

(ДТОО «Астрофизический институт им. Фесенкова», Алматы, Республика Казахстан)

## РАДИАЦИОННЫЙ $n^{15}\text{N}$ ЗАХВАТ. I

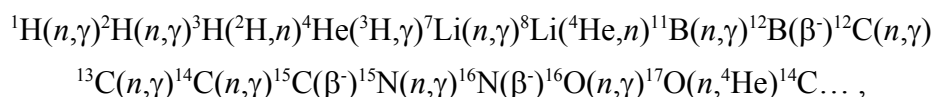
**Аннотация.** В потенциальной кластерной модели с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга и запрещенными состояниями рассмотрена возможность описания экспериментальных данных для полных сечений радиационного  $n^{15}\text{N}$  захвата при астрофизических и низких энергиях.

**Ключевые слова:** ядерная физика, легкие атомные ядра, низкие и астрофизические энергии, упругое рассеяние,  $n^{15}\text{N}$ -система, потенциальное описание, радиационный захват, полные сечения, термоядерные реакции, первичный нуклеосинтез, потенциальная кластерная модель, запрещенные состояния, классификация орбитальных состояний по схемам Юнга.

**Тірек сөздер:** ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашы-раулар,  $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклео-синтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

**Keywords:** nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles  $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

**Введение.** Продолжая изучение реакций радиационного захвата нейтронов на легких атомных ядрах, которые входят в различные термоядерные процессы, остановимся на реакции  $n^{14}\text{N} \rightarrow ^{15}\text{N}\gamma$  захвата при низких энергиях. Этот процесс входит в основную цепочку реакций первичного нуклеосинтеза [1]



которые определяли развитие наблюдаемой нами Вселенной. Для анализа данного процесса, как обычно, будут использоваться методы расчетов, основанные на потенциальной кластерной модели (ПКМ) легких атомных ядер с запрещенными состояниями (ЗС). Наличие ЗС определяется на основе классификации орбитальных состояний кластеров по схемам Юнга [2]. В используемом подходе потенциалы межкластерных взаимодействий для процессов рассеяния строятся на основе воспроизведения фаз упругого рассеяния рассматриваемых частиц с учетом их резонансного поведения или исходя из структуры спектров резонансных состояний конечного ядра. Для связан-ных (СС) или основных состояний (ОС) ядер, образующихся в

результате реакции захвата, в клас-терном 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 [3]. В первой части данной работы рассмотрим классификацию клас-терных состояний по схемам Юнга и получим межкластерные потенциалы взаимодействия.

**Потенциалы и фазы упругого рассеяния.** Переходя к анализу полных сечений  $n^{15}\text{N}$  захвата, заметим, что классификация орбитальных состояний ядра  $^{15}\text{N}$  в  $n^{14}\text{N}$  канале по схемам Юнга была качественно рассмотрена нами в работе [4]. Поэтому для  $n^{15}\text{N}$  системы имеем  $\{1\} \times \{4443\} \rightarrow \{5443\} + \{4444\}$  [5]. Первая из полученных схем совместима с орбитальными моментами  $L = 1,3$  и является запрещенной, поскольку имеет пять клеток в первой строке, а вторая схема разрешена и совместима с  $L = 0$  [5]. Таким образом, ограничиваясь только низшими парциальными волнами, можно считать, что в потенциалах  $S$  и  $D$  волн запрещенные состояния отсутствуют, а  $P$  волна содержит связанное ЗС. Разрешенное в  $D$  волне состояние соответствует ОС ядра  $^{16}\text{N}$  и находится при энергии связи  $n^{15}\text{N}$  системы  $-2.491$  МэВ [6]. Поскольку момент  $^{15}\text{N}$  равен  $J^\pi, T = 1/2, 1/2$  [7], а для  $^{16}\text{N}$  известны характеристики  $J^\pi, T = 2, 1$  [6], то связанное ОС ядра  $^{16}\text{N}$  в  $n^{15}\text{N}$  канале может являться смесью синглетного и триплетного  $^1D_2$  и  $^3D_2$  состояний с полным моментом  $J = 2$ . Потенциал парциальной  $S$  волны также может содержать связанное разрешенное состояние (РС).

Для описания полных сечений радиационного  $n^{15}\text{N}$  захвата мы рассматривали в основном  $E1$  переходы. В данном процессе такой переход возможен из нерезонансной  $^3P_2$  волны рассеяния с нулевыми фазами при энергиях до  $1.0$  МэВ на триплетную часть  $^3D_2$  волновой функции связанного ОС  $n^{15}\text{N}$  кластеров в ядре  $^{16}\text{N}$ , т.е. переход  $^3P_2 \rightarrow ^3D_2$ . Кроме того, возможны  $E1$  переходы из резонансной при  $0.921$  МэВ [6]  $P_1$  волны рассеяния, которая является смесью триплетного  $^3P_1$  и синглетного  $^1P_1$  состояний, на триплетную  $^3D_2$  и синглетную  $^1D_2$  часть волновой функции (ВФ) ОС соответственно. Ранее мы уже рассматривали аналогичную ситуацию для  $n^7\text{Li}$  захвата [3], представляя полное сечения в виде суммы сечений для переходов из разных частей  $S$  волны рассеяния, смешанной по спинам, на разные части ВФ ОС также смешанные по спину.

При выполнении расчетов полных сечений радиационного захвата ядерная часть межклас-терного потенциала  $n^{15}\text{N}$  взаимодействия, как обычно, представляется в гауссовом виде  $V(r) = \exp(-\gamma r^2)$  [2, 3]. Однако для потенциала резонансных при  $0.921$  МэВ [6]  $^{1+3}P_1$  волн рассеяния с одним ЗС не удалось получить параметры способные правильно передать ширину резонанса. Например, потенциал с параметрами  $V_{P_1} = -7687.40$  МэВ,  $\gamma_{P_1} = 10.0$  Фм<sup>2</sup> приводит к ширине резонанса при энергии  $0.921$  МэВ равной  $138$  кэВ (с.ц.м.), что примерно в  $10$  раз больше экспериментальной величины  $14$  кэВ (л.с.), приведенной в табл.16.10 работы [6]. Хотя по данным таблицы 16.5 из того же обзора [6] эта ширина равна  $15(5)$  кэВ в с.ц.м.

Расчет  $P_1$  фазы упругого  $n^{15}\text{N}$  рассеяния с таким потенциалом при энергиях от  $0.2$  до  $1.25$  МэВ приводит к ее резонансной форме показанной на рисунке 1 непрерывной кривой. Для того чтобы правильно передавал ширину резонанса нужно сильно увеличить параметр  $\gamma$ , т.е. уменьшить ширину потенциала. Например, параметры  $15385.47$  МэВ и

$20.0 \text{ Фм}^2$  приводят к ширине резонанса около 98 кэВ в с.ц.м., а фаза такого потенциала показана на рисунке 1 точечной кривой. Параметры еще более узкого потенциала с одним ЗС

$$V_{P_1} = -30781.774 \text{ МэВ}, \gamma_{P_1} = 40.0 \text{ Фм}^2. \quad (1)$$

приводят к ширине резонанса 70 кэВ в с.ц.м., а его фаза представлена на рис.1 штрих-пунктирной кривой. Относительная точность вычисления  $P_1$  фазы рассеяния в данных расчетах составляет примерно  $10^{-3}$  и для резонансной энергии 921 кэВ такой потенциал приводит к величине фазы  $90.0(1)^\circ$ . Здесь нужно иметь в виду, что константа  $\hbar^2/m_0$  принималась равной  $41.4686 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2$ .

Аналогичный  $P_1$  потенциал рассеяния без ЗС и параметрами  $V_{P_1} = -1321.18 \text{ МэВ}$  и  $\gamma_{P_1} = 5.0 \text{ Фм}^2$  имеет ширину резонанса примерно 148 кэВ (с.ц.м.), а его фаза показана на рисунке 1 штриховой кривой, которая мало отличается от непрерывной линии. Отсюда видно, что для потенциала без

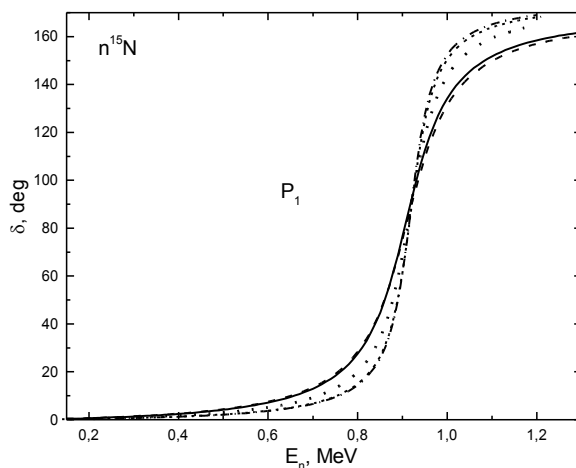


Рисунок 1 –  
Фазы упругого  $n^{15}\text{N}$  рассеяния в  $P_1$  волне.  
Кривые получены для разных потенциалов, описанных в тексте

ЗС, который не согласуется с классификацией по схемам Юнга, также потребуется очень малая ширина, чтобы правильно описать наблюдаемую ширину резонанса [6]. Например, потенциал без ЗС

$$V_{P_1} = -5302.745 \text{ МэВ}, \gamma_{P_1} = 20.0 \text{ Фм}^2$$

имеет ширину резонанса примерно 74 кэВ (с.ц.м.), а его фаза показана на рисунке 1 короткими штрихами – она практически не отличается от штрих-пунктирной кривой для потенциала (1). Этот потенциал будет использован далее для сравнения результатов по сечениям захвата, рассчитанным для взаимодействий, которые удовлетворяют приведенной выше классификации ЗС по схемам Юнга (см. потенциал (1)) поскольку оба они дают примерно одинаковые ширины резонанса при 921 кэВ. Заметим, что волновая функция этого потенциала при энергии упругого рассеяния, например, 10 эВ носит плавный характер и не содержит узла. В тоже время, ВФ непрерывного спектра для  $n^{15}\text{N}$  рассеяния при той же энергии для потенциала с ЗС (1) содержит узел примерно при 0.14 Фм.

Для потенциалов нерезонансных  ${}^3P_2$  и  ${}^3P_0$  волн с одним ЗС использовались значения параметров, основанные на предположении, что в рассматриваемой области энергий, т.е. до 1.0 МэВ их фазы равны нулю, поскольку в спектрах ядра  ${}^{16}\text{N}$  в  $n^{15}\text{N}$  канале не наблюдается резонансных уровней с  $J^\pi = 2^+$  и  $0^+$  (см. таблицу 16.10 в работе [6]). В частности, получено

$$V_p = -500.0 \text{ МэВ}, \gamma_p = 1.0 \text{ Фм}^{-2} \quad (2)$$

Расчет  $P$  фаз с таким потенциалом при энергии до 1.0 МэВ приводит к их значениям не более  $0.1^\circ$ .

Потенциал без ЗС связанного  ${}^{1+3}D_2$  состояния должен правильно воспроизводить энергию связи основного состояния ядра  ${}^{16}\text{N}$  с  $J^\pi, T = 2^-, 1$  в  $n^{15}\text{N}$  канале при -2.491 МэВ [6] и разумно описывать среднеквадратичный радиус  ${}^{16}\text{N}$ , экспериментальное значение которого, по-видимому, не должно сильно превышать радиус  ${}^{16}\text{O}$  равный 2.710(15) Фм [6], при экспериментальном радиусе  ${}^{15}\text{N}$  2.612(9) Фм [7]. В этих расчетах используется нулевой зарядовый радиус нейтрона с его массовым радиусом равным радиусу протона 0.8775(51) Фм. В результате были получены следующие параметры для потенциала основного состояния ядра  ${}^{16}\text{N}$  в  $n^{15}\text{N}$  канале

$$V_{g.s} = -49.5356532 \text{ МэВ}, \gamma_{g.s} = 0.07 \text{ Фм}^{-2}. \quad (3)$$

Потенциал приводит к энергии связи -2.49100003 МэВ при точности конечно-разностного метода (КРМ)  $10^{-8}$  МэВ, среднеквадратичному зарядовому радиусу 2.63 Фм и массовому радиусу 2.76 Фм. Для асимптотической константы, определенной в работе [8] и записанной в безразмерном виде, получено значение 0.96(1) на интервале  $6 \div 19$  Фм. Ошибка константы определяется ее усреднением по указанному выше интервалу расстояний. В работе [9] для этой АК приведено  $0.85 \text{ Фм}^{-1/2}$ , что после перерасчета к безразмерной величине при  $\sqrt{2k} = 0.821$  дает 1.04 – эта величина только на 10% отличается от полученной выше. Еще раз обратим внимание, что перерасчет АК требуется, поскольку в работе [9] использовалось другое определение АК, которое отличается от используемого здесь [2,3] на множитель  $\sqrt{2k}$ .

Для дополнительного контроля вычисления энергии ОС использовался вариационный метод (ВМ) [10], который уже на сетке с размерностью  $N = 10$  и независимым варьированием параметров для потенциала (3) позволил получить энергию -2.49100001 МэВ. Величина АК равна 0.96(1) в области  $9 \div 24$  Фм, а зарядовый радиус не отличается от полученного в КРМ расчетах. Напомним, что поскольку вариационная энергия при увеличении размерности базиса уменьшается и дает верхний предел истинной энергии связи, а конечно-разностная энергия при уменьшении величины шага и увеличении числа шагов увеличивается [10], то для реальной энергии связи в таком потенциале можно принять среднюю величину -2.49100002(1) МэВ. Таким образом, точность определения двухчастичной энергии связи данного ядра в  $n^{15}\text{N}$  канале с потенциалом (3) двумя методами (КРМ и ВМ) по двум различным и независимым компьютерным программам находится на уровне  $\pm 10^{-8}$  МэВ или  $\pm 0.01$  эВ, что совпадает с изначально задаваемой в КРМ точностью при определении энергии связи двухкластерной системы равной  $10^{-8}$  МэВ.

В результате получены все основные потенциалы межкластерного взаимодействия в

непрерывном и дискретном спектре, необходимые для выполнения расчетов полных сечений реакции  $n^{15}\text{N}$  захвата.

*Работа частично поддерживалась грантом № 0151/ГФ2 МОН РК.*

## ЛИТЕРАТУРА

1 Heil M. et al. The  $(n,\gamma)$  cross section of  ${}^7\text{Li}$  // *Astrophys. Jour.* – 1998. – Vol. 507. – P. 997-1002; Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki Neutron capture nucleosynthesis in the Universe // *Sci. Tech. Adv. Materials.* – 2004. – Vol. 5. – P. 567-573; Nagai Y. et al. Fast neutron capture reactions in nuclear astrophysics // *Hyperfine Interactions.* – 1996. – Vol. 103. – P. 43-48; Liu Z.H. et al. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in  ${}^{12}\text{B}$  and  ${}^{13}\text{C}$  // *Phys. Rev.* – 2001. – Vol. C64. – P. 034312-1–034312-5.

2 Дубовиченко С.Б. Термоядерные процессы Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. Серия «Казахстанские космические исследования». – Т. 7. – Алматы: А-три, 2011. – 402 с.

3 Дубовиченко С.Б. Избранные методы ядерной астрофизики. Первичный нуклеосинтез Вселенной. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Germany: Lambert Academy Publ., 2013. – 472 с.

4 Дубовиченко С.Б. Радиационный  $n^{14}\text{N}$  захват при астрофизических энергиях // *Изв. вузов. Физика.* – 2013. – Т. 56, № 1.

5 Немец О.Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. – Киев: Наукова Думка, 1988. – 488 с.

6 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. Energy Levels of light nuclei  $A = 16,17$  // *Nucl. Phys.* 1993. – Vol. A564. – P. 1-183.

7 Ajzenberg-Selove F. Energy level of light nuclei  $A = 13,14,15$  // *Nucl. Phys.* – 1991. – Vol. A523. – P. 1-196.

8 Plattner G.R., Viollier R.D. Coupling constants of commonly used nuclear probes // *Nucl. Phys.* – 1981. – Vol. A365. – P. 8-12.

9 Huang J.T., Bertulani C.A., Guimaraes V. Radiative capture of protons and neutrons at astrophysical energies and potential models // *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.* – 2010. – Vol. 96. – P. 824-847.

10 Дубовиченко С.Б. Методы расчета ядерных характеристик. Ядерные и термоядерные процессы. Изд. второе, исправленное и дополненное. – Saarbrucken, Germany: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG, 2012. – 425 с.

## REFERENCES

1 Heil M. et al. *Astrophys. Jour.*, **1998**, V.507, 997-1002; Masayuki Igashira, Toshiro Ohsaki. *Sci. Tech. Adv. Materials*, **2004**, V.5, 567-573; Nagai Y. et al. *Hyperfine Interactions*, **1996**, V.103, 43-48; Liu Z.H. et al. *Phys. Rev. C*, **2001**, V. 64, 034312-1– 034312-5.

2 Dubovichenko S.B. Termojadernye processy Vselennoj. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Serija «Kazhastanskiye kosmicheskie issledovaniya». T.7. Almaty: A-tri, 2011. 402 p. (in Russ.).

- 3 Dubovichenko S.B. Izbrannye metody jadernoj astrofiziki. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Germany. Lambert Academy Publ. 2012. 361 p. (in Russ.).
- 4 Dubovichenko S.B. *Izv. VUZov Fizika*, **2013**, V.56. №1. (in Russ.).
- 5 Nemes O.F. et al. Nuklonnye associacii v atomnyh jadrach i jadernye reakcii mnogonuklonnyh peredach. Kiev: Naukova Dumka. 1988. 488 p. (in Russ.).
- 6 Tilley D. R., Weller H. R., Cheves C. M. *Nucl. Phys. A*, **1993**, V. 564, 1-183.
- 7 Ajzenberg-Selove F. *Nucl. Phys. A*, **1991**, V. 523, 1-196.
- 8 Plattner G.R., Viollier R.D. *Nucl. Phys. A*, **1981**, V. 365, 8-12.
- 9 Huang J.T., Bertulani C.A., Guimaraes V. *Atom. Data and Nucl. Data Tabl.*, **2010**, V.96, 824-847.
- 10 Dubovichenko S.B. Metody rascheta jadernyh harakteristik. Jadernye i termojadernye processy. Izd. vtoroe, ispravlennoe i dopolnennoe. Saarbrucken, Germany: Lambert Acad. Publ. GmbH&Co. KG. 2012. 425 p. (in Russ.).

## Резюме

*Н. В. Афанасьева, С. Б. Дубовиченко*

(«Фесенков атындағы Астрофизика институты» ЕЖШС, Алматы, Қазақстан Республикасы)

## РАДИАЦИЯЛЫҚ $n^{15}\text{N}$ ҚАРМАУЫ. I

Орбиталық күйлер Юнг сұлбалары бойынша бөлінетін потенциалды кластерлік үлгіде, төмен энергия-лардағы радиациялық  $n^{15}\text{N}$  қармауының толық қималары үшін эксперименталды деректерді суреттеу мүм-кіндігі қарастырылған.

**Тірек сөздер:** ядролық физика, жеңіл атом ядролары, төмен және астрофизикалық энергиялар, серпімді шашы-раулар,  $n^{15}\text{N}$ -жүйесі, ықтимал сипаттама, радиациялық қармау, тұтас кима, термоядролық реакциялар, бастапқы нуклео-синтез, ықтимал кластерлік үлгі, тыйым салынған жағдай, Юнг сызбасы орбиталық жағдайларды жіктеу.

## Summary

*N. V. Afanasyeva, S. B. Dubovichenko*

(DТОО «Fesenkov Astrophysical Institute», Almaty, Republic of Kazakhstan)

## RADIATIVE $n^{15}\text{N}$ CAPTURE. I

Within the potential cluster model with an orbital states separation according to the Young

diagrams and for-bidden states the possibility of description of experimental data for the total cross-sections of radiative  $n^{15}\text{N}$  capture at astrophysical and low energies was considered.

**Keywords:** nuclear physics, light atomic nuclei, low and astrophysical energies, elastic scattering of the nuclear particles  $n^{15}\text{N}$ -system, potential description, radiative capture, total cross section, thermonuclear processes, primordial nucleosynthesis, potential cluster model, forbidden states, classification orbital states on Young's schemes.

*Поступила 2.09.2013г.*