

СТРУКТУРА ЯДЕР ${}^9, {}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$ В ОБОЛОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ СИЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННОГО ЯДРА

В. В. Самарин^{1, 2, *}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия

² Государственный университет «Дубна», Дубна, 141982, Россия

Структура ядер ${}^9, {}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$ рассчитана в оболочечной модели сильно деформированного ядра. Уравнение Шрёдингера решено с учетом спин-орбитального взаимодействия и с использованием разложений по функциям Бесселя. Согласно с экспериментальными данными рассчитанных радиальных зарядовых плотностей и среднеквадратичных зарядовых радиусов получено для потенциала среднего поля оболочечной модели, соответствующего α -кластерной модели.

The structure of ${}^9, {}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$ nuclei is calculated using the shell model of the strongly deformed nucleus. The Schrödinger equation is solved taking into account the spin-orbit interaction using expansion in Bessel series. Close agreement with experimental data for calculated radial charge densities and RMS charge radii is obtained for the mean field corresponding to the alpha cluster model.

PACS: 21.10.Ft; 21.10.Gv; 21.10.Pc; 21.60.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Особенностью ядер изотопов Be и B является их сильная деформация. Экспериментальные значения параметра β_2 квадрупольной деформации для ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ составляют соответственно $0,89 \pm 0,03$, $1,13 \pm 0,03$, $0,52 \pm 0,03$ и $0,498 \pm 0,030$ [1]. Распространенной моделью сильно деформированного ядра ${}^9\text{Be}$ является представление его в виде системы из двух α -кластеров и нейтрона, находящегося с большой вероятностью между ними [2–4]. Для ядер ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$ структура в виде двух α -кластеров и нескольких «валентных» нуклонов рассмотрена в работах [5, 6]. В работе [7] показано, что двух- α -частичный остов сохраняется в ядре ${}^9\text{Be}$, в то время как в ядре ${}^{10}\text{Be}$ два лишних нейтрона «портят» α -частичную структуру. Расчеты с применением метода антисимметризованной молекулярной динамики [8] подтверждают такую картину для ядер ${}^9, {}^{10}, {}^{11}, {}^{12}\text{Be}$ и ${}^{11}\text{B}$. Таким образом, ядра ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ можно считать занимающими промежуточное положение между

* E-mail: samarin@jinr.ru

слабо деформированными ядрами (примерно с $\beta_2 < 0,3$) и двойными ядерными системами, образующимися при тесном сближении ядер при их столкновениях или на начальной стадии деления ядер. В первом случае использовались оболочечная модель с одноцентровым анизотропным осцилляторным потенциалом среднего поля [9] и его модификация с учетом спин-орбитального взаимодействия (модель Нильссона) [9–11]. Во втором случае применялась модель двухцентрового гармонического осциллятора [12–14]. Для расчетов нуклонных состояний в произвольном аксиально-симметричном среднем поле может использоваться метод, основанный на разложении по функциям Бесселя [15, 16].

1. ТЕОРИЯ

Рассмотрим расчет нуклонных состояний в аксиально-симметричном среднем поле $W(\rho, z) = U(\rho, z) + V(\rho, z)$ с ядерной (U) и кулоновской (V) частями с учетом эрмитова оператора спин-орбитального взаимодействия

$$\hat{H}^{(LS)} = -\frac{bx_0^2}{2\hbar}\boldsymbol{\sigma}[(\nabla U)\hat{\mathbf{p}}]. \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ — матрицы Паули, $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса, $x_0 = 1$ фм, b — феноменологическая безразмерная постоянная, в расчетах было использовано значение $b = 38$ (см., например, [17]). В цилиндрической системе координат две компоненты ψ_1, ψ_2 спинорной волновой функции нуклона с квантовым числом $m_j = -j, -j + 1, \dots, j$ проекции полного момента j на ось симметрии ядра Oz удовлетворяют связанным друг с другом уравнениям Шрёдингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + W(\rho, z) + i\frac{b}{2}\frac{1}{\rho}U_\rho\frac{\partial}{\partial\varphi}\right]\psi_1 + i\frac{b}{2}e^{-i\varphi}\left[i\left(U_\rho\frac{\partial}{\partial z} - U_z\frac{\partial}{\partial\rho}\right) - \frac{1}{\rho}U_z\frac{\partial}{\partial\varphi}\right]\psi_2 = \varepsilon\psi_1, \quad (2)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + W(\rho, z) - i\frac{b}{2}\frac{1}{\rho}U_\rho\frac{\partial}{\partial\varphi}\right]\psi_2 - i\frac{b}{2}e^{i\varphi}\left[i\left(U_\rho\frac{\partial}{\partial z} - U_z\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho}U_z\frac{\partial}{\partial\varphi}\right]\psi_1 = \varepsilon\psi_2, \quad (3)$$

где $W_\rho = \partial W/\partial\rho$, $W_z = \partial W/\partial z$. С учетом $|\psi_1| \rightarrow 0$, $|\psi_2| \rightarrow 0$ вдали от ядра с центром в точке $\rho = 0$, $z = 0$ выберем однородные граничные условия $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = 0$ на поверхности цилиндра при $\rho = \rho_0$, $-z_0 \leq z \leq z_0$ и при $0 \leq \rho \leq \rho_0$, $z = \pm z_0$. Стандартным способом решения краевой задачи для уравнений (2), (3) является разложение функций (ψ_1, ψ_2) для

заданного значения $m_j = n + 1/2$, $n = 0, 1, \dots$, по системе ортонормированных базисных функций

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = (2\pi)^{-1/2} \sum_{\nu=1} a_\nu \begin{pmatrix} f_{1n,\nu}(\rho, z) \exp(in\varphi) \\ f_{2n,\nu}(\rho, z) \exp[i(n+1)\varphi] \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\int_{-z_0}^{z_0} dz \int_0^{\rho_0} d\rho \rho [f_{1n,\mu}(\rho, z)f_{1n,\nu}(\rho, z) + f_{2n,\nu}(\rho, z)f_{2n,\mu}(\rho, z)] = \delta_{\nu\mu}, \quad (5)$$

что приводит к задаче на собственные значения симметричной матрицы порядка M :

$$\sum_{\nu=1}^M A_{\mu\nu} a_\nu = \varepsilon a_\mu. \quad (6)$$

Матричные элементы $A_{\mu\nu} = A_{\nu\mu}$ даются выражениями

$$A_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} + W_{\mu\nu} + H_{\mu\nu}^{(LS)}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} = & -\frac{\hbar^2}{2m} \int_{-z_0}^{z_0} dz \int_0^{\rho_0} d\rho \rho \left\{ f_{1n,\mu}(\rho, z) \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) f_{1n,\nu}(\rho, z) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{n^2}{\rho^2} f_{1n,\nu}(\rho, z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} f_{1n,\nu}(\rho, z) \right] + \right. \\ & \left. + f_{2n,\mu}(\rho, z) \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) f_{2n,\nu}(\rho, z) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{(n+1)^2}{\rho^2} f_{2n,\nu}(\rho, z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} f_{2n,\nu}(\rho, z) \right] \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} = & \int_{-z_0}^{z_0} dz \int_0^{\rho_0} d\rho \rho [f_{1n,\mu}(\rho, z)W(\rho, z)f_{1n,\nu}(\rho, z) + \\ & + f_{2n,\mu}(\rho, z)W(\rho, z)f_{2n,\nu}(\rho, z)], \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{\mu\nu}^{(LS)} = & \frac{b}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\rho_0} d\rho \rho \left\{ -\frac{n}{\rho} U_\rho f_{1n,\mu}(\rho, z)f_{1n,\nu}(\rho, z) + \frac{n+1}{\rho} \times \right. \\ & \times U_\rho f_{2n,\mu}(\rho, z)f_{2n,\nu}(\rho, z) + f_{1n,\mu}(\rho, z) \left[-U_\rho \frac{\partial}{\partial z} + U_z \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{n+1}{\rho} U_z \right] \times \\ & \left. \times f_{2n,\nu}(\rho, z) + f_{2n,\mu}(\rho, z) \left[U_\rho \frac{\partial}{\partial z} - U_z \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{n}{\rho} U_z \right] f_{1n,\nu}(\rho, z) \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Функции $f_{1n}(\rho, z)$, $f_{2n}(\rho, z)$, обеспечивающие быструю сходимость ряда (4), будем искать в виде разложения по системам функций Бесселя J_n и J_{n+1} целого порядка

$$f_{1n}(\rho, z) = \sum_{k=1}^N p_{kn}(z) C_{kn} J_n(\alpha_k \rho), \quad \alpha_k = \mu_n^{(k)} / \rho_0, \quad (11)$$

$$f_{2n}(\rho, z) = \sum_{k=1}^N q_{kn+1}(z) C_{kn+1} J_{n+1}(\beta_k \rho), \quad \beta_k = \mu_{n+1}^{(k)} / \rho_0, \quad (12)$$

где $\mu_n^{(k)}$ и $\mu_{n+1}^{(k)}$ — нули функций Бесселя $J_n(\mu_n^{(k)}) = 0$, $J_{n+1}(\mu_{n+1}^{(k)}) = 0$, $k = 1, 2, \dots, N$; C_{kn} и C_{kn+1} — нормировочные коэффициенты

$$C_{kn} = \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 |J'_n(\mu_n^{(k)})|}, \quad C_{kn+1} = \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 |J'_{n+1}(\mu_{n+1}^{(k)})|}. \quad (13)$$

Матричные элементы $A_{\mu\nu}$ выражаются через функции $p_{kn}(z)$, $q_{kn+1}(z)$,

$$\begin{aligned} \frac{2m}{\hbar^2} A_{\mu\nu} = & \int dz \sum_{k=0}^N \left[p'_{kn}(\mu) (z) p'_{kn}(\nu) (z) + q'_{kn+1}(\mu) (z) q'_{kn+1}(\nu) (z) + \right. \\ & \left. + \alpha_k^2 p_{kn}(\mu) (z) p_{kn}(\nu) (z) + \beta_k^2 q_{kn+1}(\mu) (z) q_{kn+1}(\nu) (z) \right] + \\ & + \int_{-z_0}^{z_0} dz \sum_{k=0}^N \sum_{l=0}^N \left[p_{kn}(\mu) (z) p_{ln}(\nu) (z) v_{kl}^{(n)}(z) + q_{kn+1}(\mu) (z) q_{ln+1}(\nu) (z) u_{kl}^{(n)}(z) + \right. \\ & + p_{kn}(\mu) (z) q_{ln+1}(\nu) (z) t_{kl}^{(n)}(z) + q_{kn+1}(\mu) (z) p_{ln}(\nu) (z) \tau_{kl}^{(n)}(z) + \\ & \left. + q_{kn+1}(\mu) (z) p_{ln}(\nu) (z) w_{ik}^{(n)}(z) - p_{kn}(\mu) (z) q_{ln+1}(\nu) (z) w_{kl}^{(n)}(z) \right], \quad (14) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} v_{kl}^{(n)}(z) = & \frac{2m}{\hbar^2} C_{ln} C_{kn} \int_0^{\rho_0} \frac{2m}{\hbar^2} \left[W(\rho, z) - \frac{b}{2} n \frac{1}{\rho} U_\rho(\rho, z) \right] \times \\ & \times J_n(\alpha_k \rho) J_n(\alpha_l \rho) \rho d\rho, \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u_{kl}^{(n)}(z) = & \frac{2m}{\hbar^2} C_{kn+1} C_{ln+1} J_n \int_0^{\rho_0} \left[W(\rho, z) + \frac{b}{2} \frac{n+1}{\rho} U_\rho(\rho, z) \right] \times \\ & \times J_{n+1}(\beta_k \rho) J_{n+1}(\beta_l \rho) \rho d\rho, \quad (16) \end{aligned}$$

$$w_{kl}^{(n)}(z) = \frac{b}{2} \frac{2m}{\hbar^2} C_{ln+1} C_{kn} \int_0^{\rho_0} U_\rho(\rho, z) J_n(\alpha_k \rho) J_{n+1}(\beta_l \rho) \rho d\rho, \quad (17)$$

$$t_{kl}^{(n)}(z) = \frac{b}{2} \frac{2m}{\hbar^2} C_{ln+1} C_{kn} \int_0^{\rho_0} U_z(\rho, z) J_n(\alpha_k \rho) J_n(\beta_l \rho) \beta_l \rho d\rho, \quad (18)$$

$$\tau_{kl}^{(n)}(z) = \frac{b}{2} \frac{2m}{\hbar^2} C_{ln} C_{kn+1} \int_0^{\rho_0} U_z(\rho, z) J_{n+1}(\beta_k \rho) J_{n+1}(\alpha_l \rho) \alpha_l \rho d\rho. \quad (19)$$

Подстановка функции $f_{1n,\nu}(\rho, z) \exp(in\varphi)$ вместо ψ_1 и функции $f_{2n,\nu}(\rho, z) \exp[i(n+1)\varphi]$ вместо ψ_2 в уравнения Шрёдингера (2), (3) приводит, с учетом (11)–(19), к системе $2N$ обыкновенных дифференциальных уравнений для функций $p_{kn}(z)$, $q_{kn+1}(z)$:

$$p_{ln}'' - \left(\frac{\mu_n^{(l)}}{\rho_0} \right)^2 p_{ln} - \sum_{k=1}^N p_{kn} v_{lk}^{(n)}(z) + \sum_{k=1}^N q'_{kn+1} w_{lk}^{(n)}(z) - \sum_{k=1}^N q_{kn+1} t_{lk}^{(n)}(z) = -\tilde{\varepsilon} p_{ln}, \quad (20)$$

$$q_{ln+1}'' - \left(\frac{\mu_{n+1}^{(l)}}{\rho_0} \right)^2 q_{ln+1} - \sum_{k=1}^N q_{kn+1} u_{lk}^{(n)}(z) - \sum_{k=1}^N p'_{kn} w_{kl}^{(n)}(z) - \sum_{k=1}^N p_{kn} \tau_{lk}^{(n)}(z) = -\tilde{\varepsilon} q_{ln+1}, \quad (21)$$

где $\tilde{\varepsilon} = 2mE/\hbar^2$, m — масса нуклона, E — энергия. Переход к разностным уравнениям для сеточных функций $p_{ln,j} = p_{ln}(z_j)$, $q_{ln,j} = q_{ln}(z_j)$ на сетке $z_j = -z_0 + j\Delta z$, $j = 0, 1, \dots, M$, приводит к задаче на собственные значения для ленточной матрицы B , представляющей собой трехдиагональную блочную матрицу. Блоки представляют собой квадратные матрицы порядка $2N$, зависящие от величин (15)–(19): $v_{kl}^{(n)}(z_j)$, $u_{kl}^{(n)}(z_j)$, $w_{kl}^{(n)}(z_j)$, $t_{kl}^{(n)}(z_j)$, $\tau_{kl}^{(n)}(z_j)$. Из-за различия величин $t_{kl}^{(n)}(z_j)$ и $\tau_{kl}^{(n)}(z_j)$ матрица B несимметрична и ее собственные векторы неортогональны. Для получения ортонормированных собственных векторов вместо матрицы B используем симметризованную матрицу \overline{B} , образованную из наддиагональных элементов матрицы B :

$$\overline{B}_{ji} = B_{ij}, \quad \overline{B}_{ij} = B_{ij}, \quad j \geq i. \quad (22)$$

Стандартные методы линейной алгебры (см., например, [18]) позволяют найти ортонормированные собственные векторы матрицы \overline{B} и использо-

Таблица 1. Результаты расчетов собственных значений $\bar{\varepsilon}_\mu$ и $\bar{\varepsilon}'_\mu$ симметричных матриц \bar{B} и \bar{A}' для сферического ядра с энергиями состояний протонов $1s_{1/2}$ $\varepsilon_1 = -23,630$ МэВ, $1p_{3/2}$ $\varepsilon_2 = -9,027$ МэВ и $1p_{1/2}$ $\varepsilon_3 = -0,618$ МэВ

N	$\bar{\varepsilon}_1$, МэВ	$\bar{\varepsilon}_2$, МэВ	$\bar{\varepsilon}_3$, МэВ	$\bar{\varepsilon}'_1$, МэВ	$\bar{\varepsilon}'_2$, МэВ	$\bar{\varepsilon}'_3$, МэВ
10	-23,528	-9,377	-0,185	-23,528	-8,910	-0,510
11	-23,609	-9,493	-0,240	-23,607	-9,020	-0,577
12	-23,636	-9,538	-0,268	-23,634	-9,064	-0,607
13	-23,644	-9,552	-0,280	-23,641	-9,078	-0,620
14	-23,645	-9,554	-0,280	-23,642	-9,079	-0,620
15	-23,645	-9,554	-0,282	-23,642	-9,080	-0,622
16	-23,645	-9,554	-0,282	-23,642	-9,080	-0,622
20	-23,646	-9,555	-0,282	-23,643	-9,080	-0,624

вать их для приближенного вычисления матричных элементов (7)–(10) при замене интеграла по z на интегральную сумму по точкам сетки. Возникающие при этом погрешности, вообще говоря, могут приводить к нарушению симметричности получаемой приближенной матрицы A' . Поэтому в расчетах использовалась симметризованная матрица \bar{A}' ,

$$\bar{A}'_{\nu\mu} = A'_{\mu\nu}, \quad \bar{A}'_{\mu\nu} = A'_{\mu\nu}, \quad j \geq i. \quad (23)$$

Собственные значения $\bar{\varepsilon}_\mu$ матрицы \bar{B} оказываются весьма близкими к собственным значениям $\bar{\varepsilon}'_\mu$ матрицы \bar{A} и к точным значениям энергии ε_μ , а собственные векторы матрицы \bar{B} дают функции $f_{1n,\mu}(\rho, z) \exp(in\varphi)$ и $f_{2n,\mu}(\rho, z) \exp[i(n+1)\varphi]$, близкие, соответственно, к $\psi_{1\mu}$ и $\psi_{2\mu}$. По этому в разложении

$$\begin{pmatrix} \psi_{1\mu} \\ \psi_{2\mu} \end{pmatrix} = (2\pi)^{-1/2} \sum_{\nu=1}^N a_{\mu\nu} \begin{pmatrix} f_{1n,\nu}(\rho, z) \exp(in\varphi) \\ f_{2n,\nu}(\rho, z) \exp[i(n+1)\varphi] \end{pmatrix} \quad (24)$$

$|a_{\mu\mu} - 1| \ll 1$ и $|a_{\mu\nu}| \ll 1$, $\mu \neq \nu$. Результаты тестирования данной схемы для сферического ядра (табл. 1) показали достаточность использования в разложениях (11), (12) сравнительно небольшого числа ($N = 15$) функций Бесселя при шаге сетки по оси z $\Delta z = 0,15$ фм и граничных значениях $\rho_0 = 18$ фм, $z_0 = 21$ фм. Таким же образом расчеты были проведены и для сильно деформированных ядер.

2. СТРУКТУРА ЯДЕР ${}^9, {}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}, {}^{11}\text{B}$

Форма ядерной части потенциала U среднего поля ядра была выбрана с учетом квадрупольной деформации ядра и сохранения остаточного влияния двух- α -кластерного остова:

$$U = U_1(r, \cos \theta) + U_2 \left(\sqrt{\rho^2 + (z - z_c)^2} \right) + U_2 \left(\sqrt{\rho^2 + (z + z_c)^2} \right), \quad (25)$$

где $\pm z_c$ — координаты центров α -кластеров. Функции $U_1(\mathbf{r})$, $U_2(\mathbf{r})$ были выбраны в форме потенциала Вудса–Саксона с дополнительным сглаживанием вблизи точки $r = 0$,

$$U_1(r, \cos \theta) = -U_{01} \left\{ 1 + 2 \exp \left(-\frac{R_1(\theta)}{a_1} \right) \left[\cosh \left(\frac{r}{a_1} \right) - 1 \right] \right\}^{-1}, \quad (26)$$

$$U_2(r) = -U_{02} \left\{ 1 + 2 \exp \left(-\frac{R_2}{a_2} \right) \left[\cosh \left(\frac{r}{a_2} \right) - 1 \right] \right\}^{-1}, \quad (27)$$

где $a_1 = 0,6$ фм, $R_2 = 1,11$ фм, $a_2 = 0,325$ фм. Уравнение поверхности деформированного ядра имеет вид [19]

$$R_1(\theta) = \tilde{R} [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, 0)], \quad (28)$$

где Y_{20} — сферическая гармоника; β_2 — экспериментальное значение параметра деформации, значение параметра \tilde{R} определяется из условия равенства объема деформированного ядра с массовым числом A объему сферического ядра радиуса R_0 , $R_0 = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,05$ фм.

Кулоновская составляющая среднего поля $V(\mathbf{r})$ приближенно принималась равной полю однородно заряженного эллипсоида с параметром деформации β_2 и вычислялась путем численного интегрирования [15]. Форма (25) и параметры среднего поля (табл. 2) для протонов и нейтронов ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$ были подобраны так, чтобы обеспечить близость энергий отделения нуклонов к экспериментальным значениям, а также близость радиального распределения заряда к экспериментальному распределению. Пример линий уровня среднего поля $W(\rho, z)$ для протонов в ядре ${}^{10}\text{B}$ показан на рис. 1, а.

В ядрах ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{Be}$ два протона заселяют нижележащее четное состояние $1/2^+$ с $m_j = \pm 1/2$, еще два протона заселяют вышележащее

Таблица 2. Параметры потенциалов среднего поля и свойства ядер ${}^{9,10}\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$: $\varepsilon_{\text{ур}}$ — энергия самого верхнего заполненного уровня; $E_{\text{сеп}}$ — энергия отделения нуклона; $\langle R \rangle$ — среднеквадратичный зарядовый радиус [17]

Ядро, нуклон	U_{01} , МэВ	U_{02} , МэВ	z_c , фм	$-\varepsilon_{\text{ур}}(m_j)$, МэВ	$E_{\text{сеп}}$, МэВ	$\langle R \rangle$, фм	
						Расчет	Эксперимент
${}^9\text{Be}, p$	49,90	33	2,85	16,885 ($m_j = 1/2$)	16,886	2,512	$2,519 \pm 0,012$
${}^9\text{Be}, n$	41,63	26	2,85	1,671 ($m_j = 3/2$)	1,665		
${}^{10}\text{Be}, p$	46,17	33	2,13	19,639 ($m_j = 1/2$)	19,636	2,379	$2,361 \pm 0,017$
${}^{10}\text{Be}, n$	54,12	10	2,13	6,816 ($m_j = 3/2$)	6,812		
${}^{10}\text{B}, p$	52,81	32,3	2,75	6,590 ($m_j = 3/2$)	6,587	2,427	$2,4277 \pm 0,0499$
${}^{10}\text{B}, n$	51,78	32,3	2,75	8,440 ($m_j = 3/2$)	8,437		
${}^{11}\text{B}, p$	59,05	32,3	2,75	11,223 ($m_j = 3/2$)	11,229	2,320	$2,406 \pm 0,0294$
${}^{11}\text{B}, n$	55,22	32,3	2,75	11,454 ($m_j = 3/2$)	11,454		

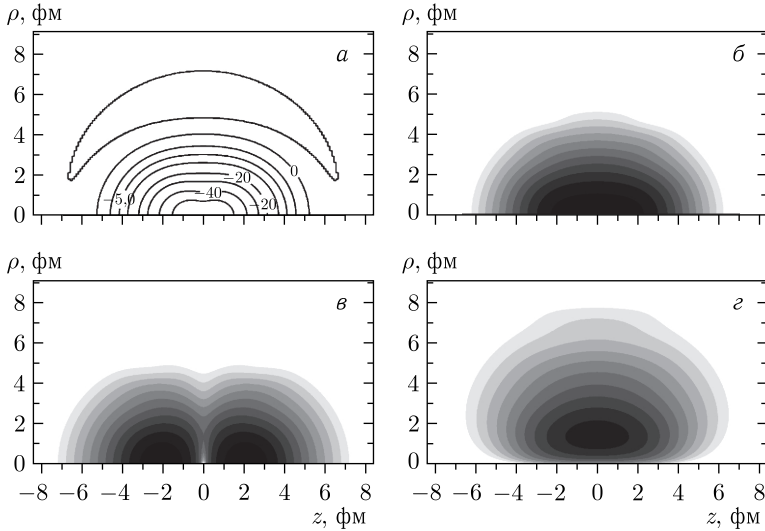


Рис. 1. Линии уровня среднего поля $W(\rho, z)$ для протонов в ядре ${}^{10}\text{B}$ (а), указаны значения в МэВ. Плотности вероятности $P_{m_j}(\rho, z)$ (градации серого цвета в логарифмическом масштабе) для состояний протонов в оболочечной модели деформированного ядра ${}^{10}\text{B}$: $1/2^+$ с энергией $\varepsilon = -24,402$ МэВ (б), $1/2^-$ с $\varepsilon = -16,834$ МэВ (в), $3/2^-$ с $\varepsilon = -6,590$ МэВ (г)

нечетное состояние $1/2^-$ с $m_j = \pm 1/2$. В ядрах ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ по два протона заселяют нижележащие состояния $1/2^+$, $1/2^-$, а пятый протон находится в состоянии $3/2^-$ с $|m_j| = 3/2$. Плотности вероятности для этих состояний в плоскости переменных (ρ, z) цилиндрической системы координат

$$P_{m_j}(\rho, z) = |\psi_{1m_j}|^2 + |\psi_{2m_j}|^2 = \frac{1}{2\pi} \left[f_{1m_j}^2(\rho, z) + f_{2m_j}^2(\rho, z) \right] \quad (29)$$

показаны на рис. 1, б–г. Среднеквадратичные зарядовые радиусы $\langle R \rangle$ для ядер ${}^9, {}^{10}\text{Be}$, ${}^{10, 11}\text{B}$ приведены в табл. 2, радиальные зарядовые плотности $n(r)$ в ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ показаны на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными из работ [20, 21], доступными также в базе знаний NRV [17] Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными результатов расчетов радиальных зарядовых плотностей ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ позволяет в данном подходе определять нейтронную и полную нуклонную плотности в среднем поле (25). Для ядра ${}^{10}\text{B}$ с равным числом протонов и нейтронов все параметры потенциала среднего поля, за исключением U_{01} для протонов и нейтронов, допустимо считать равными. Такое допущение принималось и для соседнего ядра ${}^{11}\text{B}$. Для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{10}\text{Be}$ равными считались все параметры потенциала среднего

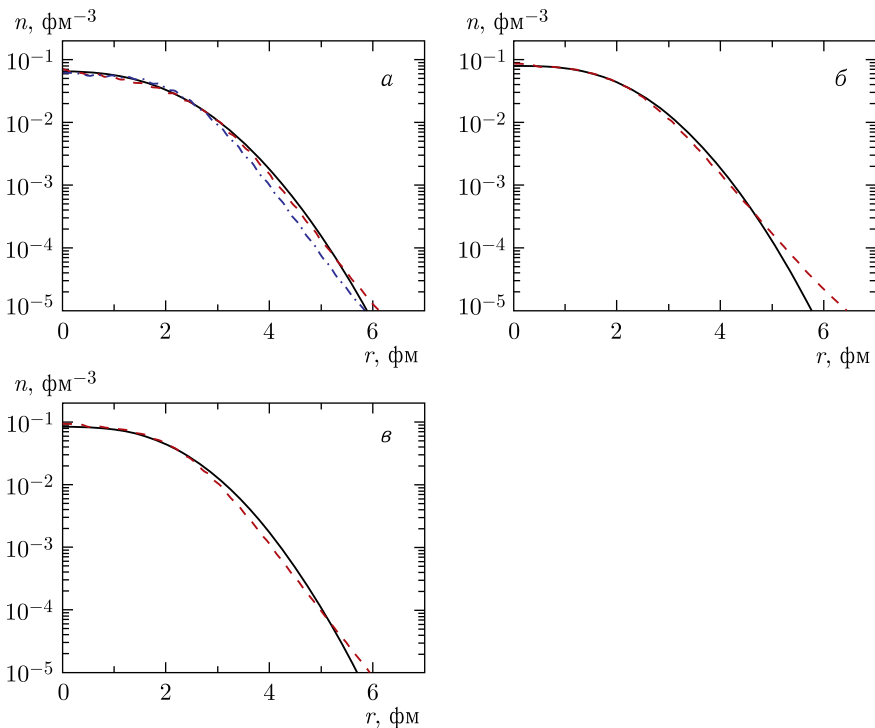


Рис. 2. Радиальная плотность $n(r)$ распределения электрического заряда в ядрах ${}^9\text{Be}$ (а), ${}^{10}\text{Be}$ (б), ${}^{11}\text{Be}$ (в): экспериментальные данные (сплошные кривые) из работ [20] для ${}^9\text{Be}$ и [21] для ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}$ в сравнении с результатами расчетов (штриховые кривые), результат расчетов для ядра ${}^{10}\text{Be}$ — штрихпунктирная кривая (а)

поля кроме U_{01} и U_{02} . Суммарная плотность распределения протонов и нейтронов на плоскости переменных (x, z) для ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$ и ${}^{11}\text{Be}$ показана на рис.3. Рассчитанные распределения плотности нуклонов дают картину структуры ядра ${}^9\text{Be}$ в виде двух близких частично перекрывающихся α -кластеров с размытыми границами. Ядра ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}$ также имеют структуру в виде двух близких α -кластеров с более сильным перекрытием и с более размытыми границами по сравнению с ядром ${}^9\text{Be}$. Для ядра ${}^{10}\text{Be}$ определение параметров среднего поля для протонов проводилось с учетом имеющихся экспериментальных данных лишь для среднеквадратичного зарядового радиуса. Избыток в два спаренных нейтрона над числом протонов в этом ядре может существенно изменить среднее поле, действующее на нейтроны, по сравнению со средним полем для протонов. Поэтому расчет нейтронных состояний и расчет нуклонной плотности в ядре ${}^{10}\text{Be}$ (см. рис.3) носят оценочный характер.

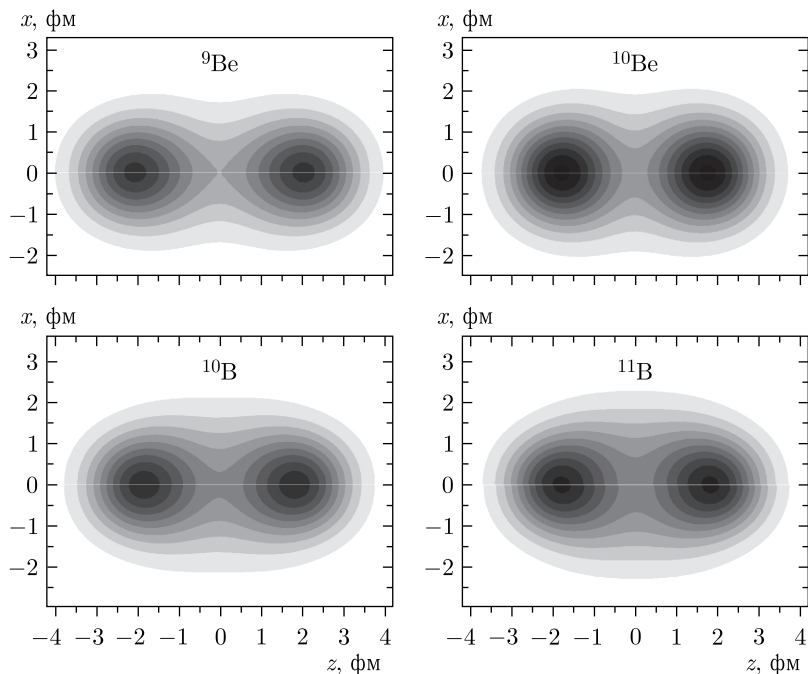


Рис. 3. Плотности распределения нуклонов (градации серого цвета в линейном масштабе) в плоскости xOz для ядер ^9Be , ^{10}Be , ^{10}B и ^{11}B

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными результатов расчетов радиальных зарядовых плотностей ядер ^9Be , ^{10}B и ^{11}B свидетельствует о достоверности определения структуры этих ядер и близкого к ним ядра ^{10}Be в виде двух близких частично перекрывающихся α -кластеров с размытыми границами. Показано, что результаты оболочечной модели при соответствующем выборе потенциала среднего поля близки к результатам α -кластерной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Центр данных фотоядерных экспериментов. <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.
2. *von Oertzen W., Freer M., Kanada En'yo Y.* // Phys. Rep. 2006. V. 432. P. 43–113.
3. *Freer M.* // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 2149–2210.
4. *DellaRocca V., Iachello F.* // Nucl. Phys. A. 2018. V. 973. P. 1–32.
5. *Samarin V. V.* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58, No. 117. P. 1–23.

6. Самарин В. В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 655–661.
7. Оглоблин А. А. // ЭЧАЯ. 1972. Т. 3. С. 936–992.
8. Kanada En'yo Y., Masaaki Kimura, Hisashi Horiuchi // C. R. Phys. 2003. V. 4. P. 497–520.
9. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. V.2. Nuclear Deformations. Singapore; New Jersey; London; Hong Kong: World Sci. Publ., 1998. 748 p.
10. Nilsson S. G. // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1955. V. 29, No. 16. P. 1–69.
11. Strutinsky V. M. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 122. P. 1–33.
12. Holser P., Mozel U., Greiner W. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 138. P. 241.
13. Scharnweber D., Greiner W., Mozel U. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 164. P. 257–278.
14. Pruess K., Greiner W. // Phys. Lett. B. 1970. V. 33. P. 197–202.
15. Самарин В. В. // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1461–1473.
16. Самарин В. В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133–146.
17. База знаний по низкоэнергетической ядерной физике Nuclear Reactions Video. <http://nrv.jinr.ru/nrv/>.
18. Уилкинсон Дж., Райнш Г. Справочник алгоритмов на языке АЛГОЛ: Линейная алгебра: Пер. с англ. М.: Машиностроение, 1976. С. 223; Wilkinson J.H., Reinsch C. Handbook for Automatic Computation: Linear Algebra. Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1971.
19. Загребаев В. И., Самарин В. В. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1488–1502.
20. Jansen I. A., Peerdeman R. Th., de Vries C. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 337–352.
21. Stovall T., Coldenberg J., Isabelle D. B. // Nucl. Phys. 1966. V. 86. P. 225–240.