

УДК 539.17

ПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ α-ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ⁶Li И ⁷Li

© 2012 г. Н. А. Буркова, М. А. Жусупов, Р. С. Кабатаева

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан

E-mail: raushan19860722@mail.ru

В настоящей работе приведены результаты аналитических и численных расчетов действительной части α⁶Li-потенциала взаимодействия в кластерной фолдинг-модели, рассчитаны и построены фазы упругого рассеяния в системах α + ^{6,7}Li, приведена классификация мультипольных переходов для обратных реакций фоторасщепления.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование реакций радиационного захвата α-частиц изотопами лития ⁶Li и ⁷Li имеет существенное практическое и теоретическое значение. Реакции ^{6,7}Li(α, γ) ^{10,11}B имеют резонансную структуру и сопровождаются вылетом монохроматических γ-квантов определенной энергии, т.е. являются экзотермическими с Q = 4.459 и 8.665 МэВ соответственно, при распаде целой серии квазистационарных состояний изотопов ¹⁰B* и ¹¹B*, что очень удобно для ядерно-физической (а именно, γ-лучевой) диагностики ионного компонента горячей плазмы [1]. Исследование спектра γ-квантов требует теоретического изучения сечений реакций, следовательно, знания потенциалов взаимодействия в α⁶Li- (α⁷Li-)системах в подбарьерной области энергий. Отметим, что ядра-мишени проявляют ярко выраженную αd- и αt-кластерную структуру, на что указывает аномальная малость порога развала этих ядер по данным каналам (ε_{αd} = 1.475 МэВ, ε_{αt} = 2.467 МэВ), в то время как следующие пороги развала в каналы ⁵Li – n и ⁶Li – n равны 5.39 и 7.25 МэВ соответственно [2]. Таким образом, возникает необходимость учесть доминирующую кластерную конфигурацию при анализе механизмов рассеяния α-частиц на изотопах лития.

1. РАСЧЕТ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛА В КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

1.1. Выбор координат Якоби

Поскольку мы рассматриваем ядро-мишень ⁶Li как совокупность кластеров α и d, выбор относительных координат Якоби для α⁶Li-системы будет

следующим: { $\vec{R}_{d\alpha}, \vec{R}_{\alpha\alpha}$ }, где $\vec{R}_{d\alpha}$ – координата относительного движения кластеров α и d в ядре ⁶Li, $\vec{R}_{\alpha\alpha}$ – координата относительного движения налетающей α-частицы и центра масс ядра-мишени ⁶Li. Напомним, что ядро ⁶Li имеет следующие квантовые числа полного спина, четности и изоспина в основном состоянии [2]: ${}^6\text{Li}_{g.s.}(J^\pi T) = (1^+, 0)$.

1.2. Общий вид фолдинг-потенциала

Общий вид вещественной части оптического потенциала α⁶Li-взаимодействия вычисляется как среднее значение по произведению волновых функций основного состояния ядра-мишени и налетающей частицы от суммы парциальных αα- и αd-потенциалов:

$$\begin{aligned} \bar{V}_{\alpha^6\text{Li}}(\vec{R}_{\alpha\alpha}) &= \\ &= \langle \Psi_{j m_j}^{6\text{Li}}(\vec{R}_{d\alpha}) \Psi_{\alpha} | V(\vec{R}_{\alpha d}, \vec{R}_{\alpha\alpha}) | \Psi_{j m_j}^{6\text{Li}}(\vec{R}_{d\alpha}) \Psi_{\alpha} \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где потенциал $V(\vec{R}_{\alpha d}, \vec{R}_{\alpha\alpha})$ есть сумма парциальных αα- и αd-потенциалов:

$$V(\vec{R}_{\alpha d}, \vec{R}_{\alpha\alpha}) = V_{\alpha d}(\vec{R}_{\alpha d}) + V_{\alpha\alpha}(\vec{R}_{\alpha\alpha}). \quad (2)$$

Заметим, что орбитальный момент относительного движения кластеров α и d в ядре ⁶Li равен l = 0.

1.3. Волновые функции

Запишем волновую функцию ядра-мишени ⁶Li в основном состоянии:

$$\Psi_{1 m_j}^{6\text{Li}}(\vec{R}_{d\alpha}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{m_s d} (00 1 m_s d | 1 m_j) \Phi_{000}(\alpha) \chi_{00}^{(\sigma)}(\alpha) \chi_{00}^{(\tau)}(\alpha) \chi_{00,00}^{(\sigma,\tau)}(\alpha) \Phi(d) \chi_{1 m_s d}^{(\sigma)}(d) \chi_{10}^{(\tau)}(d) \chi_{1 m_s d, 10}^{(\sigma,\tau)}(d) \sum_j C_j e^{-\alpha_j \vec{R}_{d\alpha}^2}, \quad (3)$$

ПРОВЕРЕНО КОРРЕКТОРОМ.
 Материал отправлен на согласование

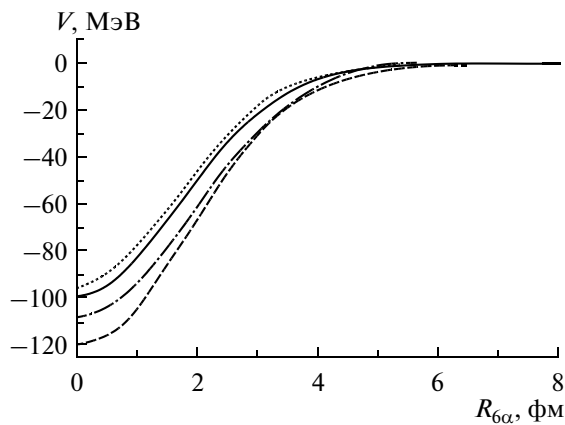


Рис. 1. Действительные части потенциалов $\alpha^6\text{Li}$ -взаимодействия: сплошная кривая – настоящая работа, штриховая – работа [6], штрихпунктирная – [7], точечная – [8].

где коэффициенты разложения C_j и α_j берутся из [3].

1.4. Выбор парциальных потенциалов взаимодействия

Парциальные потенциалы берем в гауссовом виде. Для αd -взаимодействия имеем потенциал вида

$$V_{\alpha d}(\bar{R}_{\alpha d}) = V_1 e^{-\alpha_1 \bar{R}_{\alpha d}^2}, \quad \bar{R}_{\alpha d} = \frac{3}{2} \bar{R}_{d\alpha} + \frac{3}{2} \bar{R}_{6\alpha}, \quad (4)$$

где параметры потенциала берутся из [3] и имеют следующие численные значения: $V_1 = -75.8469155$ МэВ, $\alpha_1 = 0.2$ фм⁻². Для $\alpha\alpha$ -взаимодействия потенциал будет иметь следующий вид (так называемый потенциал Бака) [4]:

$$V_{\alpha\alpha}(\bar{R}_{\alpha\alpha}) = V_2 e^{-\alpha_2 \bar{R}_{\alpha\alpha}^2}, \quad \bar{R}_{\alpha\alpha} = \bar{R}_{6\alpha} + \frac{1}{3} \bar{R}_{d\alpha}, \quad (5)$$

где параметры потенциала $V_2 = -129$ МэВ, $\alpha_2 = 0.225$ фм⁻² взяты из [5].

Таким образом, после ряда преобразований для вещественной части фолдинг-потенциала $\alpha^6\text{Li}$ -взаимодействия получаем аналитическое выражение

$$\bar{V}_{\alpha^6\text{Li}}(\bar{R}_{6\alpha}) = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \delta_{m_{sd} m_j} \delta_{m'_{sd} m'_j} \times \sum_{jm} C_j C_m \left\{ \frac{V_1}{a_1^{3/2}} e^{-q_1 \bar{R}_{6\alpha}^2} + \frac{V_2}{b_1^{3/2}} e^{-p_1 \bar{R}_{6\alpha}^2} \right\}, \quad (6)$$

где $(\alpha_j + \alpha_m) \equiv f$, $a_1 \equiv f + \frac{9}{4} \alpha_1$, $a_2 \equiv \frac{9}{2} \alpha_1$, $a_3 \equiv \frac{9}{4} \alpha_1$,
 $q_1 = a_3 - \frac{a_2^2}{4a_1}$, $b_1 \equiv f + \frac{1}{9} \alpha_2$, $b_2 \equiv \frac{2}{3} \alpha_2$, $b_3 \equiv \alpha_2$,
 $p_1 \equiv b_3 - \frac{b_2^2}{4b_1}$.

1.5. Результаты численных расчетов

На рис. 1 представлены действительные части оптических потенциалов взаимодействия $\alpha^6\text{Li}$ -системы, рассчитанные в настоящей работе методом свертки, в сопоставлении с результатами, полученными другими авторами. В [6] авторы рассматривали трехтельную модель ядра $^6\text{Li}\{\alpha np\}$. В [7] потенциал был получен методом инверсии. На рис. 2 приведены дифференциальные сечения $\alpha^6\text{Li}$ -рассеяния, рассчитанные с полученным в настоящей работе потенциалом и с потенциалом работы [7]. Теоретические сечения имеют сравнимую величину для обеих моделей и существенно зависят от энергии. Более того, при $E_{c.m.} = 7.8$ и 11.1 МэВ наблюдается корреляция в положениях максимумов и минимумов в угловых распределениях α -частиц для обеих моделей, а при $E_{c.m.} = 15$ МэВ экстремумы угловых распределений, рассчитанных в разных моделях, в области углов $\theta = 68^\circ$ и 98° находятся в противофазе. С потенциалом фолдинг-модели в теоретическом

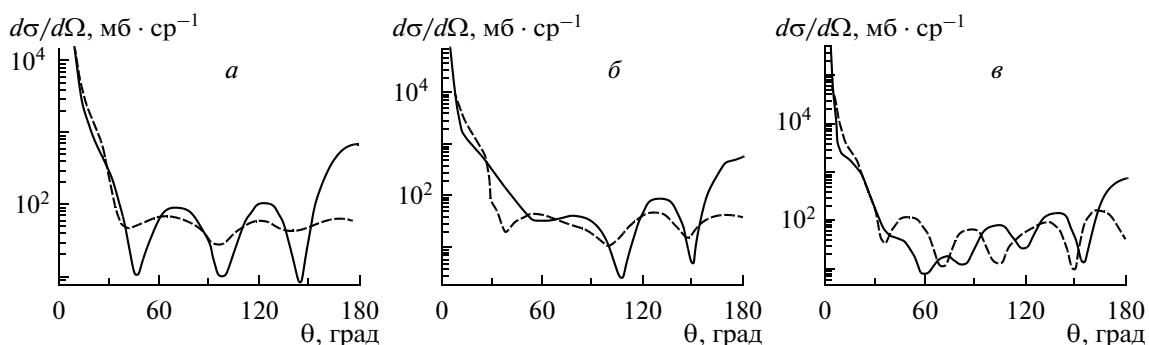
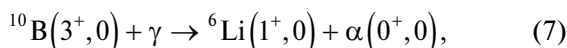


Рис. 2. Дифференциальные сечения $\alpha^6\text{Li}$ -рассеяния для фолдинг-потенциала, рассчитанного в настоящей работе (сплошная кривая), и потенциала инверсии из [7] (штриховая кривая) при $E_{c.m.}(^6\text{Li}) = 7.8$ (а), 11.1 (б) и 15 МэВ (в).

сечении имеется подъем при больших углах вылета α -частиц для всех рассматриваемых энергий.

2. КЛАССИФИКАЦИЯ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФОТОПРОЦЕССАХ НА ЯДРАХ ^{10}B И ^{11}B С ИЗЛУЧЕНИЕМ α -ЧАСТИЦ

Реакции радиационного захвата и фоторасщепления связаны теоремой о детальном равновесии, что позволяет классифицировать эти процессы в рамках единого формализма. Рассмотрим реакцию фоторасщепления, обратную α -расщеплению:



где J^π, T – спин, четность и изоспин соответствующих частиц. Поскольку изоспины входного и выходного каналов равны нулю, только изоскалярные электромагнитные мультиполи отличны от нуля. В основном состоянии ядро ^{10}B имеет оболочечную конфигурацию $|s^4 p^6\rangle$. Ядро $^6\text{Li} = \{\alpha d\}$ имеет конфигурацию $|s^4 p^2\rangle$. Число квантов по координате относительного движения ядер ^6Li и α равно 4 и переданный орбитальный момент принимает значения $L = 0, 2, 4$. Очевидно, что только значения $L = 2$ и 4 приводят к суммарному полному моменту $J = 3$, который соответствует основному состоянию ядра ^{10}B . Волновую функцию ядра ^{10}B $\Psi_{^{10}\text{B}}|3^+ 0\rangle$ в канале фрагментации $^6\text{Li} + \alpha$ можно представить в виде суперпозиции D - и G -компонент:

$$\Psi_{^{10}\text{B}}|3^+ 0\rangle = a_D |D\rangle + a_G |G\rangle. \quad (8)$$

При относительно низких энергиях, рассматриваемых в настоящей работе, максимально вероятным электромагнитным переходом является дипольный электрический переход изовекторного типа. Переходы высшей мультипольности являются добавкой к $E1$ -переходу. Однако в случае запрета дипольного перехода, который связан в первую очередь с изоспиновыми правилами отбора, основным становится квадрупольный $E2$ -переход. Реакция (7) относится именно к таким процессам. Ранее мы детально исследовали процесс $^6\text{Li}(\gamma, \alpha)d$ (см. обзор [9] – ретроспектива и современное состояние вопроса), в котором также имеется запрет по изотопическому спину для изовекторного $E1$ -перехода. Был предложен вариант построения изоскалярного дипольного электрического оператора, основанный на том, что центр масс составной системы не совпадает с центром масс распределения зарядов.

Для предварительной оценки интенсивности дипольного $E1$ изоскалярного перехода использу-

ем следующие соотношения. Если ядро A состоит из кластеров a и b : $A = \{ab\}$, дипольный момент этого ядра

$$\vec{d} = \sum_i^Z \hat{e}_i (\vec{r}_i - \vec{R}_{cm}), \quad \vec{d} = \vec{d}_a + \vec{d}_b + \vec{d}_p, \quad (9)$$

где $\vec{r} = \vec{r}_a - \vec{r}_b$ – относительная координата частиц a и b , а \vec{d}_p – соответствующий ей дипольный момент. Тогда

$$\vec{d}_p = e\vec{r} \frac{m_a m_b}{m_a + m_b} \left[\frac{z_a}{m_a} - \frac{z_b}{m_b} \right]. \quad (10)$$

Оценка интенсивности фрагментации ядра $^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ определяется следующим образом:

$$d_p = e\rho \frac{m_\alpha m_d}{m_\alpha + m_d} \left[\frac{z_\alpha}{m_\alpha} - \frac{z_d}{m_d} \right] = e\rho \frac{2m_d - m_\alpha}{m_\alpha + m_d} \approx 4.256 \cdot 10^{-3} e\rho. \quad (11)$$

Для канала фотофрагментации $^{10}\text{B} + \gamma \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$ аналогичный оператор имеет вид

$$d_p = e\rho \frac{3m_\alpha - 2m_{^6\text{Li}}}{m_\alpha + m_{^6\text{Li}}} \approx -2,24 \cdot 10^{-3} e\rho. \quad (12)$$

Сравнение формул (11) и (12) позволяет сделать вывод, что вклад изоскалярных $E1$ -переходов в обсуждаемых процессах имеет один и тот же порядок. Особенности этих реакций могут проявиться в динамической части соответствующих матричных элементов.

Рассмотрим теперь возможные состояния непрерывного спектра в рамках определенных нами доминирующих переходов: $D \xrightarrow{E1} p + f$ (а), $G \xrightarrow{E1} f + h$ (б), $D \xrightarrow{E2} s + d + g$ (в), $G \xrightarrow{E2} d + g + i$ (г).

Аналогично рассматривается реакция фоторасщепления $^{11}\text{B}(3/2^-, 1/2) + \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(3/2^-, 1/2) + \alpha(0^+, 0)$. Здесь изоспины во входном и выходном каналах не равны нулю. В основном состоянии ядро ^{11}B имеет конфигурацию $|s^4 p^7\rangle$. Ядро $^7\text{Li} = \{\alpha t\}$ имеет конфигурацию $|s^4 p^3\rangle$. И для этой реакции число переданных квантов по координате относительного движения ядер ^7Li и α равно 4 и переданный орбитальный момент принимает значения $L = 0, 2, 4$. Согласно классификации оболочечной структуры ядра, ^{11}B доминирует в этом канале D -компонента. Таким образом, для $E1$ - и $E2$ -переходов правомерна классификация (а) и (б).

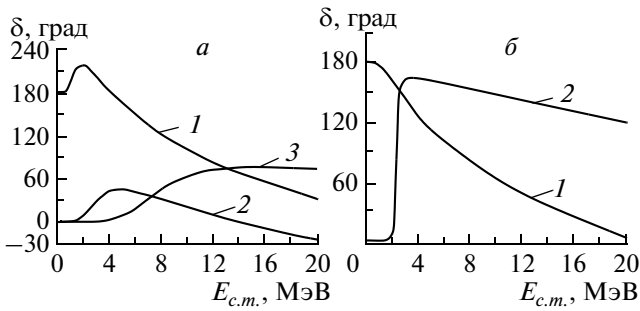


Рис. 3. Фазы упругого $\alpha^6\text{Li}$ -рассеяния в фолдинг-модели: *a* – четные фазы: кривая 1 – *s*-фаза, 2 – *d*-фаза, 3 – *g*-фаза; *б* – нечетные фазы: 1 – *p*-фаза, 2 – *f*-фаза.

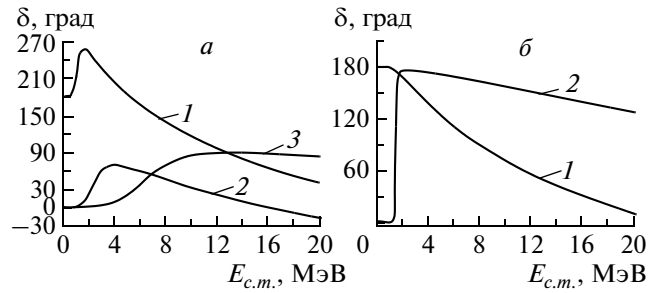


Рис. 4. Фазы упругого $\alpha^6\text{Li}$ -рассеяния в фолдинг-модели (обозначения кривых те же, что и на рис. 3).

3. ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ α -ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ^6Li И ^7Li

Для предварительной оценки особенностей энергетической зависимости сечений прямого фотоизлучения α -частиц в рассматриваемых процессах необходима информация по фазам упругого рассеяния на ядрах ^6Li и ^7Li . Экспериментальных данных по фазовому анализу в этих каналах нет. В этой связи мы использовали параметры оптических потенциалов, полученные на основе фолдинг-модели (потенциалы свертки) [6, 10].

Для рассматриваемых процессов рассчитаны фазы рассеяния α -частиц на ядрах ^6Li и ^7Li в интервале энергий от 0 до 20 МэВ без учета расщепления по спин-орбитальному взаимодействию для потенциала с центральной частью в форме Вудса–Саксона: $V_c = V_0 / (1 + \exp((r - R_0)/a))$.

Для расчетов фаз $\alpha^6\text{Li}$ -рассеяния были использованы следующие параметры, взятые из [6]: $R_0 = 2.1$ фм, $V_0 = 116.86$ МэВ, $a = 0.815$ фм. Из рис. 3 видно, что *f*-фазы претерпевают резкий скачок при переходе через $\pi/2$ при энергии $E = 2.34\text{--}2.35$ МэВ, т.е. при этой энергии в $\alpha^6\text{Li}$ -системе имеется ярко выраженный резонанс. Таким образом, *E1*-амплитуда может проявиться нетривиально именно за счет того, что изоскалярный *E1*-переход в рамках правил отбора приводит к резонирующему состоянию в непрерывном спектре. Отметим, что другие фазы имеют плавную энергетическую зависимость и, по нашим оценкам, не дают вклада в формирование резонансной структуры.

Для $\alpha^7\text{Li}$ -рассеяния были использованы следующие параметры потенциала, взятые из [10]: $R_0 = 1.983$ фм, $V_0 = 119.205$ МэВ, $a = 0.878$ фм. Из рис. 4 следует, что *f*-фаза также резонирует при энергии $E = 1.50\text{--}1.51$ МэВ. Следовательно, не-

прерывный спектр, в случае изоскалярных *E1*-переходов в процессах типа $|\Psi_{11,10}\rangle D \xrightarrow{E1} p + f$, может проявиться, по нашим оценкам, в виде интенсивного резонанса в *f*-волне рассеяния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученный в рамках фолдинг-модели $\alpha^6\text{Li}$ -потенциал оказывается вполне удовлетворительным для описания упругого рассеяния в этом канале. Фолдинг-потенциал в двухтельной модели ядра $^6\text{Li} = \{\alpha d\}$ в среднем по порядку величины дает такой же результат для дифференциальных сечений, что и потенциал, полученный методом инверсии [7]. Однако для фолдинг-потенциала наблюдается вылет частиц под большими углами. Результаты по фазам упругого рассеяния подтверждают резонансную структуру реакций захвата α -частиц изотопами лития.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cecil F.E., Zweben S.J., Medley S.S. // Nucl. Instrum. Methods. A. 1986. V. 245. P. 547.
2. Tilley D.R. et al. // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 18.
3. Дубовиченко С.Б. // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1573.
4. Buck B., Friedrich H., Wheatley C. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 275. P. 246.
5. Ворончев В.Т. и др. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1964.
6. Kamal M. et al. // J. Phys. G. V. 18. P. 379.
7. Mackintosh R.S., Cooper S.G., Kukulin V.I. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 399.
8. Bacheller D. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 195. P. 361.
9. Буркова Н.А., Жаксыбекова К.А., Жусупов М.А. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 801.
10. Сахиев С.К. // Вестник ЕНУ имени Л.Н. Гумилева. 2005. Т. 44. С. 117.