

УДК 539.17

С.Б. ДУБОВИЧЕНКО, А.В. ДЖАЗАИРОВ-КАХРАМАНОВ

АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S-ФАКТОР РАДИАЦИОННОГО $^4\text{He}^{12}\text{C}$ ЗАХВАТА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

В потенциальной кластерной модели рассмотрена возможность описания астрофизического S-фактора радиационного $^4\text{He}^{12}\text{C}$ захвата при энергиях 0.1-4.0 МэВ.

Введение

Процесс радиационного захвата $^{12}\text{C}(^4\text{He},\gamma)^{16}\text{O}$, наряду с тройным гелиевым захватом (процесс Солпитера), присутствует в цикле термоядерных реакций для звезд на горячей стадии их развития, когда температура внутри звезды составляет сотни миллионов Кельвинов [1]. Столь высокие температуры дают взаимодействующим частицам достаточно энергии для увеличения вероятности прохождения кулоновского барьера, а значит, выход такой реакции заметно возрастает. Эта реакция приводит к образованию стабильного ядра ^{16}O , которое является промежуточным звеном в процессе образования более тяжелых элементов, например, с помощью реакций $^{16}\text{O}(^4\text{He},\gamma)^{20}\text{Ne}$ и $^{20}\text{Ne}(^4\text{He},\gamma)^{24}\text{Mg}$ и т.д. Однако, довольно долго существовали большие неопределенности в точном определении скорости реакции $^{12}\text{C}(^4\text{He},\gamma)^{16}\text{O}$, но сравнительно недавно появились новые, измеренные с хорошей точностью экспериментальные данные в области энергий 1.9-4.9 МэВ [2], которые, по-видимому, устраняют большую часть этих неопределенностей.

Ранее нами была показана возможность описания астрофизических S-факторов легчайших ядер на основе потенциальной кластерной модели (ПКМ) с запрещенными состояниями (ЗС). Такая модель учитывает супермультиплетную симметрию волновой функции (ВФ) относительного движения кластеров при разделении орбитальных состояний по схемам Юнга [3]. Используемая классификация орбитальных состояний позволяет анализировать структуру межкластерных взаимодействий, определять наличие и количество разрешенных (РС) и запрещенных состояний в межкластерных потенциалах, а значит и число узлов межкластерной радиальной ВФ [4].

В данной работе на основе потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями мы рассматриваем астрофизический S-фактор реакции радиационного $^{12}\text{C}(^4\text{He},\gamma)^{16}\text{O}$ захвата на различные состояния ядра ^{16}O при энергиях от 0.3 до 4.0 МэВ, а для сравнения результатов наших расчетов используем, в основном, новые экспериментальные данные работы [2].

Потенциалы и фазы рассеяния

Вначале заметим, что выполнить точную классификацию ЗС и РС в системе 16 частиц, за исключением S-состояния $^4\text{He}^{12}\text{C}$ системы, не представляется возможным из-за отсутствия таблиц схем Юнга. Поэтому для построения потенциалов рассеяния и связанных состояний (СС) использовалось качественное представление о числе ЗС в заданной парциальной волне. А именно, потенциал каждой следующей парциальной волны обычно имеет на одно запрещенное состояние меньше – примерно такая тенденция наблюдалась для более легких кластерных систем в ядрах с массой меньше или равной восьми [5].

Для проведения расчетов были получены более точные, чем приведены в нашей ранней статье [6], потенциалы $^4\text{He}^{12}\text{C}$ взаимодействий, которые можно использовать теперь для расчетов астрофизических S-факторов реакции $^{12}\text{C}(^4\text{He},\gamma)^{16}\text{O}$ захвата практически при любых низких энергиях. Уточнение параметров взаимодействий для связанных состояний обусловлено тем, что при переходах из состояний континуума для энергий порядка 1-100 кэВ на различные связанные уровни ядра ^{16}O требуется максимально точное воспроизведение их энергии связи.

При выполнении расчетов была переделана компьютерная программа, основанная на конеч-

но-разностном методе (КРМ) и написанная ранее на языке TurboBasic (TB) [7]. Программа переведена на язык Fortran 90, который позволяет заметно поднять точность всех вычислений и, например, получать более точные значения энергии связи ядра в двухчастичном канале. Теперь абсолютная точность поиска энергии связанных уровней ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ системы реально составляет 10^{-6} МэВ, точность поиска нуля детерминанта 10^{-15} , а вронскианы кулоновских функций находятся на уровне $10^{-15}\text{--}10^{-20}$ [7].

Рассмотрим теперь классификацию орбитальных состояний ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ системы, где спин S и изоспин T равны нулю, которая позволяет определить общее количество ЗС в потенциале S-взаимодействия. Возможные орбитальные схемы Юнга системы ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ определяются по теореме Литлвуда [8], что в данном случае дает $\{444\} \times \{4\} = \{844\} + \{754\} + \{7441\} + \{664\} + \{655\} + \{6442\} + \{6541\} + \{5551\} + \{5542\} + \{5443\} + \{4444\}$ [6]. Схемы {4} и {444} соответствуют ядрам ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ в основном состоянии. В соответствии с правилами [8] можно сделать вывод, что разрешенной будет только схема {4444}, а все остальные орбитальные конфигурации запрещены. В частности, все возможные конфигурации, где в первой строке находится число больше четырех, не могут реализовываться, так как в S-оболочке не может быть больше четырех нуклонов.

Используя правило Элиота [8] можно определить орбитальные моменты, соответствующие различным схемам Юнга. Тогда получим, что основное состояние (ОС) ядра ${}^{16}\text{O}$ с моментом L = 0 может реализоваться для следующих орбитальных схем {4444}, {5551}, {664}, {844} и {6442}. Этот результат можно использовать для определения числа связанных запрещенных состояний в потенциале основного состояния. Поскольку в ОС разрешена только симметрия {4444}, то остальные схемы будут запрещены и такой потенциал ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ взаимодействия должен иметь четыре связанных запрещенных состояния и одно разрешенное состояние при энергии связи ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ системы в ядре ${}^{16}\text{O}$ [6].

Для описания процессов упругого рассеяния ${}^4\text{He}$ на ядре ${}^{12}\text{C}$ и связанных состояний этих кластеров, потенциал взаимодействия выбирался в обычном виде

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

со сферическим кулоновским взаимодействием при $R_c = 3.55$ фм и строился исходя из требований описания таких характеристик, как энергия связи, зарядовый радиус, кулоновский формфактор при малых переданных импульсах, вероятности электромагнитных переходов между связанными уровнями и парциальной фазы упругого рассеяния. В работе [6] был найден потенциал взаимодействия для основного 1S-состояния ядра ${}^{16}\text{O}$ в ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ канале и другие потенциалы для СС, удовлетворяющие описанным выше требованиям.

Здесь мы уточнили параметры потенциалов СС для более правильного описания энергий связи, в частности, для ОС 1S - состояния получено

$$V_{1S} = 256.845472 \text{ МэВ}, \alpha = 0.189 \text{ фм}^{-2}. \quad (1)$$

Такой потенциал имеет ЗС при энергиях: -37.56; -80.80; -134.46; -197.25 МэВ, в полном соответствии с выполненной выше классификацией ЗС и РС. Конечно-разностным методом [7] найдена энергия связи -7.161950 МэВ при экспериментальной величине -7.16195 МэВ [9] и зарядовый радиус 2.705 Фм при радиусах ${}^4\text{He}$: 1.671(14) фм [10] и ${}^{12}\text{C}$: 2.4829(19) фм [11], а экспериментальное значение радиуса ядра ${}^{16}\text{O}$ равно 2.710(15) фм [9].

Для потенциала 2S-уровня с экспериментальной энергией связи -1.113 МэВ [9] также получены более точные параметры взаимодействия $V_0 = 97.7285$ МэВ, $\alpha = 0.111 \text{ фм}^{-2}$ с тем же кулоновским радиусом. Потенциал точно воспроизводит канальную энергию, имеет запрещенные связанные состояния при трех энергиях -16.0, -38.2 и -66.2 МэВ и дает среднеквадратичный радиус 2.97 фм. Можно построить и потенциал с четырьмя запрещенными связанными состояниями и параметрами $V_0 = 143.1092$ МэВ, той же ширины и кулоновским радиусом, который воспроизводит энергию СС, и приводят к ЗС при -16.9, -40.5, -70.6 и -106.1 МэВ, а зарядовый радиус оказывается равен 3.07 фм.

При уточнении параметров потенциала связанныго 1P - состояния получены следующие значения: $V_0 = 104.11325$ МэВ, $\alpha = 0.16 \text{ фм}^{-2}$ при таком же кулоновском радиусе. Этот потенциал содержит связанные запрещенные состояния при энергиях -19.2 и -48.6 МэВ и разрешенное состояние при -0.0450 МэВ, в полном согласии с данными [9]. Можно предложить и потенциал с тремя ЗС и параметром глубины $V_0 = 161.2665$ МэВ,

той же ширины и кулоновским радиусом. Он точно воспроизводит энергию связанных состояний и имеет ЗС при энергиях: -20.4, -52.0, -92.5 МэВ.

Следуя представлениям, изложенным в начале статьи, можно считать, что вторые варианты потенциалов 2S и 1P СС, имеющие четыре и три ЗС соответственно, что совпадает с числом ЗС для S и P потенциалов рассеяния, описанным далее, являются более правильными и, именно, их мы будем использовать в дальнейших расчетах.

Для параметров потенциала 1D-состояния получено: $V_0 = 90.3803$ МэВ и $\alpha = 0.1$ фм $^{-2}$ с таким же кулоновским радиусом. Он приводит к энергии связанных уровня -0.2450 МэВ в полном соответствии с данными [9] и содержит два запрещенных состояния при -14.0 и -34.3 МэВ.

Для 1F-состояния ядра ^{16}O получены следующие параметры: $V_0 = 191.4447$ МэВ и $\alpha = 0.277$ фм 2 . Потенциал дает энергию связанных состояний -1.0320 МэВ, полностью согласующуюся с данными [9] и содержит запрещенное состояние при энергии -38.3 МэВ.

Потенциал основного 1S-состояния приводит к неправильной величине S-фазы рассеяния, как показано на рис.1 штриховой линией. Примерно такие же результаты получаются и для других парциальных волн. Для того, чтобы правильно описать S-фазу, полученную из фазового анализа [13, 14], приходится изменить его глубину и принять $V_s = -155$ МэВ, $\alpha_s = 0.189$ фм 2 с $R_c = 3.55$ фм. Потенциал содержит четыре связанных запрещенных состояния при энергиях -1.3, -25.1, -61.5 и -107.7 МэВ и вполне приемлемо описывает S-фазу (рис.1 непрерывная линия).

Для P, D, F и G-волн процессов упругого рассеяния получены новые потенциалы взаимодействия, которые также, как в [6], отличны от потенциалов связанных состояний. Приведем их параметры вместе с энергиями ЗС в МэВ ($R_c = 3.55$ фм):

$$V_p = 145.0 \text{ МэВ}, \alpha_p = 0.160 \text{ фм}^2, \quad \text{ЗС: } -13.6, -42.1, -79.7; \quad (2)$$

$$V_D = 435.25 \text{ МэВ}, \alpha_D = 0.592 \text{ фм}^2, \quad \text{ЗС: } -61.9, -167.0;$$

$$V_F = 73.4 \text{ МэВ}, \alpha_F = 0.125 \text{ фм}^2, \quad \text{ЗС: } -7.5; \\ V_G = 55.55 \text{ МэВ}, \alpha_G = 0.1 \text{ фм}^2, \quad \text{ЗС: Нет}$$

Результаты расчета фаз для новых потенциалов показаны на рис.2-5 непрерывными кривыми.

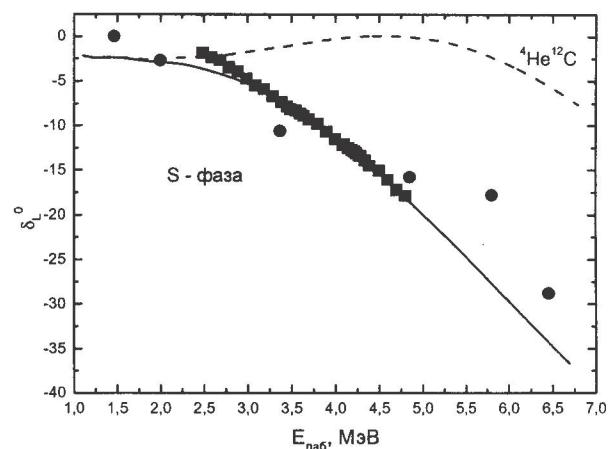


Рис.1. S – фаза упругого $^4\text{He}^{12}\text{C}$ рассеяния в градусах. Квадраты – данные работы [13]. Точки – наши результаты [14], полученные на основе эксперимента [12]. Кривые – результаты расчетов с найденными потенциалами.

Полученное различие параметров потенциалов, описывающих фазы рассеяния и характеристики СС, по-видимому, может быть объяснено малостью вклада рассмотренного канала в связанные состояния ядра ^{16}O . Возможно, простая кластерная $^4\text{He}^{12}\text{C}$ модель, в отличие от более легких ядер [5, 15], не способна полностью описать различные характеристики ядра ^{16}O на базе единых потенциалов. Другой причиной такого расхождения, как уже говорилось, может служить отсутствие точной классификации ЗС и РС в системе 16 частиц для всех парциальных волн.

Астрофизический S-фактор

Для вычисления астрофизического S-фактора использовалось известное выражение [16]

$$S(EJ) = \sigma(EJ)E_{cm} \exp\left(\frac{31.335Z_1Z_2\sqrt{\mu}}{\sqrt{E_{cm}}}\right),$$

где σ – полное сечение процесса радиационного захвата в барн, E_{cm} – энергия частиц в кэВ (с.ц.м.), μ – приведенная масса частиц в а.е.м. и Z – заряды частиц в единицах элементарного заряда. Численный коэффициент 31.335 получен нами на основе современных значений фундаментальных констант [17].

Полные сечения радиационного захвата $\sigma(EJ)$ в потенциальной кластерной модели имеют вид (см., например, [5] или [18])

$$\sigma_c(EJ) = \frac{8\pi K e^2}{\hbar^2 q^3} \frac{\mu}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{J+1}{J[(2J+1)!!]^2} |A_J(K)P_J(EJ)I_{J,J}|^2$$

где для электрических EJ(L) переходов [5]

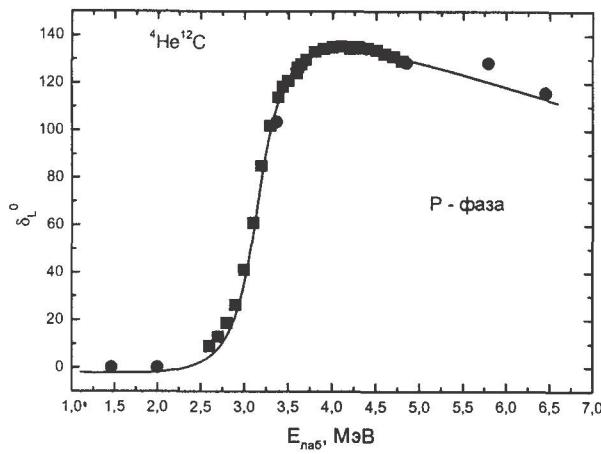


Рис.2. Р-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Описание результатов, как на рис.1

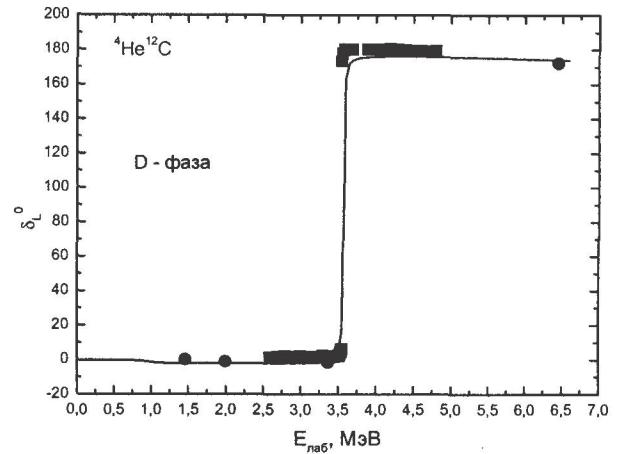


Рис.3. D-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Описание результатов, как на рис.1

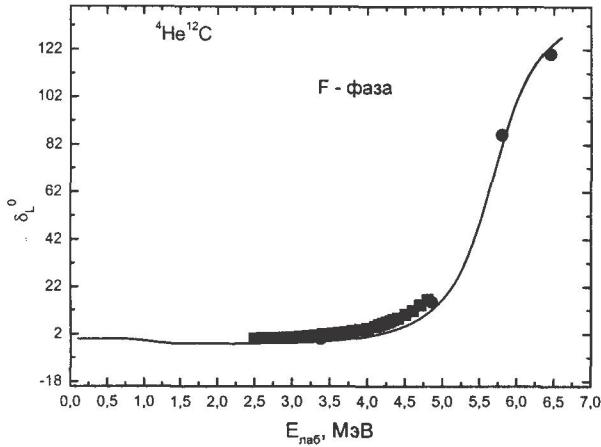


Рис.4. F-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Описание результатов, как на рис.1

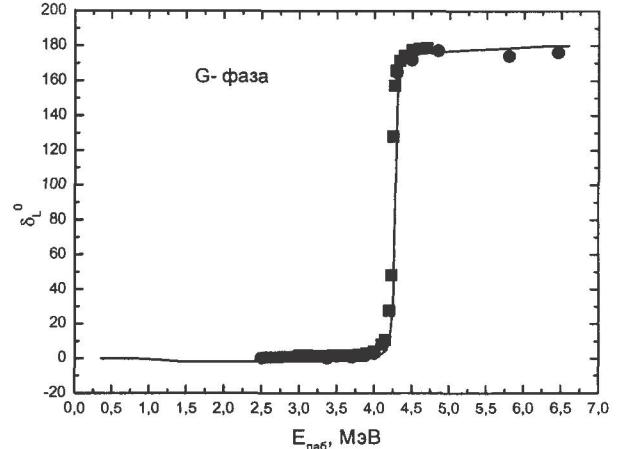


Рис.5. G-фаза упругого ${}^4\text{He}{}^{12}\text{C}$ рассеяния.
Описание результатов, как на рис.1.

$$P_J(EJ) = \delta_{S_i S_f} (-1)^{J_i + S + L_f + J} \times \\ \times \sqrt{(2J+1)(2L_i+1)(2J_i+1)(2J_f+1)} (L_i 0 J 0 | L_f 0) \begin{Bmatrix} L_i & S & J_i \\ J_f & J & L_f \end{Bmatrix}, \\ A_j(K) = K^j \mu^j \left(\frac{Z_1}{m'_1} + (-1)^j \frac{Z_2}{m'_2} \right), \quad I_j = \langle \Phi_f | R^j | \Phi_i \rangle.$$

Здесь μ – приведенная масса, K^j – волновое число γ – кванта, q – волновое число частиц входного канала, m_1 , m_2 , Z_1 , Z_2 – массы и заряды частиц, $S_i = S_f = S = 0$.

Для выполнения расчетов задавались точные значения масс частиц [17], а константа \hbar^2 / m_0 , принималась равной 41.4686 МэВ фм². Кулоновский параметр $\eta = \mu Z_1 Z_2 e^2 / (k \hbar^2)$ представлялся в виде $\eta = 3.44476 \cdot 10^{-2} Z_1 Z_2 \mu / k$, где k – волновое число в

фм⁻¹, μ – приведенная масса в а.е.м. Кулоновский потенциал при $R_c = 0$ записывался в форме $V_c(\text{МэВ}) = 1.439975 Z_1 Z_2 / r$, где r – расстояние в фм.

В настоящих расчетах рассматривались E1 и E2 процессы с переходами из Р- и D-волн рассеяния на основное 1S состояние ядра ${}^{16}\text{O}$, спектр уровней которого показан на рис.6. Первый из них возможен только благодаря отличию массы ${}^4\text{He}$, которая равна 4.001506179127 [17], от целого числа. Результаты расчета S-фактора этого процесса оказались на два-три порядка меньше экспериментальных данных, хотя и имеет правильную форму, обусловленную резонансным поведение Р-фазы рассеяния [6].

Переход типа E2 из D-волн рассеяния на основное 1S-состояние приводит к S-фактору,

^{16}O	G	4^+	3.19
	D	2^+	2.69
	P	1^-	2.46
$^4\text{He}^{12}\text{C}$			
	1P	1^-	-0.045
	1D	2^+	-0.245
	1F	3^-	-1.032
	2S	0^+	-1.113
	1S	0^+	-7.162

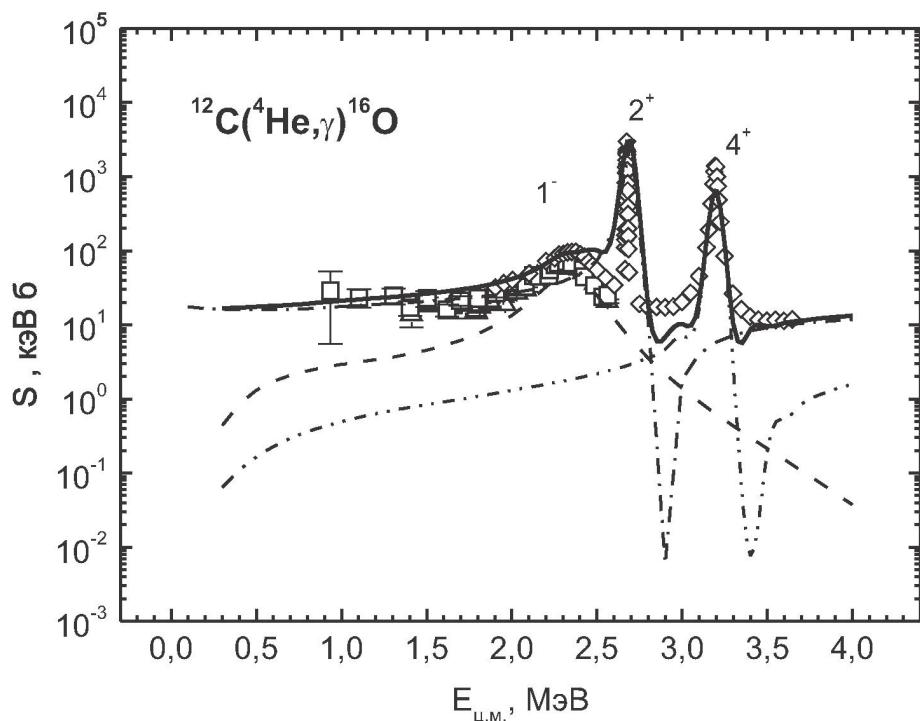
Рис.6. Спектр уровней ядра ^{16}O

показанному на рис.7 штрих-пунктирной линией. Он вполне объясняет эксперимент при энергиях в области 0.9 - 3.0 МэВ, но не описывает резонанс при 2.46 МэВ, поскольку он обусловлен поведением Р-фазы рассеяния, имеющей резонанс в этой области энергий. При энергиях от 2.5 до 3.0 МэВ расчетный S-фактор в целом передает

положение и высоту пика обусловленного резонансом в D-волне рассеяния при энергии 2.69 МэВ, но ширина уровня оказывается несколько больше экспериментальной. Величина расчетного S-фактора 2^+ резонанса, оказывается, очень чувствительна к глубине потенциала в D-волне - ее увеличение на 0.05 МэВ приводит к более резкому подъему фазы рассеяния и, практически не изменяя положение резонанса, уменьшает его величину примерно в три раза.

Если допустить, что эксперимент включает сечения с переходом на 1P уровень, то можно рассмотреть E2 процесс из P-волны рассеяния на связанное 1P-состояние ядра ^{16}O при энергии -0.045 МэВ (рис.6). Результаты этого расчета для второго варианта потенциала связанного 1P-состояния, показанные на рис.7 пунктирной линией, вполне передают форму резонанса при 2.46 МэВ. Если использовать первый, из приведенных выше вариантов 1P взаимодействий с двумя 3С, то величина пика 1^- резонанса уменьшается примерно в два раза.

Двойной штрих-пунктирной линией показаны результаты расчета E2 перехода из G-волны на 1D связанное состояние, которые правильно передают положение и ширину максимума 4^+ резо-

Рис.7. Астрофизический S-фактор радиационного $^4\text{He}^{12}\text{C}$ захвата.

Квадраты - экспериментальные данные, взятые из обзора [18], нижние треугольники из [19] и верхние треугольники из [20], ромбы из работы [2]. Кривые - расчеты S-фактора для разных переходов

нанса, но его величина оказывается примерно в два раза меньше эксперимента. Следует отметить, что не удалось найти такие параметры потенциала для G-волны, чтобы правильно описать величину S-фактора при энергии 4^+ резонанс. Если потенциал этой волны содержит одно ($V_G = 110.7$ МэВ, $\alpha_G = 0.127 \text{ фм}^{-2}$, ЗС: -13.6) или два ЗС ($V_G = 222.4$ МэВ, $\alpha_G = 0.127 \text{ фм}^{-2}$, ЗС: -42.8; -14.6), то расчетная величина пика 4^+ резонанса заметно уменьшается, а уменьшение числа ЗС до одного ($V_D = 254.8$ МэВ, $\alpha_D = 0.592 \text{ фм}^{-2}$, ЗС: -57.0) или вообще без ЗС ($V_D = 57.7833$ МэВ, $\alpha_D = 0.1 \text{ фм}^{-2}$) в связанном 1D состоянии не приводит к существенному увеличению S-фактора в области 4^+ резонанса.

Дополнительно были рассмотрены сечения E4 перехода из G-волны на основное 1S-состояние ядра ^{16}O и E1 перехода из G-волны на связанное 1F состояние – они оказались на несколько порядков меньше предыдущего E2 процесса.

Непрерывной линией на рис.7 приведена сумма всех трех E2 переходов, которая в целом описывает экспериментальное поведение астрофизического S-фактора при энергиях от 0.9 до 4.0 МэВ.

Наш расчетный S-фактор при 300 кэВ, обусловленный E2 процессом с переходом из D-волны на ОС ядра, оказывается равен 16.0 кэВ бн, а при 100 кэВ его величина несколько больше - 17.5 кэВ бн. Однако, эти результаты заметно меньше известных данных, приводящих, например, к $S_{E1} = 79(21)$ или $82(26)$ кэВ бн [21] и $S_{E2} = 120(60)$ кэВ бн [18], а методом генераторных координат [22], учитывающих различные кластерные конфигурации, получено $S_{E1} = 160$ кэВ бн и $S_{E2} = 70$ кэВ бн при 300 кэВ. Тем не менее, из имеющихся экспериментальных данных, приведенных на рис.7, не следует, что при энергиях ниже 1 МэВ S-фактор испытывает явный подъем и при 300 кэВ имеет значения порядка 100 кэВ бн.

Заключение

Таким образом, проведенный качественный анализ числа ЗС и РС в межклusterных взаимодействиях $^4\text{He}^{12}\text{C}$ системы и полученные на его основе парциальные потенциалы, согласованные с фазами упругого рассеяния и энергиями связанных состояний ядра ^{16}O , дают возможность приемлемого описания поведения астрофизического S-фактора при энергиях от 0.3 до 4.0 МэВ. Такой результат вполне можно рассматривать, как определенное свидетельство в пользу потен-

циального подхода в кластерной модели, когда межклusterные взаимодействия, содержащие ЗС, строятся на основе фаз упругого рассеяния кластеров, а каждая парциальная волна описывается своим потенциалом, например, гауссово-го вида с определенными параметрами.

Такое разделение общего взаимодействия по парциальным волнам позволяет детализировать его структуру, а даже качественная классификация орбитальных состояний по схемам Юнга, которая дает возможность определить наличие и количество запрещенных состояний, приводит к вполне определенной глубине взаимодействия, что позволяет избавиться от дискретной неоднозначности глубины потенциала, присущей оптической модели. Форма каждой парциальной фазы рассеяния может быть правильно описана только при определенной ширине такого потенциала, что избавляет нас от непрерывной неоднозначности, которая также имеет место в классической оптической модели.

Конечно, все сказанное верно только в случае точного определения фаз рассеяния из экспериментальных данных по упругому рассеянию. Однако, до настоящего времени, для большинства легчайших ядерных систем, фазы рассеяния найдены с довольно большими ошибками, которые иногда доходят до 20-30%. Это очень затрудняет построение точных потенциалов межклusterного взаимодействия и приводят, в итоге, к большим неоднозначностям в конечных результатах, получаемых в потенциальной кластерной модели. В данном случае, сказанное выше имеет отношение к некоторой неоднозначности потенциала $^4\text{He}^{12}\text{C}$ упругого рассеяния в D-волне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Salpeter E.E. Nuclear Reactions in Stars // Phys. Rev., 1957, V.107, P.516; Salpeter E.E. Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen // Astrophys. Jour., 1952, V.115, P.326; Rolfs C. Nuclear reactions in stars far below the Coulomb barrier // Progress in Particle and Nuclear Physics 2007, V.59, P. 43; <http://www.shef.ac.uk/physics/teaching/phy320/topic5.html>; <http://astrolab.ru/cgi-bin/manager2.cgi?id=32&num=1512>; <http://www.proza.ru/2008/07/19/466>; <http://www.astronet.ru/db/msg/1171260>.
2. Schurmann et al., First direct measurement of the total cross section $^{12}\text{C}(^4\text{He},\text{g})^{16}\text{O}$ // ArXiv:nucl-ex/0511050v1, 29 Nov. 2005.
3. Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S-factor of the radiative $p^2\text{H}$ capture. // Euro. Phys. Jour. 2009, V.A39, №2, P.139-143; Дубовиченко С.Б.

- Астрофизические S-факторы радиационного p^2H и p^3H захвата // Изв. ВУЗов, России, Сер. Физика, 2009, №3, С.68.
4. Neudatchin V.G. et al. Generalized potential - model description of mutual scattering of the lightest p^2H , $^2H^3He$ nuclei and the corresponding photonuclear reactions // Phys. Rev. 1992, V.C45, P.1512; Неудачин В.Г., Сахарук А.А., Смирнов Ю.Ф. Обобщенное потенциальное описание взаимодействия легчайших кластеров - рассеяние и фотоядерные реакции // ЭЧАЯ, 1993, Т.23, С.480; Неудачин В.Г., Струйско Б.Г., Лебедев В.М. Супермультиплетная потенциальная модель взаимодействия легчайших кластеров и единое описание различных ядерных реакций//ЭЧАЯ, 2005, Т.35, №4, С.890.
5. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы: Данекер, 2004, 248 с.
6. Дубовиченко С.Б. Фотопроцессы в $^4He^{12}C$ канале ядра ^{16}O на основе потенциальной кластерной модели // ЯФ. 1996, Т. 59, С. 447.
7. Дубовиченко С.Б. Методы расчета ядерных характеристик. Алматы: Комплекс, 2006. 311с.
8. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. Москва: Наука, 1969. 414 с.
9. Tilley D.R., Weller H.R., Cheves C.M. Energy Levels of Light Nuclei A=16 // Nucl. Phys., 1993, V.A565, P.1.
10. Tilley D.R., H.R. Weller H.R. Energy Levels of Light Nuclei A = 4 // Nucl. Phys., 1992, V.A541, P.1.
11. Ajzenberg-Selove F. Energy level of light nuclei A = 12 // Nucl. Phys. 1990. V.A506. P.1.
12. Plaga R. et. al. The scattering of alpha particles from ^{12}C and the $^{12}C(a,g)^{16}O$ stellar reaction rate // Nucl. Phys. 1987. V.A465. P.291.
13. Jones C.M., et al. The scattering of alpha particles from ^{12}C // Nucl. Phys. 1962. V.37. P.1.
14. Дубовиченко С.Б., Буртебаев Н.Т., Джазаиров-Кахраманов А.В., Науменко Н.В., Зазулин Д.М. Фазовый анализ упругого $^4He^{12}C$ рассеяния при энергиях 1.5-6.5 МэВ. // Доклады НАН РК, 2008, №6, С.24.
15. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. Электромагнитные эффекты в легких ядрах на основе потенциальной кластерной модели // ЭЧАЯ, 1997, Т. 28, С. 1529.
16. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. Thermonuclear Reaction Rates, II // Ann. Rev. Astr. Astrophys., 1975, V.13, P.69.
17. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Category?view=html&Atomic+and+nuclear.x=78&Atomic+and+nuclear.y=12>.
18. Angulo C. et al. A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates // Nucl. Phys., 1999, V.A656, P.3.
19. Kettner K.U. et al., The $^4He(^{12}C,g)^{16}O$ reaction at stellar energies // Z. Phys., Atom and Nucl., 1982, V.A308, P.73.
20. Dyer P., Barnes C.A. The $^{12}C(a,g)^{16}O$ reaction and stellar helium burning // Nucl. Phys., 1974, V.A233, P.495.
21. Asuma R.E. et al., Constraints on the low - energies E1 cross section of $^{12}C(a,g)^{16}O$ from the b - delayed a spectrum of ^{14}N // Phys. Rev., 1994, V.C50, P.1194.
22. Descouvemont P., Baye D. $^{12}C(a,g)^{16}O$ reaction in a multiconfiguration microscopic model//Phys. Rev., 1087, V.C36, P.1249.

Резюме

Потенциалды кластерлік үлгіде құат 0.1-4.0 МэВ болғандағы радиациялық $^4He^{12}C$ -қармаудың астрофизикалық S-факторын сипаттау мүмкіндігі қарастырылған.

Summary

The astrophysical S-factor of radiative $^4He^{12}C$ capture at energies 0.1-4.0 MeV was calculated within the frames of the potential cluster model.

*Астрофизический институт
им. В.Г. Фесенкова НЦ КИТ НКА РК,
г. Алматы*

Поступила 6.04.2009 г.