

спектроскопии и лазерной дифракции. Электронные микрофотографии и диаграммы распределения наночастиц Re_2S_7 показывают, что в начальный момент времени (от 1 до 5 мин) в растворе происходит формирование коллоидных частиц, имеющих шаровидную форму и размеры от 20 до 100 нм.

Коричневый осадок из объема фотолита центрифугированием можно выделить только после 480 мин его УФ-облучения. Исследование полученного осадка методом рентгенофазового анализа показало, что осадок состоит из элементной серы (PDF 00-008-0247). Поэтому был сделан вывод о том, что вещество, отвечающее за окрашивание элементной серы в коричневый цвет, является рентгеноаморфным. Серу из полученного при центрифугировании осадка удаляли толуолом при комнатной температуре.

Согласно работе [6] для Re_2S_7 характерны дифракционные пики при 2θ равные 35.0, 36.5, 41.8, 42.8 и 48.5 с интенсивность 60, 60, 100, 100 и 80 % соответственно. В нашем случае в дифрактограмме имеются широкие дифракционные пики с максимумами при 2θ равные 36.03, 43.08 и 57.11. Это позволяет сделать вывод, что в результате фотолитиза водных растворов, содержащих тиосульфаты и перренаты, образуется Re_2S_7 , который формируется по схеме:



Таким образом, впервые показано, что при УФ-облучении водных растворов, содержащих $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$ и NaReO_4 , происходит образование наночастиц Re_2S_7 .

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-33-90217.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nemodruk A.A. Photochemical reactions in analytical chemistry. – М.: Chemistry, 1972. – 167 p.
2. Sperling R., Treinin A. Charge-transfer-to-solvent spectra of polyvalent anions. ii. the electronic spectrum of $\text{S}_2\text{O}_3^{2-}$ // J. Phys. Chem. – 1964. – vol. 68. – no. 4. – P. 897–903.
3. Helz G. R., Dolor M. K. What regulates rhenium deposition in euxinic basins? // Chemical Geology. – 2012. – vol. 304–305. – P. 131–141.
4. Krebs V.B., Kindler E. Struktur und Bindungsverhältnisse des ReO_3S^- -Ions: Die Kristallstruktur von Rubidium-monothioperrhenat // Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie. – 1969. – vol. 368. – P. 293–307.
5. Miiller A., Diemann E., Jostes R., Bogge H. Transition metal thiometalates: properties and significance in complex and bioinorganic chemistry // Angew. Chem. Int. Ed. Engl. – 1981. – vol. 20. – P. 934–955.
6. Weixia T., Denizot B. Synthesis of small-sized rhenium sulfide colloidal nanoparticles // Journal of Colloid and Interface Science. – 2007. – vol. 310. – no. 1. – P. 167–170.

ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИЧАСТИЦ В РЕШЕНИЯХ НЕЛОКАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ГРОССА-ПИТАЕВСКОГО

А.Е. Кулагин, А.Ю. Трифонов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет

E-mail: aek8@tpu.ru

THE QUASIPARTICLE FORMATION IN SOLUTIONS OF THE NONLOCAL GROSS-PITAEVSKII EQUATION

A.E. Kulagin, A.Yu. Trifonov

National Research Tomsk Polytechnic University

Annotation. *The semiclassical approximation is considered for the two-dimensional nonlocal Gross-Pitaevskii equation. The work is dedicated to the study of the evolution of the initial state, which is the superposition of two wave packets. We interpret the constructed solution as an*

interaction of two quasiparticles in the semiclassical approximation. The equations describing the dynamics of quasiparticles have been obtained.

Двумерное уравнение нелокальное уравнение Гросса-Питаевского

$$\left\{ -i\hbar\partial_t - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{k_1x^2}{2} + \frac{k_2y^2}{2} + \kappa \int_{\mathbb{R}^2} W(x, x') |\Psi(x', t)|^2 dx' \right\} \Psi(x, t) = 0, \quad (1)$$

где $W(x, x') = \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{\gamma_1^2} - \frac{(y-y')^2}{\gamma_2^2}\right]$, $x = (x, y)$, $\kappa < 0$, описывает бозе-эйнштейновский конденсат в поле магнитной ловушки. Слагаемое $k_1x^2/2 + k_2y^2/2$ отвечает потенциалу магнитной ловушки, а $W(x, x')$ – потенциалу межатомного взаимодействия.

Обозначим $\alpha^{k,l,m,n}$ центральные моменты волновой функции

$$\alpha^{k,l,m,n}(t)[\Psi] = \frac{1}{\|\Psi\|^2} \int_{\mathbb{R}^2} \Psi^*(x, y, t) \{(\Delta x)^k (\Delta y)^l (\Delta \hat{p}_x)^m (\Delta \hat{p}_y)^n\} \Psi(x, y, t) dx \quad (2)$$

где $\Delta x = x - X(t)$, $\Delta \hat{p} = \hat{p} - P(t)$, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, а $X(t)$ и $P(t)$ – первые начальные моменты волновой функции. Здесь фигурные скобки обозначают упорядочивание по Вейлю (см., например, [1]). На классе траекторно сосредоточенных функций справедливы оценки:

$$\alpha^{k,l,m,n} = \hat{O}\left(\hbar^{(k+l+m+n)/2}\right), \quad (\Delta \mathbf{x})^v = \hat{O}\left(\hbar^{|v|/2}\right). \quad (2a)$$

Первые начальные моменты определяются стандартным образом и отвечают следующим уравнениям, следующим из (1):

$$\begin{cases} \dot{P}(t) = -K \cdot X(t), \\ \dot{X}(t) = \frac{1}{m} P(t), \end{cases} \quad K = \begin{pmatrix} k_1 & 0 \\ 0 & k_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{cases} X(t)[\Psi] = (X_x(t), X_y(t)) = \int_{\mathbb{R}^2} \Psi^* x \Psi dx, \\ P(t)[\Psi] = (P_x(t), P_y(t)) = \int_{\mathbb{R}^2} \Psi^* \hat{p} \Psi dx. \end{cases} \quad (3)$$

С учетом оценок (2a) получаем

$$\begin{aligned} & \left\{ -i\hbar\partial_t + \hat{H}_0(t, C) \right\} \Psi(x, t) = O(\hbar^{3/2}), \\ \hat{H}_0(t, C) &= \frac{\langle \Delta \hat{p}, \Delta \hat{p} \rangle + 2\langle P(t), \Delta \hat{p} \rangle + \langle P(t), P(t) \rangle}{2m} + \frac{k_1}{2} (\Delta x^2 + 2X_x(t)\Delta x + X_x^2(t)) + \\ & + \frac{k_2}{2} (\Delta y^2 + 2X_y(t)\Delta y + X_y^2(t)) + \tilde{\kappa} \left(1 - \frac{1}{\gamma_1^2} \Delta x^2 - \frac{\alpha^{2,0,0,0}(t)}{\gamma_1^2} - \frac{1}{\gamma_2^2} \Delta y^2 - \frac{\alpha^{0,2,0,0}(t)}{\gamma_2^2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $C = (P_0, X_0, \alpha_0^{2,0}, \alpha_0^{1,1}, \alpha_0^{0,2})$, $\tilde{\kappa} = \kappa \|\Psi\|^2$.

Здесь вторые моменты волновой функции заменены на решения системы Гамильтона-Эренфеста второго порядка [2] с начальными условиями, определяемыми начальным условием для волновой функции и соотношениями (2), (3). Функция Грина уравнения (4) $G(x, x', t, s, C)$ находится стандартным способом (см. например [2]). Пусть $\Psi(x, t)|_{t=0} = \varphi(x)$. Тогда функция $\Phi(x, t, C) = \int_{\mathbb{R}^2} \varphi(x') G(x, x', t, 0, C) dx'$, где $C = C[\varphi]$, будет являться асимптотическим решением уравнения (1). Точность этого решения исследовалась в работе [2]. Запишем начальное условие в виде

$$\varphi(x) = \sum_{k=1}^2 \varphi_k(x), \quad \varphi_k(x) = N_k \exp \left\{ -\frac{(x-x_k)^2}{2\sigma_{1,k}^2} - \frac{(y-y_k)^2}{2\sigma_{2,k}^2} \right\}$$

Здесь $N_k, \sigma_{1,k}, \sigma_{2,k}, x_k, y_k$ – постоянные параметры, причем $\sigma_{i,k} = O(\sqrt{\hbar})$, $|x_k - x_m| = O(\sqrt{\hbar})$ для $\forall i, k, m$. Обозначим

$$\Phi_k(x, t, C[\varphi]) = \int_{\mathbb{R}^2} \varphi_k(x') G(x, x', t, 0, C[\varphi]) dx'. \quad (5)$$

Первые моменты функций (5) удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{P}}[\Phi_k] &= \Gamma \cdot (\mathbf{X}[\Phi_k] - \mathbf{X}(t, C[\varphi])) - K \cdot \mathbf{X}(t, C[\varphi]), \\ \dot{\mathbf{X}}[\Phi_k] &= \frac{1}{m} \mathbf{P}[\Phi_k], \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Gamma = \text{diag} \left(2\tilde{\kappa} \frac{1}{\gamma_1^2}; 2\tilde{\kappa} \frac{1}{\gamma_2^2} \right)$. Обозначим $\|\varphi_k\|^2 = \mu_k$, $\|\varphi\|^2 = \mu$. Тогда имеют место соотношения

$$\mu = \sum_{k=1}^2 \mu_k + R_0[\varphi_1, \varphi_2], \quad \mu \mathbf{X}(t, C[\varphi]) = \sum_{k=1}^2 \mu_k \mathbf{X}[\varphi_k] + \mathbf{R}_1[\varphi_1, \varphi_2], \quad \mu \mathbf{P}(t, C[\varphi]) = \sum_{k=1}^2 \mu_k \mathbf{P}[\varphi_k].$$

Если выполнено условие $\left[\frac{(x_1 - x_2)^2}{(\sigma_{1,1}^2 + \sigma_{1,2}^2)} + \frac{(y_1 - y_2)^2}{(\sigma_{2,1}^2 + \sigma_{2,2}^2)} \right] \gg 1$, то функции $R_0[\varphi_1, \varphi_2]$ и $\mathbf{R}_1[\varphi_1, \varphi_2]$ малы. Поэтому соотношения (6) будут отвечать уравнению центра масс двух классических частиц. Таким образом, назовем μ_k и μ массой k -ой квазичастицы и всей системы соответственно, $\left(\frac{1}{m}\right) \mathbf{P}[\Phi_k](t, C[\varphi])$ и $\left(\frac{1}{m}\right) \mathbf{P}(t, C[\varphi])$ скоростью k -ой квазичастицы и центра масс системы, а $\mathbf{X}[\Phi_k](t, C[\varphi])$ и $\mathbf{X}(t, C[\varphi])$ – координатой k -ой квазичастицы и центра масс системы.

Графики квадрата модуля волновой функции в сечении плоскостью $y = 0$ в разные моменты времени в системе отсчета, связанной с «центром масс», представлены на рис. 1. Поведение волновой функции отвечает притягивающему взаимодействию квазичастиц, причем при приближении квазичастиц друг к другу наблюдается интерференционная картина.

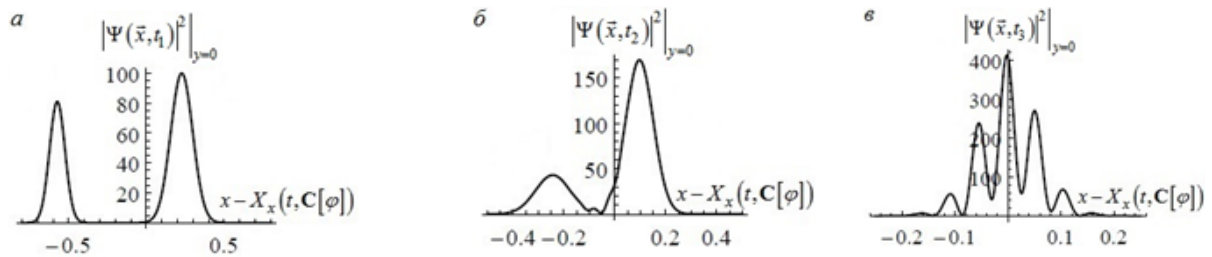


Рис. 1. График $|\Psi(x, t)|^2$ в сечении $y = 0$ для $t_1 = 0$ (а); $t_2 = 0,8$ (б); $t_3 = 1,1$ (в)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карасев М.В., Маслов В.П. Нелинейные скобки Пуассона. Геометрия и квантование. – М.: Наука, 1991. – 368 с.
2. Кулагин А.Е., Трифонов А.Ю., Шаповалов А.В. Квазичастицы, описываемые уравнением Гросса-Питаевского в квазиклассическом приближении // Известия ВУЗов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 5. – С. 20–28.