

УДК 539.17.01:539.142:539.143

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ СО СЛАБОСВЯЗАННЫМИ ЯДРАМИ ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$

© 2020 г. В. В. Самарин^{1, 2, *}

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Россия

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

*E-mail: samarin@jinr.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Численное решение нестационарного уравнения Шредингера применено для изучения динамики реакций развала и нуклонных передач при энергиях выше кулоновского барьера. Исследована эволюция волновых функций внешних слабосвязанных нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ и протона ядра ${}^8\text{B}$ при столкновении с ядром ${}^{28}\text{Si}$. Рассчитаны сечения потери внешнего нуклона за счет процессов передачи и развала.

DOI: 10.31857/S036767652008027X

ВВЕДЕНИЕ

Реакции с участием легких слабосвязанных ядер, таких как нейтроноизбыточное ${}^{11}\text{Li}$ и протоноизбыточное ${}^8\text{B}$ дают дополнительную возможность изучения свойств ядер на границах стабильности. При касательных столкновениях внешние нуклоны ядра-снаряда могут захватываться ядром-мишенью (реакции передачи) или высвобождаться (реакции развала). Для слабосвязанных ядер достаточно хорошо применима обобщенная модель с разделением всех нуклонов на образующие сильносвязанный остов и внешние (валентные) нуклоны. Энергии отделения нуклона от остова существенно превышают энергии отделения валентного нуклона. Примерами таких систем с одним внешним нуклоном являются зеркальные ядра ${}^8\text{B}$ (остов $\{{}^7\text{Be}\}$ и протон с энергией отделения 0.136 МэВ [1]) и ${}^8\text{Li}$ (остов $\{{}^7\text{Li}\}$ и нейтрон с энергией отделения 2.032 МэВ [1]). Энергии отделения протона от ядра ${}^7\text{Be}$ и нейтрона от ядра ${}^7\text{Li}$ равны 5.607 и 7.251 МэВ соответственно. Возможность рассмотрения поведения одного внешнего нуклона в поле двух силовых центров — неизменных (“замороженных”) ядра-мишени и остова ядра-снаряда, упрощает теоретическое описание каналов передачи и развала при столкновениях ядер. Распределение плотности слабосвязанных внешних нуклонов заметно отличается от плотности нуклонов остова. Протяженную часть распределения слабосвязанных нуклонов за пределами осто-

ва называют гало [2]. Реакции со слабосвязанными ядрами ${}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}$ изучались в работах [3–7]. В качестве ядер-мишеней использовались ядра ${}^{58}\text{Ni}$ (реакция ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$) [3], ${}^{12}\text{C}$ (реакция ${}^8\text{Li} + {}^{12}\text{C}$) [4], ${}^{209}\text{Bi}$ (реакция ${}^8\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$) [5], ${}^{28}\text{Si}$ (реакция ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$) [7]. Использование ядер-мишеней ${}^{28}\text{Si}$ создает более благоприятные условия для проведения эксперимента, поскольку позволяет совместить мишень и детектор [7–10]. Поэтому в данной работе выполнены расчеты сечения потери внешнего нуклона за счет процессов передачи и развала при касательных столкновениях ядер ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$.

Для ядра-снаряда характерное значение энергии в лабораторной системе 10 МэВ/нуклон близко к средней кинетической энергии внешнего нуклона [8]. При меньших энергиях, когда средняя скорость нуклонов выше относительной скорости ядер, происходит обобществление внешних нуклонов сбливающимися ядрами с заселением двуцентровых связанных состояний. При больших энергиях, когда средняя скорость внешних нуклонов меньше относительной скорости ядер при их наибольшем сближении, они не успевают перейти из одного ядра в другое. В работе [8] это было показано для внешних нейтронов ядра ${}^9\text{Li}$ с энергией отделения 4 МэВ [1]. В данной работе исследуются процессы, происходящие при столкновении ядер, внешние нуклоны, которых имеют меньшие значения энергии отделения.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Численное решение нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия [11–13] дает возможность наглядного изучения динамики развала слабосвязанных ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ и передачи внешнего нуклона при их столкновениях с тяжелым ядром-мишенью. Классические уравнения движения центров двух ядер с массами m_1, m_2

$$\begin{aligned} m_1 \ddot{\vec{r}}_1 &= -\nabla_{\vec{r}_1} V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \\ m_2 \ddot{\vec{r}}_2 &= -\nabla_{\vec{r}_2} V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \end{aligned} \quad (1)$$

включают ядро-ядерный потенциал V_{12} . В расчетах, как и в работах [13–16] использовался потенциал $V_{12}(r)$ в форме Акьюза–Винтера [17]. Эволюция внешнего нуклона массы m в суммарном среднем поле (со спин-орбитальным взаимодействием) сталкивающихся ядер описывается нестационарным уравнением Шредингера [11]

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

для двухкомпонентной волновой функции Ψ , являющейся трехмерным спинором

$$\Psi(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \psi(\vec{r}, t) \\ \varphi(\vec{r}, t) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Численное решение уравнения (2) в системе центра масс для ряда реакций было получено в работах [11–16]. В данной работе из-за большой протяженности нуклонных “облаков” ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ численное решение уравнения (2) было выполнено в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной системы с постоянной скоростью, равной скорости ядра-снаряда на достаточно большом удалении от ядра-мишени. Это позволило уменьшить размер сетки и сократить время расчетов. При энергиях выше кулоновского барьера в ходе касательных и далеких столкновений с ядром-мишенью смещение ядра-снаряда в такой системе отсчета из начала координат невелико. При расчетах шаг сетки составлял $h = 0.3$ фм, типичный объем области составлял $8 \cdot 10^5$ фм³ при размере сетки $220 \times 360 \times 380$ с наибольшим числом узлов в плоскости столкновения. Расчет процесса столкновения ядер требовал выполнения нескольких тысяч шагов по времени. Шаг по времени в безразмерных переменных $\tau = t/t_0$ изменялся от $\Delta\tau = 0.1$ (для минимальной энергии) до $\Delta\tau = 0.05$ (для максимальной энергии). В качестве t_0 было использовано значение $t_0 = mx_0^2/\hbar = 1.57 \cdot 10^{-23}$ с, где $x_0 = 1$ фм [11]. Основная часть расчетов была выполнена на гетерогенном кла-

стере Лаборатории информационных технологий ОИЯИ [18].

Начальным условием для волновой функции $\Psi(\vec{r}, t = 0)$ служила волновая функция стационарного состояния Ψ_{n,l,j,m_j} в среднем поле ядра-снаряда, неподвижного в выбранной системе отсчета. Для учета поляризации протонного облака волновая функция Ψ_{n,l,j,m_j} протона в изолированном ядре-снаряде предварительно подвергалась медленному (адиабатическому) включению кулоновского взаимодействия с ядром-мишенью.

Ядра-снаряды ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ являются несферическими, экспериментальные значения модуля параметра $|\beta_2|$ квадрупольной деформации для первого ядра $0.542 \pm 0.033, 0.476 \pm 0.075, 0.526 \pm 0.054$, для второго ядра $0.643 \pm 0.045, 0.679 \pm 0.075, 0.627 \pm 0.054$, знак β_2 не определен [19]. Рассмотрим свойства нуклонных состояний для обоих знаков $\beta_2 > 0, \beta_2 < 0$ в оболочечной модели деформированного ядра. Решение уравнения Шредингера для аксиально-симметричного потенциала может быть выполнено с использованием разложений по функциям Бесселя [11]. В оболочечной модели деформированного ядра 5 нуклонов заселяют последовательно уровни с модулем $|m_j|$ проекции полного углового момента на ось симметрии ядра $|m_j| = 1/2, 3/2, 1/2$ для $\beta_2 < 0$ и $|m_j| = 1/2, 1/2, 3/2$ для $\beta_2 > 0$ (см., например, [1]). Плотности вероятности

$$\rho_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) = |\psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 + |\varphi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 \quad (4)$$

для внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ в состоянии с $|m_j| = 1/2$ при $\beta_2 = -0.5$ и в состоянии с $|m_j| = 3/2$ при $\beta_2 = 0.5$ показаны на рис. 1а, 1б, энергии этих состояний одинаковы и равны -2 МэВ. Из-за большой протяженности нейтронного “облака” различие между этими плотностями вероятности в сплюснутом и вытянутом ядрах невелико. В модели сферического ядра при той же энергии -2 МэВ в состоянии $1p_{3/2}$ с $|m_j| = 1/2, 3/2$ (рис. 1в, 1г) плотности вероятности внешнего нейтрона мало отличаются от распределений на рис. 1а, 1б, усредненных по различным ориентациям деформированного ядра. Это справедливо и для внешнего протона ядра ${}^8\text{B}$ с меньшей энергией отделения 0.4 МэВ. Поэтому в расчетах для ядер-снарядов ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ использовалась модель сферического ядра. Для ядра-мишени ${}^{28}\text{Si}$, как и в работах [8, 10] также использовалось приближение сферического ядра. Схемы нейтронных и протонных уровней ядер-снарядов ${}^8\text{Li}, {}^8\text{B}$ и ядра-мишени ${}^{28}\text{Si}$ в оболочечной модели сферического ядра показаны на рис. 2.

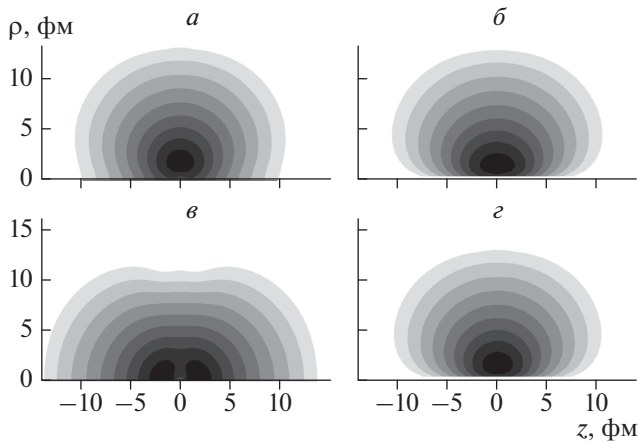


Рис. 1. Плотности вероятности в цилиндрической системе координат для внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ при значениях параметров деформации $\beta_2 = -0.5$ (а), $\beta_2 = 0.5$ (б) и $\beta_2 = 0$ (в, з); значения модуля проекции полного углового момента на ось z симметрии деформированного ядра $|m_j| = 1/2$ (а), $|m_j| = 3/2$ (б), $|m_j| = 1/2$ (в), $|m_j| = 3/2$ (з).

Волновые функции

$$\Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \\ \Phi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \end{pmatrix} \quad (5)$$

оболочечной модели сферического ядра для состояний с квантовыми числами $n, l, j, m_j = -j, \dots, j$ и с условием нормировки

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

определялись с использованием потенциала среднего поля в форме Вудса–Саксона так же, как в работах [11–16]. Значения параметров среднего поля оболочечной модели были выбраны из условия соответствия теоретических значений среднеквадратичного зарядового радиуса и энергий отделения протонов и нейтронов экспериментальным данным (см., например, [1]).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Начальными условиями для внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ и внешнего протона ядра ${}^8\text{B}$ являлись волновые функции

$$\Psi_{m_j}(\vec{r}, t = 0) = \begin{pmatrix} \Psi_{m_j}(\vec{r}, t = 0) \\ \Phi_{m_j}(\vec{r}, t = 0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) \\ \Phi_{m_j}^{(0)}(\vec{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_{1,1,3/2,m_j}(\vec{r}) \\ \Phi_{1,1,3/2,m_j}(\vec{r}) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

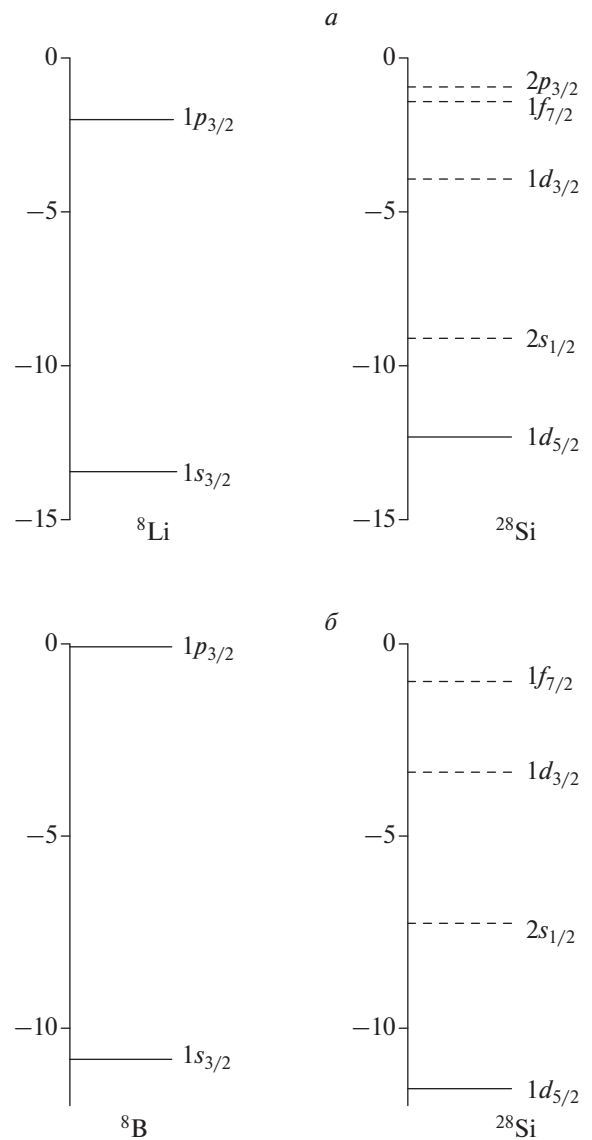


Рис. 2. Схемы нейтронных (а) и протонных (б) уровней энергии (МэВ) ядер снарядов ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ и ядра-мишени ${}^{28}\text{Si}$ в оболочечной модели сферического ядра.

Примеры эволюции плотности вероятности

$$\rho(\vec{r}, t) = \frac{1}{4} \sum_{m_j=-3/2}^{3/2} \left[|\Psi_{m_j}(\vec{r}, t)|^2 + |\Phi_{m_j}(\vec{r}, t)|^2 \right] \quad (8)$$

внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ при столкновении с ядром ${}^{28}\text{Si}$ показаны на рис. 3 для энергий в системе центра масс $E_{c.m.} = 10$ МэВ (рис. 3а–3в) и $E_{c.m.} = 186$ МэВ (рис. 3г–3д). Первое значение энергии немного превышает высоту кулоновского барьера $V_B = 6.65$ МэВ и соответствует энергии в лабораторной системе $E_{lab} = 1.6$ МэВ/нуклон. Второе значение соответствует энергии в лабораторной системе $E_{lab} = 30$ МэВ/нуклон. Представленные результаты получены усреднением по значениям

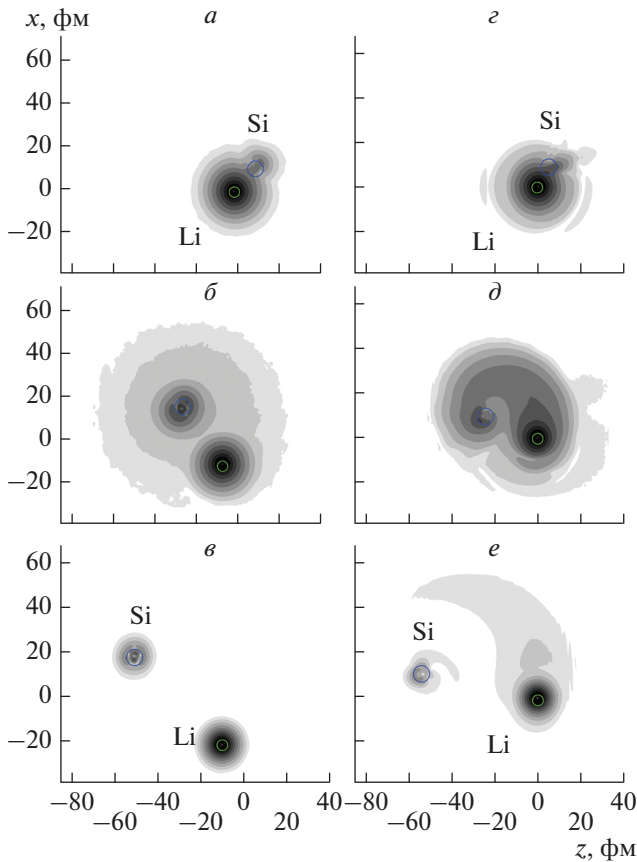


Рис. 3. Эволюция плотности вероятности внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ с начальным состоянием $1p_{3/2}$ при столкновении ядер ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ для энергии $E_{c.m.} = 10$ МэВ, $E_{lab} = 1.6$ МэВ/нуклон и прицельного параметра $b = 10$ фм (а, б, в) и для $E_{c.m.} = 186$ МэВ, $E_{lab} = 30$ МэВ/нуклон, $b = 9$ фм (z, д, е) 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 сверху-вниз. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от $5 \cdot 10^{-10}$ до 0.008 (а, б, z, д) и от $2 \cdot 10^{-7}$ до 0.008 (в, е). Радиусы окружностей соответствуют радиусам ядерных остов 2.4 и 3.8 фм.

проекции m_l полного углового момента, поэтому начальная форма нейтронного облака была сферически симметрична. Медленному по сравнению с движением внешнего нейтрона относительно движению ядер соответствуют результаты на рис. 3а–3в. В этом случае с большой вероятностью происходит обобществление внешнего нейтрона обоими сталкивающимися ядрами с заселением двуцентровых связанных состояний. При расхождении ядер двуцентровые состояния, в основном, разделяются между ядрами и с меньшей вероятностью трансформируются в состояния свободного нейтрона (рис. 3б). При больших энергиях (рис. 3z–3е) средняя скорость внешних

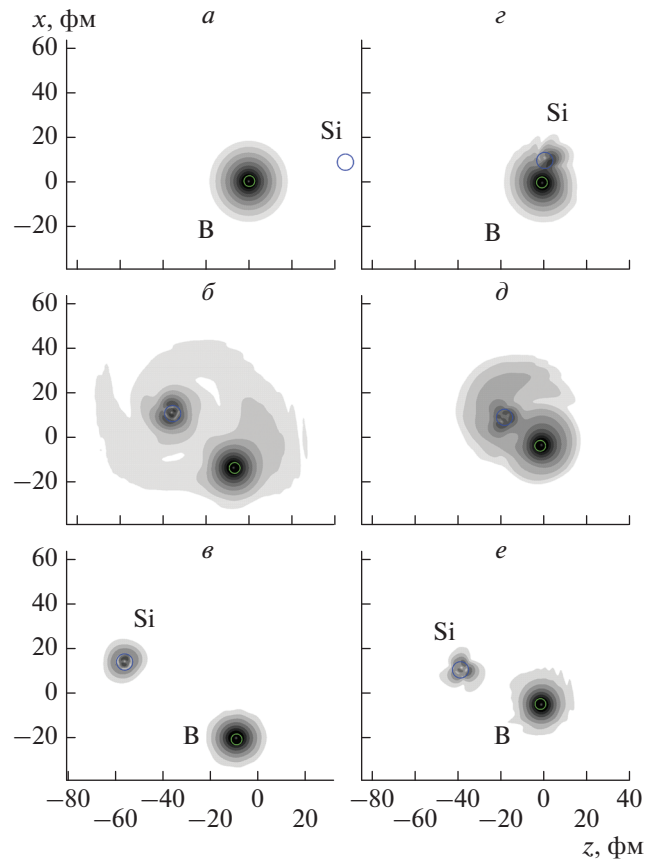


Рис. 4. Эволюция плотности вероятности внешнего протона ядра ${}^8\text{B}$ с начальным состоянием $1p_{3/2}$ при столкновении ядер ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ для энергии $E_{c.m.} = 25$ МэВ, $E_{lab} = 4$ МэВ/нуклон и прицельного параметра $b = 8$ фм (а, б, в) и для $E_{c.m.} = 62$ МэВ, $E_{lab} = 10$ МэВ/нуклон, $b = 9$ фм (z, д, е) 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 сверху-вниз. Градации серого цвета в логарифмическом масштабе соответствуют диапазонам от 10^{-7} до 0.006 (а, б, z, д) и от 10^{-6} до 0.008 (в, е). Радиусы окружностей соответствуют радиусам ядерных остов 2.4 и 3.8 фм.

нуклонов меньше относительной скорости ядер при их наибольшем сближении, и они не успевают перейти из одного ядра в другое. Вероятность передачи нейтрона на рис. 3е существенно меньше, чем на рис. 3в, а вероятность развала ядра ${}^8\text{Li}$ на ядро ${}^7\text{Li}$ и свободный нейтрон существенно выше. Примеры эволюции плотности вероятности внешнего протона ядра ${}^8\text{B}$ при столкновении ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ показаны на рис. 4 для энергии $E_{c.m.} = 25$ МэВ, $E_{lab} = 4$ МэВ/нуклон (а, б, в) и $E_{c.m.} = 62$ МэВ, $E_{lab} = 10$ МэВ/нуклон. Распределения плотности вероятности показывают, что вероятность развала ядра-снаряда не мала при указанных энергиях.

Амплитуда вероятности сохранения нуклона в начальном состоянии $1p_{3/2}$ ядра-снаряда в момент времени t равна

$$c(t) = \sum_{n_j=3/2}^{3/2} \frac{1}{4} \times \quad (9)$$

$$\times \sum_{m_j=3/2}^{3/2} \int \left[\tilde{\Psi}_{n_j}^{(0)*}(\vec{r}, t) \Psi_{m_j}(\vec{r}, t) + \tilde{\Phi}_{n_j}^{(0)*}(\vec{r}, t) \Phi_{m_j}(\vec{r}, t) \right] dV,$$

где волновая функция состояния $1p_{3/2}$ с проекцией полного момента m_j в ядре-снаряде, движущемся с медленно меняющейся скоростью $\vec{v}_1(t)$

$$\tilde{\Psi}_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \\ \tilde{\Phi}_{m_j}^{(0)}(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \quad (10)$$

$$= \begin{pmatrix} \Psi_{m_j}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_1(t)) \\ \Phi_{m_j}^{(0)}(\vec{r} - \vec{r}_1(t)) \end{pmatrix} \exp(i\hbar^{-1} m \vec{v}_1(t) \vec{r}).$$

Полную вероятность потери нейтрона P_{loss} ядром-снарядом можно определить, как уменьшение заселенности состояния $1p_{3/2}$

$$P_{loss}(t) = 1 - |c(t)|^2 \quad (11)$$

при временах, соответствующих разлету сталкивающихся ядер $P_{loss} = \lim_{t \rightarrow \infty} P_{loss}(t)$. Для неподвижного изолированного ядра-снаряда при выполнении большого ($\sim 10^3$) числа шагов по времени в ходе компьютерных расчетов, величина (11) оказалась достаточно малой $P_{loss}^{(s)} \approx 3 \cdot 10^{-4}$. Это значение может служить оценкой абсолютной погрешности расчета, поэтому достоверным считались значения вероятности $P_{loss} \geq 10^{-3}$.

Волновая функция k -го связанного состояния в ядре-мишени, движущемся после столкновения с медленно меняющейся скоростью $\vec{v}_2(t)$, равна

$$\tilde{\Psi}_k(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \tilde{\Psi}_k(\vec{r}, t) \\ \tilde{\Phi}_k(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \quad (12)$$

$$= \begin{pmatrix} \Psi_k(\vec{r} - \vec{r}_2(t)) \\ \Phi_k(\vec{r} - \vec{r}_2(t)) \end{pmatrix} \exp(i\hbar^{-1} m \vec{v}_2(t) \vec{r}).$$

Величина

$$a_k(t) = \int \left[\tilde{\Psi}_k^*(\vec{r}, t) \Psi(\vec{r}, t) + \tilde{\Phi}_k^*(\vec{r}, t) \Phi(\vec{r}, t) \right] dV \quad (13)$$

имеет смысл амплитуды вероятности заселения этого состояния в ходе столкновения при достаточно больших межъядерных расстояниях. Сумма квадратов модулей амплитуд (13) для четырех незанятых до столкновения нейтронных состояний ядра-мишени ^{28}Si , $k = \{2s_{1/2}, 1d_{3/2}, 1f_{7/2}, 2p_{3/2}\}$ и для трех протонных состояний (см. рис. 2),

$$P_{ir}(t) = \sum_k |a_k(t)|^2, \quad (14)$$

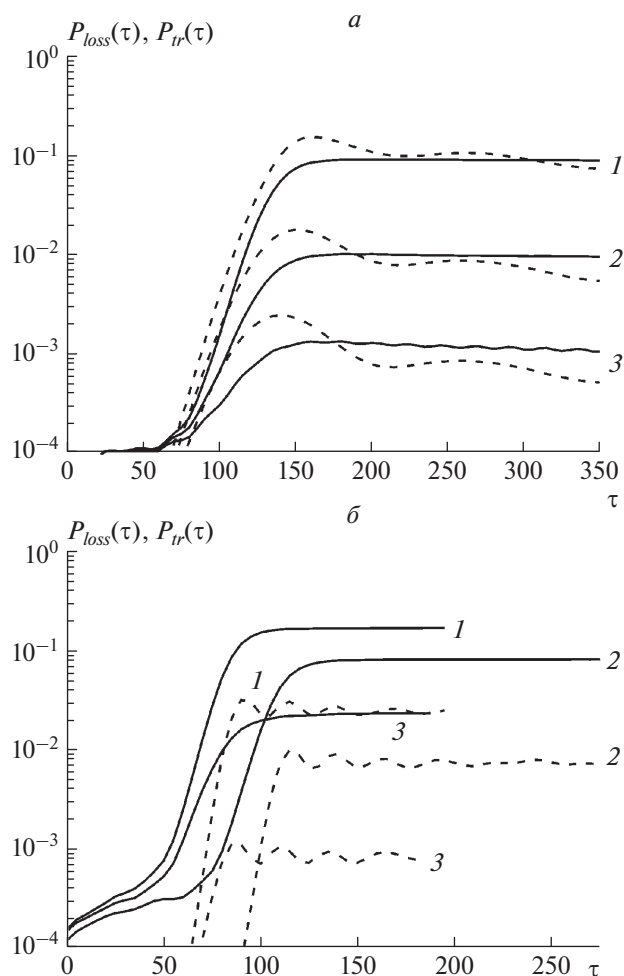


Рис. 5. Зависимость от безразмерного времени $\tau = t/t_0$, $t_0 = 1.57 \cdot 10^{-23}$ с величин $P_{loss}(\tau)$ (сплошные кривые) и $P_{ir}(\tau)$ (штриховые кривые) для столкновений ядер $^8\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ (а) и $^8\text{B} + ^{28}\text{Si}$ (б) для энергий $E_{c.m.} = 10$ МэВ, $E_{lab} = 1.6$ МэВ/нуклон (а), $E_{c.m.} = 25$ МэВ, $E_{lab} = 4$ МэВ/нуклон (б) и прицельных параметров: (а) $b = 7$ фм (кривые 1), $b = 10$ фм (кривые 2), $b = 13$ фм (кривые 3); (б) $b = 7$ фм (кривые 1), $b = 8$ фм (кривые 2), $b = 10$ фм (кривые 3).

для времен, соответствующих разлету ядер дает вероятность передачи внешнего нуклона от ядра-снаряда ядру-мишени. Полную вероятность передачи нуклона P_{ir} можно определить как $P_{ir} = \lim_{t \rightarrow \infty} P_{ir}(t)$, при этом достоверными считались значения вероятности $P_{ir} \geq 10^{-4}$. Типичные зависимости от безразмерного времени $\tau = t/t_0$ величин $P_{loss}(\tau)$ и $P_{ir}(\tau)$ для столкновений $^8\text{Li} + ^{28}\text{Si}$ и $^8\text{B} + ^{28}\text{Si}$ показаны на рис. 5. Из-за кулоновского отталкивания доля вероятности передачи внешнего протона ядра ^8B ядру-мишени в общей вероятности его потери существенно меньше такой же до-

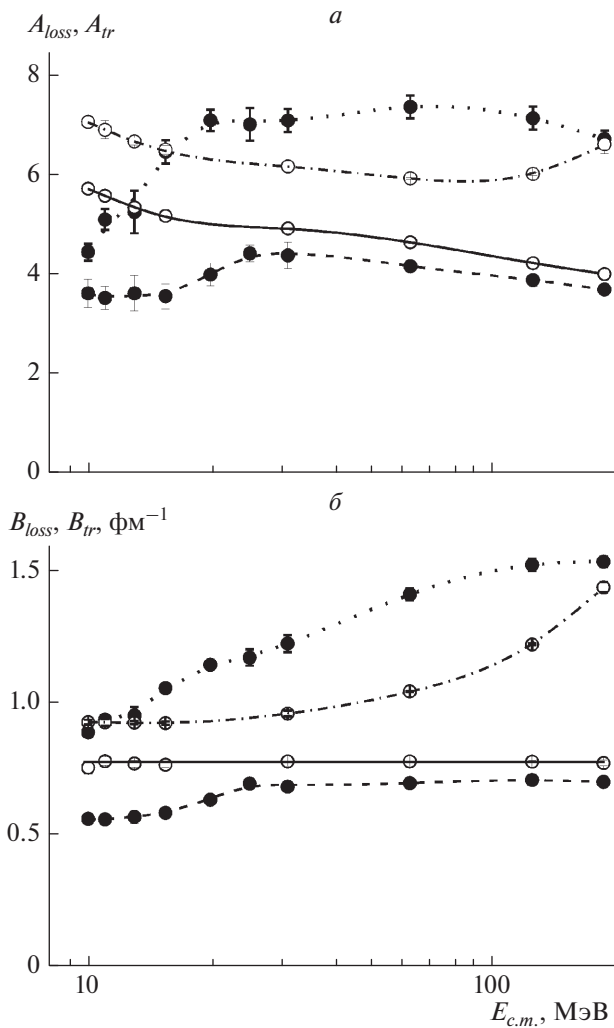


Рис. 6. Зависимости от энергии в системе центра масс $E_{c.m.}$ коэффициентов A_{loss} , A_{tr} (а) и B_{loss} , B_{tr} (б) для столкновений ядер ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ A_{loss} , B_{loss} (сплошные кривые), A_{tr} , B_{tr} (штрихпунктирные кривые), и ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ A_{loss} , B_{loss} (штриховые кривые), A_{tr} , B_{tr} (точечные кривые) (б); пустые кружки – результаты расчета для ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$, сплошные кружки – для ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$, кривые – результаты сглаживания кубичными сплайнами.

ли в общей вероятности потери внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$.

Касанию поверхностей остовов $\{{}^7\text{Li}\}$, $\{{}^7\text{Be}\}$ ядер-снарядов ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ радиусом R_1 и ядра-мишени радиуса R_2 можно сопоставить траектории с минимальным расстоянием между их центрами $R_{min} = R_{cont} = R_1 + R_2 = r_0(7^{1/3} + 28^{1/3})$, при $r_0 = 1.25$ фм $R_{cont} = 6.2$ фм. Расчеты показали, что при $R_{min} > R_{cont}$ зависимость от R_{min} вероятности

передачи нуклона \tilde{P}_{tr} может быть аппроксимирована выражением

$$P_{tr} \approx \tilde{P}_{tr}(R_{min}) = \exp(A_{tr} - B_{tr}R_{min}). \quad (15)$$

Подобные зависимости были получены ранее для вероятностей нейтронных и протонных передач в реакциях с участием ядер ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^{18}\text{O}$ [11–16]. Зависимость от R_{min} рассчитанной вероятности потери внешнего нейтрона ядром-снарядом также может быть аппроксимирована аналогичным выражением

$$P_{loss} \approx \tilde{P}_{loss}(R_{min}) = \exp(A_{loss} - B_{loss}R_{min}). \quad (16)$$

Зависимости от энергии в системе центра масс $E_{c.m.}$ коэффициентов A_{tr} , B_{tr} , A_{loss} , B_{loss} для столкновений ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ и ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ показаны на рис. 6, при этом для реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ значение параметра B_{loss} остается постоянным $B_{loss} = 0.78$ фм $^{-1}$ на всем интервале от $E_{c.m.} = 10$ МэВ до $E_{c.m.} = 190$ МэВ.

Сечения потери внешнего нуклона σ_{loss} ядром-снарядом и передачи внешнего нуклона ядра-снаряда ядру мишени были вычислены интегрированием по прицельным параметрам касательных столкновений $b > b_{min}$

$$\sigma_{loss}(E) = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} p_{loss}(b, E)[1 - f(R_{min})]bdb, \quad (17)$$

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

$$p_{tr}(b, E) = \min\{\tilde{P}_{tr}(R_{min}(b, E)), 1\}, \quad (19)$$

$$p_{tr}(b, E) = \min\{\tilde{P}_{tr}(R_{min}(b, E)), 1\}. \quad (20)$$

Здесь прицельный параметр b_{min} соответствует траектории, приводящей к полному захвату остова ядра-снаряда ядром-мишенью при $R_{min} = R_1 - R_2 = 1.4$ фм, $f(R_{min})$ – вероятность слияния ядер. Для функции $f(R_{min})$ справедливы свойства $f(R_{min}) \rightarrow 1$, $R_{min} < R_{cont}$, $f(R_{min}) \rightarrow 0$, $R_{min} > R_B$, где R_B – радиус вершины кулоновского барьера, $R_B = 8$ фм для ядер ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ и $R_B = 8.4$ фм для ядер ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. Эти свойства позволяют использовать для вероятности слияния ядер простую аппроксимацию

$$f(R_{min}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R_{min} - R_f}{a_f}\right)} \quad (21)$$

с естественным набором параметров

$$R_f \approx \frac{1}{2}(R_{cont} + R_B), \quad a_f \approx \frac{1}{2}(R_B - R_{cont}), \quad (22)$$

в данном случае $R_f = 7$ фм, $a_f = 1$ фм. С другой стороны, средний радиус слияния ядер R_f можно рассматривать как варьируемую величину, значение которой находится из условия близости результатов расчетов к экспериментальным данным. На рис. 7а показаны результаты расчета сечения потери внешнего нейтрона ядром ${}^8\text{Li}$ $\sigma_{loss}(E_{c.m.})$ для двух значений радиуса R_f . Для первого (естественного) значения $R_f = 7$ фм сечение потери нейтрона оказались ниже экспериментального значения из работы [7] $\sigma_{loss} = 590 \pm \pm 60$ мб при энергии в лабораторной системе $E_{lab} = 29.4$ МэВ/нуклон ($E_{c.m.} = 183$ МэВ). Второе значение радиуса $R_f = R_2 + 1.1$ фм = 4.9 фм $< R_{cont}$ было подобрано из условия совпадения расчетного значения сечения с экспериментальным. Лучшее согласие с экспериментальным значением при меньшем значении среднего радиуса слияния ядер R_f можно интерпретировать как сохранение с большой вероятностью остова ядра-снаряда $\{{}^7\text{Li}\}$ даже при частичном перекрытием его объема с объемом ядра-мишени. В свою очередь это можно объяснить структурой ядра ${}^7\text{Li}$, состоящего из сильно связанного кластера $\{{}^4\text{He}\}$ и кластера $\{{}^3\text{H}\}$ [20].

Сечение передачи нейтрона σ_{tr} при энергиях меньших, чем $E_{c.m.} = 25$ МэВ, $E_{lab} = 4$ МэВ/нуклон составляет основной вклад в сечение потери нейтрона ядром ${}^8\text{Li}$, сечение развала значительно меньше. С ростом энергии сечение передачи уменьшается, поскольку нейтрон не успевает перейти с ядра-снаряда на ядро-мишень за время близкого контакта ядер, и при энергии $E_{c.m.} \approx 186$ МэВ, $E_{lab} \approx 30$ МэВ/нуклон сечения передачи и развала соизмеримы.

Результаты расчета сечения потери $\sigma_{loss}(E_{c.m.})$ внешнего протона ядром ${}^8\text{B}$ для двух значений среднего радиуса слияния $R_f = 7$ фм и $R_f = 4.9$ фм показаны на рис. 7б. По аналогии с реакцией ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ можно предсказать, что экспериментальные значения сечения для реакции ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ окажутся между этими кривыми, но ближе к результатам для $R_f = 4.9$ фм. Сечение передачи протона много меньше сечения развала из-за кулоновского отталкивания при околорезонансных энергиях $E_{c.m.} < 12$ МэВ, $E_{lab} < 2$ МэВ/нуклон. При энергиях $E_{c.m.} > 44$ МэВ, $E_{lab} > 7$ МэВ/нуклон сечение передачи протона с ростом энергии уменьшается, как и в случае передачи нейтрона в реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$. При энергиях до 7 МэВ/нуклон сечение передачи возрастает с ростом энергии, кулоновское отталкивание не успевает оказать сдерживающее влияние на процесс передачи из-за сокращения времени столкновения.

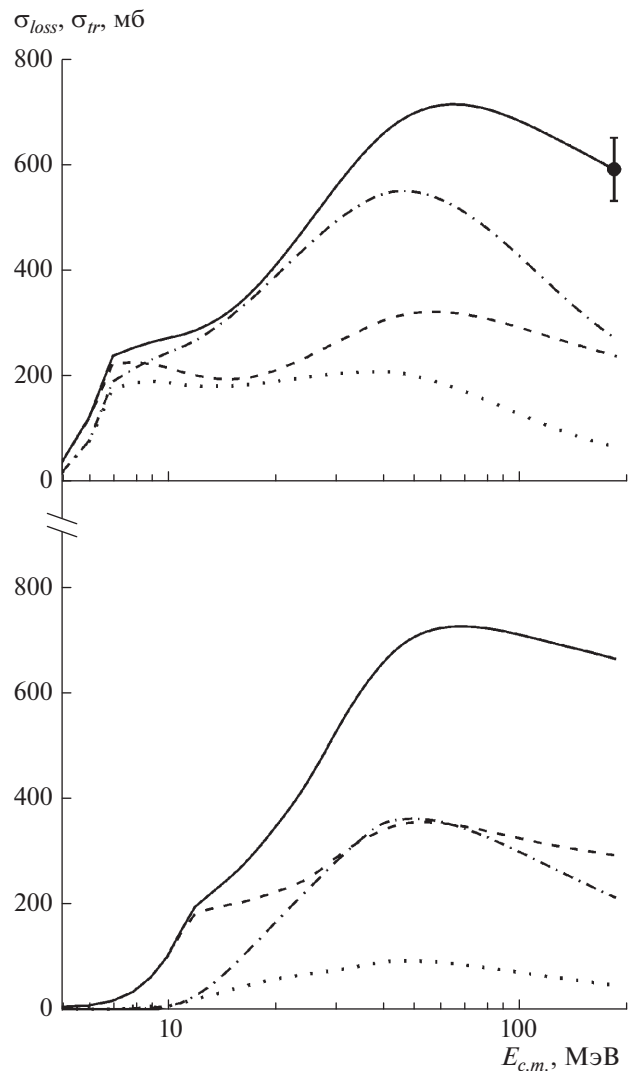


Рис. 7. Результаты расчета сечения потери $\sigma_{loss}(E_{c.m.})$ и сечения передачи $\sigma_{tr}(E_{c.m.})$ внешнего нейтрона ядра ${}^8\text{Li}$ в реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ (а) и внешнего протона ядра ${}^8\text{B}$ в реакции ${}^8\text{B} + {}^{28}\text{Si}$ (б) для двух значений среднего радиуса слияния ядер R_f : $R_f = 7$ фм $\sigma_{loss}(E_{c.m.})$ – штриховые кривые, $\sigma_{tr}(E_{c.m.})$ – точечные кривые и $R_f = 4.9$ фм $\sigma_{loss}(E_{c.m.})$ – сплошные кривые, $\sigma_{tr}(E_{c.m.})$ – штрихпунктирные кривые, экспериментальная точка – значение $\sigma_{loss}(E_{c.m.})$ для реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ из работы [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарный квантовый подход применен для описания процессов передачи и развала слабосвязанных легких ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$ при низкоэнергетических ядро-ядерных столкновениях с ядром ${}^{28}\text{Si}$. Согласие с экспериментальными данными для сечения развала в реакции ${}^8\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ получено при допущении, что остов ядра-снаряда $\{{}^7\text{Li}\}$ со-

храняется при прохождении рядом с ядром ^{28}Si с частичным перекрытием их объемов. Используемый в работе метод может быть полезен при исследовании реакций развала и передачи с участием ядер со слабосвязанными нуклонами.

Автор выражает благодарность команде гетерогенного кластера Лаборатории информационных технологий ОИЯИ за содействие выполнению трудоемких компьютерных расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://nr.v.jinr.ru>.
2. *Jonson B.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 574. P. 151.
3. *Aguilera E.F., Martinez-Quiroz E., Lizcano D. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. Art. № 021617.
4. *Barioni A., Guimarães V., Lépine-Szily A. et al.* // Phys. Rev. C. 2009 V. 80. Art. № 034601(R).
5. *Sengupta C., Cook K. J., Simpson E.C. et al.* // EPJ Web Conf. 2020. V. 227. Art. № 02010.
6. *Kolata J.J., Guimarães V., Aguilera E.F.* // Eur. Phys. J. A. 2016. V. 52. P. 123.
7. *Hue B.M., Isataev T., Lukyanov S.M. et al.* // Euras. J. Phys. Func. Materials. 2017. V. 1(2). P. 65.
8. *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 M.A.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 928.
9. *Соболев Ю.Г., Пенионжкевич Ю.Э., Маслов В.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 451; *Sobolev Yu.G., Penionzhkevich Yu.E., Maslov V.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 402.
10. *Penionzhkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Samarin V.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. № 014609.
11. *Самарин В.В.* // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133; *Samarin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 128.
12. *Самарин В.В.* // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 916; *Samarin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 861.
13. *Самарин В.В.* // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 458; *Samarin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 486.
14. *Науменко М.А., Самарин В.В., Пенионжкевич Ю.Э., Скобелев Н.К.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 294; *Naumenko M.A., Samarin V.V., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 264.
15. *Науменко М.А., Самарин В.В., Пенионжкевич Ю.Э., Скобелев Н.К.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 784; *Naumenko M.A., Samarin V.V., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 710.
16. *Самарин В.В., Пенионжкевич Ю.Э., Науменко М.А., Скобелев Н.К.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. P. 723; *Samarin V.V., Penionzhkevich Yu.E., Naumenko M.A., Skobelev N.K.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 637.
17. *Winther A.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 572. P. 191.
18. <http://hybrilit.jinr.ru>.
19. <http://cdfe.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.
20. *Самарин В.В., Науменко М.А.* // Изв. РАН Сер. физ. 2018. Т. 83. P. 460; *Samarin V.V., Naumenko M.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 83. P. 411.