

Дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(t,p)^{20}\text{O}$ как тест для определения размеров двухнейтронной периферии ядра ^{20}O

Л.И. Галанина^{1,*}, Н.С. Зеленская¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 5

(Поступила в редакцию 01.07.2025; после доработки 20.07.2025; подписана в печать 29.07.2025)

Реакция $^{18}\text{O}(t,p)^{20}\text{O}$ используется для исследования нейтронной периферии основного состояния ядра ^{20}O . Экспериментальное дифференциальное сечение реакции согласуется с теоретическим, определенным с учетом механизмов срыва динейтрона и последовательной передачи нейтронов. Восстановленные волновые функции динейтрона и виртуальных нейтронов относительно кора позволяют рассчитать размеры нейтронного скин-слоя в ядре ^{20}O . Подтверждено наличие двухнейтронной периферии в ядре ^{20}O (осн. сост.) в виде достаточно протяженного скин-слоя как в динейтронной, так и в сигарообразной конфигурациях.

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/MSU0579-9392.80.2550201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2550201)

ВВЕДЕНИЕ

В [1] с помощью реакции $^{16}\text{O}(t,p)^{18}\text{O}$ нами была исследована возможность существования двухнейтронной периферии в ядре ^{18}O (осн. сост.). Мы предполагали, что ядру ^{16}O передаются два $1d_{5/2}$ -нейтрона как в виде динейтронного кластера, так и путем независимой передачи нейтронов. Наши результаты подтвердили данные [2], что ядро ^{18}O не имеет ни протяженной периферии, ни выраженного скина и может рассматриваться как достаточно компактное образование. В настоящей работе аналогичные исследования выполнены для изотопа кислорода ^{20}O .

В отличие от ^{18}O изотоп ^{20}O является нестабильным по отношению к β -распаду, хотя и стабилен по отношению к нуклонным распадам. Свойства стабильных и нестабильных нейтронно-избыточных ядер имеют существенные различия [2]. В стабильных ядрах отношение N/Z составляет 1–1.5, а энергия отделения нейтрона S_n равна 6–8 МэВ. Наблюдаемая центральная плотность $\rho_0 \approx 0.15$ Фм⁻³ одинакова для всех стабильных ядер, радиус стабильных ядер пропорционален $A^{1/3}$, протоны и нейтроны имеют подобные распределения плотности. В нестабильных ядрах отношение N/Z может изменяться в пределах 0.6–4, а S_n от 0 до ≈ 20 МэВ. Эти изменения проявляются в расщеплении пространственных распределений протонов и нейтронов и образовании нейтронного гало или скина.

Изучение возникновения скина и определение его размера в нестабильных ядрах в настоящее время

является важной задачей. Для ядер с $A = 20$ доказано существование протонного скина для ^{20}Mg и нейтронного — для ^{20}N [2]. Экспериментально установлена большая вероятность наличия нейтронного скина для β -нестабильных нейтронно-избыточных ядер. В [3] в рамках релятивистской модели среднего поля обоснована сильная корреляция между разницей энергий связи протона и нейтрона и толщиной скин-слоя. В [4] эта зависимость представлена для изотопов азота. В [5] предложен экспериментальный метод измерения толщины нейтронного скина нестабильных ядер в реакции (p,n) в обратной кинематике и продемонстрирована связь между сечением изовекторного спин-дипольного резонанса и толщиной скин-слоя.

В настоящей работе мы исследуем наличие нейтронного скин-слоя и его размеры в β -нестабильном, но достаточно долгоживущем ядре ^{20}O . Для исследования нейтронной периферии мы используем реакцию $^{18}\text{O}(t,p)^{20}\text{O}$. В [6, 7] показано, что реакция (t,p) при энергии падающих частиц порядка 10 МэВ/нуклон (переданный в реакции импульс достаточно мал) является хорошим тестом для анализа нейтронной периферии ядер.

В следующем разделе определены волновые функции (ВФ) ядер $^{18-20}\text{O}$ и кратко изложен формализм расчета спектроскопических амплитуд (СА) в ядрах с $1d$ -оболочечной конфигурацией. В разделе 2 дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(t,p)^{20}\text{O}$ (осн. сост.) рассчитано с учетом двух механизмов [8]: срыва динейтронного кластера и независимой передачи нейтронов с образованием промежуточной виртуальной системы $^{19}\text{O}(J_C) + d$. Определены геометрические параметры волновых функций связанных состояний динейтрона и пе-

* E-mail: galan_lidiya@mail.ru

редаваемых нейтронов в ядрах $^{19,20}\text{O}$. В разделе 3 представлены рассчитанные среднеквадратичные расстояния между динейтроном, каждым из двух нейтронов и кором ^{18}O , т.е. определены размеры двухнейтронной периферии ядра ^{20}O . В заключении суммируются полученные результаты.

1. МЕХАНИЗМЫ РЕАКЦИИ $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ИМ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ

Будем рассматривать реакцию $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ при энергии трития $E_t = 15$ МэВ с учетом одноступенчатого механизма срыва динейтронного кластера и двуступенчатого механизма последовательной передачи избыточных нейтронов. Эти механизмы непосредственно связаны с определенной пространственной конфигурацией двухнейтронной периферии [9, 10]: механизм срыва — с динейтронной, механизм независимой передачи нейтронов от трития к ядру-кору — с сигарообразной.

Одноступенчатый механизм срыва динейтронного кластера в реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ иллюстрируется полюсной диаграммой (рис. 1, а), механизм последовательной передачи нейтронов (рис. 1 б) — четырехугольной диаграммой [8]. Двухступенчатый механизм передачи нейтронов рассмотрен с учетом образования ядра $^{19}\text{O}(J_c)$ в основном ($J_c = 5/2^+$) состоянии, которое связано относительно распада на нейтроны. Дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ определяется когерентным сложением амплитуд обоих механизмов [8].

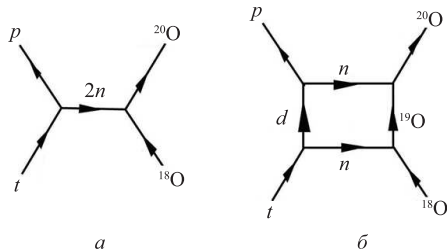


Рис. 1. Диаграммы, иллюстрирующие механизмы $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ реакции: а — срыв динейтрона, б — независимая передача нейтронов

Для расчета амплитуд указанных механизмов необходимо знать СА в каждой вершине развала (рис. 1). Расчет СА требует определения конфигураций ВФ рассматриваемых изотопов кислорода.

1.1. Волновые функции изотопов кислорода $^{18-20}\text{O}$

ВФ участвующих в реакции изотопов кислорода определяем в оболочечной модели. Ядро ^{18}O (осн. сост.) со спином $J = 0^+$ и изоспином $T = 1$ содержит два нейтрона в $1d$ -оболочке с конфигура-

цией $(1d_{5/2})^2$ и схемой Юнга [22], так что его ВФ имеет вид $|(1d_{5/2})^2 [2]^{31} S\rangle$.

Согласно [11] вес этой компоненты в полной ВФ составляет 85%. По аналогии ВФ основного состояния ^{19}O с $J = 5/2^+, T = 3/2$ с конфигурацией $(1d_{5/2})^3$ и схемой Юнга [21] имеет вид $|(1d_{5/2})^3 [21]^{42} D\rangle$. Основное состояние ядра ^{20}O с $J = 0^+, T = 2$ содержит четыре нейтрона в $1d_{5/2}$ -оболочке с конфигурацией $(1d_{5/2})^4$ и схемой Юнга [22], так что его ВФ имеет вид $|(1d_{5/2})^4 [22]^{51} S\rangle$.

Такие оболочечные конфигурации ВФ соответствуют также схеме Нильссона при заметной деформации ядра ^{20}O ($\beta_2 = +0.26$) и ее практическом отсутствии в ядре ^{19}O ($\beta_2 = +0.012$) [12]. Все эти состояния являются связанными относительно распада на нейтроны.

Зная оболочечную конфигурацию ВФ ядра, можно рассчитать СА в вершине распада ядра $B \rightarrow A + c$.

1.2. Расчет спектроскопических амплитуд

СА отделения кластера c со спином J_c от ядра имеет вид [9]

$$\begin{aligned} \text{CA}_{\Lambda s j}^{B \rightarrow A+c} = & \sum_{L_i S_i} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_A L_1 L_k S_B S_A s}^{B \rightarrow A+c} \times \\ & \times \sqrt{(2J_A + 1)(2j + 1)(2L_B + 1)(2S_B + 1)} \times \\ & \times U(\Lambda L_c j s : L_1 J_x) \left\{ \begin{matrix} L_A & S_A & J_A \\ L_1 & J_c & j \\ L_B & S_B & J_B \end{matrix} \right\} \times \\ & \times \langle T_A \tau_A t_c \tau_c | T_B \tau_B \rangle \quad (1) \end{aligned}$$

где L_k, S_k, J_k ($k = B, A, c$) — орбитальные моменты, спины и полные моменты ядер, Λ, s, j — орбитальный, спиновый и полный момент в вершине распада, L_1 — полный орбитальный момент, уносимый кластером c , $U(\Lambda L_c j s : L_1 J_x)$ — нормированный коэффициент Рака векторного сложения орбитальных и спиновых переменных, $\langle T_A \tau_A t_c \tau_c | T_B \tau_B \rangle$ — коэффициент векторного сложения изоспиновых переменных. Величины $\tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_A L_1 L_k S_B S_A s}^{B \rightarrow A+c}$ в (1) представляют СА в LS -связи

$$\begin{aligned} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_A L_1 L_k S_B S_A s}^{B \rightarrow A+c} = & \left(\frac{B}{A} \right)^{N_c/2} \binom{n_B}{n_c}^{1/2} \times \\ & \times K_c(d^{m_c} [f_c] L_c \Lambda : L_1) \text{GK}_{L_B L_A L_1 S_B S_A}^{\Lambda c}, \quad (2) \end{aligned}$$

где N_c — главное квантовое число отделяемого кластера; B и A — массы ядер; n_B, n_A — число нуклонов в $1d_{5/2}$ оболочке этих ядер;

$$\begin{aligned} \text{GK}_{L_B L_A L_1 S_B S_A s}^{\Lambda c} = & \langle d^{n_B} [f_B] L_B S_B T_B d^{n_A} [f_A] L_A S_A T_A, d^{m_c} [f_c] L_1 S_1 T_c \rangle \end{aligned}$$

— генеалогический коэффициент [13] отделения c $1d$ -нуклонов из ядра B , $K_c(d^{n_c}[f_c]L_c\Lambda:L_1)$ — коэффициенты Тальми [14], выделяющие в ВФ этих нуклонов их внутреннюю ВФ с моментом L_c .

В реакции (t, p) динейтрон и отделяемые нейтроны имеют $L_c = 0$, так что $L_1 = \Lambda$, $J_c = s$. СА распадов в легких вершинах $\Theta_{\Lambda=s=j=0}^{t \rightarrow nn+p}$, $\Theta_{\Lambda=2s=j=1/2}^{t \rightarrow n+d}$ и $\Theta_{\Lambda=2s=j=1/2}^{d \rightarrow n+p}$ равны 1, $-\sqrt{\frac{3}{2}}$ и 1 соответственно.

Значения генеалогических коэффициентов в $1d$ -оболочке составляют [13]:

$$\langle d^4[22]^{51}S | d^2[2]^{31}S, d^2[2]^{31}S : ^{51}S \rangle = \\ = \langle d^3[21]^{42}D | d^2[2]^{31}S, d : ^{42}D \rangle = \sqrt{\frac{8}{15}};$$

$$\langle d^4[22]^{51}S | d^3[21]^{42}D, ^{51}D \rangle = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}.$$

Коэффициент $K_{2n}(d^2[2], \Lambda = 0) = \frac{1}{\sqrt{6}}$ [14].

Учитывая конкретные значения полных орбитальных моментов и спинов в ВФ изотопов $^{18}\text{O}(0^+)$, $^{19}\text{O}(5/2^+)$ и $^{20}\text{O}(0^+)$, мы получили СА динейтрона и каждого из нейтронов в ядрах $^{19,20}\text{O}$. Используемые в расчетах СА приведены в табл. 1.

Таблица 1. СА в вершинах диаграмм на рис. 1

Канал распада	Λ	s	j	$CA_{\Lambda,j}^{B \rightarrow c+A}$
$t \rightarrow nn + p$	0	0	0	1
$^{20}\text{O}(0^+) \rightarrow 2n + ^{18}\text{O}(0^+)$	0	0	0	0.9016
$t \rightarrow n + d$	0	1/2	1/2	-1.225
$^{19}\text{O}(5/2^+) \rightarrow n + ^{18}\text{O}(0^+)$	2	1/2	5/21	1.335
$d \rightarrow n + p$	0	1/2	1/2	1
$^{20}\text{O}(0^+) \rightarrow n + ^{19}\text{O}(5/2^+)$	2	1/2	5/2	1.289

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$

Экспериментальное дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ детально исследовано в [15, 16]. В [16] показано, что метод искаженных волн хорошо описывает сечения реакций (t, p) на ядрах $1d$ -оболочки с образованием конечных ядер в основных состояниях. Мы провели расчеты дифференциального сечения реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ в рамках метода искаженных волн с учетом обоих ее механизмов (см. рис. 1) с помощью программного кода FRESKO [17]. Начальные значения параметров оптических потенциалов, взятые из [16], варьировались с помощью программы SFRESKO для достижения наилучшего согласия с экспериментом. Их конкретные значения приведены в табл. 2. Геометрические параметры ВФ связанных состояний с правильной экспоненциальной асимптотикой в вершинах распада изотопов кислорода

(рис. 1) в соответствии с [16] полагались равными $r_0 = 1.25$ Фм и $a = 0.65$ Фм.

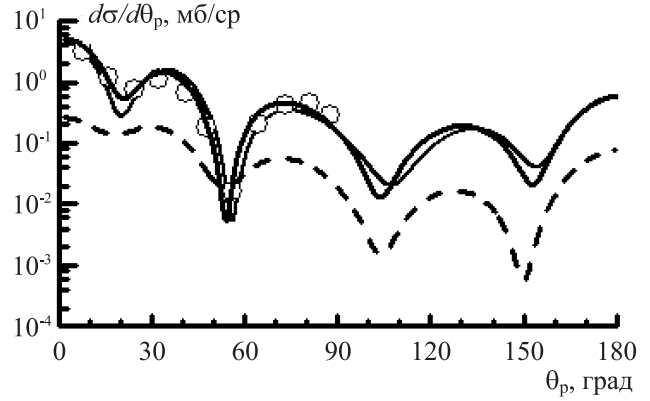


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$: кружки — эксперимент [12], тонкая сплошная кривая — сечение механизма срыва динейтрона, штриховая кривая — механизма независимой передачи нейтронов, жирная кривая — суммарное сечение

На рис. 2 для реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ показана угловая зависимость суммарного когерентного и парциальных сечений каждого из рассмотренных механизмов вместе с экспериментальными данными [16]. Как видно из рисунка, суммарное сечение согласуется с экспериментальным, имеющимся в передней полусфере углов вылета протонов θ_p .

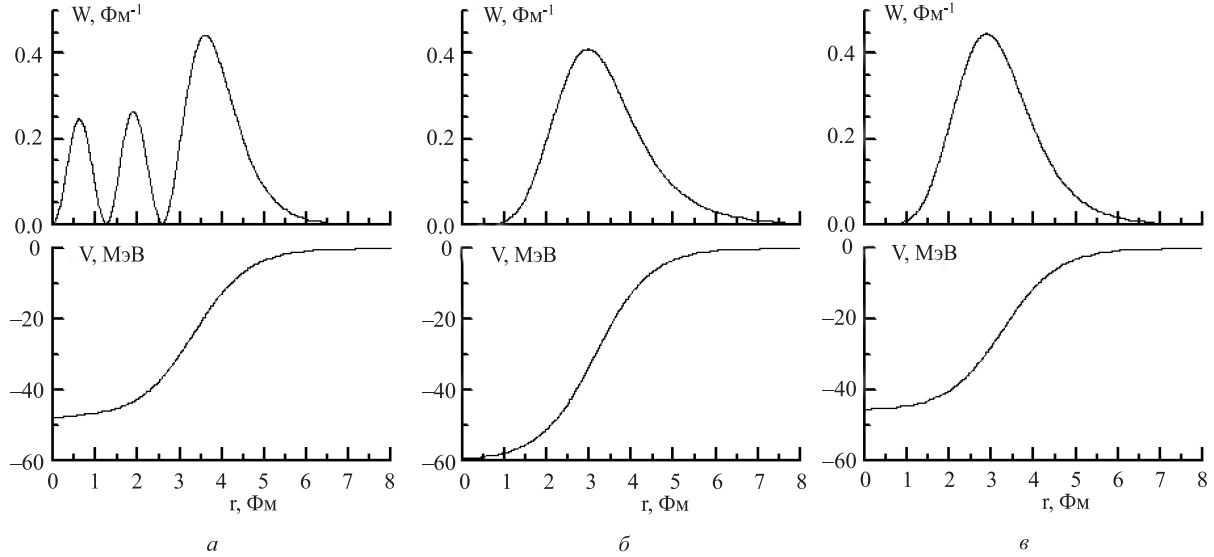
Механизм срыва динейтрона соответствует переданному моменту $\Lambda = 0$, что обуславливает осцилляции этого парциального сечения с глубокими минимумами. Парциальное сечение механизма независимой передачи нейтронов почти на порядок меньше по величине парциального сечения механизма срыва динейтрона. Интерференция амплитуд обоих механизмов при различных углах θ_p имеет как конструктивный, так и деструктивный характер. Однако принципиального влияния на полное сечение учет двуступенчатого механизма не оказывает. При всех углах θ_p определяющий вклад в полное сечение дает механизм срыва динейтрона, что указывает на доминирующую роль двухнейтронной конфигурации в ВФ ядра ^{20}O .

3. СТРУКТУРА ДИНЕЙТРОННОЙ ПЕРИФЕРИИ ЯДРА ^{20}O

Полученное согласие расчетных сечений с экспериментальным подтверждает корректность определения ВФ изотопов $^{18-20}\text{O}$ и ВФ связанных состояний $\Psi_{N=4\Lambda=0}(\vec{r}_d - \vec{R}_C)$ динейтрона и $\Psi_{N=2\Lambda=2}(\vec{r}_{1,2} - \vec{R}_C)$ виртуальных нейтронов относительно кора — ядер $^{18,19}\text{O}$. Эти функции позволяют найти плотности вероятности $W_i(r) = [r\Psi_{N_i\Lambda_i}(r)]^2$ [18] как динейтрона, так и каждого из нейтронов. Плотности вероятности $W(r)$

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов, используемые в расчетах

Канал	V , МэВ	r_v , ФМ	a_v , ФМ	W , МэВ	W_D , МэВ	r_w , ФМ	a_w , ФМ	r_c , ФМ
$t + {}^{18}\text{O}$	158.4	1.463	0.41	15.90		1.46	0.98	1.25
$p + {}^{20}\text{O}$	60.0	1.25	0.57	0.00	14.99	1.59	0.25	1.25
$d + {}^{19}\text{O}$	95.827	1.052	0.776	9.689		1.695	0.744	1.3


 Рис. 3. Плотности вероятности W относительного движения в вершинах распада диаграмм рис. 1 с правильной экспоненциальной асимптотикой и соответствующие им потенциалы связи $V(r)$: a — $W_{nn}(r_{nn} - R_c)$ динейтрона относительно кора ${}^{18}\text{O}$; b , c — $W_{1,2}(r_{1,2} - R_c)$ — каждого нейтрона относительно кора $C = {}^{18,19}\text{O}$

и соответствующие им потенциалы связи $V(r)$ показаны на рис. 3.

Определяющий вклад в нейтронную периферию дают плотности вероятности, локализованные вне действия потенциала $V(r)$. Как видно из рис. 3, потенциалы и для динейтронной и для однеитронных конфигураций становятся пренебрежимо малыми при $r \approx 4$ ФМ, в то время как соответствующие им плотности вероятности $W_i(r)$ для всех конфигураций на этом расстоянии еще значительны и могут образовать нейтронную периферию. Осцилляции динейтронной плотности вероятности во внутренней области ядра (рис. 3, a) обусловлены большим различием между значением орбитального момента $\Lambda = 0$ динейтрона и его главным квантовым числом $N = 4$ в ВФ динейтрона $\Psi_{N=4, \Lambda=0}(\mathbf{r}_d - \mathbf{R}_C)$. Эти осцилляции определяют вероятность нахождения динейтрона во внутренней области ядра, тем самым сжимая радиус динейтронной периферии. Однако в силу наличия узлов в ВФ на интегральную характеристику «среднеквадратичный радиус» значительного влияния не оказывают. Обе однеитронные ВФ имеют квантовые числа $N = \Lambda = 2$, так что соответствующие им плотности вероятности не имеют узлов и сосредоточены в поверхностной области ядра (рис. 3, b, c).

Установленная в [3] теоретически корреляция между разницей энергий связи протона и ней-

трона в ядре $\Delta S = S_p - S_n$ и толщиной скин-слоя $\Delta R = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ в [4] подтверждена экспериментально через измеренные сечения взаимодействия для изотопов азота. При $\Delta S \approx 10$ –15 МэВ толщина ΔR составляет для изотопа ${}^{20}\text{N}$ 0.2–0.4 ФМ.

Для ядра ${}^{20}\text{O}$ $\Delta S = 11.74$ МэВ, что подтверждает возможность образование скина в распределении нейтронной плотности этого ядра. Оценим его ширину с помощью альтернативного по отношению к [3, 4] метода: вместо среднеквадратичного нейтронного радиуса мы определяем среднеквадратичные размеры двухчастичной динейтронной и трехчастичной сигарообразной (кор ${}^{18}\text{O}$ плюс два нейтрона) конфигураций:

$$\langle L_i^2 \rangle^{1/2} = \left\{ \int W_i(r) r^2 dr \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

Рассчитанные значения $\langle L_i^2 \rangle^{1/2}$ приведены в табл. 3 вместе со значениями среднеквадратичных материальных радиусов изотопов кислорода, определенных в рамках модели Глаубера [2]. Размеры плеч сигарообразной конфигурации в силу эффектов отдачи могут не совпадать. Для ${}^{18-20}\text{O}$ поправки, связанные с этими эффектами, малы [6] и не превышают 5%.

Таблица 3. Размеры двухнейтронных конфигураций в ^{20}O

	^{18}O	^{19}O	^{20}O
$\langle R_m \rangle$	2.61	2.68	2.69
$\langle L_{nn} \rangle^{1/2}$			3.35
$\langle L_{1,2} \rangle^{1/2}$		3.57	3.35

Как видно из таблицы, среднеквадратичные размеры как однонейтронных, так и динейтронной конфигураций примерно на 0.6 Фм превышают материальный радиус кора — ядра ^{18}O , что подтверждает наличие нейтронного скин-слоя в нестабильном изотопе ^{20}O . Отметим, что рассчитанная нами толщина почти в 1.5–2 раза больше значения, полученного в [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели пространственную структуру ядра ^{20}O в виде компактного кора ^{18}O и двух нейтронов в $1d$ -оболочке, учитывая отсутствие ней-

тронной периферии в ядре ^{18}O [1, 2]. При использовании $1d$ -оболочечных конфигураций для описания ВФ изотопов ^{18}O – ^{20}O и определенных на их основе однонейтронных и динейтронных СА рассчитано дифференциальное сечение реакции $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ (осн. сост.) при учете механизмов срыва динейтрона и независимой передачи нейтронов. Получено, что при всех углах θ_p основной вклад в полное сечение вносит механизм срыва динейтрона. Вклад механизма независимой передачи нейтронов и интерференция амплитуд обоих механизмов (и конструктивная и деструктивная) заметного влияния на результат не оказывает.

На основе восстановленных ВФ динейтрона и виртуальных нейтронов относительно ядер $^{18,19}\text{O}$ рассчитаны размеры нейтронного скин-слоя в двухнейтронной периферии ядра ^{20}O в различных конфигурациях. Подтверждено наличие двухнейтронной периферии в ядре ^{20}O в форме скин-слоя в основном в динейтронной (из-за доминирующей роли механизма срыва динейтрона), но также и в сига-образной конфигурациях.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова.

- [1] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ **80**, № 5. 549 (2017). (*Galanina L.I., Zelenskaya N.S. // Phys. Atom. Nucl.* **80**, N 5. 952 (2017)).
- [2] Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I. // Nucl. Phys. A **693**, N 1. 32 (2001).
- [3] Ren Z., Zhu Z.Y., Cai Y.H., Xu G. // Phys. Lett. B **380**, N 1. 241 (1996).
- [4] Suzuki T., Geissel H., Bochkarev O., Chulkov L., Golovkov M. et al. // Phys. Rev. Lett. **75**, N 18 (1995).
- [5] Krasznahorkay A., Fujiwara M., van Aarle P., Akimune H. et al. // Phys. Rev. Lett. **82**, 3216 (1999).
- [6] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ (2015). **78**, №7–8. С. 730; *Galanina L.I., Zelenskaya N.S. // Phys. Atom. Nucl.* **78**, № 7–8. 730 (2015).
- [7] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ **79**, № 4. 401 (2016). (*Galanina L.I., Zelenskaya N.S. // Phys. Atom. Nucl.* **79**, N 4. 594 (2016)).
- [8] 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).)
- [9] Voronchev V. T., Krasnopol'sky V. M., and Kukulin V. I. // J. Phys. G **8**, N 3. 667 (1982).
- [10] Zhukov M. V., Danilin B. V., Fedorov D. V. et al. // Phys. Rep. **231**, N 1. 151 (1993).
- [11] Пенионжскевич Ю. Э., Карапакчиева Р. Легкие ядра у границы нейтронной стабильности. Изд-во ОИ-ЯИ. Дубна, 2016.
- [12] Nuclear dates CDFE. <http://cdfe.sinp.msu.ru/>
- [13] Jahn H. A. // Pros. Roy. Soc. A **205**, N 1. 192 (1951).
- [14] Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
- [15] Fortune H T., Bland L, Middleton R. et al. // Phys. Lett. B **87**, N 1, 2. 22 (1979).
- [16] LaFrance S., Fortune H T., Mordechai S., Middleton R. // J. Phys. G: Nucl. Phys. **5**, N 4 (1979).
- [17] Tompson J. // Comp. Phys. Rep. **7**, N 1. 167 (1988). <http://www.fresco.org.uk/>.
- [18] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // ЯФ **76**, № 4. 1542 (2013). (*Galanina L.I., Zelenskaya N.S. // Phys. Atom. Nucl.* **76**, N 6. 1457 (2013)).

Differential Cross Section of the $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ Reaction as a Test for Determining the Size of the Two-Neutron Periphery of the ^{20}O Nucleus

L.I. Galanina^a, N.S. Zelenskaya

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

E-mail: ^agalan_lidiya@mail.ru

The $^{18}\text{O}(t, p)^{20}\text{O}$ reaction is used to investigate the neutron periphery of the ground state of the ^{20}O nucleus. The experimental differential cross section of the reaction is consistent with the theoretical one, determined

with allowance for the mechanisms of dineutron stripping and sequential neutron transfer. The reconstructed wave functions of the dineutron and virtual neutrons relative to the core make it possible to calculate the dimensions of the neutron skin layer in the ^{20}O nucleus. The presence of a two-neutron periphery in the ground state of the ^{20}O nucleus is confirmed in the form of a sufficiently extended skin layer in both the dineutron and cigar-shaped configurations.

PACS: 24.10.eq.

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

Received 01 July 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2025. **80**, No. 5. Pp. .

Сведения об авторах

1. Зеленская Наталья Семеновна — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник, тел.: (495) 939-24-10, e-mail: ns-zelenskaya@yandex.ru.
2. Галанина Лидия Ивановна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, тел.: (495) 939-25-07, e-mail: galan_lidiya@mail.ru.