

УДК 539.17

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

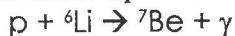
АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S-ФАКТОР РАДИАЦИОННОГО p^6Li ЗАХВАТА

(Представлена академиком НАН РК Т.Б. Омаровым)

В потенциальной кластерной модели с классификацией орбитальных состояний по схемам Юнга рассмотрена возможность описания новых экспериментальных данных для астрофизического S-фактора радиационного p^6Li захвата при низких энергиях.

Введение

Реакции с образованием ядер $^{6,7}Li$, $^{7,9}Be$ и $^{10,11}B$ могут протекать во внешних слоях Солнца и звезд, и, возможно, при вспышках сверхновых [1]. К ним относится и реакция



с дальнейшим бета - переходом основного и первого возбужденного состояний ядра 7Be на основное и первое возбужденное состояние 7Li [2].

Хотя эта реакция может представлять определенный интерес для ядерной астрофизики, экспериментально она изучена не достаточно детально. Имеется сравнительно мало измерений астрофизического S-фактора и только в области энергий от 35 кэВ до 1.2 МэВ. Тем не менее, представляется интересным рассмотреть возможность ее описания в астрофизической области энергий на основе потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями (ЗС) [3] и классификацией их по орбитальным схемам Юнга [4].

Потенциалы и фазы упругого рассеяния

Переходя к рассмотрению реакции радиационного p^6Li захвата, заметим, что при построении эффективных потенциалов p^6Li взаимодействий, как и раньше [4], будем использовать данные по фазам упругого рассеяния, полученные в результате фазового анализа экспериментальных дифференциальных сечений. И хотя фазовый анализ упругого p^6Li рассеяния с учетом спин-орбитального расщепления фаз выполнен лишь в узком интервале энергий от 0.4 до 6 МэВ [5], этого вполне достаточно для рассмотрения некоторых

астрофизических задач, например, расчетов астрофизических S-факторов.

Для получения парциальных межкластерных p^6Li взаимодействий по имеющимся экспериментальным фазам используем обычный гауссовский потенциал с точечным кулоновским членом, который может быть представлен следующим образом [4]:

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

Для параметров потенциалов S - волны в двух спиновых каналах, смешанных по схемам Юнга {43} и {421} в дублетном состоянии [6], получены следующие значения:

$$^2S_{1/2}: V_0 = 110.0 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0.15 \text{ Фм}^{-2}, \quad (1)$$

$$^4S_{3/2}: V_0 = 190.0 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0.2 \text{ Фм}^{-2}.$$

Такие потенциалы содержат по два запрещенных связанных состояния, которые соответствуют схемам Юнга {52} и {7}. На рис.1 непрерывными линиями представлены результаты вычислений 2S и 4S фаз упругого рассеяния (от 180° , хотя при наличии двух связанных состояний они, в соответствии с теоремой Левинсона [3], должны начинаться от 360°) с этими потенциалами и, извлеченные из экспериментальных сечений, фазы работы [5].

На рисунке видно хорошее описание квартетной 4S фазы, а воспроизведение хода дублетной 2S фазы можно считать вполне приемлемым. Точное описание ее поведения при такой форме, полученной из фазового анализа, на основе гауссовского потенциала с любыми параметрами оказывается невозможным. Однако астрофизическая область энергий до 1.0-1.5 МэВ и даже до 2.5-3.0 МэВ описывается достаточно хорошо.

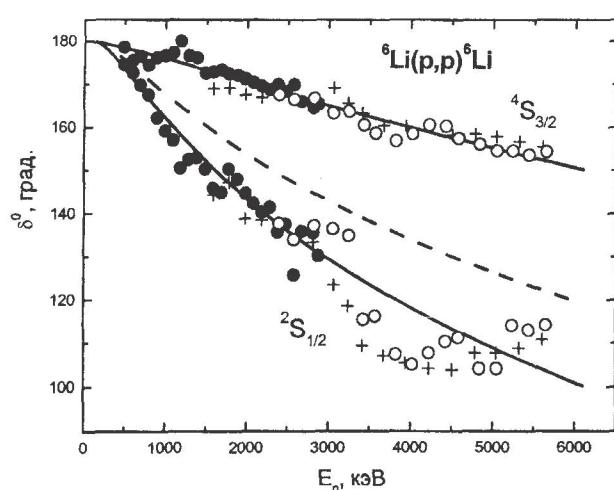


Рис.1. S-фазы упругого $p^6\text{Li}$ рассеяния
Точки, кружки и крестики - экспериментальные
данные работы [5].

Для описания квартетных ^4P фаз получены следующие параметры гауссовых потенциалов:

$$\begin{aligned} {}^4\text{P}_{1/2}: V_0 &= 802.0 \text{ МэВ}, \alpha = 0.5 \text{ Фм}^{-2}, \\ {}^4\text{P}_{3/2}: V_0 &= 4476.0 \text{ МэВ}, \alpha = 2.65 \text{ Фм}^{-2}, \\ {}^4\text{P}_{5/2}: V_0 &= 1959.0 \text{ МэВ}, \alpha = 1.15 \text{ Фм}^{-2}, \end{aligned}$$

а качество описания фаз рассеяния показано на рис.2 и 3. Такие потенциалы содержат по два запрещенных состояния, которые соответствуют запрещенным схемам Юнга {61} и {43}, поскольку в квартетном состоянии разрешена только схема {421} [4,6].

Чистый по орбитальным симметриям со схемой Юнга {43} ${}^2\text{P}_{3/2}$ волновой потенциал основного состояния ${}^7\text{Be}$ строился так, чтобы в первом

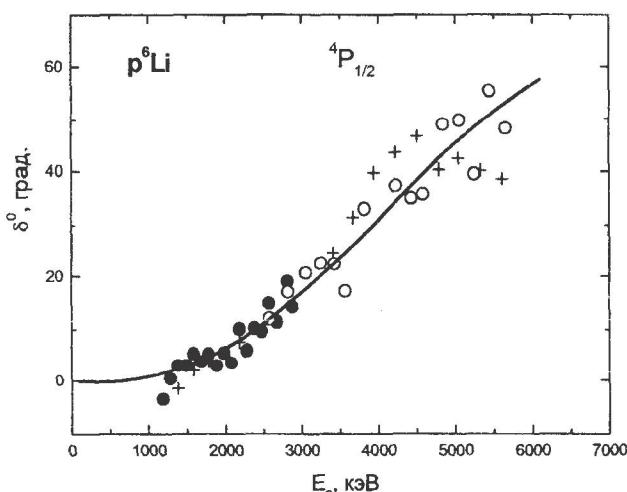


Рис.2. P - фазы упругого $p^6\text{Li}$ рассеяния.
Точки, кружки и крестики - экспериментальные данные
работы [5]

вую очередь описать канальную энергию - энергию связи основного состояния ядра с $J = 3/2^-$, как системы $p^6\text{Li}$ и его среднеквадратичный радиус. Тогда параметры чистого ${}^2\text{P}^{(43)}$ потенциала можно представить в виде

$$\begin{aligned} V_p &= 252.914744 \text{ МэВ}, \\ \alpha_p &= 0.25 \text{ Фм}^{-2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Такой потенциал дает энергию связи -5.605800 МэВ при экспериментальной величине -5.6058 МэВ [2] и имеет одно запрещенное состояние, соответствующее схеме Юнга {61}. Среднеквадратичный зарядовый радиус оказывается равен 2.62 Фм, что в целом согласуется с данными [2].

Для параметров потенциала первого возбужденного состояния ${}^7\text{Be}$ с $J = 1/2^-$ получены параметры

$$V_p = 251.029127 \text{ МэВ}, \alpha_p = 0.25 \text{ Фм}^{-2}.$$

Потенциал приводит к энергии связи -5.176700 МэВ при экспериментальной величине -5.1767 МэВ [2] и содержит запрещенное состояние со схемой {61}. Полученные параметры потенциалов связанных состояний несколько отличаются от наших предыдущих результатов [6] - это связано с использованием здесь точных значений масс частиц и более точным описанием экспериментальных значений энергии уровней.

При выполнении настоящих расчетов была переделана компьютерная программа, основанная на конечно-разностном методе (КРМ) и написанная ранее на языке TurboBasic (TB) [7]. Программа переведена на язык Fortran 90, который позволяет заметно поднять скорость и точность всех вычислений и, например, получать

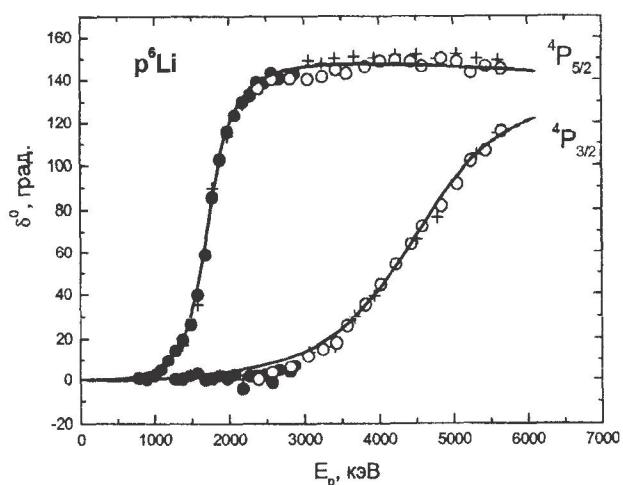


Рис.3. P - фазы упругого $p^6\text{Li}$ рассеяния.
Точки, кружки и крестики - экспериментальные данные
работы [5]

более точные значения энергии связи ядра в двухчастичном канале. Теперь абсолютная точность поиска энергии связанных уровней p^6Li системы в ядре 7Be реально составляет 10^{-7} МэВ, точность поиска нуля детерминанта 10^{-15} , а вронскианы кулоновских функций находятся на уровне 10^{-15} - 10^{-20} [7].

Астрофизический S - фактор

Для вычисления астрофизического S - фактора использовалось известное выражение [8]

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

где σ - полное сечение процесса радиационного захвата в барн, E_{cm} - энергия частиц в кэВ (с.ц.м), μ - приведенная масса частиц входного канала в а.е.м. и Z - заряды частиц в единицах элементарного заряда. Численный коэффициент 31.335 получен нами на основе современных значений фундаментальных констант, приведенных в работе [9].

Полные сечения радиационного захвата $\sigma(EJ)$ в потенциальной кластерной модели имеют следующий вид (см., например, работы [10] или [7]):

$$\sigma(E) = \sum_{J,J_f} \sigma(EJ, J_f),$$

$$\sigma(EJ, J_f) = \frac{8\pi K e^2}{\eta^2 q^3} \frac{\mu}{(2S_i+1)(2S_f+1)}$$

$$\frac{J+1}{J[(2J+1)!!]^2} A_j^2(K) \sum_{L_i, J_i} |P_j(EJ, J_f) I_j|^2,$$

где для орбитальных электрических $EJ(L)$ переходов [6,7,10]

$$P_j(EJ, J_f) = \delta_{S_i S_f} (-1)^{J_i + S_i + L_i + J} \sqrt{(2J+1)(2L_i +$$

$$+1)(2J_f+1)} (L_i 0 J_i 0 | L_f 0) \begin{Bmatrix} L_i & S & J_i \\ J_f & J & L_f \end{Bmatrix},$$

$$A_j(K) = K^j \mu^j \left(\frac{Z_1}{M_1^j} + (-1)^j \frac{Z_2}{M_2^j} \right),$$

$$I_j = \langle L_f J_f | R^j | L_i J_i \rangle.$$

Здесь μ - приведенная масса и q - волновое число частиц входного каналов, L_i, L_f, J_i, J_f - моменты частиц входного (i) и выходного (f) канала.

S_1, S_2 - спины и M_1, M_2, Z_1, Z_2 - массы и заряды частиц входного канала, K^j, j - волновое число и момент q - кванта, I_j - интеграл по волновым функциям начального и конечного состояния, как функциям относительного движения кластеров с межкластерным расстоянием R .

В наших расчетах задавались точные значения масс частиц [9], а константа η^2 / m_0 , принималась равной 41.4686 МэВ Фм². Кулоновский параметр $\eta = \mu Z_1 Z_2 e^2 / (q \eta^2)$ представлялся в виде $\eta = 3.44476 \cdot 10^{-2} Z_1 Z_2 \mu / q$, где q - волновое число частиц входного канала в Фм⁻¹, μ - их 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 между частицами в Фм.

При рассмотрении астрофизического S - фактора учитывались E1 переходы из 2S и 2D состояний рассеяния на основное $^2P_{3/2}$ и первое возбужденное $^2P_{1/2}$ связанные состояния ядра 7Be . Расчет волновой функции 2D волны без спин-орбитального расщепления проводился на основе 2S потенциала при $L = 2$. Такой 2D потенциал имеет одно запрещенное состояние со схемой Юнга {52} и его фаза начинается со 180° .

В результате расчетов оказалось, что приведенный выше $^2S_{1/2}$ потенциал сильно занижает астрофизический S - фактор, поэтому пришлось несколько изменить его параметры и принять глубину 126 МэВ при той же геометрии. Результат расчета 2S фазы показан на рис.1 пунктирной линией и не существенно, особенно в области низких энергий (рис.4 пунктир), где рассматривается S - фактор, отличается от результатов для потенциала (1).

Из рис.4 видно, что при энергиях ниже 0.6 МэВ расчетная фаза этого потенциала идет практически по верхней границе экспериментальных фаз, а фаза потенциала (1) по их нижней границе. Кроме того, поскольку фазовый анализ [5] сделан без включения дублетных 2P фаз, то их учет может заметно изменить общий вид 2S фазы, которая имеет довольно необычную форму (рис.1).

Для оценки величины фазы при малых энергиях нами был проведен предварительный фазовый анализ дифференциальных сечений упругого p^6Li рассеяния при энергии 0.495 МэВ (л.с.) [11], которая использовалась и в работе [5], но

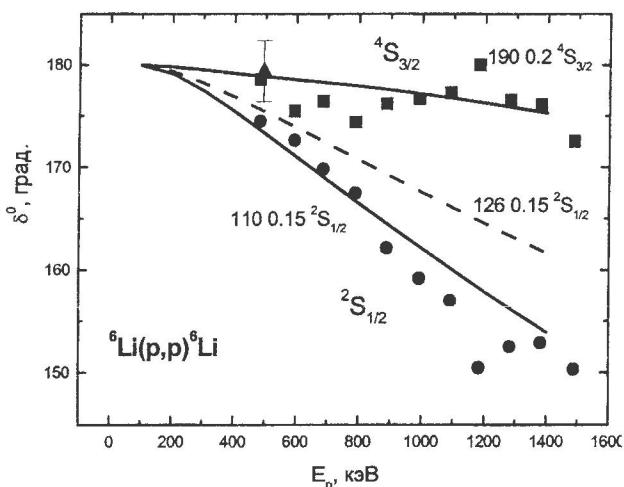


Рис.4. S - фазы упругого $p^6\text{Li}$ рассеяния при низких энергиях.
Точки - экспериментальные данные работы [5]

без учета в нашем анализе спин-орбитального расщепления. Такой подход представляется возможным, поскольку все ${}^4\text{P}$ фазы (рис.2,3) [5] начинают играть заметную роль только при энергиях выше 1.0 МэВ, поэтому их влияние при более низких энергиях сравнительно мало. Для выполнения фазового анализа была переписана наша компьютерная программа с языка TurboBasic на язык Fortran 90, что и в этом случае позволило поднять точность и скорость всех вычислений.

В результате для фаз рассеяния получено: ${}^2\delta_s = 179.1^\circ$ (треугольник на рис.4) и ${}^4\delta_s = 179.0^\circ$ при среднем $\chi^2 = 0.83$ с возможной ошибкой определения фаз 2° - 3° . Расчетная фаза измененного ${}^2\text{S}$ потенциала с глубиной 126 МэВ при этой энергии оказывается равна 175.5° и на рис.4 видно, что потенциал приводит к лучшему совпадению с результатами нашего фазового анализа. Однако следует отметить, что в проведенном фазовом анализе имеются и другие минимумы χ^2 с величиной примерно 0.42 и следующими фазами: ${}^2\delta_s = 194.5^\circ$, ${}^4\delta_s = 175.8^\circ$, и ${}^2\delta_s = 166.0^\circ$, ${}^4\delta_s = 184.9^\circ$. Однако, если включить в рассмотрение ${}^2\text{P}$ и ${}^4\text{P}$ волны, то получаются вполне приемлемые результаты: ${}^2\delta_s = 179.1^\circ$, ${}^4\delta_s = 180.1^\circ$ и ${}^2\delta_s = 3.5^\circ$, ${}^4\delta_s = 179.7^\circ$.

По-видимому, для окончательных выводов требуются новые экспериментальные данные по дифференциальным сечениям и, полученные на их основе, фазы упругого рассеяния в области энергий от 0.2-0.3 МэВ до 1.0-1.5 МэВ с шагом примерно 0.2-0.3 МэВ. Такие результаты в бли-

жайшее время должны быть получены в ИЯФ НЯЦ РК, и, возможно, они позволят избавиться от неоднозначности, присутствующей в фазовом анализе.

С уточненным вариантом дублетного ${}^2\text{S}$ потенциала (глубиной 126 МэВ) удается правильно передать поведение экспериментального S - фактора, а полученные результаты показаны на рис.5. Пунктирной линией приведен результат для переходов из ${}^2\text{S}$ и ${}^2\text{D}$ - волн рассеяния на основное состояние ядра ${}^7\text{Be}$, точечной - для переходов на первое возбужденное состояние, непрерывная линия - суммарный S - фактор. Точки, треугольники и кружки - экспериментальные данные работ [12], которые приведены в [13].

Расчетный S - фактор при 10 кэВ имеет значение $S(3/2) = 76$ эВ бн и $S(1/2) = 38$ эВ бн. при суммарной величине 114 эВ бн. Для сравнения приведем экспериментальные результаты для полного $S(0)$ - фактора: 79(18) эВ бн [14], 105 эВ бн (при 10 кэВ) [13] и 106 эВ бн [15]. Для S - фактора при переходах на основное состояние в работе [16] приведено 39 эВ бн, а для перехода на первое возбужденное состояние 26 эВ бн, так что суммарный S - фактор равен 65 эВ бн. Как видно, различие этих данных сравнительно велико и наши результаты, в целом, согласуются с ними.

Небольшой пик S - фактора при энергии 1.2 МэВ, по-видимому, обусловлен подъемом ${}^2\text{P}$ фаз,

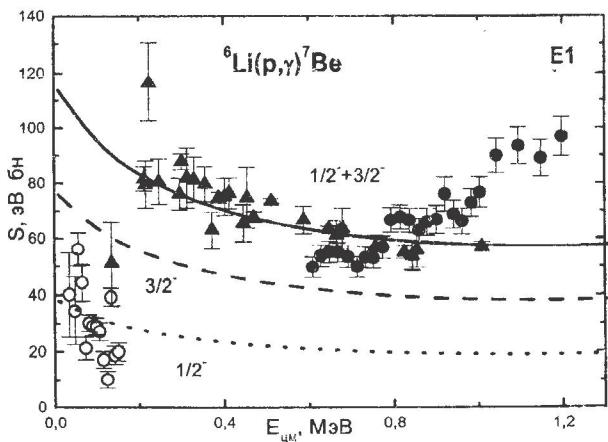


Рис.5. Астрофизический S - фактор радиационного $p^6\text{Li}$ захвата.

Точки, треугольники и кружки - экспериментальные данные работ [12], которые приведены в [13]. Пунктирной линией показан результат для переходов из ${}^2\text{S}$ и ${}^2\text{D}$ - волн рассеяния на основное состояние ядра ${}^7\text{Be}$, точечной - для переходов на первое возбужденное состояние. Непрерывная линия - суммарный S - фактор

которые отсутствуют в фазовом анализе [5], но могут давать определенный вклад в E2 и M1 переходы на основное или первое возбужденное состояние ядра ^7Be .

Следует отметить, что если использовать потенциалы без запрещенных состояний в S или P волнах или с другим числом ЗС, то величина расчетного S-фактора оказывается от 3 до 100 раз меньше, полученных выше значений. Например, ^2S потенциал с одним запрещенным состоянием и параметрами 25 МэВ и 0.15 Фм $^{-2}$, который неплохо воспроизводит фазы рассеяния при потенциале основного состояния (2) приводит при 10 кэВ к величине S - фактора, равной примерно 1 эВ бн.

Именно классификация орбитальных состояний по схемам Юнга позволяет определять число запрещенных состояний, а значит и глубину парциального потенциала, который описывает парциальную фазу рассеяния. Извлекаемая из эксперимента форма фазы рассеяния позволяет вполне однозначно фиксировать ширину такого потенциала. Тем самым, используемые методы получения формы и глубины межклusterных взаимодействий, позволяют избавиться от дискретной и непрерывной неоднозначностей его параметров, присущих обычной оптической модели.

Таким образом, используемая потенциальная кластерная модель, так же как в случае более легких ядер [17], позволяет, в целом, получить вполне разумные результаты для процесса радиационного p^6Li захвата при низких, астрофизических энергиях. А имеющиеся фазы упругого рассеяния позволяют вполне однозначно построить потенциалы p^6Li взаимодействия, которые можно использовать для расчетов астрофизических характеристик. Однако отсутствие в фазовом анализе дублетных Р фаз не позволяет рассмотреть вклад M1 и E2 процессов, последний из которых может играть заметную роль при низких энергиях.

ЛИТЕРАТУРА

- [1. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuclsynt/n14.htm#pr>](http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuclsynt/n14.htm#pr)
2. Tilley D.R. et al. Energy Levels of Light Nuclei A=7 // Nucl. Phys., 2002, V. A708, P.3.
3. Neudatchin V.G. et al. Generalized potential - model description of mutual scattering of the lightest p^2H , $^2\text{H}^3\text{He}$ 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., Стружко Б.Г., Лебедев В.М. Супермультиплетная потенциальная модель взаимодействия легчайших кластеров и единое описание различных ядерных реакций// ЭЧАЯ, 2005, Т.35, С.890.
4. Дубовиченко С.Б., Джазаиров - Каҳраманов А.В., Сахарук А.А. Потенциальное описание упругого N^6Li и атт. рассеяния. // ЯФ, 1993, Т.56, С.90.
5. Petitjean C., Brown L., Seyler R.G. Polarization and phase shifts in $^6\text{Li}(\text{p},\text{p})^6\text{Li}$ from 05 to 5.6 MeV // Nucl. Phys., 1969, V.A129, P.209.
6. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы: Данекер, 2004, 248с.
7. Дубовиченко С.Б. Методы расчета ядерных характеристик. Алматы: Комплекс, 2006. 311с.
8. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. Thermonuclear Reaction Rates, II // Ann. Rev. Astr. Astrophys., 1975, V.13, P.69.
9. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Category?view=html&Atomic+and+nuclear.x=78&Atomic+and+nuclear.y=12>
10. Angulo C. et al. A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates // Nucl. Phys., 1999, V.A656, P.3.
11. McCray J.A. Elastic scattering of proton from ^6Li nuclei // Phys. Rev., 1963, V.130, P.2034.
12. Switkowski Z. E. et al. Cross section of the reaction $^6\text{Li}(\text{p},\text{g})^7\text{Be}$ // Nucl. Phys., 1979, V.A331, P.50; Bruss R. et al. Astrophysical S-Factors for the Radiative Capture Reaction $^6\text{Li}(\text{p},\text{g})^7\text{Be}$ at Low Energies // Proc. 2nd Intern. Symposium on Nuclear Astrophysics, Nuclei in the Cosmos, Karlsruhe, Germany, 6-10 July, 1992, F. Kappeler, K. Wissak, Eds., IOP Publishing Ltd., Bristol, England, 1993, P.169.
13. Arai K., Baye D., Descouvemont P. Microscopic study of the $^6\text{Li}(\text{p}, \gamma)^7\text{Be}$ and $^6\text{Li}(\text{p}, \alpha)^3\text{He}$ reactions // Nucl. Phys., 2002, V.A 699, P.963.
14. Prior R. M. et al. Energy dependence of the astrophysical S factor for the $^6\text{Li}(\text{p}, \gamma)^7\text{Be}$ reaction // Phys. Rev., 2004, V.C70, P.055801.
15. Burker F.C. Neutron and proton capture by ^6Li // Austr. J. Phys., 1980, V.33, P.159.
16. Cecil F.E. et al. Radiative capture of protons by light nuclei at low energies // Nucl. Phys., 1992, V.A539, P.75.
17. Dubovichenko S.B., Dzhazairov-Kakhramanov A.V. Astrophysical S - factor of the radiative p^2H capture. // Euro. Phys. Jour., 2009, V.A39 , P.139; Дубовиченко С.Б. Астрофизические S - факторы радиационного p^2H и p^3H захвата // Изв. ВУЗов, России, Сер. Физика, 2009, №3, С.68.

Резюме

Орбиталық құйлер Юнг сұлбалары бойынша белгінетін потенциалды кластерлік үлгіде, төмен энергиялардағы радиациялық p^6Li қармауының астрофизикалық S-факторы үшін жана тәжірибелік деректерді суреттеу мүмкіндігі қарастырылған.

Summary

The possibility of description of new experimental data for the astrophysical S-factor of p^6Li radiative capture was considered in the frame of the potential cluster model with the classification of orbital states according to Young's schemes at low energies.

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

Поступила 22.05.09