

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ДЛЯ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР ${}^6\text{He}$ И ${}^9\text{Li}$ С ЯДРАМИ ${}^{28}\text{Si}$ ПРИ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

*В. В. Самарин* \*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Микроскопическое описание столкновений ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  с ядром  ${}^{28}\text{Si}$  проведено на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера для внешних нейтронов ядер-снарядов. Поправки к ядро-ядерному потенциалу из-за перераспределения внешних нейтронов определены для энергии от 5 до 60 МэВ/нуклон с использованием зависящего от времени фолдинг-потенциала. Вероятность ухода из упругого канала вычислена с помощью безотражательных граничных условий для парциальных волн. Результаты расчета сечений согласуются с экспериментальными данными по полным сечениям перечисленных реакций.

Microscopic description of collisions of  ${}^9\text{Li}$  and  ${}^6\text{He}$  with the  ${}^{28}\text{Si}$  nucleus has been performed on the basis of numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation for the external neutrons of projectile nuclei. The corrections to the nucleus–nucleus potential associated with the redistribution of external neutrons were determined for energies from 5 to 60 MeV/nucleon using time-dependent folding potential. The probability of leaving the elastic channel was calculated based on the reflectionless boundary condition for partial waves. The calculated cross sections are in agreement with the experimental data on the total reaction cross sections for these nuclei.

PACS: 24.10.-i; 25.70.-z

Основные процессы при ядро-ядерных столкновениях: слияние ядер, их касательные взаимодействия с передачей и выбиванием нуклонов, а также дальние взаимодействия с кулоновским возбуждением ядер, были перечислены в основополагающей работе Г. Н. Флерова [1]. Качественный характер перераспределения внешних нейтронов при сближении ядер зависит от отношения между средней скоростью нейтрона вблизи уровня Ферми в ядре-

---

\*E-mail: samarin@jinr.ru

снаряде  $\langle v \rangle$  и скоростью  $v_1$  ядра-снаряда с массовым числом  $A$  в лабораторной системе. Средняя кинетическая энергия слабосвязанных нейтронов (в том числе в ядрах  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$ ) приблизительно равна глубине потенциальной ямы среднего поля; в данной работе использована оценка  $\langle \varepsilon \rangle \approx 30$  МэВ. Для отношения скоростей получим

$$\frac{v_1}{\langle v \rangle} \approx \gamma = \left( \frac{E_{\text{lab}}}{\langle \varepsilon \rangle A} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $E_{\text{lab}}$  — энергия ядра-снаряда в лабораторной системе. При низких энергиях, в случае  $\langle v \rangle \gg v_1$ ,  $\gamma \ll 1$ , за время пролета ядра-снаряда рядом с ядром-мишенью его слабосвязанный нейтрон может, условно говоря, совершить достаточно много оборотов вокруг обоих ядерных остовов. При квантовом описании в адиабатическом приближении [2] за время пролета нейтрон образует одно или несколько двуцентровых («молекулярных») состояний. В предельно неадиабатическом случае (при промежуточных энергиях), когда  $\langle v \rangle \ll v_1$ ,  $\gamma \gg 1$ , нейтрон за время пролета не успевает передаться на ядро-мишень. Значение параметра  $\gamma$  может служить для оценки степени неадиабатичности столкновения.

Ряд расчетов перераспределения независимых внешних нейтронов в поле ядерных остовов был проведен на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера в работах [3–5]. Начальным условием являлись волновые функции оболочечной модели. В данной работе потенциал среднего поля ядра  ${}^9\text{Li}$  был выбран в форме потенциала Вудса–Саксона с параметрами, обеспечивающими приближенное равенство модуля  $|\varepsilon_{1p}|$  энергии нейтронного уровня  $1p_{3/2}$  экспериментальной энергии отделения одного нейтрона  $E_{s,1} = 4,06$  МэВ (данные взяты из [6]). Для ядра  ${}^6\text{He}$  был использован предложенный в работе [7] потенциал с максимумом в центре ядра. Примеры плотности вероятности внешних нейтронов ядра при наибольшем сближении ядра  ${}^9\text{Li}$  с ядром  ${}^{28}\text{Si}$ , показанные на рис. 1, демонстрируют два различных режима перераспределения нейтронов: адиабатический с образованием двуцентровых состояний (рис. 1, *a*) и неадиабатический (рис. 1, *б*) с повышением концентрации нейтронов между ядерными поверхностями, а также переход между этими режимами (рис. 1, *б*).

Динамическое перераспределение внешних слабосвязанных нейтронов ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  в ходе столкновения с ядром  ${}^{28}\text{Si}$  приводит к зависимости взаимодействия ядер от энергии. Эффективный ядро-ядерный потенциал можно представить в виде

$$V(R, E_{\text{lab}}) = V(R) + \eta_1(E_{\text{lab}}) [\varepsilon_\alpha(R) - \varepsilon_\alpha(\infty)] + \eta_2(E_{\text{lab}}) \delta V(R, E_{\text{lab}}) \quad (2)$$

с весами  $\eta_1(E_{\text{lab}})$  и  $\eta_2(E_{\text{lab}}) = 1 - \eta_1(E_{\text{lab}})$  адиабатической,  $[\varepsilon_\alpha(R) - \varepsilon_\alpha(\infty)]$ , и неадиабатической,  $\delta V(R, E_{\text{lab}})$ , поправок соответственно. Здесь  $R$  — рас-

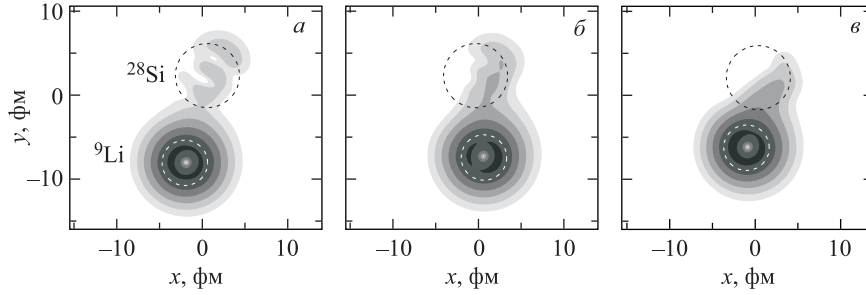


Рис. 1. Примеры плотности вероятности внешних нейтронов ядра  ${}^9\text{Li}$  при его наибольшем сближении с ядром  ${}^{28}\text{Si}$  при энергиях на нуклон  $E_{\text{lab}}/A = 2$  МэВ/нуклон ( $a$ ,  $\gamma = 0,26$ ),  $E_{\text{lab}}/A = 7,5$  МэВ/нуклон ( $b$ ,  $\gamma = 0,5$ ) и  $E_{\text{lab}}/A = 15$  МэВ/нуклон ( $c$ ,  $\gamma = 0,7$ )

стояние между центрами ядерных остовов,  $V(R)$  — потенциал в форме, предложенной в работе [8],  $\varepsilon_\alpha(R)$  — энергия двуцентрового (молекулярного) состояния внешнего нейтрона [2]. Переход от адиабатического режима к неадиабатическому можно задать функцией фермиевского типа

$$\eta_1(E_{\text{lab}}) \approx \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{1}{\alpha} \left( \left( \frac{E_{\text{lab}}}{A} \right) - \beta(\varepsilon) \right)\right]} \quad (3)$$

с варьируемыми параметрами: шириной  $\alpha$  области перехода между адиабатическим и неадиабатическим режимами и средней точкой такого перехода  $\beta(\varepsilon)$ . Расчеты в двуцентральной оболочечной модели [4] показали, что для рассматриваемых ядер адиабатическая поправка незначительно меняет высоту  $B$  и радиус  $R_B$  кулоновского барьера  $\Delta B \ll 1$  МэВ,  $\Delta R_B \ll 1$  фм. Это объясняется тем, что адиабатическое перераспределение нейтронов охватывает весь объем ядра-мишени (см. рис. 1,  $a$ ).

В неадиабатическом режиме с  $\gamma \sim 1$  (см. рис. 1,  $c$ ) повышенная концентрация (плотность вероятности) нейтронов, образующаяся между двумя ядерными остовами, способна усилить их притяжение друг к другу и существенно снизить высоту кулоновского барьера. С ростом  $E_{\text{lab}}$  при  $\gamma > 1$  область нейтронного избытка (повышенной плотности вероятности) смещается вперед от межъядерной оси, и ее влияние на потенциал взаимодействия ядер  $V(R)$  ослабевает. Изменение потенциала  $\delta V(R, E_{\text{lab}})$  можно выразить с помощью фолдинг-потенциала

$$\delta V(R(t), E_{\text{lab}}) = \int d^3r_1 \int d^3r_2 \delta\rho_1(r_1, t) \rho_2(r_2) u(|\mathbf{R} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|), \quad (4)$$

где  $u(r)$  — нуклон-нуклонный потенциал;  $\rho_2(r)$  — концентрация нуклонов в ядре-мишени,  $\delta\rho_1(r_1, t) = \rho_1(r_1, t) - \rho_1^{(0)}(r_1)$ ;  $\rho_1(r_1, t)$  — изменяющаяся плот-

ность вероятности внешних нейтронов ядра-снаряда;  $\rho_1^{(0)}(r_1)$  — аналогичная плотность в приближении «замороженного» ядра-снаряда, вычисленная при отсутствии взаимодействия таких нейтронов с ядром-мишенью. Использование «гауссовской однородной» модели Хелма [9] для  $\rho_2(r)$  и комбинации гауссовских экспонент для  $u(r)$  [7] позволяет снизить кратность интегралов в формуле (4) с шести до трех. Расчеты показали, что неадиабатическая поправка  $\delta V(R, E_{\text{lab}})$  существенно снижает высоту  $B(E_{\text{lab}})$  и увеличивает радиус  $R_B(E_{\text{lab}})$  кулоновского барьера при  $E_{\text{lab}}/A < \langle \varepsilon \rangle$  (рис. 2, а, б).

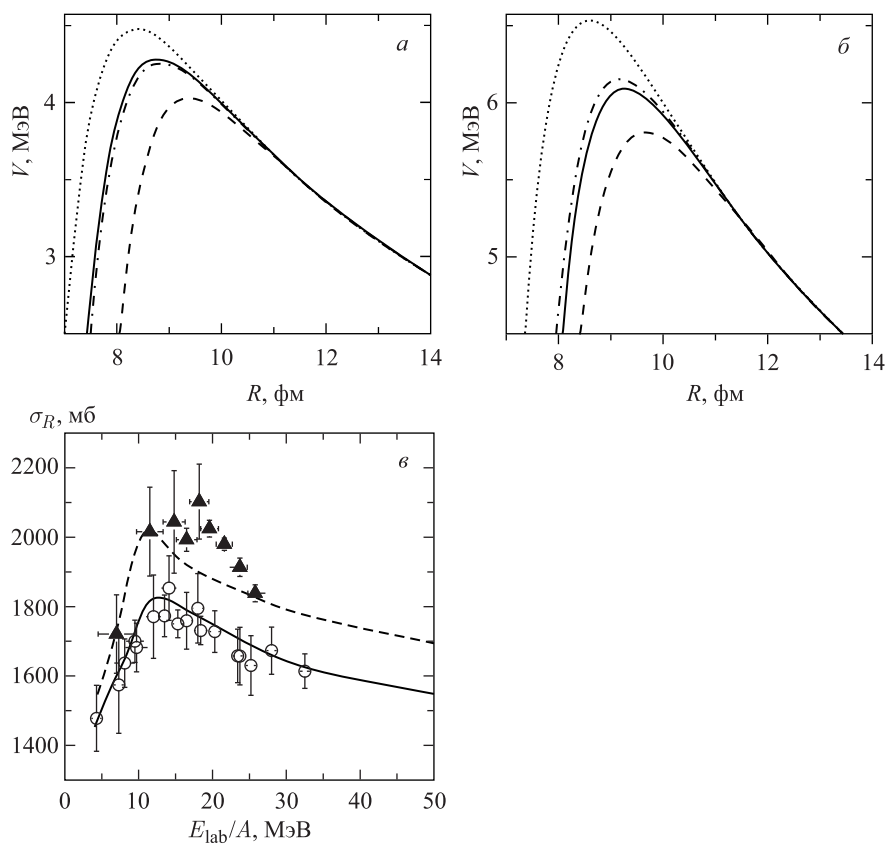


Рис. 2. Эффективный ядро-ядерный потенциал  $V(R, E_{\text{lab}})$  для систем  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  (а) и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  (б): сплошные кривые — для  $E_{\text{lab}}/A = 7$  МэВ/нуклон; штриховые — для  $E_{\text{lab}}/A = 15$  МэВ/нуклон; штрихпунктирные — для  $E_{\text{lab}}/A = 40$  МэВ/нуклон; пунктирные — потенциал  $V(R)$ . в) Полные сечения реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  (кружки и сплошная кривая) и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  (треугольники и штриховая кривая); символы — экспериментальные данные из работ [10, 11], кривые — расчет по формуле (5)

В работах [10, 11] измерена энергетическая зависимость полного сечения реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  и показано наличие широкого максимума («bump») при  $10 < E_{\text{lab}}/A < 30$  МэВ/нуклон. Найденные особенности полных сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  (рис. 2, в) расположены в области перехода от адиабатического к неадиабатическому перераспределению слабосвязанных нейтронов. Полное сечение реакции может быть найдено приближенно с помощью радиальных волновых функций  $y_L(R)$  (аналогично оптической модели)

$$\sigma_R = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E_{\text{cm}}} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) \frac{|j_L|}{J}, \quad (5)$$

$$j_L = -i \frac{\hbar}{2\mu} \left( y_L \frac{dy_L^*}{dR} - y_L^* \frac{dy_L}{dR} \right) \Big|_{R \leq R_c}, \quad (6)$$

где  $\mu$  — приведенная масса ядер;  $E_{\text{cm}}$  — энергия в системе центра масс;  $J$  — поток вероятности, падающий из бесконечности в сходящейся волне. Безотражательному уходу радиального потока вероятности  $j_L$  в центральную область ядра-мишени на границе  $R_c$  соответствуют переходы из упругого канала в основные каналы реакции: полного и неполного слияния, глубоко-конеупругих и квазиупругих столкновений и т. п. Сечение канала передачи нейтронов в связанные и несвязанные состояния ядра-мишени при энергии  $E_{\text{lab}}/A > 10$  МэВ/нуклон составляет малую долю (несколько процентов) полного сечения реакции. Удовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными по полным сечениям перечисленных реакций (лучшее для  ${}^6\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ , см. рис. 2, в) имеет место при выборе значений параметров  $\alpha = 1,8$  МэВ,  $\beta = 0,33$ ,  $R_c = R_B(E_{\text{lab}}) - 1,7$  фм. Расхождение результатов расчета и данных для реакции  ${}^9\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  при  $E_{\text{lab}}/A \approx 15$  МэВ/нуклон может быть связано с недостаточной точностью приближения независимых нейтронов для ядра  ${}^9\text{Li}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Flerov G. N.* Heavy Ion Reactions // Proc. of the Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Sept. 1958. V. 14. P. 151–157.
2. *Давыдов А. С.* Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 703 с.
3. *Zagrebaev V. I., Samarin V. V., Greiner W.* Sub-Barrier Fusion of Neutron-Rich Nuclei and Its Astrophysical Consequences // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 035809.
4. *Самарин В. В.* Описание реакций слияния и нуклонных передач в нестационарных подходах и методе сильной связи каналов // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133–146 (Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 128–141).

5. *Науменко М. А. и др.* Околобарьерные передачи нейтрона в реакциях с ядром  ${}^3\text{He}$  // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 294–303;  
*Naumenko M. A. et al.* Near Barrier Neutron Transfer in Reactions with  ${}^3\text{He}$  Nucleus // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 264–272.
6. <http://nrv.jinr.ru/nrv/>
7. *Самарин В. В., Науменко М. А.* Изучение основных состояний нуклидов  ${}^{3,4,6}\text{He}$  методом фейнмановских континуальных интегралов // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 314–321;  
*Samarin V. V., Naumenko M. A.* Study of Ground States of  ${}^{3,4,6}\text{He}$  Nuclides by Feynman's Continual Integrals Method // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 283–289.
8. *Winther A.* Grazing Reactions in Collisions between Heavy Nuclei // Nucl. Phys. A. 1994. V. 572. P. 191–235.
9. *Хофштадтер Р.* Рассеяние электронов и структура ядер // Электромагнитная структура ядер и нуклонов. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. С. 90.
10. *Соболев Ю. Г. и др.* Энергетическая зависимость полного сечения реакции  ${}^4,6\text{He}, {}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  при  $E = 5\text{--}10$  МэВ/нуклон // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 1603–1608;  
*Sobolev Yu. G. et al.* Energy Dependence of Total Reaction Cross Section for  ${}^4,6\text{He}, {}^7\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  Interaction at  $E = 5\text{--}50$  MeV/nucleon // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69 P. 1790–1796.
11. *Соболев Ю. Г. и др.* Экспериментальное исследование энергетической зависимости сечений реакций  ${}^6\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Si}$  // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48, вып. 6. С. 871.