

УДК.539.17

Н. А. БУРКОВА, К. А. ЖАКСЫБЕКОВА, А. А. МАНАЕНКО, Ж. С. САНТЫБАЕВА

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$ ПРИ $E_\gamma \leq 35$ МэВ

В кластерном подходе проведен мультипольный анализ процесса фоторасщепления  ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$  при  $E_\gamma \leq 35$  МэВ. Проводится сравнение с имеющимися теоретическими расчетами, а также с экспериментальными данными по полным и дифференциальным сечениям.

В работе [1] нами был предложен метод построения волновых функций (ВФ) в кластерных каналах  ${}^6\text{Li} + n$  и  ${}^6\text{He} + p$  исходя из  $\alpha t$ -представления ядра  ${}^7\text{Li}$  [2]. Качество полученных функций проверялось в расчетах спектроскопических  $S$ -факторов. Было показано, что наблюдается согласие с экспериментальными данными по  $S$ -факторам, а также с расчетами модели оболочек [1]. Хорошее воспроизведение спектроскопических характеристик нуклонных каналов фрагментации ядра  ${}^7\text{Li}$  в значительной мере подтверждает достоверность предложенного модельного подхода. Дальнейшая проверка ВФ в каналах  ${}^6\text{Li} + n$  и  ${}^6\text{He} + p$ , полученных методом проектирования, состоит в их апробации при описании динамических характеристик.

В настоящей статье рассматривается процесс фоторасщепления ядра  ${}^7\text{Li}$  в канале  ${}^6\text{Li} + n$  при  $E_\gamma \leq 35$  МэВ. Мы ориентировались на экспериментальные данные работ [3–5]. Далее также обсуждаются теоретические расчеты [2, 6], выполненные ранее в других модельных подходах.

Процессы излучения нейтронов атомными ядрами под действием  $\gamma$ -квантов изучаются как экспериментально, так и теоретически уже более 50 лет. Накопленные к 1975 году данные на ядрах практически всей таблицы Менделеева – от  ${}^3\text{He}$  до  ${}^{238}\text{U}$  были систематизированы в обзоре [3]. Они включают измерения полных сечений  $\sigma_{tot}$  и сгруппированы следующим образом:

- (a)  $\sigma(\gamma, total) = \sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, 2n) + (\gamma, p2n) + (\gamma, 3n) + \dots]$ ;
- (b)  $\sigma(\gamma, sin gle) = \sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$ ;
- (c)  $\sigma(\gamma, double) = \sigma[(\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)]$ .

Авторы работы [3] полагают, что область энергий возбуждения до  $\sim 30$  МэВ представляет интерес для изучения следующего круга вопросов: механизмы и моды распада гигантского

дипольного резонанса (ГДР); возбуждение квадрупольного гигантского резонанса; возбуждение состояний с большим изоспином; изучение мультинейтронных каналов  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ; прямые фотоядерные процессы. Заметим, что данные работ [3, 4] – это инклюзивные сечения, что усложняет их теоретическую интерпретацию.

Следует отметить, что дальнейшее развитие фотонейтронных экспериментов было нацелено на усовершенствование нейтронных счетчиков, но к настоящему времени имеется только одна работа [5], в которой представлены эксклюзивные данные по реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, n_{0+1}){}^6\text{Li}$ .

В работе [7] приводятся инклюзивные сечения для реакции  ${}^7\text{Li}(\gamma, \Sigma n)$ , которые тем не менее представляют интерес для теоретического анализа в околороговой области энергий  $E_\gamma \leq 8$  МэВ (в канале  ${}^6\text{Li} + n$  энергия связи  $\varepsilon = 7,25$  МэВ).

Дифференциальное сечение процесса двухчастичного фоторасщепления  $A(\gamma, a)b$  в системе центра масс может быть представлено в следующем общем виде [8]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) = \frac{\mu q}{4\pi(2J_i + 1)} \sum_{\substack{M_a, M_b \\ M_i, \lambda = \pm 1}} \left| M_{fi}(k_\gamma, \lambda) \right|^2, \quad (1)$$

где  $\mu$  – приведенная масса частиц  $a$  и  $b$ ,  $q$  – импульс относительного движения. Начальное ядро  ${}^7\text{Li}$  характеризуется полным моментом  $J_i$  и его проекцией  $M_i$ . Поскольку нас интересует область энергий  $\gamma$ -квантов значительно ниже порога образования мезонов, то для мультипольных операторов ранга  $J$  используем длинноволновое приближение [8].

Формально выражение для дифференциального сечения (1) можно представить в виде разложения по полиномам Лежандра  $P_i(\cos\theta)$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\gamma) = A_0 \sum_{i=1} (1 + a_i P_i(\cos\theta)). \quad (2)$$

Очевидно, что полное сечение получается интегрированием (2):  $\sigma_{tot}(E_\gamma) = 4\pi A_0$ . Нечетные коэффициенты  $a_i$  обусловлены только интерференцией различной мультипольности.

В начальном канале использовались радиальные ВФ  $R_{j,s_c}^{(\kappa)}(r)$ , построенные методом проектирования [1]. Они характеризуются полным моментом, четностью и изоспином ядра-остатка  ${}^6Li - j^\pi, T$ , а также угловым моментом к по координате относительного движения нуклон-“ядро-остаток”  $\vec{r} = \vec{R}_{A-1} - \vec{r}_N$ . Момент  $J_i$  связан правилом векторного сложения со спином канала  $s_c$  следующим образом:  $\vec{s}_c = \vec{J}_i + \vec{k}$ .

Следует отметить, что полученные нашим методом функции относительного движения  ${}^6Li + n$  в связанном состоянии в случае образования ядра  ${}^6Li$  в основном состоянии  $j^\pi, T=1^+, 0$  включают три компоненты – абсолютно доминирует  $R_{1,1/2}^{(P)}$ , компоненты  $R_{1,3/2}^{(P)}$  и  $R_{1,3/2}^{(F)}$  имеют вес порядка 1%. Существенно, что наши функции являются безузловыми, что, вообще говоря, согласуется с классификацией трансляционно-инвариантной модели оболочек (обсуждается в [1]).

ВФ в непрерывном спектре  $R_{j_f}(qr)$  строятся с учетом спин-орбитального расщепления парциальных волн с орбитальным моментом  $\ell$  по полному моменту  $j_f$  и векторной связи  $\vec{s}_c = \vec{\ell} + \vec{j}_f$ . При этом спин нуклона  $s_N = 1/2$ , полный момент ядра-остатка  $j$  и спин канала  $s_c$  также отвечают правилу треугольника  $\vec{s}_c = \vec{j} + \vec{s}_N$ .

Для описания взаимодействия в канале рассеяния  ${}^6Li + n$  были апробированы потенциал  $V_{Gauss}$  гауссовской формы [2], параметры которого подгонялись под описание фаз рассеяния, рассчитанных методом резонирующих групп [9], и потенциал Вудса–Саксона  $V_{WS}$ , построенный методом свертки [10]. Заметим также, что в настоящее время нет экспериментальных данных по фазам упругого рассеяния.

В работах [6, 2] радиальная ВФ  ${}^6Li + n$ , полученная решением уравнения Шредингера с глубоким притягивающим бинарным кластерным

потенциалом  $V_{{}^6Li n}$ , содержащим запрещенные принципом Паули состояния, имеет узел при  $r \sim 1,4$  фм, т.е. принципиально отличается от ВФ, используемых нами. В [6] также представлены результаты расчетов полных сечений  $\sigma_{tot}$  для процесса  ${}^7Li(\gamma, n_0){}^6Li$ , причем автор приходит к выводу, что только благодаря узловому поведению ВФ и учету взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) удается воспроизвести как качественно, так и количественно экспериментальные данные [4]. В таком контексте наш подход на основе безузловых ВФ можно считать до некоторой степени альтернативным расчетам [6, 2].

В рассматриваемом интервале энергий  $E_\gamma \leq 35$  МэВ в полном сечении, а также в дифференциальном сечении для угла регистрации нейтронов  $\theta = 90^\circ$  практически абсолютно доминирует дипольный E1-переход, т.е. амплитуда

$$P_{s_c=1/2} \rightarrow s(1/2^+) + d(3/2^+, 5/2^+), \quad (3)$$

где в скобках указаны допустимые значения  $j_f^\pi$ . В этом приближении выполнены расчеты [6]. Мы включили в рассмотрение также квадрупольный E2-переход, но его вклад действительно пренебрежимо мал.

На рис. 1 представлены результаты наших расчетов для полного сечения и следующие экспериментальные данные: [3, 4] – реакции (b); [5] – дифференциальные сечения  $(\gamma, n_0)$ ,  $(\gamma, n_{0+1})$  для угла  $\theta = 90^\circ$ , пересчитанные в  $\sigma_{tot}$ .

Следует отметить, что данные для эксклюзивных и инклюзивных измерений согласуются только до  $E_\gamma \sim 12$  МэВ. Эксклюзивные сечения  $(\gamma, n_0)$  при  $E_\gamma \sim 18-25$  МэВ представляются завышенными [5], так как инклюзивные данные [3, 4], которые, очевидно, включают большее число событий, лежат значительно ниже.

На рис. 2 представлены расчеты коэффициентов разложения (2). Из энергетической зависимости для  $a_2$  хорошо видно, что, начиная с  $E_\gamma \geq 10$  МэВ, доминирует переход в  $d$ -волну непрерывного спектра. Коэффициенты  $a_1, a_3$ , соответствующие E1-E2 интерференции, равны практически нулю вплоть до  $E_\gamma \sim 20$  МэВ.

Отметим также, что рассчитанная асимметрия вылета нейтронов при расщеплении ядра  ${}^7Li$  линейно поляризованными фотонами  $\Sigma(E\gamma; 90^\circ)$  с точностью до знака имеет энергетическую зависимость, качественно похожую на коэффи-

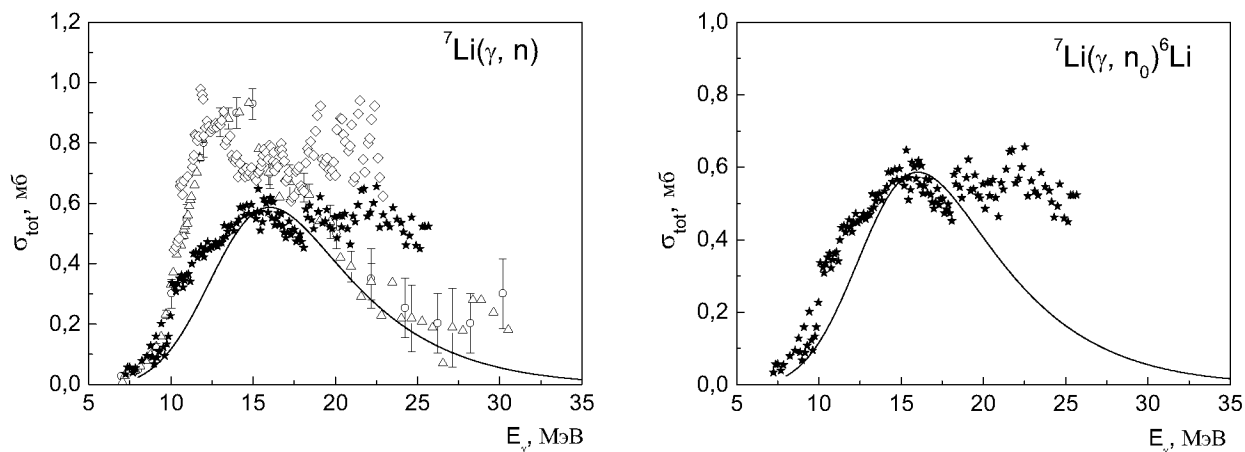


Рис. 1. Полное сечение процесса  ${}^7\text{Li}(\gamma, n){}^6\text{Li}$ : сплошная кривая – теоретический расчет. Экспериментальные данные взяты из работ:  $\Delta$  – [3],  $\circ$  – [4], \* –  $(\gamma, n_0)$ ,  $\diamond$  –  $(\gamma, n_{0+1})$  [5]

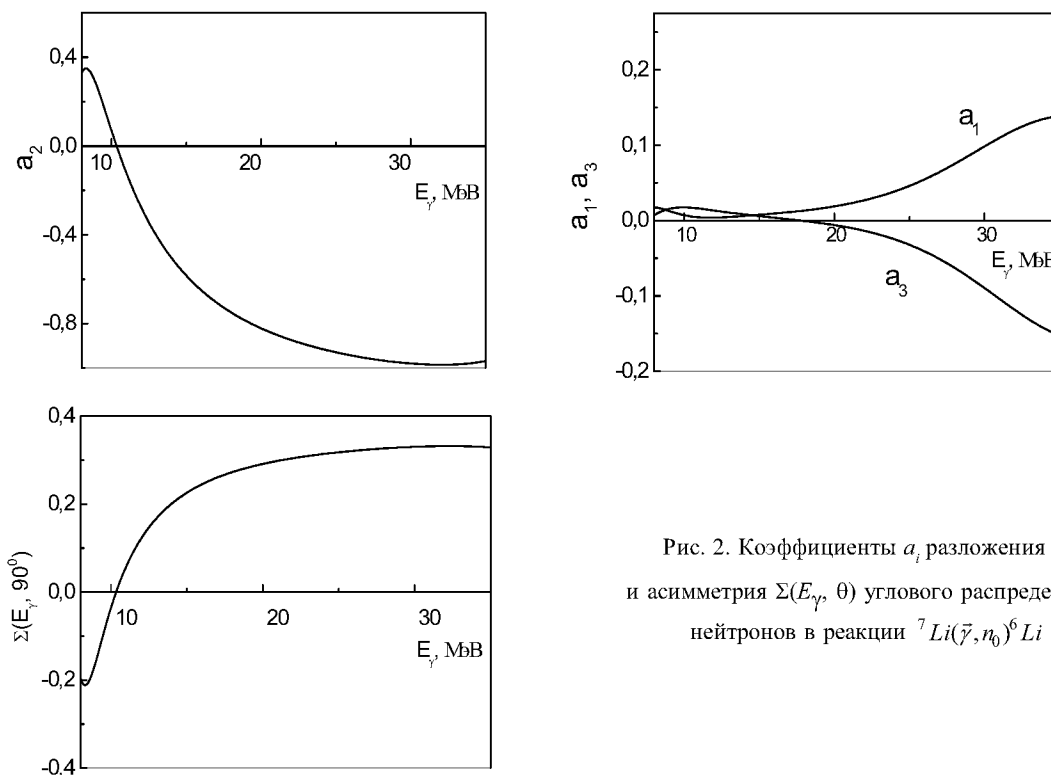


Рис. 2. Коэффициенты  $a_i$  разложения (2) и асимметрия  $\Sigma(E_\gamma, \theta)$  углового распределения нейтронов в реакции  ${}^7\text{Li}(\bar{\gamma}, n_0){}^6\text{Li}$

циент  $a_2$ . Изменение знака в  $\Sigma(E_\gamma; 90^\circ)$  в околоторговой области отражает изменение сравнительного вклада переходов в  $s$ - и  $d$ -состояния рассеяния.

В заключение отметим, что расчеты [6, 2], выполненные с узловой функцией  ${}^6\text{Li}n$ , включают только амплитуды (3) процесса  $(\gamma, n_0)$ , в то время как сравнение проводится с инклюзивными данными [3]. В целом рассчитанные нами сечения качественно не отличаются от результатов [6, 2], т.е. пока нельзя сделать однозначный вывод в

пользу той или иной функции связанного состояния, а заключение автора [6] о том, что узловые функции являются единственно возможными, представляется спорным.

Отметим, что для дальнейшей проверки предложенного подхода необходимо привлечение новых экспериментальных данных по этой реакции. В теоретических расчетах актуально также включить в рассмотрение и канал  $(\gamma, n_1)$ , а также оценить вклад магнитного дипольного  $M1$ -перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А. // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2005. № 1(19). С. 11.
2. Дубовиченко С.Б. Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы, 2004.
3. Berman B.L., Fultz S.C. // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47, N 3. P. 713.
4. Bramblett R.L., Berman B.L., Kelly M.A., Caldwell J.T., Fultz S.C. // 1973. Proc. Int. Conf. Photonucle. React. Appl. ed. by B. L. Berman (Lawrence Livermore Laboratory, University of California, Livermore, California). P. 175.
5. Ferdinande H., Sherman N.K., Lokan K.H., Ross. C.K. // Can. J. Phys. 1977. V. 55. P. 428.
6. Дубовиченко С.Б. // ЯФ. 1977. Т. 60, № 2. С. 254.
7. Siddiqui S.A., Dytlewski N., Thies H.H. // Nucl. Phys. A., 1986. V. 458. P. 387.
8. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 4. С. 801.
9. Fujiwara Y., Tang Y.C. // Phys. Rev. C. 1985. V. 31, N2. P. 342.

10. Kamal M. et al. // J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 1992. V. 18. P. 379.

**Резюме**

Кластерлік тұрғыдан  $E_g \approx 35$  МэВ кезінде  ${}^7\text{Li}(g, n_0){}^6\text{Li}$  фотобыдырау процесінің мультиполдық талдауы жүргізілген. Белгілі теориялық есептеулермен, сонымен қатар толық және дифференциалдық қималар бойынша тәжірибе нәтижелерімен салыстыру келтірілген.

**Summary**

A multipole analysis of the photodisintegration reaction  ${}^7\text{Li}(\gamma, n_0){}^6\text{Li}$  at  $E_\gamma \leq 35$  MeV has been implemented within a cluster approach. A comparison with theoretical calculations and available experiment data on total and differential cross sections was done.

КазНУ им. аль-Фараби,  
г. Алматы

Поступила 17.09.05 г.