

УДК 539.172.16

## ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ и $\alpha$ -ЧАСТИЦ ИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $\alpha$ -ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29 МэВ С ЯДРАМИ $^{27}\text{Al}$ И $^{59}\text{Co}$

© 2019 г. Т. К. Жолдыбаев<sup>1,2,\*</sup>, Б. М. Садыков<sup>1</sup>, М. Насурлла<sup>1,3</sup>, Г. Усабаева<sup>3</sup>,  
Б. А. Дуйсебаев<sup>1</sup>, К. М. Исмаилов<sup>4</sup>, В. В. Дьячков<sup>3</sup>, Н. О. Садуев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

<sup>2</sup>Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Казахский национальный университет имени Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Казахский национальный университет имени Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

<sup>4</sup>Назарбаев Университет, Нур-Султан, Казахстан

\*E-mail: zholdybayev@inp.kz

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.

После доработки 08.04.2019 г.

Принята к публикации 27.05.2019 г.

Получены энергетические спектры протонов и  $\alpha$ -частиц в широком угловом диапазоне в реакциях, индуцированных  $\alpha$ -частицами с энергией 29 МэВ на ядрах изотопов  $^{27}\text{Al}$  и  $^{59}\text{Co}$ . Из теоретического анализа экспериментальных результатов с использованием расчетного кода PRECO-2006 определены вклады механизмов, формирующих инклюзивные спектры протонов и  $\alpha$ -частиц исследованных реакций. Полученные экспериментальные результаты направлены на пополнение информационной базы, необходимой для разработки перспективных ядерных технологий.

DOI: 10.1134/S0367676519090321

### ВВЕДЕНИЕ

Роль новых ядерно-физических экспериментов в создании базы ядерных данных и развитии теоретических моделей в соответствии с современными подходами является ключевой как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях, связанных, в частности, с разработкой электроядерных установок (Accelerator Driven System, ADS) для ядерной трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов атомной промышленности и производства энергии. Физический сценарий работы такой системы предусматривает наличие экспериментальных данных по сечениям взаимодействия, энергетическим спектрам и угловым распределениям вторичных частиц, которые могут выступать в качестве агентов, инициирующих реакции с испусканием нейтронов. Диапазон нуклонного состава и энергий возбуждения в системе ADS существенно шире, чем в традиционных реакторах. Необходимы новые дополнительные данные по ядерным реакциям с нуклидами водорода и гелия, происходящим в мишенном и топливном узлах, конструкционных материалах [1, 2].

Экспериментальные спектры получены на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики [3]. Энергия налетающих ионов  $^4\text{He}$  соста-

вила 29 МэВ. Измерения выполнены в угловом диапазоне  $30^\circ$ – $135^\circ$  с шагом  $15^\circ$ . Для регистрации и идентификации продуктов реакций по массам и энергии применялась стандартная ( $\Delta E$ – $E$ ) методика с использованием кремниевых детекторов толщиной 2 мм в качестве стопового и толщиной 25 мкм для  $\alpha$ -частиц и 100 мкм для протонов в качестве пролетных. Выбранные толщины не позволяли регистрировать вылетающие протоны с энергией выше 17 МэВ. Энергетическое разрешение спектрометров не превышало 400 кэВ и определялось главным образом разбросом по энергии налетающих частиц в исходном пучке. Энергетическая калибровка спектрометров проводилась по кинематике состояний ядра  $^{12}\text{C}$  и протонов отдачи (полиэтиленовая мишень).

В качестве мишеней были выбраны изотопы  $^{27}\text{Al}$  и  $^{59}\text{Co}$ , как конструкционные элементы и элементы мишенного узла проектируемых ADS. Были использованы обогащенные фольги из указанных изотопов, толщина и однородность которых определялась с помощью измерения потери энергии альфа-частиц от изотопа  $^{226}\text{Ra}$ . Характеристики мишеней приведены в табл. 1.

После обработки экспериментальных спектров рассчитаны дважды-дифференциальные се-

**Таблица 1.** Характеристика мишеней

Мишень	Толщина, мг · см <sup>-2</sup>	Обогащение, %
<sup>27</sup> Al	3.65	Моноизотоп
<sup>59</sup> Co	2.3	Моноизотоп

чения реакции ( $\alpha, \alpha\alpha$ ) и ( $\alpha, xp$ ) на ядрах <sup>27</sup>Al и <sup>59</sup>Co при энергии налетающих  $\alpha$ -частиц 29 МэВ. Полная ошибка измерения не превышала 15%. Полученные дважды дифференциальные сечения интегрировались по углу и усреднялись в диапазоне энергий 0.5 МэВ. Полученные интегральные сечения представлены на рис. 1–4.

Анализ экспериментальных результатов выполнен в рамках экситонной модели распада ядер [4], описывающей переход возбужденной системы в равновесное состояние. Ядро в экситонной модели трактуется как система фермионов со слабым двухчастичным остаточным взаимодействием, а возбужденные состояния классифицируются числом  $n$  квазичастиц (экситонов). Двухчастичный характер остаточного взаимодействия приводит к тому, что из состояния  $n$  система может непосредственно попасть лишь в состояния ( $n \pm 2$ ). На начальной стадии наиболее вероятными оказываются переходы с  $\Delta n = +2$ . В то же время с приближением к состоянию равновесия вероятность переходов с  $\Delta n = 0$  и  $-2$  начинает существенно возрастать. В состоянии динамического

равновесия все три допустимых типа переходов становятся равновероятными. В двухкомпонентной экситонной модели протонные и нейтронные степени свободы учитываются отдельно [5] и принимается, что ядро характеризуется параметрами  $p_\pi, h_\pi, p_\nu$  и  $h_\nu$ , где  $p$  и  $h$  обозначают частичные и дырочные, а  $\pi$  и  $\nu$  – протонные и нейтронные степени свободы, соответственно. Разность между числом частиц и дырок в процессе перехода в равновесное состояние сохраняется. Расчеты плотности одночастичных состояний рассчитываются отдельно для протонов  $g_{p0}$  и нейтронов  $g_{n0}$ :

$$g_{p0} = \frac{Z}{K_g}, \quad (1)$$

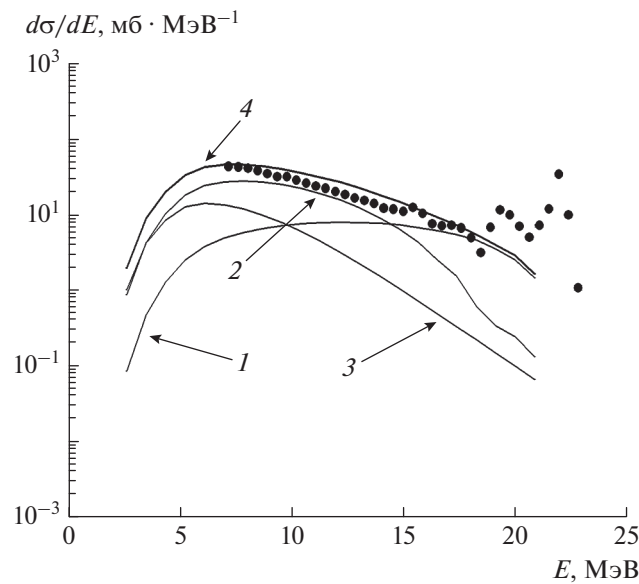
$$g_{n0} = \frac{N}{K_g}, \quad (2)$$

где  $K_g$  – нормировочный коэффициент. Плотность частично-дырочных состояний взята в эквидистантном приближении [6]:

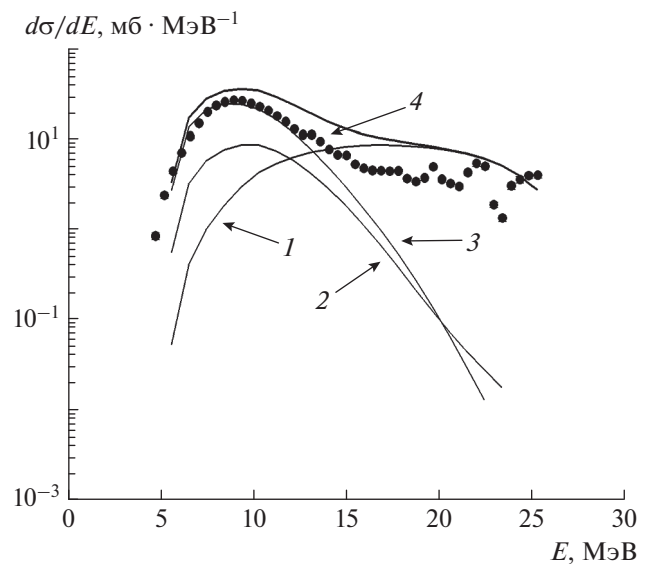
$$\omega_{ESM}(p, p_\pi, E) = \frac{(g_{p0})^{n_\pi} (g_{n0})^{n_\nu} (E - A(p, p_\pi, E))^{n-1}}{p_\pi! h_\pi! p_\nu! h_\nu! (n-1)!}, \quad (3)$$

где  $A(p, p_\pi, E)$  – поправка, учитывающая выполнение принципа запрета Паули. Эти плотности используются для вычисления вероятностей переходов, которые переводят ядро из одной частично-дырочной конфигурации в другую.

В силу предположения о малости остаточных двухчастичных взаимодействий для нахождения отнесенной к единице времени вероятности внут-



**Рис. 1.** Интегральные сечения реакции <sup>27</sup>Al( $\alpha, \alpha\alpha$ ). Символы – эксперимент, 1 – одноступенчатые процессы, 2 – предравновесная компонента, 3 – эмиссия частиц из равновесного состояния, 4 – суммарное интегральное сечение.



**Рис. 2.** Интегральные сечения <sup>59</sup>Co( $\alpha, \alpha\alpha$ ). Обозначения те же, как на рис. 1.

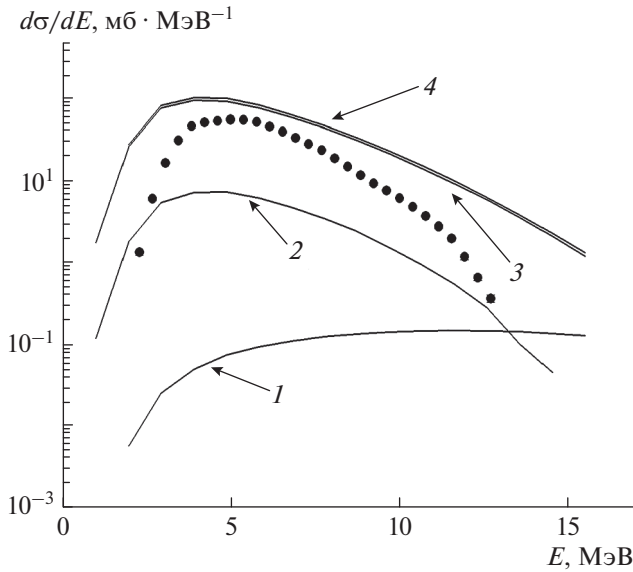


Рис. 3. Интегральные сечения реакции  $^{27}\text{Al}(\alpha, xp)$ . Обозначения те же, как на рис. 1.

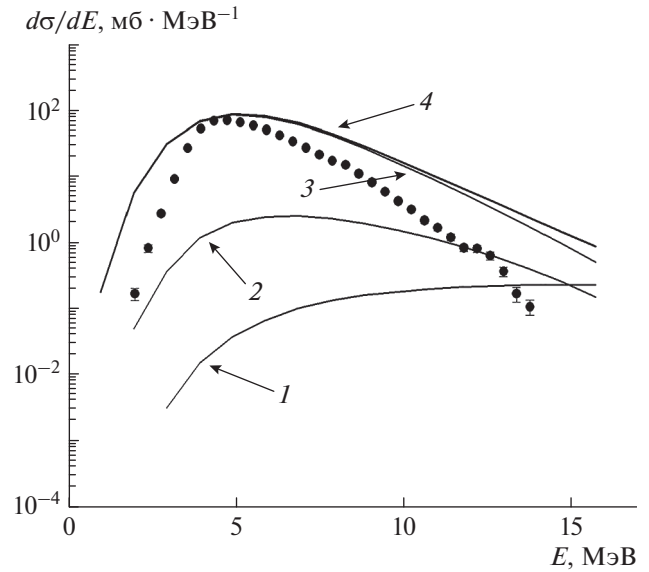


Рис. 4. Интегральные сечения реакция  $^{59}\text{Co}(\alpha, xp)$ . Обозначения те же, как на рис. 1.

риядерных переходов  $\lambda$  используется первый порядок теории возмущения [7]:

$$\lambda = (2\pi/\hbar) \langle |M|^2 \rangle \omega, \quad (4)$$

где  $|M|^2$  – среднеквадратичный матричный элемент, определяющий интенсивность внутриядерных переходов, то есть переходов между состояниями с различным  $n$ , а  $\omega$  – плотность конечных состояний, реально достижимых при данном переходе. Предполагается, что матричные элементы описываются одинаковой формулой и отличаются только нормировочными коэффициентами  $K_{ij}$  [8]:

$$|M_{ij}|^2 = K_{ij} A_a g_0^{-3} \left( \frac{E}{3A_a} + 20.9 \right)^{-3}, \quad (5)$$

где  $A_a$  – масса налетающей частицы.

На любом этапе релаксации системы возможна эмиссия частиц типа  $b$  в канал с энергией  $\epsilon$ . Скорость испускания частицы из этого состояния рассчитывается по формуле:

$$W_b(p, p_\pi, E, \epsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \epsilon \sigma_b(\epsilon) \times \frac{\omega(p_\pi - Z_b, h_\pi, p_\nu - N_b, h_\nu, U)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E)}, \quad (6)$$

где  $Z_b$  и  $N_b$  – число протонов и нейтронов вылетевшей частицы,  $s_b$  – ее спин, а  $\mu_b$  – ее масса. Величина  $\sigma_b(\epsilon)$  – сечение инверсного процесса образования составного ядра,  $U$  – энергия воз-

буждения, определяемая как  $U = E - \epsilon - B_b$ , где  $B_b$  – энергия связи испускаемой частицы.

Для вычислений равновесных состояний используется формализм Вайскопфа–Ирвинга. В этой модели вероятность вылета частиц дается формулой:

$$W_b(E, \epsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \epsilon \sigma_b(\epsilon) \frac{\omega(U)}{\omega(E)}, \quad (7)$$

где плотность состояний характеризуется только энергией возбуждения ядра. Плотность состояний в числителе относится к остаточному ядру, образованному после эмиссии частицы  $b$ , а в знаменателе относится к вылетевшему ядру. Плотность состояний берется в рамках формализма Ферми-газа. Для ядер, находящихся вне заполненных оболочек, она имеет вид:

$$\omega_{FG}(E) = a_0^{-1/4} E_{\text{eff}}^{-5/4} \exp(2\sqrt{a_0 E_{\text{eff}}}), \quad (8)$$

где  $E_{\text{eff}}$  – эффективная энергия.

Теоретические расчеты проведены в рамках кода PRECO-2006 [9], оптимизированного для рассматриваемого случая. Исходные параметры были взяты из работы [8], где особое внимание уделялось рассмотрению процессов взаимодействия с ядрами комплексных частиц. Расчеты начинались с  $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (2, 0, 2, 0)$  частично-дырочной конфигурации. Нормировочные коэффициенты, используемые для параметризации квадрата матричных элементов, принимали значения  $2200 \text{ MeV}^2$  для  $K_{\pi\pi}$ ,  $900 \text{ MeV}^2$  для  $K_{\pi\nu}$  и  $K_{\nu\nu}$ . Результаты расчетов совместно с эксперимен-

**Таблица 2.** Рассчитанные вклады механизмов ядерных реакций в формирование интегральных спектров  $(\alpha, xp)$  и  $(\alpha, x\alpha)$  на ядрах  $^{27}\text{Al}$  и  $^{59}\text{Co}$  при  $E_\alpha = 29$  МэВ

Ядро	Реакция	Энергетический диапазон, МэВ	Механизмы ядерных реакций			
			прямой, мб	предравновесный, мб	равновесный, мб	сумма, мб
$^{27}\text{Al}$	$(\alpha, xp)$	1–26	87.8	41.2	550.0	679.0
	$(\alpha, x\alpha)$	3–22	110.0	260.0	104.0	474.0
$^{59}\text{Co}$	$(\alpha, xp)$	1–27	82.5	17.8	423.0	523.3
	$(\alpha, x\alpha)$	5–27	120.9	59.1	154.0	334.0

тальными данными приведены на рис. 1–4 и в табл. 2.

Из сравнения рассчитанных сечений с экспериментальными данными следует, что основной вклад в формирование спектра  $\alpha$ -частиц в случае ядра  $^{27}\text{Al}$  (рис. 1) дает предравновесный механизм. В низкоэнергетической области необходимо учитывать механизм образования составного ядра. С ростом энергии вылетающих  $\alpha$ -частиц основную роль начинают играть прямые механизмы. Вклады упругого и неупругого рассеяний в рамках используемого формализма не рассматривались. В случае ядра  $^{59}\text{Co}$  образование  $\alpha$ -частиц из реакции  $(\alpha, x\alpha)$  (рис. 2) идет преимущественно через равновесное излучение. С энергии выше 15 МэВ преобладающими процессами, также как и в случае ядра  $^{27}\text{Al}$ , становятся одноступенчатые прямые механизмы.

Из сравнения экспериментальных и теоретически рассчитанных интегральных сечений реакций  $(\alpha, xp)$  следует, что формирование спектра для ядер  $^{27}\text{Al}$  и  $^{59}\text{Co}$  идет подобным образом (рис. 3, 4). В области энергий до 20 МэВ основной вклад дает механизм составного ядра. Роль предравновесного механизма незначительна. При более

высоких энергиях вылетающих частиц главную роль начинают играть прямые механизмы.

Работа выполнена в рамках программно-целевого финансирования научных, научно-технических программ МОН РК (грант BR05236494).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов А.С., Киселев Г.В. // ЭЧАЯ. 2001. Т. 32. № 1. С. 143; Gerasimov A.S., Kiselev G.V. // Phys. Part. Nucl. 2001. V. 32. P. 77.
2. Игнатюк А.В., Николаев М.Н., Фурсов В.И. // Ат. энергия. 2014. Т. 116. С. 209; Ignatyuk A.V., Nikolaev M.N., Fursov V.I. // Atom. Energy. 2014. V. 116. P. 258.
3. Дуйсебаев А.Д., Буртебаев Н., Иванов Г.Н. и др. // ЯФ. 1982. Т. 26. № 1 (17). С. 32.
4. Griffin J.J. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. № 9. P. 478.
5. Kalbach C. // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 818.
6. Williams F.C. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 166. P. 231.
7. Williams F.C. // Phys. Lett. B. 1970. V. 31. № 4. P. 184.
8. Kalbach C. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. Art. № 034606.
9. Kalbach C. PRECO-2006: Program for calculating pre-equilibrium and direct reaction double differential cross-sections, 2006.