**КОМПЬЮТЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И МОДЕЛИРОВАНИЕ 2010 Т. 2 № 4 С. 393–401**

Ки&М

МОДЕЛИ В ФИЗИКЕ И ТЕХНОЛОГИИ

УДК: 539.17.01

Математическое моделирование нейтронных передач в ядерных реакциях с учетом спин-орбитального взаимодействия

К. В. Самарин

Чувашский государственный университет,
Россия, 428015, Чебоксары, Московский пр., 15

E-mail: ozjidoon@gmail.com

Получено 17 октября 2010 г.

На основе метода расщепления для нестационарного уравнения Шредингера предложена разностная схема численного решения нестационарной системы двух уравнений Шредингера с оператором спин-орбитального взаимодействия для двухкомпонентной спинорной волновой функции. Выполнено компьютерное моделирование эволюции волновых функций внешних нейтронов с различными проекциями полного момента на межъядерную ось и вероятности их передачи при лобовых столкновениях ядер ^{18}O и ^{58}Ni.

Ключевые слова: столкновения тяжелых ядер, компьютерные методы решения уравнения Шредингера

Mathematical modeling of neutron transfers in nuclear reactions considering spin-orbit interaction

K. V. Samarin

Chuvash State University, Moskovskii pr., 15, 428015, Cheboksary, Russia

Abstract. – The difference scheme for numerical solution of a time-dependant system of two Schrödinger equations with the operator of a spin-orbit interaction for a two-component spinor wave function is offered on the basis of a split method for a time-dependant Schrödinger equations. The computer simulation of the external neutrons' wave functions evolution with different values of the full moment projection upon internuclear axis and probabilities of their transfer are executed for head-on collisions of ^{18}O and ^{58}Ni nuclei.

Keywords: heavy nuclei collisions, computing methods of Schrödinger equation solving

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2010, vol. 2, no. 4, pp. 393–401 (Russian).

Введение

Лобовые и касательные столкновения атомных ядер при низкоэнергетических ядерных реакциях сопровождаются передачами внешних нейтронов между ядрами [Flerov, 1958]. Эти процессы особенно существенны для столкновений с участием нейтроноизбыточных (экзотических) атомных ядер, интенсивно изучаемых в последние годы [Пенионжкевич, 1998; Zagrebaev et al., 2007; ЛЯР ОИЯИ]. Значительные изменения волновых функций внешних нейтронов в ходе столкновений и невозможность применения из-за этого стандартных методов теории возмущений требуют решения нестационарного уравнения Шредингера [Давыдов, 1973]. На состояния нуклонов в атомном ядре существенно влияет так называемое спин-орбитальное взаимодействие [Давыдов, 1973; Широков и Юдин, 1980]. Схема учета спин-орбитального взаимодействия при численном решении нестационарного уравнения Шредингера, предложенная в 2010 г. [Самарин, Самарин, 2010], была опробована для исследования эволюции состояний внешних нейтронов с минимальной проекцией полного момента на межъядерную ось при столкновении ядер ^{40}Ca и ^{96}Zr. В данной работе более подробно рассмотрен алгоритм решения нестационарной задачи. Проведен полный анализ поведения при столкновении ядер ^{18}O и ^{58}Ni внешних нейтронов ядра ^{18}O со всеми возможными значениями проекции Ω полного момента на межъядерную ось.

Модель

Уравнения классической механики для сталкивающихся тяжелых атомных ядер имеют вид:

$$m_1\ddot{\boldsymbol{r}}_1 = -\nabla_{r_1} V_{12}(|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2|),\ m_2\ddot{\boldsymbol{r}}_2 = -\nabla_{r_2} V_{12}(|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2|), \tag{1}$$

где $\boldsymbol{r}_1(t), \boldsymbol{r}_2(t)$ – центры ядер с массами m_1, m_2, $V_{12}(r)$ – потенциальная энергия взаимодействия ядер. Потенциальная энергия нейтрона с радиус-вектором $\boldsymbol{r}$ до момента касания поверхностей сталкивающихся ядер является суперпозицией полей обоих ядер

$$V(\boldsymbol{r};\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2) = V_1(|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1|) + V_2(|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_2|).$$

Нестационарное уравнение Шредингера для независимого описания внешних нейтронов массы m

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix} = \left\{-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\boldsymbol{r}) + V_{LS}(\boldsymbol{r})\right\}\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix} \tag{2}$$

включает оператор спин-орбитального взаимодействия

$$V_{LS} = -\frac{bR_0^2}{2\hbar}\boldsymbol{\sigma}\left[(\nabla V)\boldsymbol{p}\right],$$

где $\boldsymbol{p}$ – оператор импульса, $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ – матрицы Паули и $R_0 = 1$ фм, b – определяемая феноменологически безразмерная постоянная, $\Psi(\boldsymbol{r},t) = \begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}$ – спинорная волновая функция. В декартовой системе координат уравнение (2) имеет вид:

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi_1 = &\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\boldsymbol{r})\right)\psi_1 + i\frac{b}{2}R_0^2\left(\frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial \psi_1}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial y}\frac{\partial \psi_1}{\partial x}\right) + \\ &+ i\frac{b}{2}R_0^2\left(\frac{\partial V}{\partial y}\frac{\partial \psi_2}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial z}\frac{\partial \psi_2}{\partial y}\right) - \frac{b}{2}R_0^2\left(\frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial \psi_2}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial z}\frac{\partial \psi_2}{\partial x}\right), \end{aligned} \tag{3}$$

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi_2=\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta+V(\boldsymbol{r})\right)\psi_2-i\frac{b}{2}R_0^2\left(\frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial\psi_2}{\partial y}-\frac{\partial V}{\partial y}\frac{\partial\psi_2}{\partial x}\right)+$$
$$+i\frac{b}{2}R_0^2\left(\frac{\partial V}{\partial y}\frac{\partial\psi_1}{\partial z}-\frac{\partial V}{\partial z}\frac{\partial\psi_1}{\partial y}\right)+\frac{b}{2}R_0^2\left(\frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial\psi_1}{\partial z}-\frac{\partial V}{\partial z}\frac{\partial\psi_1}{\partial x}\right). \tag{4}$$

Введением переменных $\tilde{\boldsymbol{r}}=\boldsymbol{r}/R_0$, $\tilde{V}=V/E_0$, $\tilde{t}=t/t_0$, где $E_0=1$ МэВ,

$$\frac{\hbar t_0}{mR_0^2}=1,\quad t_0=\frac{mR_0^2}{\hbar}=1.574\cdot10^{-23}\ \text{с}\,,\ b_0=t_0E_0/\hbar=0.02412\,,$$

уравнения (3). (4) приводятся к безразмерному виду, $b_1=bb_0$:

$$i\frac{\partial}{\partial\tilde{t}}\psi_1=\left(-\frac{1}{2}\Delta+b_0\tilde{V}\right)\psi_1+i\frac{b_1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{x}}\frac{\partial\psi_1}{\partial\tilde{y}}-\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{y}}\frac{\partial\psi_1}{\partial\tilde{x}}\right)+$$
$$+i\frac{b_1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{y}}\frac{\partial\psi_2}{\partial\tilde{z}}-\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{z}}\frac{\partial\psi_2}{\partial\tilde{y}}\right)-\frac{b_1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{x}}\frac{\partial\psi_2}{\partial\tilde{z}}-\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{z}}\frac{\partial\psi_2}{\partial\tilde{x}}\right), \tag{5}$$

$$i\frac{\partial}{\partial\tilde{t}}\psi_2=\left(-\frac{1}{2}\Delta+b_0\tilde{V}\right)\psi_2-ib_1\left(\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{x}}\frac{\partial\psi_2}{\partial\tilde{y}}-\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{y}}\frac{\partial\psi_2}{\partial\tilde{x}}\right)+$$
$$+ib_1\left(\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{y}}\frac{\partial\psi_1}{\partial\tilde{z}}-\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{z}}\frac{\partial\psi_1}{\partial\tilde{y}}\right)+b_1\left(\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{x}}\frac{\partial\psi_1}{\partial\tilde{z}}-\frac{\partial\tilde{V}}{\partial\tilde{z}}\frac{\partial\psi_1}{\partial\tilde{x}}\right). \tag{6}$$

Алгоритмы

Для получения численного решения задачи Коши для обыкновенных дифференциальных уравнений (1) был использован известный метод Рунге–Кутта четвертого порядка. За основу алгоритма численного решения краевой задачи для уравнений (5), (6) с однородными граничными условиями вдали от сталкивающихся атомных ядер была выбрана разностная схема для нестационарного уравнения Шредингера без спин-орбитального взаимодействия

$$i\frac{\partial\Psi}{\partial\tilde{t}}=-\frac{1}{2}\Delta\Psi+b_0u(\boldsymbol{r},t)\Psi\,, \tag{7}$$

использованная в работе (Riley and Ritchie, 1999). Аппроксимация уравнения (7) на равномерной сетке по координатам с использованием метода расщепления [Марчук, 1980] приводит к разностной схеме второго порядка точности по τ, где τ – шаг по времени. Переход от временного слоя t_ν с известной волновой функцией Ψ^ν к слою $t_{\nu+1}=t_\nu+\tau$ и нахождение на нем волновой функции $\Psi^{\nu+1}$ осуществляется путем определения вспомогательных сеточных функций φ, χ:

$$\left(1+\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\varphi=\left(1-\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\Psi^\nu\,, \tag{8}$$

$$\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0u\right)\chi=\left(1+\frac{\tau}{2i}b_0u\right)\varphi\,, \tag{9}$$

$$\left(1+\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\Psi^{\nu+1}=\left(1-\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\chi\,. \tag{10}$$

При обобщении этой схемы на уравнения (5), (6) со спин-орбитальным взаимодействием уравнения (8) и (10) записываются для двух компонент спинорных функций без изменений:

$$\left(1+\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\varphi_{1,2}=\left(1-\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\psi_{1,2}^{\nu}, \tag{11}$$

$$\left(1+\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\psi_{1,2}^{\nu+1}=\left(1-\frac{\tau}{8i}\Delta\right)\chi_{1,2}. \tag{12}$$

Обобщением уравнения (9) будет являться система двух уравнений

$$\begin{aligned}&\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)\chi_1-\\&-\frac{\tau}{2i}b_1\left[i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\chi_1}{\partial\tilde y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\chi_1}{\partial\tilde x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\chi_2}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\chi_2}{\partial\tilde y}\right)-\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\chi_2}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\chi_2}{\partial\tilde x}\right)\right]=\\&=\left(1+\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)\varphi_1+\\&+\frac{\tau}{2i}b_1\left[i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tilde y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tilde x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\varphi_2}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\varphi_2}{\partial\tilde y}\right)-\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\varphi_2}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\varphi_2}{\partial\tilde x}\right)\right],\end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}&\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)\chi_2-\\&-\frac{\tau}{2i}b_1\left[-i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\chi_2}{\partial\tilde y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\chi_2}{\partial\tilde x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\chi_1}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\chi_1}{\partial\tilde y}\right)+\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\chi_1}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\chi_1}{\partial\tilde x}\right)\right]=\\&=\left(1+\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)\varphi_2+\\&+\frac{\tau}{2i}b_1\left[-i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\varphi_2}{\partial\tilde y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\varphi_2}{\partial\tilde x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde y}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tilde y}\right)+\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde x}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tilde z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial\tilde z}\frac{\partial\varphi_1}{\partial\tilde x}\right)\right].\end{aligned} \tag{14}$$

Для решения уравнений (11), (12), как и в разностной схеме без спин-орбитального взаимодействия, было использовано быстрое комплексное преобразование Фурье [Марчук, 1980; Поттер, 1975]. Для решения уравнений (13), (14), представленных в виде

$$\begin{aligned}\chi_1&=\frac{\left(1+\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)}{\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)}\varphi_1+\\&+\frac{\tau}{2i}b_1\left[i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\varphi_1}{\partial y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\varphi_1}{\partial x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\varphi_2}{\partial y}\right)-\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\varphi_2}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\varphi_2}{\partial x}\right)+\right.\\&\left.+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\chi_1}{\partial y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\chi_1}{\partial x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\chi_2}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\chi_2}{\partial y}\right)-\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\chi_2}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\chi_2}{\partial x}\right)\right]\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)^{-1},\end{aligned}$$

$$\chi_2=\frac{\left(1+\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)}{\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)}\varphi_2+$$

$$+\frac{\tau}{2i}b_1\left[-i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\varphi_2}{\partial y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\varphi_2}{\partial x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\varphi_1}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\varphi_1}{\partial y}\right)+\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\varphi_1}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\varphi_1}{\partial x}\right)-\right.$$
$$\left.-i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\chi_2}{\partial y}-\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\chi_2}{\partial x}\right)+i\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial y}\frac{\partial\chi_1}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\chi_1}{\partial y}\right)+\left(\frac{\partial\tilde V}{\partial x}\frac{\partial\chi_1}{\partial z}-\frac{\partial\tilde V}{\partial z}\frac{\partial\chi_1}{\partial x}\right)\right]\left(1-\frac{\tau}{2i}b_0\tilde V\right)^{-1},$$

был использован метод итераций, причем из-за быстрой сходимости метода было достаточно выполнять не более пяти итераций. Это обусловлено доминированием элементов главной диагонали матрицы системы над недиагональными.

В центральном поле ядра начальные условия $\Psi(\boldsymbol{r},t=0)=\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}$ для волновой функции принадлежащего ему нейтрона с проекцией момента Ω на ось Oz имеют вид

$$\psi_j(r,\theta,\varphi)=R_{nl}(r)\begin{pmatrix}\sqrt{l+1/2+\Omega}\,Y_{l,\Omega-1/2}(\theta,\varphi)\\ -\sqrt{l+1/2-\Omega}\,Y_{l,\Omega+1/2}(\theta,\varphi)\end{pmatrix},\ j=l+1/2,$$

и

$$\psi_j(r,\theta,\varphi)=R_{nl}(r)\begin{pmatrix}\sqrt{l+1/2-\Omega}\,Y_{l,\Omega-1/2}(\theta,\varphi)\\ \sqrt{l+1/2+\Omega}\,Y_{l,\Omega+1/2}(\theta,\varphi)\end{pmatrix},\ j=l-1/2,$$

где $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ – сферические функции. Предложенная разностная схема была успешно протестирована для нейтронов в изолированном ядре. Было продемонстрировано воспроизведение неизменного распределения плотности вероятности

$$\rho_\Omega(\boldsymbol{r},t)=|\psi_1|^2+|\psi_2|^2 \tag{15}$$

в течение времени, существенно превышающего время столкновения ядер.

Результаты

Результаты для изменения со временем полной плотности вероятности

$$\rho(x,y=0,z,t)=\sum_{\Omega=-j}^{j}\left(|\psi_1|^2+|\psi_2|^2\right) \tag{16}$$

нейтронов внешней оболочки $1d_{5/2}$ ядра ^{18}O при лобовом столкновении с ядром ^{58}Ni показаны на рис. 1. На рис. 2 показаны зависимости от времени t и от межъядерного расстояния R средней вероятности P_t передачи внешнего нейтрона от одного ядра другому:

$$P_t(t)=\frac{1}{2j+1}\int_\omega\rho(\boldsymbol{r},t)d\boldsymbol{r}, \tag{17}$$

где область интегрирования $\omega\equiv\left\{z-z_1<\left(R+R_1-R_2\right)/2,|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1|<R_1+\Delta r\right\}$ и межъядерная ось Oz направлена от ядра 1 к ядру 2, R_1, R_2 – радиусы ядер, $\Delta r\approx 2$ фм. Зависимости от времени t и от межъядерного расстояния R вероятности P передачи внешнего нейтрона с определенной проекцией полного момента Ω на межъядерную ось

$$P_\Omega(t)=\int_\omega\rho_\Omega(\boldsymbol{r},t)d\boldsymbol{r} \tag{18}$$

показаны на рис. 3. Зависимости вероятности передачи нейтрона P_t от энергии в системе центра масс E и от минимального расстояния между поверхностями ядер $R_s=R-R_1-R_2$ показаны на рис. 4. Аналогичные зависимости для вероятностей передачи внешнего нейтрона с определенной проекцией полного момента Ω на межъядерную ось показаны на рис. 5.

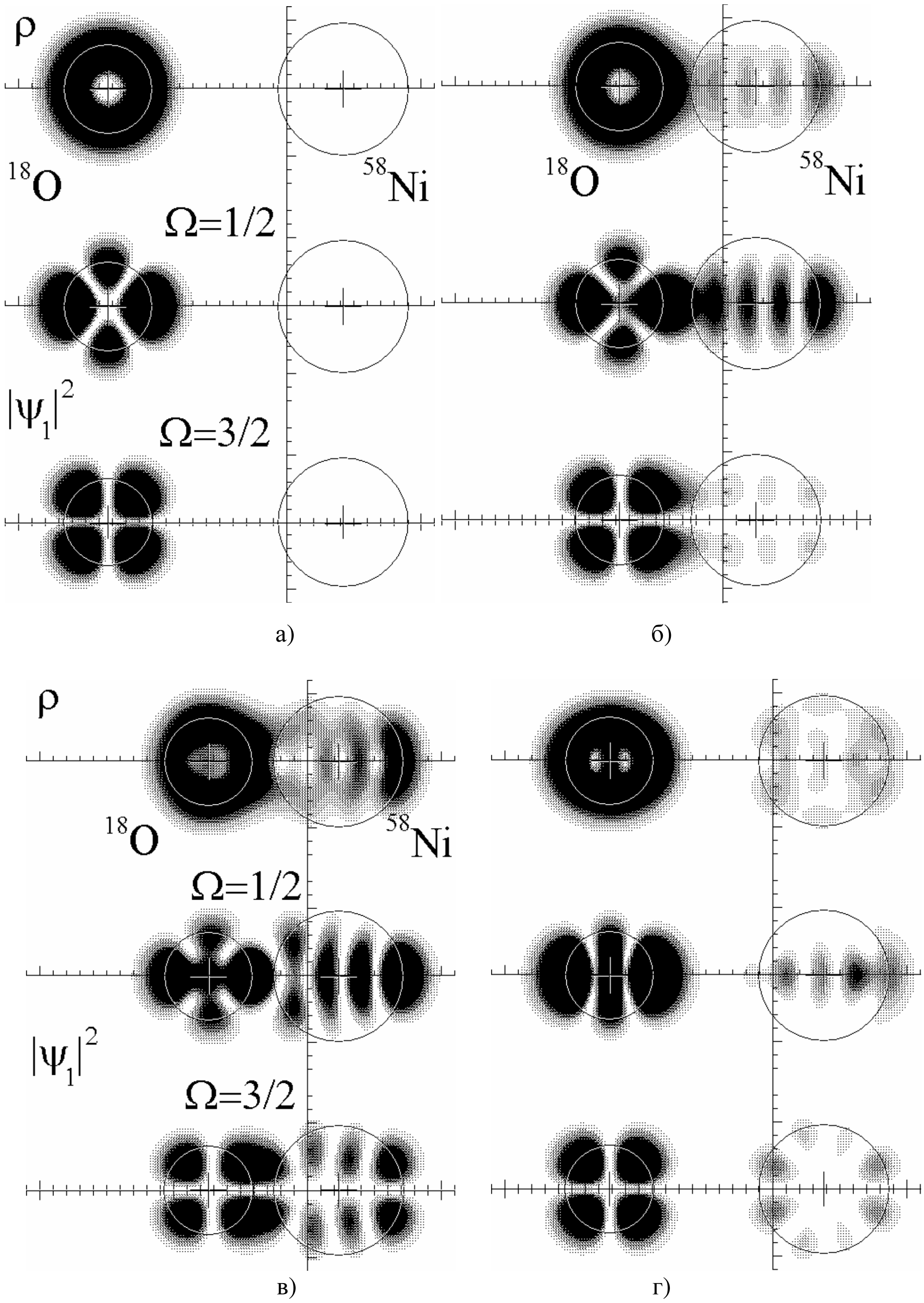
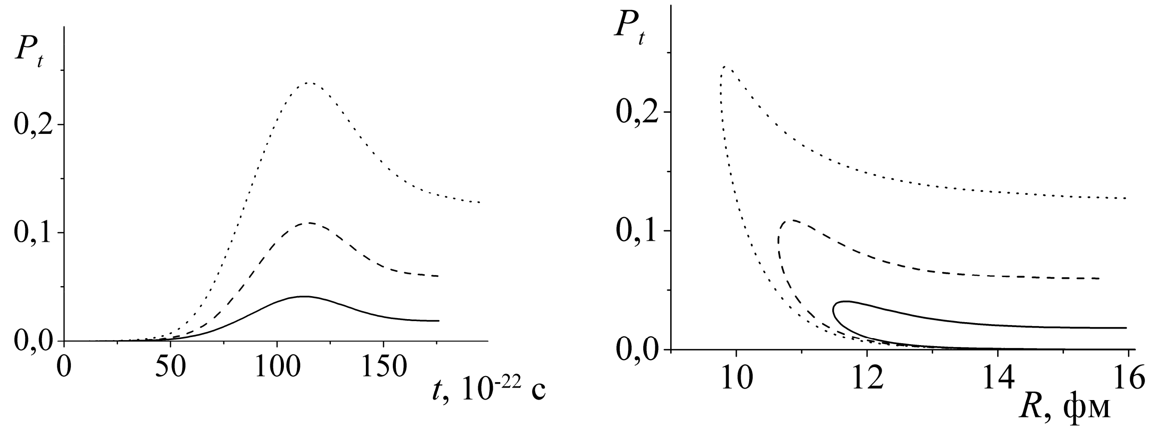


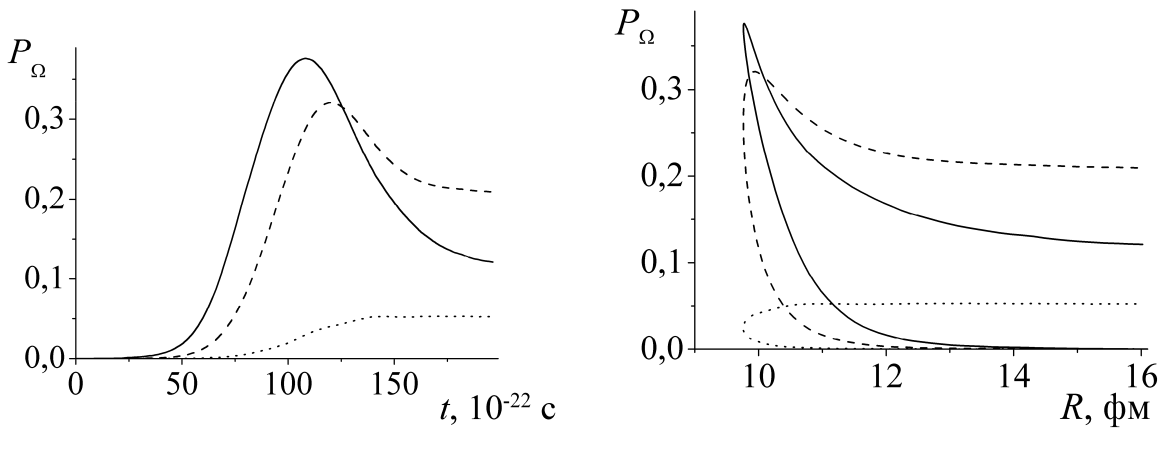
Рис 1. Областями почернения показаны изменения полной плотности вероятности (16) и квадрата модуля $|\Psi_1|^2$ внешнего нейтрона ядра ^{18}O с начальным состоянием $1d_{5/2}$ с проекциями момента на межъядерную ось $\Omega = 1/2$ и $\Omega = 3/2$ при лобовом столкновении с ядром ^{58}Ni при энергии в системе центра масс $E = 32$ МэВ. Ходу времени соответствует последовательность а)–г)

По результатам моделирования можно сделать вывод о том, что на стадии сближения ядер нейтроны с минимальной проекцией момента $\Omega = 1/2$ начинают передаваться от одного ядра другому раньше остальных (и с большей вероятностью). Волновая функция таких нейтронов локализована вдоль межъядерной оси. При этом образуются устойчивые структуры плотности вероятности, соответствующие двухцентровым (молекулярным) состояниям. Это подтверждают результаты, полученные ранее в модели без учета оператора спин-орбитального взаимодействия [Zagrebaev et al., 2007]. Однако для рассмотренной реакции оказалось, что на стадии разлета ядер переданные нейтроны с $\Omega = 1/2$ также охотнее возвращаются обратно. В результате с наибольшей вероятностью передаются нейтроны с проекцией момента $\Omega = 3/2$. Волновая функция таких нейтронов локализована в непосредственной близости от межъядерной оси. Таким образом, определяющим вероятность передачи оказывает пространственная форма нейтронных «облаков», обусловленных орбитальным движением нейтронов.



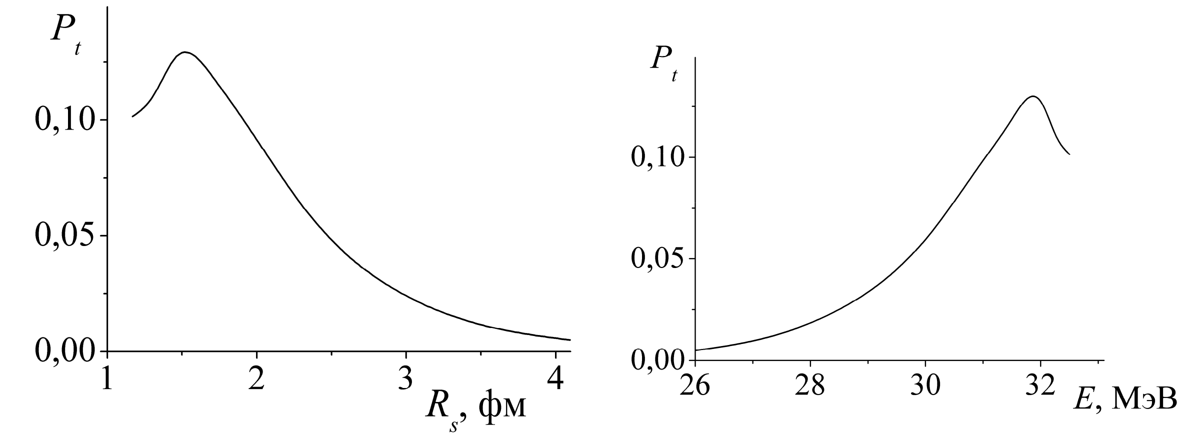
а) б)

Рис. 2. Зависимость от времени t (а) и от межъядерного расстояния R (б) средней вероятности P_t передачи внешнего нейтрона ядра ^{18}O с начальным состоянием $1d_{5/2}$ и с произвольной проекцией момента на межъядерную ось при лобовом столкновении с ядром ^{58}Ni при энергиях в системе центра масс $E = 28$ МэВ (сплошные линии), $E = 30$ МэВ (штриховые линии) и $E = 32$ МэВ (точечные линии)



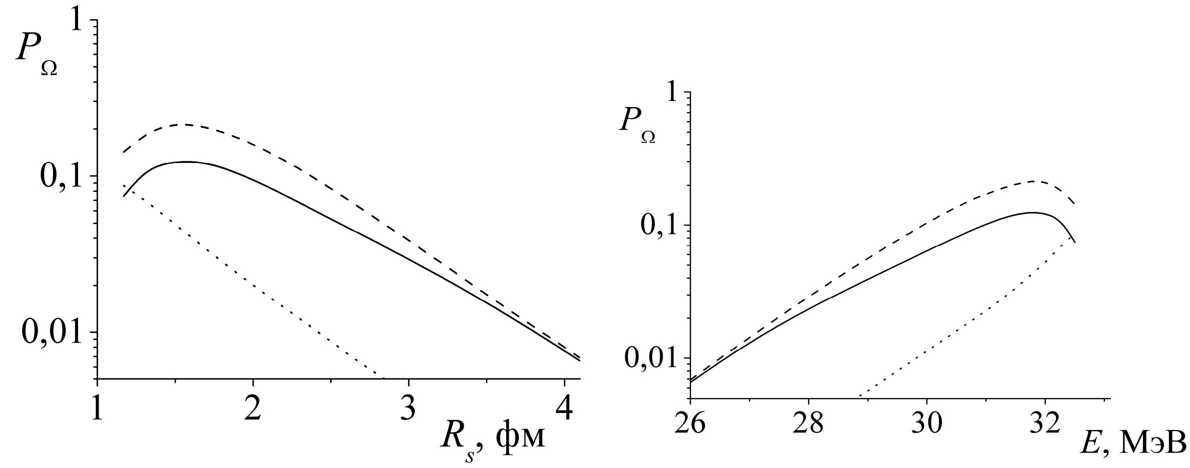
(а) (б)

Рис. 3. Зависимость от времени t (а) и от межъядерного расстояния R (б) вероятности передачи P_Ω внешнего нейтрона ядра ^{18}O с начальным состоянием $1d_{5/2}$ с проекциями момента на межъядерную ось $\Omega = 1/2$ (сплошные линии), $\Omega = 3/2$ (штриховые линии) и $\Omega = 5/2$ (точечные линии) при лобовом столкновении с ядром ^{58}Ni с энергией в системе центра масс $E = 32$ МэВ



(а) (б)

Рис. 4. Зависимость от минимального расстояния между поверхностями ядер $R_s = R - R_1 - R_2$, где R_1, R_2 – радиусы ядер (а), и от энергии в системе центра масс E (б) средней вероятности P_t передачи внешнего нейтрона ядра ^{18}O с начальным состоянием $1d_{5/2}$ и с произвольной проекцией момента на межъядерную ось при лобовом столкновении с ядром ^{58}Ni



(а) (б)

Рис. 5. Зависимость от минимального расстояния между поверхностями ядер R_s (а) и от энергии в системе центра масс E (б) вероятностей P_Ω передачи внешнего нейтрона ядра ^{18}O с начальным состоянием $1d_{5/2}$ с проекциями момента на межъядерную ось $\Omega = 1/2$ (сплошные линии), $\Omega = 3/2$ (штриховые линии) и $\Omega = 5/2$ (точечные линии) при лобовом столкновении с ядром ^{58}Ni

Заключение

Предложенная схема численного решения нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия может быть полезной при компьютерном моделировании низкоэнергетических ядерных реакций. Установлено доминирующее влияние орбитального движения нейтронов на процессы их передачи. Это позволяет анализировать и прогнозировать экспериментальные результаты по реакциям слияния с участием нейтроноизбыточных ядер.

Список литературы

Flerov G. N. Heavy Ion Reactions // Proceeding of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy / Geneva, September 1958 / United Nations, Geneva. – 1958. – Vol. 14. – P. 151–157.

Riley M. E., Ritchie B. Numerical time-dependent Shrödinger description of charge-exchange collisions // *Phys. Rev. A*. – 1999. – Vol. 59. – P. 3544–3547.

Zagrebaev V. I., Samarin V. V., Greiner W. Sub-barrier fusion of neutron-rich nuclei and its astrophysical consequences // *Phys. Rev. C*. – 2007. – Vol. 75. 035809. – P. 1–11.

Давыдов А. С. Квантовая механика. – М.: Наука, 1973.

Лаборатория Ядерных Реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного Института Ядерных Исследований (ЛЯР ОИЯИ, г. Дубна), www.flnr.jinr.ru.

Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. – М.: Наука, 1980.

Пенионжкевич Ю. Э. Пучки радиоактивных ядер // *Соросовский образовательный журнал*. – 1998. – № 12. – С. 79–86.

Поттер Д. Вычислительные методы в физике. – М.: Мир, 1975.

Самарин В. В., Самарин К. В. Учет спин-орбитального взаимодействия при описании нуклонных передач в столкновениях ядер тяжелых ионов // *Изв. РАН. Сер. физ.* – 2010. – Т. 74. – № 4. – С. 607–610.

Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. – М.:Наука, 1980.