-инвариантная внутренняя ВФ кластеров $A_{1(2)}$, задаваемая набором квантовых чисел $k_{1(2)}$, $\varphi_{nlm}(\bar{\rho})$ – ВФ относительного движения. Волновая функция канала (1) задается множеством квантовых чисел κ, которое включает в себя: k_1, k_2 – квантовые числа кластеров, $J(\mathrm{M}_j)$ – полный момент (проекция полного момента), J_c – спин канала, T – значение изоспина. Описание формализма, позволяющего преобразовать выражение (1) в линейную комбинацию ДС, также можно найти в [18–20]. Следует отметить, что ВФ (1) одного и того же канала с разными n не ортогональны. Построение ортонормированных базисных функций канала c_κ производится путем диагонализации матрицы обменного ядра

$$||N_{nn'}|| = \langle \Psi^{c_\kappa}_{A,n'} | \Psi^{c_\kappa}_{A,n} \rangle = \\ = \langle \Psi^{\{k_1\}}_{A_1} \Psi^{\{k_2\}}_{A_2} \varphi_{n'lm}(\bar{\rho}) | \hat{A}^2 | \Psi^{\{k_1\}}_{A_1} \Psi^{\{k_2\}}_{A_2} \varphi_{nlm}(\bar{\rho}) \rangle. \quad (2)$$

Собственные значения и собственные функции матрицы обменного ядра обозначаются как ε_k и $f^k_l(\rho)$ соответственно. В результате ВФ ортонормированного базиса канала c_κ принимают вид

$$\Psi^{SD,c_\kappa}_{A,kl}(\rho) = \varepsilon^{-1/2}_{k\kappa} |\hat{A}\{\Psi^{\{k_1\}}_{A_1} \Psi^{\{k_2\}}_{A_2} f^k_l(\rho)\}\rangle; \quad (3)$$

Кластерный форм-фактор описывает относительное движение фрагментов A-нуклонной волновой функции. Он определяется выражением

$$\Phi^{c_\kappa}_A(\rho) = \langle \Psi_A | \hat{A}\{\Psi^{k_1}_{A_1} N^{-1/2}(\rho,\rho') \\ \frac{1}{\rho^2}\delta(\rho-\rho') Y_{lm}(\Omega_{\rho'}) \Psi^{k_2}_{A_2}\}\rangle. \quad (4)$$

Спектроскопический фактор (СФ) определяется как норма кластерного форм-фактора обсуждаемого канала c_κ. Как и во всех предыдущих работах, мы используем процедуру сшивки формфактора с асимптотической ВФ соответствующего канала. Для случая реального распада процедура включает, во-первых, нахождение точек сшивки ρ_m, в которых логарифмические производные форм-фактора и функции

$$\Xi_l(\rho) = (F^2_l(k_0\rho) + G^2_l(k_0\rho))^{1/2} \quad (5)$$

совпадают. Ширина резонанса рассчитывается с помощью выражения

$$\Gamma = \frac{\hbar^2}{\mu k}[\Xi_l(\rho_m)]^{-2}(\Phi^{c_\kappa}_A(\rho_m))^2. \quad (6)$$

АНК является асимптотической характеристикой канала виртуального распада состояний, лежащих в подпороговой области:

$$ANC = \frac{\rho_m \Phi^{c_\kappa}_A(\rho_m)}{W_{-\eta,l+1/2}(2k_0\rho_m)}, \quad (7)$$

где $W_{-\eta,l+1/2}(2k_0\rho_m)$ – значение функции Уиттекера в точке сшивки. Амплитуда приведенной парциальной ширины, которая при наличии надпороговых резонансов также необходима для вычисления сечений радиационного захвата, выражается через значение кластерного форм-фактора в точке сшивки:

$$\gamma_{c_\kappa} = \left(\frac{\hbar^2 a}{2\mu_c}\right)^{1/2} \Phi^{c_\kappa}_A(\rho_m). \quad (8)$$

Для получения S-фактора изучаемого процесса использовался формализм R-матричной теории резонансных ядерных реакций. Существует много компьютерных реализаций R-матричной теории. Для решения поставленной задачи наиболее адекватной версией этого подхода оказалась программа AZURE2 [22]. Помимо указанных выше, во входных параметрах программы AZURE2 фигурирует единая для всех каналов точка сшивки. В текущей работе мы выбирали точку сшивки исходя из наших расчетов, усредняя по всем полученным значениям. Значение радиуса сшивки влияет на результаты расчета сечения радиационного захвата в программе AZURE2 в двух случаях – при интерференции резонансов и при расчете амплитуды прямого захвата протона. Для изучаемого случая влияние интерференции заметно только для высоковозбужденных резонансов $3/2^-_{2,3}$, а влияние на амплитуду прямого захвата протона незначительно.

Возможность, причем реальная, вычислять АНК и АППШ каналов распада в рамках МОФКК, была показана нами в работе [21] и применена для расчета сечения упругого резонансного рассеяния нейтронов на ядре ^{9}Be. Этот подход строится как “гибридный”, частично базирующийся на использовании для известных уровней экспериментально полученных значений энергий резонансов, так как точность *ab initio* расчетов этих энергий на данный момент недостаточна для чисто теоретического описания сечений резонансных ядерных реакций.

Таким образом, наша работа является первым теоретическим *ab initio* исследованием реакции ^{8}B$(p,\gamma)^9$C. Расчеты волновых функций ^{8}B и ^{9}C проводились в рамках МОБИК вплоть до $\mathrm{N}^*_{\max} = 12$. Размерность базиса ДС в этих расчетах достигает $9.46 \cdot 10^8$ и $2.614 \cdot 10^9$ ДС соответственно. Использовался потенциал Daejeon16 [11], который был проверен в разнообразных расчетах свойств ядер с массами $A \leq 16$ и доказал свою эффективность. Расчеты в рамках МОБИК были выполнены с помощью кода Bigstick [23].

Результаты МОБИК расчетов полных энергий связи (ПЭС) состояний ядер ^{8}B и ^{9}C с $\mathrm{N}^*_{\max} = 12$

сходятся не полностью, поэтому в дополнение проводится их экстраполяции. В данной работе использовался метод экстраполяции “A5” [26].

Результаты расчетов ПЭС ^{8}B и ^{9}C представлены в табл. 2. Как видно из этой таблицы, теоретические расчеты полных энергий связи (ПЭС) нижних состояний как ^{8}B, так и ^{9}C демонстрируют пересвязку примерно на 300 кэВ по сравнению с данными из [24, 25]. Но из-за взаимной компенсации пороговая энергия отделения протона получается довольно точно. Помимо этого, порядок возбужденных уровней ^{9}C и их энергии хорошо согласуются с экспериментом, за исключением уровня $1/2^-_1$. Теоретически рассчитанный спектр ^{9}C, существенно более полный, чем экспериментально полученный, а хорошее согласие теоретических результатов с известными экспериментальными позволяет уверенно опираться в наших расчетах реакции $^8\text{B}(p,\gamma)^9\text{C}$ на весь теоретически полученный спектр.

Таблица 2. Теоретически рассчитанные ПЭС ^{8}B и ^{9}C и сравнение с экспериментальными [24, 25]

J^π	ПЭС$_{\text{theor}}$	ПЭС$_{\text{exp}}$	$\text{E}_p^{\text{theor}}$	E_p^{exp}
		Основное состояние ^{8}B		
2^+	38.116	37.737	–	–
		Нижние состояния ^{9}C		
$3/2^-_1$	39.3004	39.037 [24]	−1.1844	−1.30
$1/2^-_1$	36.3065	36.8195 [24]	1.8095	0.918
$5/2^-_1$	35.4643	35.4885	2.6517	2.249 [25]
$3/2^+_1$	34.7415	–	3.3745	–
$5/2^+_1$	34.6878	34.6375	3.4282	3.100 [25]
$3/2^-_2$	34.3034	–	3.8126	–
$3/2^-_3$	34.2523	–	3.8637	–
$1/2^+_1$	34.1023	–	4.0137	–
$7/2^-_1$	33.8277	–	4.2883	–
$7/2^+_1$	33.1419	–	4.9741	–

Естественно ожидать, что кроме прямого захвата, в сечение реакции $^8\text{B}(p,\gamma)^9\text{C}$ вклад вносят, главным образом, те резонансы ^{9}C, которые могут быть связаны с нижним уровнем $3/2^-_1$ через M1 и E1 электромагнитные переходы, так как интенсивность E2 и M2 переходов обычно низкая. Таким образом, вкладом резонансов $7/2^-_1$ и $7/2^+_1$ можно пренебречь, как и вкладом уровня $1/2^-_2$ – он слишком далек от порога. Значения ширин электромагнитных переходов в ^{9}C, рассчитанных в МОБИК с осцилляторным параметром $\hbar\omega = 15$ МэВ, представлены в табл. 3. Как видно из этой таблицы, во всех случаях ширина E2 перехода сильно уступает ширине M1 перехода. Лишь для случая $5/2^-_1 \to 3/2^-_1$ ее вкладом пренебречь нельзя. АНК и АППШ для двух нижних уровней $3/2^-_1$ и $1/2^-_1$ проводились для экспериментально полученных энергий протонного канала. Для прочих уровней расчеты проводились для теоретически вычисленных энергий. То же самое касается и ширин электромагнитных переходов, представленных в табл. 3.

Таблица 3. Ширины электромагнитных переходов в ^{9}C, рассчитанные в МОБИК модели с осцилляторным параметром $\hbar\omega = 15$ МэВ

$J_i^\pi \to J_f^\pi$	ΔE	Мультипольность	$\text{B}(i\to f)$	Γ_γ (эВ)
$1/2^-_1 \to 3/2^-_1$	2.218	M1	2.843	0.518
$1/2^-_1 \to 3/2^-_1$	2.218	E2	10.344	$6.4\cdot10^{-4}$
$5/2^-_1 \to 3/2^-_1$	3.565	M1	0.086	0.0812
$5/2^-_1 \to 3/2^-_1$	3.565	E2	14.368	0.0138
$3/2^+_1 \to 3/2^-_1$	4.674	E1	0.00282	0.418
$5/2^+_1 \to 3/2^-_1$	4.728	E1	0.0302	4.32
$3/2^-_2 \to 3/2^-_1$	5.113	M1	0.777	1.620
$3/2^-_2 \to 3/2^-_1$	5.113	E2	2.507	$9.0\cdot10^{-3}$
$3/2^-_3 \to 3/2^-_1$	5.164	M1	0.767	1.648
$3/2^-_3 \to 3/2^-_1$	5.164	E2	2.475	$9.4\cdot10^{-3}$
$1/2^+_1 \to 3/2^-_1$	5.314	E1	0.0250	3.553

Результаты расчета АНК и парциальных ширин протонных каналов ^{9}C для $\hbar\omega = 15$ МэВ и их сравнение с известными экспериментальными данными представлены в табл. 4. Для высоко лежащих уровней ^{9}C экспериментальный анализ проводился преимущественно на основе сечений упругого рассеяния $^8\text{B}(p,p)^8\text{B}$ [28], сечений неупругого процесса $^9\text{C}(^9\text{Be},\,^9\text{Be})^9\text{C}^*$ [29] и сечений реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He},\,^6\text{He})^9\text{C}$ [30]. Наиболее полная компиляция этих данных представлена в [25]. Наши теоретические расчеты очень хорошо согласуются с этими данными, причем согласуются не только последовательность состояний и энергии резонансов, но и полные ширины, за исключением ширины уровня $5/2^-_1$, где данные экспериментов [28] и [29] противоречат друг другу. Следует указать на одно важное обстоятельство. В R-матричной теории свойства конкурирующих каналов (в частности каналов трехчастичного распада) сказываются на величине сечения лишь через полную ширину. Хорошее согласие рассчитанных суммарных ширин и полных ширин распада аккуратно промеренных уровней указывает на то, что не учитываемый в рамках МОФКК тройной распад состояний ^{9}C, лежащих выше $^7\text{Be}+2p$ порога, вносит достаточно малый вклад в полную ширину. Вследствие этого он слабо влияет на форму кривой S-фактора при низких энергиях и, тем более, на величину $S_{18}(0)$.

Результаты расчетов АНК и АППШ, представленные в табл. 4, вместе с результатами расчетов электромагнитных переходов из табл. 3 были использованы для получения S-фактора реакции радиационного захвата протона на ядре ^{8}B, представленного на рис. 1.

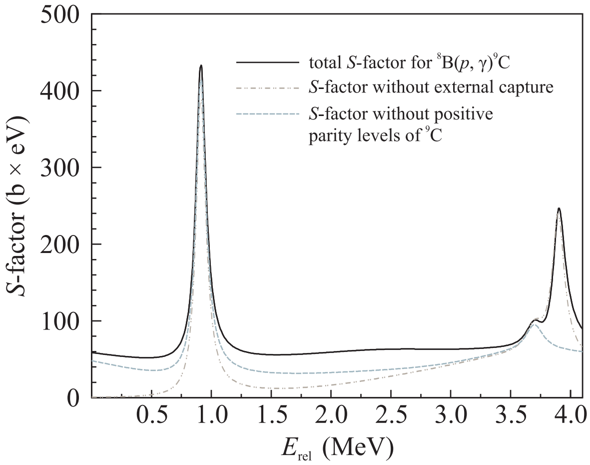

Рис. 1. (Цветной онлайн) S-фактор реакции $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ с учетом и без учета внешнего захвата, и без учета резонансов положительной четности ^{9}C

Помимо полного сечения радиационного захвата, был проведен анализ вклада различных каналов в сечение данной реакции, показанный на рис. 2.

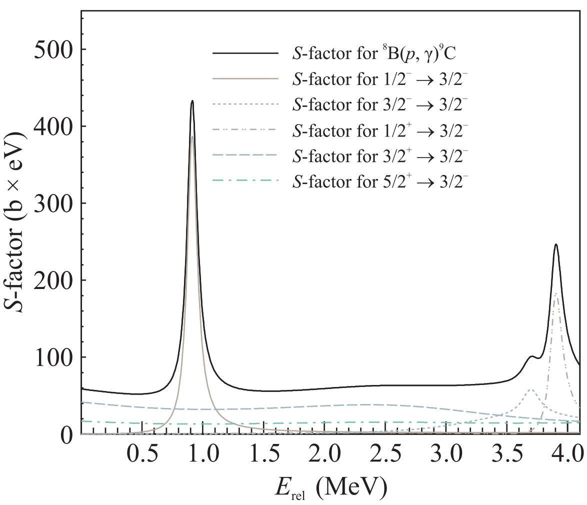

Рис. 2. (Цветной онлайн) Вклады $1/2^- \to 3/2^-$, $3/2^- \to 3/2^-$, $1/2^- \to 3/2^-$, $1/2^+ \to 3/2^-$, $3/2^+ \to 3/2^-$ и $5/2^+ \to 3/2^-$ каналов в астрофизический S-фактор реакции $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$

Наше исследование подтвердило результаты работ [6, 9], указывающих на существование узкого пика в сечении при энергии 900 кэВ, порожденного резонансом $1/2_1^-$, и о преимущественном вкладе переходов между каналами $3/2^+ \to 3/2^-$ и $5/2^+ \to 3/2^-$ в S-фактор при низких энергиях, полученном в работе [6]. Но наши расчеты проводились в более широком диапазоне энергии налетающего протона, и при 4 МэВ был обнаружен узкий пик в сечении радиационного захвата, порожденный уровнем $1/2_1^+$, который до этого не был ни обнаружен экспериментально, ни предполагался в теоретических работах. Проведенный анализ позволяет сделать вывод о влиянии на сечение резонансов $5/2_1^-$, $3/2_1^+$, $5/2_1^+$, $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$. Из-за крайне низкой приведенной вероятности M1 перехода резонанс $5/2_1^-$ практически не дает вклада в сечение, резонансы $3/2_1^+$ и $5/2_1^+$ характеризуются большой шириной по протонному каналу и поэтому не дают резких пиков. Более узкий из дублета близко лежащих резонансов $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$ – $3/2_2^-$ порождает пик в сечении, который практически полностью сливается с пиком от резонанса $1/2_1^+$.

Существенный и весьма неожиданный вклад в картину процесса дают резонансы $3/2_1^+$ и $5/2_1^+$. На первый взгляд, в области низких энергий должен доминировать внешний захват протона на основное состояние $3/2_1^-$, однако, неожиданно, оказывается, что существование широких резонансов $3/2_1^+$ и $5/2_1^+$ приводит к интерференции их амплитуд с амплитудой доминирующего внешнего E1 захвата. Как показывают графики на рис. 1, пренебрежение влиянием резонансов $3/2_1^+$ и $5/2_1^+$ приводит к падению S-фактора в нуле на 16 %. Во всех предыдущих работах, как теоретических, так и экспериментальных, величина S-фактора в нуле определялась через значения АНК $3/2_1^-$, что в свете полученных результатов является не совсем корректным.

Для проверки устойчивости результатов теоретического расчета, как амплитуды электромагнитных переходов, так и АППШ и АНК ^{9}C вычислялись в широком диапазоне выбора осцилляторного параметра $\hbar\omega = 10 \div 20$ МэВ. На основе полученных величин проводились расчеты астрофизического S-фактора, представленные на рис. 3. Эти расчеты показывают стабильность результатов при всех изученных энергиях протона, за исключением довольно сильной вариации высоты второго пика. Этот пик порожден преимущественно резонансом $1/2_1^+$ и его высота прямо пропорциональна ширине E1 перехода $1/2_1^+ \to 3/2_1^-$. Сходимость же МОБИК расчетов E1 переходов, как показывает опыт многих работ, медленная. Малый пик, порожденный резонансом $3/2_2^-$, также сильно различается в расчетах с разным $\hbar\omega$, но причина другая – наличие дублета близко расположенных уровней $3/2_2^-$ и $3/2_3^-$, амплитуды переходов с которых интерферируют. В нижней области спектра расчеты сходятся значительно лучше, вследствие чего при усреднении соответствующих резуль-

Таблица 4. Теоретически полученные значения АНК и парциальных ширин каналов $^8\mathrm{B}+p$ уровней $^9\mathrm{C}$. Символы "+" или "–" перед значениями ширин обозначают знаки соответствующих АППШ

J^π	E^*_{theor}	E_p^{theor} (МэВ)	E_p^{exp} (МэВ)	$l(S)$	SF	Γ (кэВ) [ANC(фм$^{-1/2}$)]	$\Gamma_{\mathrm{tot}}^{\mathrm{exp}}$($\mathrm{C}^2_{\mathrm{exp}}$)
$3/2^-_1$	0.0	−1.184	−1.300	1(3/2)	0.794	+1.0535 фм$^{-1/2}$	1.181 ± 0.13 фм$^{-1}$ [1]
				1(5/2)	0.314	+0.699 фм$^{-1/2}$	1.22 ± 0.13 фм$^{-1}$ [2]
				3(5/2)	0.0014	+0.00455 фм$^{-1/2}$	1.7 ± 0.3 фм$^{-1}$ [3]
$1/2^-_1$	2.994	1.809	0.918	1(3/2)	0.725	−104 кэВ	100 ± 20 кэВ [24]
				3(5/2)	0.0126	−5.5 эВ	
$5/2^-_1$	3.836	2.652	2.249	1(3/2)	0.845	−1.228 МэВ	673 кэВ [25]
			2.300 [28]	1(5/2)	0.334	−457 кэВ	1.30 МэВ [28]
$3/2^+_1$	4.559	3.374	–	0(3/2)	0.714	+2.655 МэВ	2.1 МэВ [28]
				2(3/2)	0.0059	+6.7 кэВ	–
				2(5/2)	0.0202	+19.1 кэВ	
$5/2^+_1$	4.613	3.4282	3.100	0(5/2)	0.712	−2.325 МэВ	2.750 МэВ [25]
				2(3/2)	0.0995	+74.5 кэВ	–
				2(5/2)	0.0393	−37.1 кэВ	
$3/2^-_2$	4.997	3.8126	–	1(3/2)	0.0326	+85.4 кэВ	
				1(5/2)	0.1136	−306 кэВ	
$3/2^-_3$	5.048	3.8637	–	1(3/2)	0.06917	−149 кэВ	
				1(5/2)	0.5091	−1.248 МэВ	1.32 МэВ [28]
$1/2^+_1$	5.198	4.0137	–	2(3/2)	0.0544	−80.4 кэВ	
				2(5/2)	0.0243	−41.7 кэВ	–

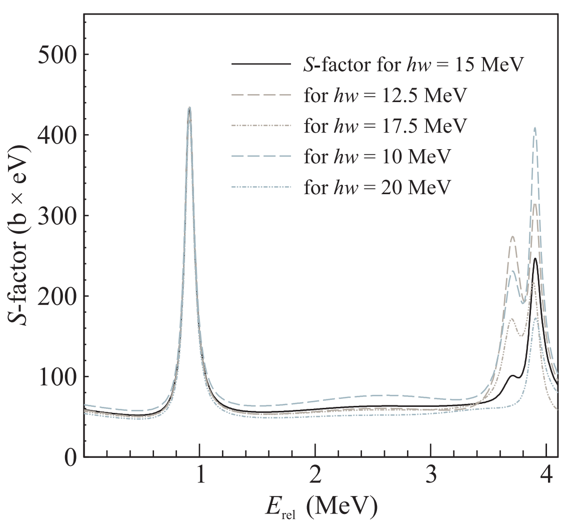

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты расчета S-фактора реакции $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ для разных значений осцилляторного параметра $\hbar\omega$

татов было получено значение S-фактора в нуле равное 59.32 ± 3.42 эВ · Бн с малым среднеквадратичным отклонением. Этот результат лучше всего согласуется с данными последней экспериментальной работы, посвященной этой тематике [3].

Итак, в настоящей работе проведен теоретический анализ асимптотических характеристик основного и нижних возбужденных уровней ядра $^9\mathrm{C}$ и процесса радиационного захвата $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$. Данное исследование было проведено на основе разработанного авторами МОФКК и предоставленного К. В. Джонсоном оболочечного кода Bigstick. В рамках этого исследования были получены энергии возбуждения, АНК и АППШ резонансов протонных каналов $^9\mathrm{C}$ и ширины электромагнитных переходов вплоть до энергии протона, равной 5 МэВ. Полученные результаты хорошо согласуются с наиболее современными экспериментальными данными и существенно более подробны. На основе этих расчетов было проведено исследование процесса радиационного захвата протона ядром $^8\mathrm{B}$, проанализировано влияние всех резонансов $^9\mathrm{C}$ на этот процесс, при энергии 4 МэВ был обнаружен узкий пик сечения радиационного захвата, порожденный уровнем $1/2^+_1$, который до этого не был ни обнаружен экспериментально, ни предполагался в теоретических работах. Наиболее неожиданный полученный нами результат – доказательство существенного влияния широких резонансов положительной четности $^9\mathrm{C}$ на значение астрофизического S-фактора в нуле.

Финансирование работы. Исследование было выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект "Ядерная и радиационная физика. Этап 2023–2025").

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. D. Beamel, T. Kubo, T. Teranishi et al. (Collaboration), Phys. Lett. B **514**, 226 (2001).
2. L. Trache, F. Carstoiu, C. Gagliardi, A. Mukhamedzhanov, and R. Tribble, Nucl. Phys. A **718**, 493 (2003).
3. T. Fukui, K. Ogata, K. Minomo, and M. Yahiro, Phys. Rev. C **86**, 022801(R) (2012); arXiv:1205.6034v2.
4. T. Motobayashi, Nucl. Phys. A **719**, C65 (2003).
5. P. Mohr, Phys. Rev. C **67**, 065802 (2003).
6. P. Descouvemont, Nucl. Phys. A **646**, 261 (1999).
7. A. B. Volkov, Nucl. Phys. **74**, 33 (1965).
8. D. R. Thompson, M. LeMere, and Y. C. Tang, Nucl. Phys. A **286**, 53 (1977).
9. G. Dong, X. Wang, N. Michel, and M. Płoszajczak, Phys. Rev. C **105**, 064608 (2022); arXiv:2212.13172v2.
10. R. Machleidt and D. R. Entem, Phys. Rep. **503**, 1 (2011).
11. A. M. Shirokov, I. J. Shin, Y. Kim, M. Sosonkina, P. Maris, and J. P. Vary, Phys. Lett. B **761**, 87 (2016).
12. C. Stump, J. Braun, and R. Roth, Phys. Rev. C **93**, 021301 (2016).
13. P. Navratil, S. Quaglioni, I. Stetcu, and B. Barrett, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **36**, 083101 (2009).
14. J. A. Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1107 (1937).
15. S. Quaglioni and P. Navratil, Phys. Rev. C **79**, 044606 (2009).
16. S. Baroni, P. Navratil, and S. Quaglioni, Phys. Rev. C **87**, 034326 (2013).
17. P. Navratil, K. Kravvaris, P. Gysbers, C. Hebborn, G. Hupin, and S. Quarglioni, J. Phys.: Conf. Ser. **2586**, 012062 (2023).
18. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Chin. Phys. C **44**, 12410 (2020).
19. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **103**, 024304 (2021).
20. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **104**, 044323 (2021).
21. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, JETP Lett. **119**, 10, 739 (2024).
22. E. Uberseder and R. J. deBoer, AZURE2 User Manual, https://usermanual.wiki/Document/azure2manual.1252390862.
23. C. W. Johnson, W. E. Ormand, K. S. McElvain, and H. Shan, arXiv: 1801.08432 (2018).
24. D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, and H. R. Weller, Nucl. Phys. A **745** 155 (2004).
25. http://www.nndc.bnl.gov/nudat3/, NuDat 3.0 database, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory.
26. I. J. Shin, Y. Kim, P. Maris, J. Vary, C. Forssen, J. Rotureau, and N. Michel, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **44**, 075103 (2017).
27. D. M. Rodkin and Yu. M. Tchuvil'sky, Phys. Rev. C **106**, 034305 (2022).
28. G. Rogachev, J. Kolata, A. Volya, F. Becchetti, Y. Chen, P. DeYoung, and J. Lupton, Phys. Rev. C **75**, 014603 (2007).
29. K. Brown, R. Charity, J. Elson, W. Reviol, and L. Sobotka, Phys. Rev. C **95**, 044326 (2017).
30. M. S. Golovkov, V. Z. Goldberg, L. S. Danelyan, V. I. Dukhanov, I. L. Kuleshov, A. E. Pakhomov, I. N. Serikov, V. A. Timofeev, and V. N. Unezhev, Yad. Fiz. **53**, 888 (1991).