

## АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S-ФАКТОР $p^2\text{H}$ ФОТОЗАХВАТА

С.Б. Дубовиченко

*Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, г. Алматы*  
E-mail: [sergey@dubovichenko.net](mailto:sergey@dubovichenko.net), Web-site: <http://dubovichenko.net>

Рассмотрена возможность описания новых экспериментальных данных по астрофизическому S – фактору радиационного  $p^2\text{H}$  захвата в рамках потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями.

Процесс радиационного  $p^2\text{H}$  захвата входит в протонный цикл термоядерных реакций и дает один из наиболее существенных вкладов в энергетический выход ядерных процессов [1], которые обуславливают горение солнца и звезд нашей вселенной. Поэтому его детальное изучение с теоретической и экспериментальной точки зрения представляет интерес не только для ядерной астрофизики, поскольку является входным параметром при построении математической модели эволюции звезд, но и вообще для всей ядерной физики сверхнизких энергий и легких атомных ядер.

В настоящее время существует достаточно много расчетов сечений  $N^2\text{H}$  процессов на основе различных модельных подходов. В частности, в некоторых вариантах метода гиперсферических функций, удается хорошо передать полные сечения фотозахвата при низких энергиях [2]. Хорошие результаты при описании полных сечений радиационного захвата для многих кластерных систем получены и в методе резонирующих групп [3].

Однако в таких подходах обычно не рассматривалась супермультиплетная симметрия волновой функции с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга, позволяющая анализировать структуру межкластерных взаимодействий, определять наличие и положение разрешенных и запрещенных состояний в межкластерных потенциалах, как это было сделано в работе [4].

В рамках этой концепции были выполнены расчеты дифференциальных сечений фото процессов в  $N^2\text{H}$ ,  $N^3\text{H}$  и многих других кластерных системах для потенциалов с запрещенными состояниями и разделением состояний по орбитальным симметриям [5]. Такой подход позволяет хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные, и дает возможность рассматривать структуру межкластерных взаимодействий на тех расстояниях, где раньше предполагалось только наличие отталкивающего кора. В работах [5] приводятся и методы разделения возможных состояний на разрешенные и запрещенные для многих кластерных систем.

Полные сечения фото процессов для этих кластерных систем в потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и разделением орбитальных состояний по схемам Юнга рассматривались в нашей работе [4]. В этих расчетах фоторазвала ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$  в  $p^2\text{H}$  и  $n^2\text{H}$  каналы учитывались E1 и E2 переходы, обусловленные орбитальной частью электрического оператора  $Q_{jm}(L)$ . Магнитные сечения и сечения, зависящие от спиновой части электрического оператора, оказались на несколько порядков меньше. Далее предполагалось, что электрические E1 переходы в  $N^2\text{H}$  системе возможны между основным чистым  $^2S$  состоянием ядер  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  и смешанным по схемам Юнга дублетным  $^2P$  состоянием рассеяния. В случае E2 процессов переходы возможны между чистым по орбитальным симметриям основным  $^2S$  состоянием и дублетной  $^2D$  волной рассеяния.

В кластерной модели сечения фотоядерных процессов пропорциональны множителю  $(Z_1/M_1^{J_1+(-1)^{J_2}}Z_2/M_2^{J_2})^2$ , который имеет одинаковую величину в  $n^2\text{H}$  и  $p^2\text{H}$  системах в случае E1 переходов и сильно отличается для E2 процессов [4]. Поэтому E2 сечение оказывается заметным только в  $p^2\text{H}$  системе, что, впрочем, не объясняет разницу в величине экспериментальных сечений для  $p^2\text{H}$  и  $n^2\text{H}$  фоторазвала ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$ .

Для выполнения расчетов фотоядерных процессов в рассматриваемых системах ядерная

часть межкластерного потенциала  $p^2H$   $n^2H$  взаимодействий представляется в виде:

$$V(r) = V_0 \exp(-\alpha r^2) + V_1 \exp(-\beta r^2) \quad (1)$$

с обычным кулоновским потенциалом при нулевом радиусе, притягивающей с  $V_0$  и отталкивающей с  $V_1$  частью.

Потенциал для каждой парциальной волны строился, так чтобы правильно описывались фазы упругого рассеяния. Экспериментальные данные по фазовому анализу в  $p^2H$  системе имеются в достаточно широкой энергетической области и результаты разных работ в целом согласуются между собой [6]. Используя эти данные, были получены потенциалы  $p^2H$  взаимодействия, параметры которых приведены в табл. 1.

Таблица 1 Потенциалы взаимодействия  $p^2H$  кластерной системы, смешанные по схемам Юнга в дублетных каналах. Здесь  $E_{cc}$  - энергии связанных состояний. В скобках приведены значения энергии для  $n^2H$  системы

Система $p^2H$	$L_J$	$V_0$ , (МэВ)	$\alpha$ , ( $\text{Фм}^{-2}$ )	$V_1$ , (МэВ)	$\beta$ , ( $\text{Фм}^{-1}$ )	$E_{cc}$ , (МэВ)
$S=1/2$	1. Чет.	-35.0	0.1	--	--	-9.3(-10.1)
	2. Чет.	-55.0	0.2	--	--	-11.4(-12.3)
	1. Нечет.	+0.4	0.01	--	--	---
	2. Нечет.	-10.0	0.16	+0.6	0.1	---
$S=3/2$	Чет.	-41.9	0.13	+13.7	0.36	-4.2(-4.9)
	Нечет.	-7	0.05	--	--	---

Они позволяют хорошо описать экспериментальные данные по фазам рассеяния в обоих спиновых каналах, но в дублетном состоянии приводят к неправильной величине энергии связи ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$ , т.к. эти состояния оказываются смешанными по схемам Юнга [5,7].

Экспериментальные дублетные фазы в  $N^2H$  системе, смешанные по схемам Юнга  $\{3\}$  и  $\{21\}$ , могут быть представлены в виде полусуммы чистых фаз [5,7]

$$\delta_L^{\{f_1\}+\{f_2\}} = \frac{1}{2} \delta_L^{\{f_1\}} + \frac{1}{2} \delta_L^{\{f_2\}}$$

В данном случае полагаем  $\{f_1\}=\{3\}$  и  $\{f_2\}=\{21\}$ . Если допустить, что в качестве дублетных фаз с  $\{21\}$  могут быть использованы квартетные фазы той же симметрии  $\{21\}$ , то легко определить чистые дублетные фазы с  $\{3\}$ , что и было сделано на основе экспериментальных данных работы [6] по фазовому анализу упругого  $p^2H$  рассеяния.

Таблица 2 Чистые по схемам Юнга потенциалы  $p^2H$  взаимодействия в дублетных каналах. Здесь  $E_{cc}$  – расчетная энергия связанных состояний,  $E_{\text{эксп.}}$  – ее экспериментальное значение. В скобках даны энергии для  $n^2H$  системы

Система	$L_J$	$V_0$ , (МэВ)	$\alpha$ , ( $\text{Фм}^{-2}$ )	$E_{cc}$ , (МэВ)	$E_{\text{эксп.}}$ (МэВ)
$p^2H$ $S=1/2$	1. Чет.	-34.75	0.15	-5.49(-6.25)	-5.49 (-6.26)
	2. Чет.	-54.3	0.3	-5.49(-6.40)	
	Нечет.	+2.4	0.01	---	---

На рис.1 вертикальными линиями, которые показывают полосу ошибок, приведены, полученные таким образом чистые  $p^2H$  фазы. Параметры чистых взаимодействий даны в табл.2 вместе с энергиями связанных состояний.

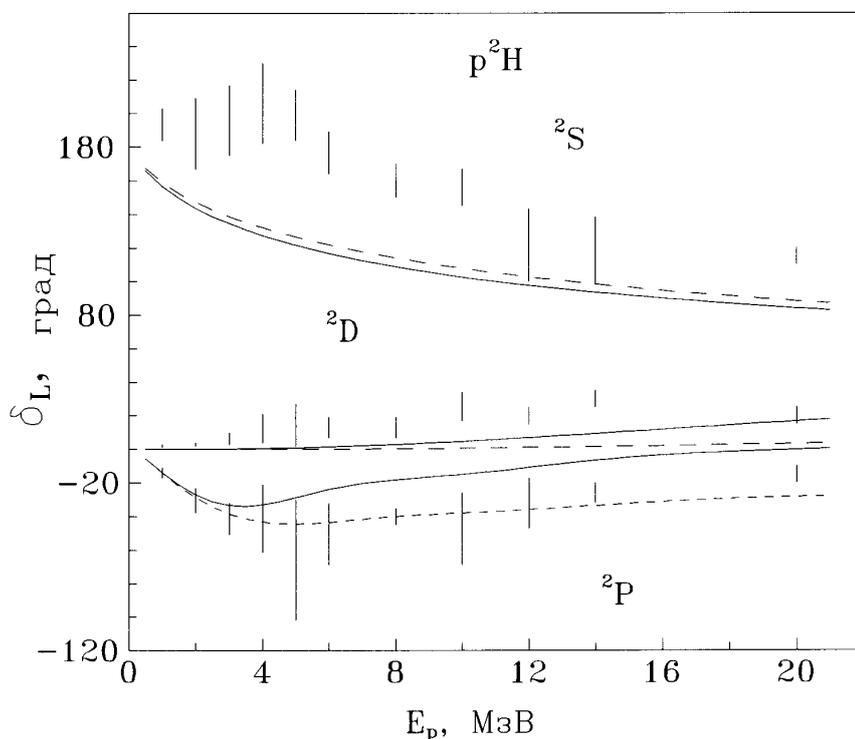


Рис.1. Чистые по схемам Юнга фазы упругого  $p^2H$  рассеяния

Вертикальные линии - полоса ошибок для чистых фаз со схемой {3}, кривые - результаты расчетов чистых фаз для потенциалов с параметрами из табл.2.

В четных волнах фазы потенциала основного состояния с первым набором параметров показаны на рис.1б непрерывной линией. Штриховой линией даны результаты для второго набора параметров, которые практически не отличаются, от приведенных в работах [8].

Фазы чисто отталкивающего  $^2P$  взаимодействия показаны точечной кривой, а непрерывной линией приведены фазы потенциала с периферическим отталкиванием из работы [8], который имеет форму (1) с параметрами:

$$V_0 = -13.8 \text{ МэВ}, \quad \alpha = 0.16 \text{ Фм}^{-2}, \quad V_1 = +1.6 \text{ МэВ}, \quad \beta = 0.09 \text{ Фм}^{-1}.$$

Потенциалы, приведенные в этих двух таблицах, были использованы для расчетов полных сечений процессов фоторазвала и радиационного захвата в  $p^2H$  системе. На рис.2 непрерывными линиями приведены результаты расчетов полных сечений процессов фоторазвала ядра  $^3He$  в  $p^2H$  канал с первым вариантом потенциала чистого основного состояния (табл.2 – вариант 1) и  $^2P$  взаимодействием с периферическим отталкиванием (табл. 1 - вариант 2).

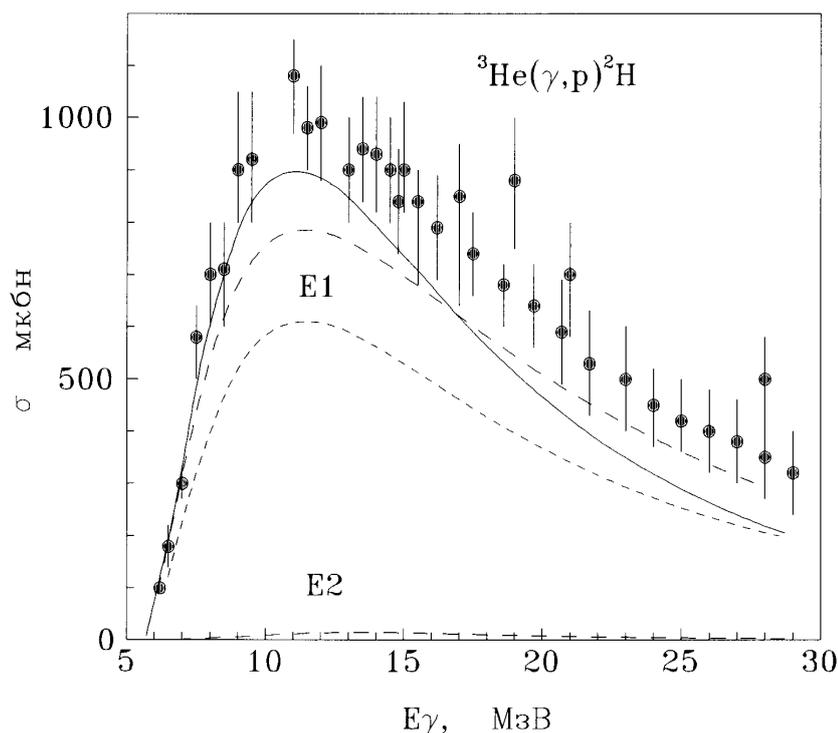


Рис.2. Полные сечения фоторазвала ядер  ${}^3\text{He}$  в  $p^2\text{H}$  канал

Кривые - расчеты для потенциалов из табл.1, 2 [4]. Экспериментальные данные из работ [2,9].

Штриховой линией показаны результаты, полученные с тем же потенциалом основного состояния, но с чисто отталкивающим вариантом взаимодействия в  ${}^2\text{P}$  волне (табл.1 - вариант 1). Использование второго варианта потенциала чистого основного состояния (табл. 2 - вариант 2) при любом  ${}^2\text{P}$  взаимодействии (из табл.1) приводит к сечениям фоторазвала, которые в максимуме достигают только 600 мб, как показано на рис.2 точечными линиями. Штриховой линией внизу рис.2 показаны сечение E2 процесса, который дает заметный вклад только для  $p^2\text{H}$  захвата.

Из рис.2 видно, что непрерывная и штриховая линии сливаются при малых энергиях и, как будет показано далее, штриховая кривая идет несколько выше непрерывной при самых малых энергиях  $p^2\text{H}$  системы в ц.м. Экспериментальные данные по фоторазвалу  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  приводятся в работах [2,9].

На рис.3 приведен астрофизический S-фактор  $p^2\text{H}$  захвата обусловленный E1 переходом, поскольку в области малых энергий вклад E2 процесса оказывается на два порядка меньше [4]. Экспериментальные данные по S-фактору выше 200 кэВ получены пересчетом данных работы [11], а при более низких энергиях приведены в работах [12,12]. Обозначения кривых такие же, как рис.2. Линейная экстраполяция S(E1)-фактора от 10 кэВ к нулевой энергии дает для непрерывной линии величину примерно  $1.0(2)10^{-4}$  кэВ бн, для штриховой  $1.5(2)10^{-4}$  кэВ бн. Одно из последних экспериментальных измерений S-фактора при нулевой энергии приводит к значению  $1.65(14)10^{-4}$  кэВ бн [10], которое вполне согласуется с полученными величинами

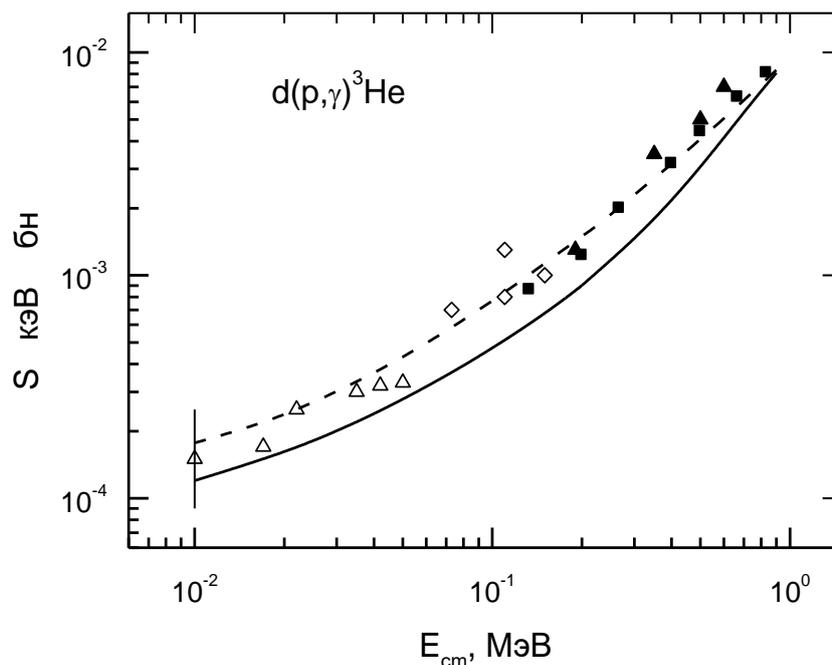


Рис.3. Астрофизический S-фактор для  $p^2\text{H}$  захвата

Кривые - расчеты для потенциалов из табл.1, 2 [4]. Обозначения кривых, как на рис.2. Квадраты, треугольник - эксперимент из работы [11], открытые квадраты из работы [12], открытые треугольники - [13].

Из рисунков видно, что сечения, показанные на рис.2 непрерывной линией, вполне успешно описывают экспериментальные данные в максимуме, но при малых энергиях идут несколько ниже эксперимента рис.3. Хотя, если учесть величину ошибок S-фактора в области 10 - 50 кэВ, показанных для точки при 10 кэВ, трудно сделать однозначный вывод о качестве описания экспериментальных данных при низких энергиях разными кривыми - обе они ложатся в полосу экспериментальных ошибок (Рис.3).

Таким образом, расчеты S-фактора  $p^2\text{H}$  радиационного захвата до 10 кэВ, выполненные нами около 15 лет назад [4], когда по S-факторам были известны только экспериментальные данные выше 150-200 кэВ, хорошо согласуются с новыми данными в области 10 – 150 кэВ. Тем самым, использованная нами потенциальная кластерная модель с запрещенными состояниями и классификацией их по схемам Юнга оказалась способна правильно предсказать поведение S-фактора  $p^2\text{H}$  захвата при самых низких энергиях, вплоть до 10 кэВ [4,14].

## Литература

1. Фаулер У.А., Успехи физических наук., 1985, Т.145,С.441.
2. Faul D.D., et. al. Phys. Rev., 1981, V.C24, P.849; Skopik D.M., et. al. Phys. Rev., 1981, V.C24, P.1791.
3. Mertelmeir T., Hofmann H.M. - Nucl. Phys., 1986, v.A459, p.387.
4. Дубовиченко С.Б. Ядерная Физика, 1995, Т.58, С.1253.
5. Neudatchin V.G., et. al. Phys. Rev., 1992, V.C45. P.1512; Неудачин В.Г., et. al., ЭЧАЯ, 1993, Т.23, С.480.
6. Schmelzbach P., et. al. Nucl. Phys., 1972, V.A197, P.237; Arviex J. Nucl. Phys., 1967, V.A102, P.513; Van Oers W.T.H., et. al. Nucl. Phys., 1967, V.A92, P. 561; Chauvin J., et. al. Nucl. Phys., 1975, V.A247, P.347; Sloan J. Nucl. Phys., 1971, V.A168, P.211; Huttel E., et. al. Nucl.

---

Phys., 1983, V.A406, P.443.

7. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы, Данекер, 2004, 248с.

8. Искра В., и др. Украинский Физический Журнал, 1988, Т.32, С.1141; Искра В., и др. Ядерная Физика, 1988, Т.48, С.1674; Неудачин В.Г., и др. Ядерная Физика, 1990, Т.52, С.738; Кукулин В.И., и др. Ядерная Физика, 1990, Т.52, С.402; Дубовиченко С.Б., и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, Т.54, С.911; Neudatchin V.G., et. al. Few Body Sys., 1995, V18, P.159.

9. Fetisov V.N., et. al. Nucl. Phys., 1965, V.71, P.305; Stewart J.R., et. al. Phys. Rev., 1965, V.138, P.B372; Kundu S.K., et. al. Nucl. Phys., 1971, V.A171, P.384; Berman B.L., et. al. Phys. Rev., 1964, V.133, P.B117.

10. Schimd G. et. al., Phys. Rev. Lett., 1996, 76, 17, 3088.

11. Griffiths G.M., et. al. Can. J. Phys., 1962, V.40, P.402.

12. Kankowsky L., et. al. Phys.Rev., 1997, V.C55, P.588.

13. Schmidt C., et. al. Nucl. Phys., 1995, v. A591, P.227.

14. Дубовиченко С.Б., Джазаиров - Кахраманов А.В. - ЭЧАЯ 1997, т.28, с.1529.

## **p<sup>2</sup>H ФОТОҚАРМАУДЫҢ АСТРОФИЗИКАЛЫҚ S-ФАКТОРЫ**

**С. Б. Дубовиченко**

Шектелінген потенциалды кластерлік моделінің тиым салу күйіндегі астрофизикалық S-жағдайындағы радиациялық p<sup>2</sup>H қармауына жаңа тәжірибелерді қолданудағы мүмкіншіліктер қарастырылды.

## **ASTROPHYSICAL S-FACTOR FOR p<sup>2</sup>H PHOTOCAPTURE**

**S.B. Dubovichenko**

A description of the new experimental data for astrophysical S-factor of p<sup>2</sup>H radiative capture in potential cluster model with forbidden states was considered.