

## Характеристики динейтронной периферии ядра $^{14}\text{C}(g.s.)$ , проявляющиеся в реакции $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}$

Л.И. Галанина,<sup>1,\*</sup> Н.С. Зеленская<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5

(Поступила в редакцию 08.06.2023; принята к публикации 22.06.2023)

Реакция  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}$  используется для исследования нейтронной периферии ядра  $^{14}\text{C}(g.s.)$ . Экспериментальное дифференциальное сечение реакции сравнивается с теоретическим с учетом механизмов срыва динейтрона и последовательной передачи нейтронов. Хорошее согласие расчетного сечения с экспериментальным позволило определить конфигурацию двухнейтронной периферии в основном состоянии ядра  $^{14}\text{C}$ . Показано, что динейтронная периферия в  $^{14}\text{C}$  представляет «кожу» на поверхности ядра. Однонейтронная сигарообразная конфигурация, связанная с механизмом независимой передачи нейтронов, достаточно протяженна.

PACS: 24.10.eq. УДК: 539.17

Ключевые слова: ядерные реакции, спектроскопические амплитуды, механизмы реакции, срыв, независимая передача нейтронов, спектроскопия, радиус, двухнейтронная периферия.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2350201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2350201)

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение нейтронно-избыточных ядер в настоящее время представляет большой интерес. Эти ядра могут иметь экзотические структуры, такие как нейтронная кожа или гало [1–4]. Нейтронная кожа описывает избыток нейтронов на ядерной поверхности, тогда как нейтронное гало соответствует избытку нейтронов с протяженным хвостом распределения плотности.

Длинная изотопическая цепочка ядер углерода широко изучалась как экспериментально, так и теоретически с целью понять эволюцию ядерной структуры по мере приближения к границе нуклонной стабильности. С увеличением избытка нейтронов отслеживалось изменение формы ядра, размеров, изменение структуры оболочки. Недавние экспериментальные исследования среднеквадратичных радиусов нейтронно-избыточных изотопов углерода [5, 6] свидетельствуют о формировании нейтронного гало у изотопов  $^{15,19}\text{C}$ . Этот вывод сделан на основе анализа упругого рассеяния протонов на ядрах с энергиями около 700 МэВ с использованием глауберовского приближения. Однако такое приближение не позволяет оценить вклад различных конфигураций избыточных нейтронов в пространственную структуру изотопов углерода.

Ядро  $^{14}\text{C}$  не является гало-ядром. Его нейтронный радиус  $\langle R_n \rangle = (2.45 \pm 0.09)$  Фм в пределах погрешностей совпадает с протонным  $\langle R_p \rangle = 2.42(5)$  Фм [5]. Тем не менее оно представляет интерес как возможный кор в изотопах  $^{15,16}\text{C}$  [5].

Спектроскопия нейтронно-избыточного ядра  $^{14}\text{C}$  исследовалась на протяжении многих лет. Было показано [7–11], что волновая функция (ВФ) основного состояния  $0^+$  в нейтронно-избыточном ядре  $^{14}\text{C}$  практически полностью ( $\approx 87$ – $97\%$ ) описывается  $1p$ -оболочечной конфигурацией, а примесь  $1d$ – $2s$  оболочечных конфигураций незначительна. Ядро  $^{14}\text{C}$  имеет два избыточных нейтрона в  $1p_{1/2}$ -оболочке над кором  $^{12}\text{C}$ . Эти нейтроны могут располагаться относительно кора в различных конфигурациях — динейтронной или сигарообразной. Если среднеквадратичный радиус любой нейтронной конфигурации относительно кора превышает  $\langle R_m \rangle$ , можно говорить о существовании у  $^{14}\text{C}$  нейтронной периферии.

В [4, 12] мы показали, что реакция  $(t, p)$  при  $E_t \sim 6$ – $10$  МэВ/нуклон является хорошим тестом для анализа нейтронной периферии легких ядер. В настоящей работе мы определяем структуру и размеры динейтронной периферии в ядре  $^{14}\text{C}(g.s.)$ , используя реакцию  $^{12}\text{C}(t, p)^{14}\text{C}(g.s.)$ . В следующем разделе кратко изложен формализм расчета двух- и одно-нейтронных спектроскопических амплитуд (СА) в ядрах с  $1p$ -оболочечной конфигурацией. В разд. 2 дифференциальное сечение реакции  $^{12}\text{C}(t, p)^{14}\text{C}(g.s.)$  рассчитано с учетом двух механизмов [4]: срыва динейтронного кластера и независимой передачи нейтронов с образованием виртуальной системы  $^{13}\text{C}(J_C) + d$ . Определены геометрические параметры волновых функций связанных состояний динейтрона и передаваемых нейтронов в ядрах  $^{13,14}\text{C}$ . В разд. 3 представлены рассчитанные среднеквадратичные расстояния  $\langle L_i \rangle$  между динейтроном и каждым из двух нейтронов и кором  $^{12}\text{C}$ , т.е. определен размер двухнейтронной периферии ядра  $^{14}\text{C}$ . В Заключение суммируются полученные результаты.

\* E-mail: [galan\\_lidiya@mail.ru](mailto:galan_lidiya@mail.ru)

**1. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ  
АМПЛИТУДЫ ДЛЯ МЕХАНИЗМОВ  
СРЫВА ДИНЕЙТРОНА И НЕЗАВИСИМОЙ  
ПЕРЕДАЧИ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ**  
 $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(g.s.)$

Механизмы срыва динейтрона и независимой передачи двух нейтронов с образованием виртуальной системы  $^{13}\text{C}(J_C) + d$  в реакции  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(g.s.)$  иллюстрируются полусной и четырехугольной диаграммами (рис. 1), при этом нижняя и верхняя половины диаграммы рис. 1, б соответствуют виртуальному полусному механизму срыва нейтрона.

Вероятность распада в каждой вершине на рис. 1 характеризуется СА. В настоящей работе необходимые СА мы рассчитали в оболочечной модели.

СА отделения кластера  $c$  ( $c \leq \alpha$ ) с орбитальным моментом  $\Lambda$ , спином  $s_c$ , полным моментом  $I$

$$CA_{\Lambda s_c I}^{B \rightarrow c+A} = \sum_{L_B, L_A} \sqrt{(2J_A + 1)(2I + 1)(2L_B + 1)(2S_B + 1)} \times \\ \times \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_A S_B S_A s_c}^{B \rightarrow c+A} \left\{ \begin{matrix} L_A & S_A & J_A \\ \Lambda & s_c & I \\ L_B & S_B & J_B \end{matrix} \right\} \langle T_A \tau_A t_c \tau_c | T_B \tau_B \rangle, \quad (1)$$

где  $L_k$ ,  $S_k$ ,  $J_k$  ( $k = A, B$ ) — орбитальные моменты, спины и полные моменты ядер,  $\langle T_A \tau_A t_c \tau_c | T_B \tau_B \rangle$  — коэффициент векторного сло-

$$\tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_A S_B S_A s_c}^{B \rightarrow c+A} = \left( \frac{B}{A} \right)^{\frac{N_c}{2}} \binom{n_B}{n_c}^{1/2} a_{L_B S_B [f_B] T_B} a_{L_A S_A [f_A] T_A} \times \\ \times K_c(p^c [f_c] : N_c \Lambda) \langle p^{n_B} [f_B] L_B S_B T_B | p^{n_A} [f_A] L_A S_A T_A; p^{n_c} [f_c] s_c t_c \rangle, \quad (2)$$

где  $N_c$  — главное квантовое число отделяемого кластера  $c$ ;  $B, A$  — массовые числа ядер,  $n_B$ ,  $n_A$ ,  $n_c$  — число нуклонов во внешней  $1p$ -оболочке ядер  $B$ ,  $A$  и  $c$ ,  $\langle p^{n_B} [f_B] L_B S_B T_B | p^{n_A} [f_A] L_A S_A T_A; p^{n_c} [f_c] s_c t_c \rangle$  — генеалогические коэффициенты [15] отделения  $c$  нуклонов;  $K_c(p^c [f_c] : N_c \Lambda)$  — коэффициенты Тальми [15], выделяющие в ВФ этих нуклонов их внутреннюю часть,  $a_{L_B S_B [f_B] T_B}$ ,  $a_{L_A S_A [f_A] T_A}$  — коэффициенты разложения ВФ ядер по базису в  $LS$ -связи, протабулированные в [16].

По формулам (1, 2) мы рассчитали СА динейтрона и каждого нейтрона в изотопах  $^{14,13}\text{C}$ . Значения полученных СА приведены в табл. 1. Для полноты в таблице даны СА для распадов тритона и дейтрона.

**2. ВКЛАДЫ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ  
В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ  
РЕАКЦИИ  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(g.s.)$**

Используя СА из табл. 1, с помощью кода FRESKO [13] мы рассчитали дифференциальное сечение реакции  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(g.s.)$  для механизмов

от ядра  $B$  с последующей схемой связи моментов  $\langle \Lambda s_c | I \rangle \langle J_A I | J_B \rangle$ , принятой в коде FRESKO [13], определяются выражением [14].

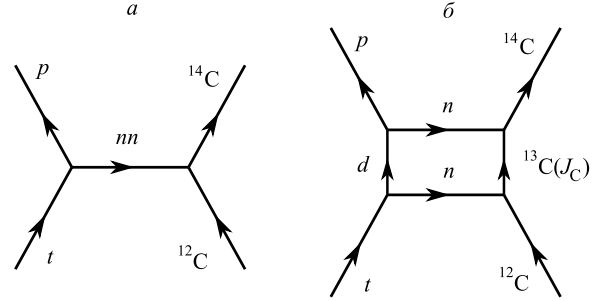


Рис. 1. Диаграммы, иллюстрирующие механизмы реакции  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(g.s.)$ : а — срыв динейтрона, б — независимая передача нейтронов

жения изоспиновых переменных.

В (1)  $\tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_A S_B S_A s_c}^{B \rightarrow c+A}$  — СА в  $LS$ -связи. Для изотопов  $^{13,14}\text{C}$  они имеют вид

срыва динейтрона и независимой передачи нейтронов. Параметры необходимых оптических потенциалов взяты из [17] и не варьировались в расчетах. Их конкретные значения приведены в табл. 2. Геометрические параметры (радиус  $r_0$  и диффузность  $a$ ) потенциалов, определяющих ВФ связанных состояний с правильной экспоненциальной асимптотикой, в соответствии с [18] полагались равными  $r_0 = 1.25$  Фм и  $a = 0.65$  Фм.

На рис. 2 показана угловая зависимость каждого из рассмотренных механизмов и их суммы вместе с экспериментальными данными [17]. Как видно из рисунка, суммарное сечение описывает имеющееся экспериментальное в передней полусфере углов.

При углах вылета протонов  $\theta_p < 50^\circ$  основной вклад в полное сечение вносит механизм срыва динейтрона с переданным моментом  $\Lambda = 0$ , что обуславливает осцилляции этого парциального сечения с глубокими минимумами. Тем не менее и в этой области углов влияние механизма независимой передачи нейтронов на полное сечение заметно. При увеличении  $\theta_p$  сечения обоих механизмов сопоставимы. При  $50^\circ < \theta_p < 90^\circ$  именно включение механизма независимой передачи нейтронов позво-

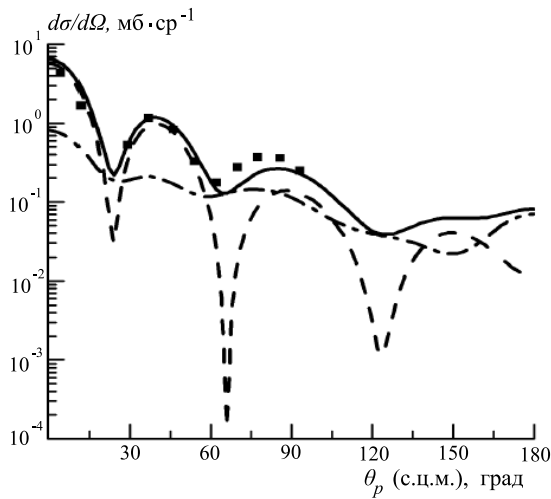
Таблица 1. Спектроскопические амплитуды  $CA_{\Lambda s_c I}^{B \rightarrow c+A}$ , энергии связи и квантовые числа в вершинах распада диаграмм рис. 1

Вершина	$E_{\text{связи}}, \text{МэВ}$	$\Lambda$	$s_c$	$N_c$	$I$	$CA_{\Lambda s_c I}^{B \rightarrow c+A}$
$t = p + nn$	8.48	0	0	0	0	1
$^{14}\text{C}(0^+) = ^{12}\text{C} + nn$	13.12	0	0	2	0	1.3215
$d = n + p$	2.22	0	1/2	0	1/2	1
$^{14}\text{C}(0^+) = ^{13}\text{C}(J_C) + n$	8.12	1	1/2	1	1/2	-1.3684
					3/2	1.4699
$t = d + n$	6.26	0	1/2	0	1/2	1.2247
$^{13}\text{C}(J_C) = ^{12}\text{C} + n$	4.95	1	1/2	1	1/2	-0.9251
					3/2	0.5672

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов Вудса–Саксона, использованные в расчете

Канал	$V, \text{МэВ}$	$r_V, \text{Фм}$	$a_V, \text{Фм}$	$W, \text{МэВ}$	$r_W, \text{Фм}$	$a_W, \text{Фм}$	$WD^*, \text{МэВ}$	$r_{WD}, \text{Фм}$	$a_{WD}, \text{Фм}$	$r_C, \text{Фм}$
$t+^{12}\text{C}$	130.0	1.29	0.580	18.9	1.37	0.96				1.3
$p+^{14}\text{C}$	60.0	1.13	0.570				8.55	1.130	0.500	1.3
$d+^{13}\text{C}$	94.3	1.17	0.807				8.76	1.357	0.807	1.3

\*Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса–Саксона


 Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(g.s.)$ . Квадраты — эксперимент [17]. Кривые: пунктир — сечение механизма срыва динейтрона; штрихпунктир — сечение независимой передачи нейтронов; сплошная — их сумма

ляет согласовать полное сечение с экспериментальным.

Полученное согласие расчетных сечений с экспериментальным показывает, что мы корректно восстановили ВФ динейтрона и виртуальных нейтронов относительно ядра-кора  $^{12}\text{C}(^{13}\text{C})$ .

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ НЕЙТРОННОЙ ПЕРИФЕРИИ В ЯДРЕ $^{14}\text{C}(g.s.)$

В реакции  $(t, p)$  полюсной механизм срыва динейтронного кластера на асимптотике описывает динейтронную конфигурацию в основном состоянии ядра  $^{14}\text{C}$ . Механизм независимой передачи нейтронов соответствует трехчастичной системе в ядре  $^{14}\text{C}$ –кор  $^{12}\text{C}$  и два нейтрона и описывает сигарообразную конфигурацию.

В предыдущем разделе мы восстановили ВФ динейтрона  $\Psi_{N_{nn} \Lambda}(r_{nn})$  ( $N_{nn} = 2, \Lambda = 0$ ) и виртуальных нейтронов  $\Psi_{N_i \Lambda}^i(r_i)$  ( $i = 1, 2, N_i = 1, \Lambda = 1$ ) относительно ядра-кора с правильной экспоненциальной асимптотикой. Это позволило рассчитать среднеквадратичные размеры различных конфигураций. Соответствующие выражения имеют вид [11]: для динейтронной конфигурации

$$\langle L_{nn} \rangle = \left\{ \int r_{nn}^4 (\Psi_{20}(r_{nn}))^2 dr \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

для однейтронных конфигураций

$$\langle L_i \rangle = \left\{ \int r_i^4 (\Psi_{11}^i(r_i))^2 dr_i \right\}^{1/2}. \quad (4)$$

В (4) волновая функция  $\Psi_{11}^1(r_1)$  первого нейтрона описывает его движение относительно ядра  $^{12}\text{C}$ , а  $\Psi_{11}^2(r_2)$  второго нейтрона — относительно  $^{13}\text{C}$ , т.е. размеры плеч сигарообразной конфигурации в силу

Таблица 3. Среднеквадратичные размеры двухнейтронной периферии в основном состоянии ядра  $^{14}\text{C}$ 

$R_m(^{14}\text{C})$ , ФМ [5]	$R_m(^{12}\text{C})$ , ФМ [6]	$\langle L_{nn} \rangle$ , ФМ	$\langle L_1 \rangle$ , ФМ	$\langle L_2 \rangle$ , ФМ	$\langle L_3 \rangle$ , ФМ
2.42(5)–2.33(7)	2.47	2.754	3.26	3.01	3.27

эффектов отдачи могут быть неодинаковыми. Размер нейтронной периферии  $\langle L_3 \rangle$  второго нейтрона относительно кора  $^{12}\text{C}$  определяется преобразованием Тальми

$$\langle L_3 \rangle = \frac{1}{M_{^{12}\text{C}} + 1} \langle L_1 \rangle + \langle L_2 \rangle. \quad (5)$$

Расчитанные по формулам (3–5) значения  $\langle L_i \rangle$  приведены в табл. 3 вместе со значением  $\langle R_m \rangle$  ядер  $^{12,14}\text{C}$ .

Как видно из таблицы, полученное нами значение размера  $\langle L_{nn} \rangle$  динейтронной конфигурации превышает радиус кора  $^{12}\text{C}$  не более, чем на 12%, т.е. динейтронная периферия в  $^{14}\text{C}$  проявляется слабо и представляет собой плотную «кожу» на его поверхности. Такие размеры динейтронной периферии обусловлены значительной величиной энергии связи динейтрона в  $^{14}\text{C}$  (см. табл. 1).

Размеры плеч  $\langle L_{1,3} \rangle$  сигарообразной конфигурации на одну треть (32%) превышают радиус кора. Это означает, что однейтронная «кожа» в сигарообразной конфигурации достаточно разрежена. Другими словами, именно эта конфигурация определяет двухнейтронную периферию в ядре  $^{14}\text{C}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При использовании  $1p$ -оболочечных конфигураций для описания ВФ изотопов  $^{12-14}\text{C}$  и определенных на их основе однейтронных и динейтронных спектроскопических амплитуд рассчитано дифференциальное сечение реакции  $^{12}\text{C}(t,p)^{14}\text{C}(0_{g.s.}^+)$  при учете вкладов механизмов срыва динейтрона и независимой передачи нейтронов. Механизм срыва динейтрона вплоть до  $\theta_p < 50^\circ$  дает основной вклад в сечение реакции. Механизм независимой передачи нейтронов в этой области углов улучшает согласие с экспериментом и позволяет описать его вплоть до  $\theta_p < 60^\circ$ .

Полученное согласие расчетных сечений с экспериментальным определяет корректность восстановления волновых функций динейтрона и виртуальных нейтронов относительно ядер  $^{12}\text{C}$  ( $^{13}\text{C}$ ), что позволяет рассчитать на их основе размеры двухнейтронной периферии ядра  $^{14}\text{C}$  в различных конфигурациях. Расчеты показали, что динейтронная периферия в  $^{14}\text{C}$  проявляется слабо и представляет собой плотную «кожу» на его поверхности. Однейтронная «кожа» в сигарообразной конфигурации, соответствующей механизму независимой передачи нейтронов, достаточно разрежена и протяжена, так что именно эта конфигурация определяет двухнейтронную периферию в ядре  $^{14}\text{C}$ .

- [1] Suzuki Y., Lovas R.G., Yabana K., Varga K. Structure and reactions of light exotic nuclei. Taylor&Francis, London and New York, 2003.
- [2] Tanihata I., Alcorta M., Bieri R. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **100**, 192502. (2008).
- [3] Exotic nuclei. Proceeding of the International Symposium Exot-2012. / Ed. Yu.E. Penionzhkevich, Yu.G. Sobolev. Word Sci. Publ. Co. Pte. Ltd., Singapore, 2012.
- [4] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЭЧАЯ **43**, № 2. 295. (2012). (*Galanina L.I., Zelenskaya N.S.* // *Phys. Part. Nucl.* **43**, N 1. 147 (2012)).
- [5] Dobrovolsky A.V., Korolev G.A., Tang S., Alkhozov G.D. et. al // arXiv:2101.10687v1 [nucl-ex] 26 Jan 2021.
- [6] Kanungo R., Horiuchi W., Hagen G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **117**, 102501. (2016).
- [7] Nuclear dates CDFE. <http://cdfe.sinp.msu.ru/>
- [8] Li J., Ye Y.L., Li Z.H. et al. // *Phys. Rev. C.* **95**, 021303. (2017).
- [9] Baba T., Kimuza M. // *Phys. Rev. C.* **94**, 044303. (2016).
- [10] Bedor S., Wuosmaa A. H., Albers M. et al. // *Phys. Rev. C.* **93**, 044323. (2016).
- [11] Yoshida Y., Kanada-En'yo Y. // *Progr. Theor. Exp. Phys.* **26**, 123D04. (2016).
- [12] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ **79**, № 2. 401. (2016). (*Galanina L.I., Zelenskaya N.S.* // *Phys. Atom. Nucl.* **79**, N 4. 594 (2016)).
- [13] Thompson I.J. // *Comp. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988), <http://www.fresko.org.uk/>
- [14] Зеленская Н. С., Теплов И. Б. Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- [15] Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
- [16] Бояркина А. Н. Структура ядер  $1p$ -оболочки. М.: Изд-во Московского университета, 1973.
- [17] Mordechai S., Fortune H.T. // *Nucl. Phys. A.* **301**, N 2. 463. (1978).
- [18] Fortune H.T., Sherr R. // *Eur. Phys. J. A.* **47**, N 1. 154. (2011).

## Characteristics of the dineutron periphery of the $^{14}\text{C}(g.s.)$ nucleus, manifesting in the reaction $^{12}\text{C}(t, p)^{14}\text{C}$

L.I. Galanina<sup>a</sup>, N.S. Zelenskaya

*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*  
E-mail: <sup>a</sup>[galan\\_lidiya@mail.ru](mailto:galan_lidiya@mail.ru)

The reaction  $^{12}\text{C}(t, p)^{14}\text{C}$  is used to study the neutron periphery of the  $^{14}\text{C}(g.s.)$  nucleus. The experimental differential cross section of the reaction is compared with the theoretical one, taking into account the mechanisms of dineutron stripping and successive neutron transfer. The good agreement between the calculated cross section and the experimental one made it possible to determine the dineutron periphery configuration in the ground state of the  $^{14}\text{C}$  nucleus. It has been shown that the dineutron periphery in  $^{14}\text{C}$  represents a "skin" on the surface of the nucleus. The one-neutron cigar-shaped configuration, associated with the mechanism of independent neutron transfer, is quite extended.

PACS: 24.10.eq.

*Keywords:* nuclear reactions, spectroscopic amplitudes, reaction mechanisms, strip, independent neutron transfer, spectroscopy, radius, two-neutron periphery.

*Received 2023.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 5, pp. 618–622.

### Сведения об авторах

1. Галанина Лидия Ивановна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; . e-mail: [galan\\_lidiya@mail.ru](mailto:galan_lidiya@mail.ru).
2. Зеленская Наталья Семеновна — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник; e-mail: [ns-zelenskaya@yandex.ru](mailto:ns-zelenskaya@yandex.ru).