УДК 539.17.01:539.142:539.143

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ СО СЛАБОСВЯЗАННЫМИ ЯДРАМИ ¹¹Li, ¹¹Be

© 2022 г. А. К. Ажибеков^{1, 2, 3,} *, В. В. Самарин^{1, 4}

¹ Международная межправительственная научно-исследовательская организация "Объединенный институт ядерных исследований", Дубна, Россия

²Кызылординский университет имени Коркыт Ата, Кызылорда, Казахстан

³Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алматы, Казахстан

⁴Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области

"Университет "Дубна"", Дубна, Россия

*E-mail: azhibekoaidos@mail.ru

Поступила в редакцию 18.04.2022 г.

После доработки 13.05.2022 г. Принята к публикации 23.05.2022 г.

На основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера описана эволюция плотности вероятности внешних слабосвязанных нейтронов ядер¹¹Li и ¹¹Ве при столкновении с ядрами ²⁸Si и ⁴⁸Ti. Определены вероятности срыва внешнего нейтрона за счет процессов передачи и развала. Результаты расчета сечений потери двух нейтронов ядром¹¹Li в реакции ¹¹Li + ²⁸Si близки к экспериментальным данным.

DOI: 10.31857/S036767652209006X

ВВЕДЕНИЕ

Легкие слабосвязанные ядра, расположенные на границах нейтронной и протонной стабильности и отличающиеся от обычных ядер (расположенных вблизи линии стабильности), называют экзотическими [1]. Важным инструментом исследования свойств экзотических ядер являются ядерные реакции с их участием. При касательных столкновениях внешние нуклоны ядра-снаряда могут захватываться ядром-мишенью (реакции передачи) или высвобождаться (реакции развала). Для описания слабосвязанных ядер возможно применение обощенной модели, где нуклоны ядра разделяют на образующие сильно связанный остов и внешние нуклоны. Протяженную часть распределения слабосвязанных нуклонов за пределами остова называют гало [2]. Примерами таких систем с одним и двумя внешними нейтронами можно считать ядра ¹¹Ве (остов ¹⁰Ве и нейтрон с энергией отделения 0.502 МэВ [3]) и ¹¹Li (остов ⁹Li и два нейтрона с энергией отделения 0.369 МэВ [3]). При описании процессов передачи и развала в ходе ядерных столкновений применима модель, в которой внешний нуклон находится в поле двух силовых центров – ядра-мишени и остова ядра-снаряда.

Реакции с ядрами ¹¹Li и ¹¹Ве изучались в работах [4-8]. В качестве ядер-мишеней использовались ядра ⁵⁸Ni (реакция ¹¹Li + ⁵⁸Ni) [4], ¹²C (реакция ¹¹Li + ¹²C) [5], ²⁰⁹Bi (реакция ¹¹Li + ²⁰⁹Bi) [6], ²⁸Si (реакции ¹¹Li + ²⁸Si [7]), ¹¹Be+⁴⁸Ti [8]. Использование ядер-мишеней ²⁸Si создает более благоприятные условия для проведения эксперимента, поскольку позволяет совместить мишень и детектор [7, 9, 10]. Существование длинного хвоста в распределении нуклонов ядра ¹¹Ве было подтверждено экспериментально [11] путем сравнения полных сечений реакций при различных энергиях. Полные сечения реакций со слабосвязанным ядром ¹¹Li в низкоэнергетической области растут с ростом энергии. Основной вклад в такое увеличение может давать канал срыва двух внешних (валентных) слабосвязанных нейтронов. Поэтому интерес представляет эволюция волновой функции гало нейтрона и механизм реакции его срыва. Данная статья посвящена теоретическому исследованию потери внешнего нуклона за счет процессов передачи и развала в реакции ¹¹Li + ²⁸Si при энергиях до 55 МэВ/нуклон в рамках нестационарного подхода. Также представлены расчеты для описания динамики потери внешнего нейтрона ядром ¹¹Ве в реакции ¹¹Ве $+ {}^{48}$ Ті при энергиях 20.45 и 41.0 МэВ/нуклон.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Численное решение нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия [9, 10, 12–14] позволяет исследовать динамику срыва внешних слабосвязанных нейтронов ядер ¹¹Li и ¹¹Ве и определять вклады каналов передачи нейтрона и развала ядра при низкоэнергетических столкновениях с тяжелым ядром-мишенью. Нестационарное уравнение Шредингера для двухкомпонентной спинорной волновой функции нейтрона

$$\Psi(\vec{r},t) = \begin{pmatrix} \Psi(\vec{r},t) \\ \varphi(\vec{r},t) \end{pmatrix}$$
(1)

в среднем поле со спин-орбитальным взаимодействием (*LS*) сталкивающихся ядер имеет вид:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\vec{r},t) = \left\{-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V_1(\vec{r},t) + V_2(\vec{r},t) + \hat{V}_{LS}^{(1)}(\vec{r},t) + \hat{V}_{LS}^{(2)}(\vec{r},t)\right\}\Psi(\vec{r},t).$$
(2)

Малость длин волн де Бройля взаимодействующих ядер по сравнению с их размерами позволяет рассматривать движение центров ядер массами *m*₁, *m*₂ вдоль траекторий, вычисляемых с помощью классических уравнений движения

$$m_{1}\ddot{\vec{r}_{1}} = -\nabla_{\vec{r}_{1}}V_{12}\left(\left|\vec{r}_{1}-\vec{r}_{2}\right|\right), \quad m_{2}\ddot{\vec{r}_{2}} = -\nabla_{\vec{r}_{2}}V_{12}\left(\left|\vec{r}_{1}-\vec{r}_{2}\right|\right), \quad (3)$$

где V_{12} — потенциал ядро-ядерного взаимодействия, при расчетах он был выбран в форме Акюза—Винтера [15].

Ранее, в работах [9, 10, 12–14, 16], численное решение нестационарного уравнения Шредингера выполнялось в системе центра масс. Ядра ¹¹Li и ¹¹Ве имеют большие протяженные нейтронные "облака", поэтому для численного решения нестационарного уравнения Шредингера использовалась система отсчета, которая двигалась относительно лабораторной системы с постоянной скоростью [17]. Скорость движения данной системы отсчета была равна скорости ядра-снаряда на большой дистанции от ядра-мишени до столкновения. Таким образом, удалось сократить время вычислений и уменьшить размеры пространственной сетки.

Для численного решения нестационарного уравнения Шрёдингера с учетом спин-орбитального взаимодействия, была использована пространственная сетка с размерами ($x \times y \times z$) 90 × \times 54 \times 96 фм³ с наибольшим числом vзлов в плоскости столкновения xOz и шагом сетки 0.3 фм. Шаг по времени в безразмерных переменных $\tau = t/t_0$ изменялся от $\Delta \tau = 0.1$ (для минимальной энергии) до Δτ =0.05 (для максимальной энергии), где $t_0 = m x_0^2 / \hbar = 1.57 \cdot 10^{-23}$ с, $x_0 = 1$ фм, m = 1масса нейтрона. Для описания эволюции волновой функции до момента разлета ядер на относительно большое расстояние выполнялось большое число шагов по времени (2000-3000). Часть расчетов проведена на гетерогенном кластере ЛИТ ОИЯИ [18].

В качестве начального условия $\Psi(\vec{r}, t = 0)$ при решении нестационарного уравнения использовались волновые функции стационарного состояния Ψ_{n,l,j,m_j} в среднем поле ядра-снаряда, детали вычислений приведены в работе [19]. Ядро-снаряд ¹¹Li деформировано со значением параметра квадрупольной деформации $\beta_2 = -0.636 \pm 0.121$ [20]. С учетом того, что соседние с ядром ¹¹Ве ядра ⁹Ве ($\beta_2 \approx 0.9$) и ¹⁰Ве ($\beta_2 \approx 1.1$) также деформированы, для ядра ¹¹Ве можно использовать оценочное значение параметра деформации $\beta_2 = 1$.

Плотность вероятности для состояний с квантовыми числами $n, l, j, m_j = -j, ... j$ имеет вид

$$\rho_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) = \left| \psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \right|^2 + \left| \phi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \right|^2.$$
(4)

Для внешних нейтронов в состоянии с $|m_j| = 1/2$ ядра ¹¹Li при $\beta_2 = -0.64$ и ядра ¹¹Be при $\beta_2 = 1$ плотности вероятности показаны соответственно на рис. 1*a* и 1*б*. Внешние нейтронные облака в оболочечной модели сферического ядра для ¹¹Li и ¹¹Be (рис. 1*a*) мало отличаются от распределений, усредненных по различным ориентациям деформированного ядра (рис. 1*a* и 1*б*). Поэтому для ядер-снарядов ¹¹Li и ¹¹Be в расчетах использовалась модель сферического ядра. Для описания ядер-мишеней ²⁸Si и ⁴⁷Ti также использовалось приближение сферического ядра, как в работах [9, 10, 17]. Начальные волновые функции

$$\Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) \\ \varphi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_{1,1,1/2,m_j}(\vec{r}) \\ \varphi_{1,1,1/2,m_j}(\vec{r}) \end{pmatrix},$$
(5)

для $|m_i| = 1/2$ с условием нормировки

$$\int \left[\left| \Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \right|^2 + \left| \varphi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \right|^2 \right] dV = 1$$
(6)

для состояний с квантовыми числами $n = 1, l = 1, j = 1/2, m_j = -j,...j$ определялись из оболочечной

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 86 № 9 2022



Рис. 1. Плотности вероятности (градации серого цвета в логарифмическом масштабе) в цилиндрической системе координат для внешних нейтронов ядер ¹¹Li и ¹¹Be: в оболочечной модели деформированного ядра при значениях параметров деформации $\beta_2 = -0.64$ (*a*) и $\beta_2 = 1$ (*b*), соответственно; и в оболочечной модели сферического ядра (*b*) соответственно. Энергии состояний равны -0.4 (*a*), -0.5 МэВ (*b*, *b*).

модели со средним центральным полем в форме Вудса—Саксона. Параметры данного среднего поля выбраны таким образом, чтобы теоретические значения энергии отделения внешних нейтронов соответствовали экспериментальным данным.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Примеры эволюции плотности вероятности

$$\rho(\vec{r},t) = \frac{1}{2} \sum_{m_j=-1/2}^{1/2} \left[\left| \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r},t) \right|^2 + \left| \varphi_{m_j}^{(0)}(\vec{r},t) \right|^2 \right]$$
(7)

внешнего нейтрона ядра ¹¹Li при столкновении с ядром ²⁸Si с прицельным параметром b = 8 фм показаны на рис. 2 для энергий в лабораторной системе $E_{lab} = 2.5$ МэВ/нуклон (рис. 2a и 2b) и $E_{lab} = 30.0$ МэВ/нуклон (рис. 2c и 2d). Первое значение энергии соответствует энергии в системе центра масс $E_{c.m} = 20$ МэВ, второе – $E_{c.m} = 237$ МэВ. В случае, когда скорость относительного движения ядер меньше средней скорости внешнего нейтрона (рис. 2a), внешние нейтроны при сближении ядер обобществляются и заселяют двуцентровые связанные состояния. Далее, при разлете ядер, двуцентровые состояния преобразуются в связанные одночастичные состояния в ядрах и в

1322

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 86 № 9 2022



Рис. 2. Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона ядра ¹¹Li с начальными состоянием $1p_{l/2}$ при столкновении ядер ¹¹Li + ²⁸Si с прицельным параметром b = 8 фм для энергий $E_{c.m} = 20$ МэВ, $E_{lab} = 2.5$ МэВ/нуклон (a, δ) и $E_{c.m} = 237$ МэВ, $E_{lab} = 30$ МэВ/нуклон, (e, c) в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Ходу времени соответствует направление слева—вправо. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от 10^{-6} до 0.01 фм⁻³. Радиусы окружностей соответствуют среднеквадратичным зарядовым радиусам ядер ¹¹Li (2.48 фм) и ²⁸Si (3.12 фм).

несвязанные состояния непрерывного спектра (рис. 26). В случае больших энергий (рис. 2e и 2d), средняя скорость внешних нейтронов меньше относительной скорости ядер, в момент наибольшего сближения ядер нейтроны не успевают заселить связанные состояния в ядре-мишени. Большая часть плотности вероятности нейтрона переходит в состояния непрерывного спектра. Вероятность передачи нейтрона на рис. 2e существенно меньше, чем на рис. 2δ , а вероятность развала ядра ¹¹Li на ядро ¹⁰Li и свободный нейтрон существенно выше. Примеры эволюции плотности вероятности внешнего нейтрона ¹¹Be в ходе столкновения с ядром ⁴⁸Ti при энергии $E_{lab} = 20.45$ МэВ/нуклон ($E_{c.m} = 183.0$ МэВ) и 41.0 МэВ/нуклон ($E_{c.m} = 366.9$ МэВ) показаны на рис. 3. При таких энергиях внешний нейтрон, не



Рис. 3. Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона ядра ¹¹Ве с начальными состоянием $1p_{1/2}$ при столкновении ядер ¹¹В + ⁴⁸Ti с прицельным параметрами $b = 8 ф м для энергий E_{lab} = 20.45 МэВ/нуклон (<math>E_{c.m} = 183.0 MэB$) (a, δ) и 41.0 МэВ/нуклон ($E_{c.m} = 366.9 MэB$) (a, ϵ) в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Ходу времени соответствует направление слева-вправо. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от 10⁻⁶ до 0.01 фм⁻³. Радиусы окружностей соответствуют среднеквадратичным зарядовым радиусам ядер ¹¹Ве (2.47 фм) и ⁴⁸Ti (3.59 фм).

успевая заселить связанные состояния в ядре-мишени, переходит в состояние континуума (рис. 36 и 3г). При этом можно заметить, что нейтрон вылетает под большим углом к направлению движения ядра-снаряда.

Волновая функция нейтрона в состоянии $1p_{1/2}$ с проекцией полного момента m_j в движущемся со скоростью $\vec{v}_1(t)$ ядре-снаряде имеет вид

$$\tilde{\Psi}_{m_{j}}^{(0)}(\vec{r},t) = \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_{m_{j}}^{(0)}(\vec{r},t) \\ \varphi_{m_{j}}^{(0)}(\vec{r},t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{m_{j}}^{(0)}(\vec{r}-\vec{r_{1}}(t)) \\ \varphi_{m_{j}}^{(0)}(\vec{r}-\vec{r_{1}}(t)) \end{pmatrix} \exp\left(i\hbar^{-1}m\vec{v}_{1}(t)\vec{r}\right).$$
(8)



Рис. 4. Зависимости вероятностей потери внешнего нейтрона P_{loss} ядром-снарядом ¹¹Li (*a*) и передачи нейтрона P_{tr} (*б*) от минимального расстояния между центрами ядер R_{min} при энергиях столкновения с ядром ²⁸Si $E_{c.m.} = 20$ МэВ (сплошные линии), 100 МэВ (штриховые линии), 434 МэВ (штрих-пунктирные линии). (*в*) Энергетическая зависимость параметра A_{loss} . (*г*) Сечение потери внешних двух нейтронов ядром ¹¹Li при столкновении с ядром ²⁸Si: экспериментальные данные из работы [7], результаты расчета для значений $R_f = 7.53$ фм (сплошная кривая) и $R_f = 7.7$ фм (штриховая кривая).

Вероятность потери нейтрона P_{loss} ядром ¹¹Li в момент времени, соответствующий разлету ядер на достаточно большие расстояния $P_{loss} = \lim_{t \to \infty} P_{loss}(t)$ определялась как

$$P_{loss}(t) = 1 - |c(t)|^2,$$
(9)

где

$$c(t) = \sum_{m'_j = -1/2}^{1/2} \frac{1}{2} \sum_{m_j = 1/2}^{1/2} \int \left[\tilde{\Psi}_{m'_j}^{(0)*}(\vec{r}, t) \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) + \tilde{\varphi}_{m'_j}^{(0)*}(\vec{r}, t) \varphi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \right] dV,$$
(10)

амплитуда вероятности, соответствующая сохранению нуклона ядром-снарядом в начальном состоянии $1p_{1/2}$ в момент времени *t*.

Оценка погрешности вычисления вероятности (9) была выполнена для неподвижного изолированного ядра-снаряда в работе [17]. При большом шаге по времени погрешность была порядка 10^{-4} , как и в работе [17]. Типичные зависимости вероятности P_{loss} от расстояния R_{min} между центрами ядер при минимальном сближении ядер для

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 86 № 9 2022

столкновений ¹¹Li + ²⁸Si показаны на рис. 4*a*. В ходе расчетов предполагалось, что расстояния R_{min} превышали сумму радиуса остова ядра-снаряда $R_1 = r_0 A_1^{1/3}$ и ядра-мишени $R_2 = r_0 A_2^{1/3}$, $R_{min} \ge R_{cont} = R_1 + R_2 = 6.25$ фм, $r_0 = 1.25$ фм.

Для определения вероятности передачи нейтрона ядром-снарядом в ходе столкновения вычислялись амплитуды вероятности заселения *k*го связанного состояния в ядре-мишени, которое движется со скоростью $\vec{v}_2(t)$:

$$a_k(t) = \int \left[\tilde{\psi}_k^*(\vec{r}, t) \psi(\vec{r}, t) + \tilde{\varphi}_k^*(\vec{r}, t) \varphi(\vec{r}, t) \right] dV, \quad (11)$$

где

$$\begin{split} \tilde{\Psi}_{k}(\vec{r},t) &= \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_{k}(\vec{r},t) \\ \tilde{\varphi}_{k}(\vec{r},t) \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \Psi_{k}\left(\vec{r}-\vec{r}_{2}(t)\right) \\ \varphi_{k}\left(\vec{r}-\vec{r}_{2}(t)\right) \end{pmatrix} \exp\left(i\hbar^{-1}m\vec{v}_{2}(t)\vec{r}\right) \end{split}$$
(12)

— волновая функция *k*-го связанного состояния в ядре-мишени. Вероятность передачи внешнего нуклона от ядра-снаряда ядру-мишени ²⁸Si равна сумме квадратов модулей амплитуд (11) для четырех незанятых до столкновения состояний $k = {2s_{1/2}, 1d_{3/2}, 1f_{7/2}, 2p_{3/2}}$:

$$P_{tr}(t) = \sum_{k} \left| a_{k}(t) \right|^{2} \tag{13}$$

при временах *t* соответствующих разлету ядер на большие расстояния $P_{tr} = \lim_{t \to \infty} P_{tr}(t)$. Типичные зависимости вероятности P_{tr} от минимального расстояния R_{min} между центрами ядер для столкновений ¹¹Li + ²⁸Si показаны на рис. 4*б*.

Вероятности передачи нейтрона \tilde{P}_{tr} и потери внешнего нейтрона ядром-снарядом \tilde{P}_{loss} могут быть аппроксимированы выражениями (см. рис. 4*a* и 4*б*)

$$P_{tr} \approx \tilde{P}_{tr} \left(R_{min} \right) = \exp \left(A_{tr} - B_{tr} R_{min} \right), \tag{14}$$

$$P_{loss} \approx \tilde{P}_{loss} \left(R_{min} \right) = \exp \left(A_{loss} - B_{loss} R_{min} \right),$$
 (15)

с дополнительными ограничениями

1

$$P_{tr} = \min\{\tilde{P}_{tr}(R_{min}), 1\},\$$

$$P_{loss} = \min\{\tilde{P}_{loss}(R_{min}), 1\}.$$
(16)

Энергетическая зависимость параметра A_{loss} представлена на рис. 4*e*, параметр A_{loss} уменьшается с ростом энергии столкновения. Параметр B_{loss} практически не зависит от энергии и для энергий $E_{c.m.}$ до 450 МэВ имеет значение $\overline{B}_{loss} = 0.530 \pm 0.014 \text{ фм}^{-1}$.

Поскольку энергия отделения нейтрона от ядра ¹⁰Li отрицательна (-26.42 кэВ) в расчетах предполагалось, что срыв одного нейтрона приводит к образованию ⁹Li с большой вероятностью, близкой к 1. В ходе расчетов предполагалось, что нейтроны ведут себя как независимые друг от друга частицы. С внешними нейтронами ядра ¹¹Li после столкновения с мишенью могут произойти следующие события: событие a – потеря одного из внешних нейтронов с сохранением другого, событие δ – потеря второго нейтронов с сохранением первого, событие e – потеря двух нейтронов одновременно. Вероятности событий a и δ для внешнего нейтрона ¹¹Li равны величине $P_{loss}(1 - P_{loss})$. Вероятность одновременной потери двух нейтронов ядром ¹¹Li определяется как P_{loss}^2 . Таким образом, сумма вероятностей событий a, δ , e определяет вероят-

вероятностей событий *a*, *b*, *b* определяет вероятность срыва двух нейтронов с ядра ¹¹Li в результате столкновения с мишенью:

$$P_{-2n} = 2P_{loss} - P_{loss}^2.$$
(17)

Сечение σ_{-2n} потери внешних нуклонов в реакции (¹¹Li, ⁹Li) вычислялось интегрированием по прицельным параметрам *b* [9, 17]

$$\sigma_{-2n}(E) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} P_{-2n}(b, E) [1 - f(R_{min})] b db, \quad (18)$$

где $f(R_{min})$ — вероятность слияния ядер. При энергиях в системе центра масс выше кулоновского барьера прицельный параметр b_{min} соответствует траектории, при которой центры ядер сближаются на расстояние R_{cont} и происходит касание поверхностей остова ядра-снаряда и ядрамишени. Для функции $f(R_{min})$ со свойствами

$$\begin{array}{l} f\left(R_{min}\right) \to 1, \quad R_{min} < R_{cont}, \\ f\left(R_{min}\right) \to 0, \quad R_{min} > R_{B}, \end{array}$$

$$(19)$$

где R_B — радиус вершины кулоновского барьера, $R_B = 8.9 \text{ фм}$ для ядер ¹¹Li + ²⁸Si, использована аппроксимация, предложенная в работе [17]

$$f(R_{min}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R_{min} - R_f}{a_f}\right)}.$$
 (20)

Набор параметров

$$R_f \approx \frac{1}{2} (R_{cont} + R_B), \quad a_f \approx \frac{1}{2} (R_B - R_{cont})$$
(21)

может служить естественным приближением, в данном случае $R_f = 7.53 \text{ фм}$, $a_f = 1.28 \text{ фм}$. Средний радиус слияния ядер R_f можно принять в качестве варьируемой величины, которая определяется из условия близкого соответствия теоретических расчетов и экспериментальных данных. На рис. 4*г* показаны результаты расчета сечения потери внешних нейтронов ядром ¹¹Li $\sigma_{-2n}(E_{c,m})$ для

двух значений радиуса R_f. Для первого (естественного) значения $R_f = 7.53$ фм сечения потери нейтронов σ_{-2n} при $E_{c.m} > 100 \text{ МэВ}$ несколько выше экспериментальных значений из работы [7]. Второе значение $R_f = 7.7$ фм было подобрано из условия лучшего совпадения теоретических значений с экспериментальными. При энергиях меньших, чем $E_{c.m} = 39$ МэВ, $E_{lab} = 5$ МэВ/нук-лон передачи нейтрона дают основной вклад в сечения потери внешних нейтронов ядром ¹¹Li, сечение развала значительно меньше. С ростом энергии сечение передачи нейтрона быстро уменьшается, поскольку нейтрон не успевает перейти с ядра-снаряда на ядро-мишень за время близкого контакта ядер (см. рис. 4б) По аналогии с реакцией ¹¹Li + ²⁸Si можно предсказать, что экспериментальные значения сечения для реакции ¹¹Ве + ⁴⁸Ті окажутся близкими к результатам расчетов для значения параметра $R_f \approx 8.4$ фм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарный квантовый подход применен для описания процессов передачи и развала слабосвязанных легких ядер ¹¹Li, ¹¹Ве при низкоэнергетических ядро-ядерных столкновениях с ядрами ²⁸Si, ⁴⁸Ti. Получено согласие с экспериментальными данными для сечения развала в реакции ¹¹Li + ²⁸Si. Метод может быть полезен при исследовании реакций развала и передачи с участием ядер со слабосвязанными нуклонами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Пенионжкевич Ю.Э., Калпакчиева Р.Г.* Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Дубна: ОИЯИ, 2016.

- 2. Jonson B. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 574. P. 151.
- 3. http://nrv.jinr.ru/.
- Barioni A., Guimarães V., Lépine-Szily A. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. Art. No. 034601(R).
- 5. Sengupta C., Cook K.J., Simpson E.C. et. al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 227. Art. No. 02010.
- Kolata J.J., Guimarães V., Aguilera E.F. // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 123.
- Warner R.E., Patty R.A., Voyles P.M. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1700.
- Lima V., Scarpacia J.A., Lacroix D. et al. // Nucl. Phys. A. 2007. V. 795. P. 1.
- Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. et al. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 014609.
- Пенионжкевич Ю.Э., Соболев Ю.Г., Самарин В.В., Науменко М.А. // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 525; Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V., Naumenko М.А. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 928.
- 11. Fukuda M., Ichihara T., Inabe N., Kubo T. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 339.
- 12. Самарин В.В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133; Samarin V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 128.
- Самарин В.В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 916; Samarin V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 861.
- 14. Самарин В.В. // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 458; Samarin V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 486.
- 15. Winther A. // Nucl. Phys. A. 1994. T. 572. P. 191.
- 16. Azhibekov A.K., Samarin V.V., Kuterbekov K.A. // Chin. J. Phys. 2020. V. 65. P. 292.
- 17. Самарин В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1197; Samarin V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 990.
- 18. http://hybrilit.jinr.ru/.
- Azhibekov A.K., Samarin V.V., Kuterbekov K.A., Naumenko M.A. // Euras. J. Phys. Funct. Mater. 2019. V. 3. P. 307.
- 20. http://cdfe.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html.

Time-dependent description of reactions with weakly bound nuclei ¹¹Li, ¹¹Be

A. K. Azhibekov^{a, b, c, *}, V. V. Samarin^{a, d}

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia ^b Korkyt Ata Kyzylorda University, Kyzylorda, 120001 Kazakhstan

^c The Institute of Nuclear Physics, Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan, Almaty, 050032 Kazakhstan

^d Dubna State University. Dubna. 141980 Russia

*e-mail: azhibekoaidos@mail.ru

The evolution of the probability density of outer weakly bound neutrons of nuclei ¹¹Li and ¹¹Be in collision with nuclei ²⁸Si and ⁴⁸Ti is described on the basis of the numerical solution of the time-dependent Schrödinger equation. The probabilities of the outer neutron stripping due to the processes of neutron transfer and nuclear breakup are determined. The results of calculating the 2*n*-removal cross sections from ¹¹Li nucleus in the ¹¹Li + ²⁸Si reaction are close to the experimental data.