

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

В.В. Самарин^{1,2}

¹ Государственный университет «Дубна»

² Объединенный институт ядерных исследований

E-mail: samarin@jinr.ru

Структура ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$ рассчитана в оболочечной модели деформированного ядра. Определены форма и параметры потенциала среднего поля, обеспечивающие согласие с экспериментальными данными результатов расчета радиальных зарядовых распределений. Показано, что пространственная структура протонной и нейтронной плотностей вероятности ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$ близка к «молекулярной» структуре из двух альфа-кластеров и от одного до трех «валентных» нуклонов.

Ключевые слова: оболочечная модель, деформированные легкие ядра, уравнение Шредингера

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 [1–3]. Для ядер $^{10,11}\text{Be}$ структура в виде двух α -кластеров и нескольких «валентных» нуклонов рассмотрена в работах [3, 4]. В работе [5] показано, что двух α -частичный остов сохраняется в ядре ^9Be , в то время как в ядре ^{10}Be два лишних нейтрона «портят» α -частичную структуру. В основном состоянии ядро ^{10}Be является нормальным деформированным оболочечным ядром. Под влиянием лишних нуклонов в деформированных ядрах $^{10,11}\text{Be}$ α -частичная структура также размывается, что делает обоснованным применение к ним оболочечной модели деформированного ядра. Расчет состояний протонов дает возможность определения распределения электрического заряда в ядре и подбора среднего поля, обеспечивающего его близость к экспериментальному распределению с одновременной близостью энергии $\epsilon_{\text{ур}}$ самого верхнего занятого уровня к энергии отделения протона от ядра E_{sep} , взятой с противоположным знаком.

В оболочечной модели предполагается, что независимые протоны находятся в среднем поле ядра $U_p(\vec{r}) = U_N(\vec{r}) + U_C(\vec{r})$, имеющем ядерную (N) и кулоновскую (C) составляющие, на независимые нейтроны действует только поле $U_N(\vec{r})$. Дополнительный оператор спин-орбитального взаимодействия имеет вид

$$\hat{H}_{ls} = -\frac{bx_0^2}{2\hbar} \vec{\sigma} [(\nabla U_N) \hat{p}], \quad (1)$$

где $\vec{\sigma}$ — матрицы Паули, $\hat{p}$ — оператор импульса, $x_0 = 1$ фм, b — феноменологическая безразмерная постоянная, для которой при расчетах было использовано значение $b = 38$ [6]. Энергия ϵ и две компоненты ψ_1, ψ_2 спинорной волновой функции нуклона в аксиально симметричном среднем поле $U_p(\rho, z)$ деформированного ядра могут быть найдены при решении уравнения Шредингера в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) [7]. Нормированные условием

$$\iiint (\psi_1^* \psi_1 + \psi_2^* \psi_2) dV = 1, \quad (2)$$

волновые функции с квантовым числом $m_j = -j, -j+1, \dots, j$ проекции полного момента j на ось симметрии ядра Oz представимы в виде

$$\psi_{1m_j}(\rho, z, \varphi) = (2\pi)^{-1/2} f_{1m_j}(\rho, z) \exp[i(m_j - 1/2)\varphi], \quad (3)$$

$$\psi_{2m_j}(\rho, z, \varphi) = (2\pi)^{-1/2} f_{2m_j}(\rho, z) \exp[i(m_j + 1/2)\varphi]. \quad (4)$$

Схема решения уравнения Шредингера, основанная на разложении функций f_1 и f_2 по функциям Бесселя, предложена в работе [7]. Плотность вероятности дается выражением

$$P_{m_j}(\rho, z) = |\psi_{1m_j}|^2 + |\psi_{2m_j}|^2 = \frac{1}{2\pi} [f_{1m_j}^2(\rho, z) + f_{2m_j}^2(\rho, z)]. \quad (5)$$

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

$$U_N = V_1(r, \cos\theta) + V_2\left(\sqrt{\rho^2 + (z - z_0)^2}\right) + V_2\left(\sqrt{\rho^2 + (z + z_0)^2}\right), \quad (6)$$

где $\pm z_0$ — координаты центров α -кластеров. Функции $V_1(\vec{r})$, $V_2(r)$ были выбраны в форме потенциала Вудса-Саксона с дополнительным сглаживанием вблизи точки $r = 0$,

$$V_1(r, \cos\theta) = -V_{01} \left\{ 1 + 2 \exp\left(-\frac{R_1(\theta)}{a_1}\right) \left[\cosh\left(\frac{r}{a_1}\right) - 1 \right] \right\}^{-1}, \quad (7)$$

$$V_2(r) = -V_{02} \left\{ 1 + 2 \exp\left(-\frac{R_2}{a_2}\right) \left[\cosh\left(\frac{r}{a_2}\right) - 1 \right] \right\}^{-1}, \quad (8)$$

где $a_1 = 0.6$ фм, $R_2 = 1.11$ фм, $a_2 = 0.325$ фм. Уравнение поверхности деформированного ядра имеет вид [8].

$$R_1(\theta) = \tilde{R} [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta, 0)], \quad (9)$$

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. Экспериментальные значения параметров квадрупольной деформации для ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ составляют соответственно 0.89 ± 0.03 , 0.52 ± 0.03 и 0.498 ± 0.03 [9].

Кулоновская составляющая среднего поля $U_c(\vec{r})$ принималась равной полю однородно заряженного эллипсоида с параметром деформации β_2 и вычислялась путем численного интегрирования [10]. Форма (6) и параметры среднего поля (табл.) 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.

В ядре ${}^9\text{Be}$ два протона заселяют нижележащее четное состояние $1/2^+$ с $|m_j|=1/2$, еще два протона заселяют вышележащее нечетное состояние $1/2^-$, также с $|m_j|=1/2$. Плотности вероятности для этих состояний показаны на рис. 1, на рис. 2а показана суммарная плотность распределения электрического заряда. Суммарная плотность распределения нейтронов в ядре ${}^9\text{Be}$ показана на рис. 2б. Рассчитанные распределения плотности протонов и нейтронов дают картину структуры ядра ${}^9\text{Be}$ в виде двух близких частично перекрывающихся альфа-кластеров с размытыми границами.

Параметры потенциалов среднего поля и свойства ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$: ε_{up} — энергия верхнего заполненного уровня, E_{sep} — энергия отделения нуклона, $\langle R \rangle$ — среднеквадратичный зарядовый радиус [6]

Ядро, нук- лон	V_{01}	V_{02}	z_0 , фм	$-\varepsilon_{\text{up}}$,	E_{sep}	$\langle R \rangle$, фм	
	МэВ			МэВ		рас- чет	экспе- римент
${}^9\text{Be}, p$	49.2	32.85	2.75	16.88	16.886	2.48	2.519 ± 0.012
${}^9\text{Be}, n$	42.78	30.85	2.75	1.67	1.665		
${}^{10}\text{B}, p$	52.8	32.3	2.4	6.58	6.587	2.34	2.4277 ± 0.0499
${}^{10}\text{B}, n$	52.05	30	2.4	8.44	8.437		

Окончание табл.

Ядро, нук- лон	V_{01}	V_{02}	z_0 , фм	$-\varepsilon_{up}$,	E_{sep}	$\langle R \rangle$, фм	
	МэВ			МэВ		рас- чет	экспе- римент
$^{11}\text{B}, p$	59.1	30.8	2.4	11.23	11.229	2.27	2.406 ± 0.0294
$^{11}\text{B}, n$	55.4	30	2.4	11.46	11.454		

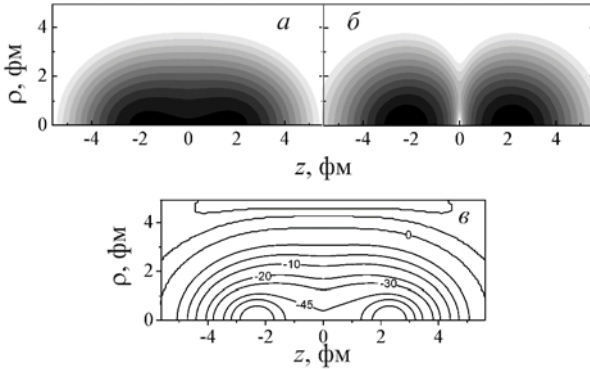


Рис. 1. Плотность вероятности $P_{m_j}(\rho, z)$ (градации серого цвета в логарифмическом масштабе) для состояний протонов в ядре ^9Be : $1/2^+$ с энергией $\varepsilon = -22.43$ МэВ (а), $1/2^-$ с $\varepsilon = -16.88$ МэВ (б) и линии уровня среднего поля $U_p(\rho, z)$ (в), указаны значения в МэВ

В ядрах ^{10}B и ^{11}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 показаны на рис. 3, на рис. 4а показана суммарная плотность распределения электрического заряда. Суммарная плотность распределения нейтронов в ядре ^{11}B показана на рис. 4б. Рассчитанные распределения плотности протонов и нейтронов также дают картину структуры ядер ^{10}B , ^{11}B в виде двух близких альфа-кластеров с более сильным перекрытием и с более размытыми границами по сравнению с ядром ^9Be (рис. 2).

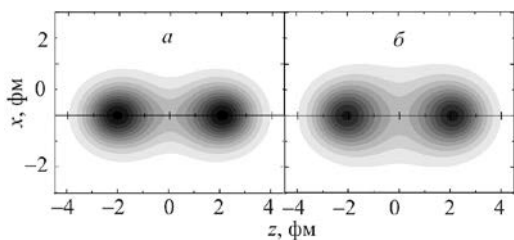


Рис. 2. Плотности распределения протонов (а) и нейтронов (б) (градации серого цвета в линейном масштабе) в плоскости xOz ядра ${}^9\text{Be}$

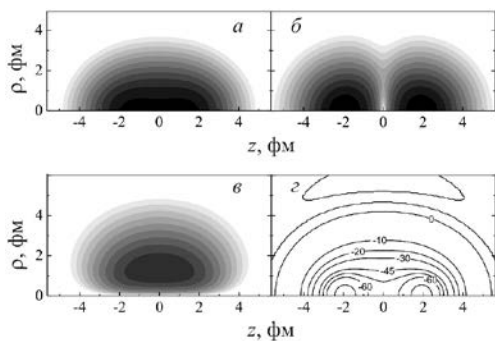


Рис. 3. Плотность вероятности $P_{m_j}(\rho, z)$ (градации серого цвета в логарифмическом масштабе) состояний протонов в ядре ${}^{11}\text{B}$: $1/2^+$ с энергией $\varepsilon = -31.62$ МэВ (а), $1/2^-$ с $\varepsilon = -22.99$ МэВ (б), $3/2^-$ с $\varepsilon = -11.225$ МэВ (в) и линии уровня среднего поля $U_p(\rho, z)$ (з), указаны значения в МэВ

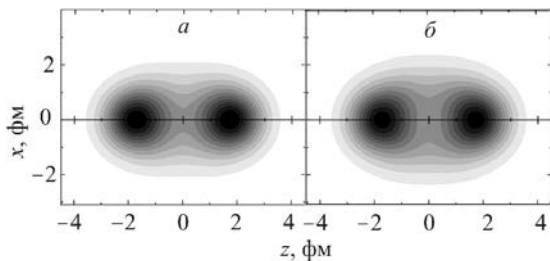


Рис. 4. Плотности распределения протонов (*а*) и нейтронов (*б*) (градации серого цвета в линейном масштабе) в плоскости xOz ядра ^{11}B

Радиальные плотности n распределения заряда в ядрах ^9Be и ^{10}B , ^{11}B показаны на рис. 5. Экспериментальные зарядовые распределения из работ [11, 12] доступны также в базе знаний NRV [6] Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными результатов расчетов радиальных зарядовых распределений свидетельствует о достаточной точности определения структуры ядер ^9Be , ^{10}B и ^{11}B .

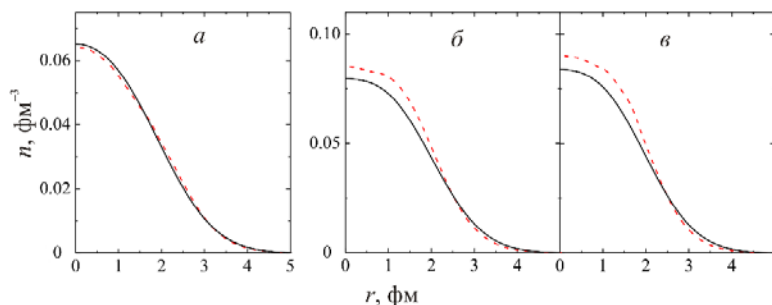


Рис. 5. Радиальная плотность n распределения электрического заряда в ядрах ^9Be (*а*), ^{10}B (*б*), ^{11}B (*в*): экспериментальные данные (сплошные кривые) из работ [11] для ^9Be и [12] для ^{10}B , ^{11}B в сравнении с результатами расчетов (штриховые кривые)

Список литературы

1. Von Oertzen W., Freer M., Kanada En'yo Y. Nuclear clusters and nuclear molecules // Phys. Rep. 2006. V. 432. P. 43-113.
2. Freer M. The clustered nucleus — cluster structures in stable and unstable nuclei // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 2149-2210.
3. Samarin V.V. Study of spatial structures in α -cluster nuclei // Eur. Phys. J. A 2022. V. 58:117. P. 1-23.
4. Самарин В.В. Изучение основных состояний ядер ^{10}B , ^{11}B , $^{10,11}\text{C}$ методом фейнмановских континуальных интегралов // Изв. РАН. Сер. физ., 2021. Т. 85. № 5. С. 655-661.
5. Оглоблин А.А. Реакции передачи с ионами лития // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1972. Т. 3. Вып. 4. С. 936-992.
6. База знаний по низкоэнергетической ядерной физике Nuclear Reactions Video, <http://nr.v.jinr.ru/nrv/>

7. Самарин В.В. Описание реакций слияния и нуклонных передач в нестационарном подходе и методе сильной связи каналов // Ядерная физика. 2015. Т. 78. С. 133-146.
8. Загребаев В. И., Самарин В.В. Околобарьерное слияние тяжелых ядер. Связь каналов. // Ядерная физика. 2004. Т. 67. С. 1488-1502.
9. Центр данных фотоядерных экспериментов. Карта параметров формы и размеров ядер, <http://cdfe.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radchartnucl.cgi?zmin=0&zmax=14&tdata=123456&selz=3&sela=8>
10. Самарин В.В. Нуклонные состояния сильнодеформированных ядер и двойных ядерных систем в неосцилляторной двухцентровой модели // Ядерная физика. 2010. Т. 73. С. 1461-1473.
11. Jansen I.A., Peerdeman R.Th., de Vries C., Nuclear charge radii of ^{12}C and ^9Be // Nucl. Phys A. 1972. V. 188. P. 337-352.
12. Stovall T., Coldenberg J., Isabelle D.B. Coulomb form factors of ^{10}B and ^{11}Be // Nucl. Phys. 1966. V. 86. P. 225-240.