

ЗАРЯДОВЫЕ ПЛОТНОСТИ ЛЕГКИХ ЯДЕР В α -КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ С ДИСПЕРСИЕЙ

Ю. А. Бережной¹, В. П. Михайлюк², В. В. Пилипенко³,

¹ Харьковский национальный университет

² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

³ Национальный научный центр ХФТИ, Харьков

Одночастичные зарядовые плотности и среднеквадратичные радиусы ядер ⁹Be, ^{12,13}C, ¹³N, ¹⁶O и ²⁰Ne рассчитаны на основе α -кластерной модели с дисперсией. Параметры плотностей получены из сравнения рассчитанных и измеренных зарядовых формфакторов данных ядер. Результаты расчетов согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Важнейшими характеристиками атомных ядер являются плотность распределения нуклонов внутри ядер и размеры ядер.

Известно, что размеры ядер с хорошей точностью определяются распределением плотности заряда. Поэтому размеры ядер обычно определяются из экспериментов по рассеянию электронов.

Плотность распределения нуклонов изучается в различных ядерных реакциях (упругое и неупругое рассеяние частиц ядрами, реакции однонуклонной и многонуклонных передач и др.).

Важную информацию о пространственном распределении нуклонов в ядрах можно получить из упругого рассеяния высокоэнергетичных ($E_p \sim 1$ ГэВ) протонов ядрами, что обусловлено тем, что в этой области энергий налетающий протон может испытывать многократные столкновения с нуклонами ядра. В этом случае для изучения свойств ядер-мишени обычно используется теория многократного дифракционного рассеяния (ТМДР) [1, 2].

Согласно ТМДР амплитуду упругого рассеяния протона ядром, состоящим из A нуклонов, можно представить в виде

$$F(q) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{iqb} \left\{ 1 - \prod_{j=1}^A \left(1 - \frac{1}{2\pi ik} \int d^2q' e^{-iq'(b-r_j)} f_{NN}(q') \right) \right\} \delta\left(\frac{1}{A} \sum_{i=1}^A r_i\right) \prod_{i=1}^A \rho(r_i) d^3r_i d^2b, \quad (1)$$

где k - волновой вектор налетающего протона; q - переданный импульс; r_i - координаты нуклонов ядра; $f_{NN}(q)$ - нуклон-нуклонная амплитуда; $\rho(r_i)$ - плотность распределения нуклонов в ядре.

Обычно (см. например, [3, 4] и ссылки там же) при изучении свойств ядер с помощью ТМДР выбираются различные параметризации плотности, параметры которой определяются из сравнения рассчитанных и измеренных наблюдаемых характеристик (чаще всего дифференциальных и полных сечений) для упругого рассеяния протонов этими ядрами. Так, например, в [4] с помощью такого подхода были рассчитаны дифференциальные сечения упругого p -^{4,6,8}Ne рассеяния, а также проведен анализ чувствительности параметров различных параметризаций плотности.

Следует отметить, что в [4] изучались дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов указанными ядрами в достаточно ограниченной области углов рассеяния. Однако дифференциальное сечение в области малых переданных импульсов слабо чувствительно к выбору модельной плотности ядра. Поэтому для надежного определения плотности распределения материи в ядре следует наряду с дифференциальным сечением использовать другие наблюдаемые (например, поляризационные).

Известно, что распределение заряда в стабильных ядрах практически совпадает с распределением нуклонов [5]. Поэтому плотность распределения нуклонов в ядрах

оказывается пропорциональной плотности распределения заряда, а параметры этой плотности можно определять из сравнения рассчитанных и измеренных зарядовых факторов этих ядер.

В [6 - 8] такой подход был использован для определения параметров многочастичных плотностей ядер ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne . Эти многочастичные плотности определялись согласно α -кластерной модели с дисперсией [9]. В данных работах на основе α -кластерной модели с дисперсией и ТМДР были рассчитаны дифференциальные сечения и поляризационные наблюдаемые для упругого рассеяния протонов с энергией $E_p \sim 1$ ГэВ этими ядрами. Полученные результаты находились в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Кластерные модели широко используются в различных микроскопических теориях (см. например, [10] и ссылки там же). Во многих легких ядрах заметно проявляется кластерная структура. Поэтому представляется интересным определить плотность распределения нуклонов в таких ядрах, используя кластерный подход. В данной работе одночастичные плотности ядер ^9Be , $^{12,13}\text{C}$, ^{13}N , ^{16}O и ^{20}Ne получены на основе α -кластерной модели с дисперсией.

В этой модели ядра ^{12}C и ^{16}O рассматривались состоящими из трех и четырех α -кластеров, расположенных с наибольшей вероятностью в вершинах равностороннего треугольника и тетраэдра соответственно [6, 9]. Кроме того, эти α -кластеры могли определенным образом смещаться из своих наиболее вероятных положений равновесия в вершинах этих геометрических фигур. В таком подходе зарядовые факторы ядер ^{12}C и ^{16}O имеют вид

$$F^{^{12}\text{C}}(q) = F_\alpha(q) \exp\left(-\frac{1}{6} \Delta^2 q^2\right) j_0\left(\frac{1}{\sqrt{3}} qd\right), \quad (2)$$

$$F^{^{16}\text{O}}(q) = F_\alpha(q) \exp\left(-\frac{3}{16} \Delta^2 q^2\right) j_0\left(\sqrt{\frac{3}{8}} qd\right), \quad (3)$$

где d и Δ - параметры, характеризующие среднее расстояние между α -кластерами и характерную величину их отклонения от своих равновесных положений в вершинах равностороннего треугольника и тетраэдра соответственно.

Формфактор ядра ^4He $F_\alpha(q)$ выберем в гауссовской форме

$$F_\alpha(q) = \exp\left(-\frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_\alpha q^2\right), \quad (4)$$

где $\langle r^2 \rangle_\alpha^{1/2} = 1,61$ Фм - среднеквадратичный радиус α -частицы.

Плотность распределения заряда в ядре определяется обратным преобразованием Фурье от зарядового фактора. Выполняя соответствующие преобразования, получаем

$$\rho(r) = \frac{1}{4r\beta\sqrt{\pi^3\alpha}} \sinh\left(\frac{r\beta}{2\alpha}\right) \exp\left(-\frac{r^2 + \beta^2}{4\alpha}\right). \quad (5)$$

В этой формуле параметры α и β определяются соотношениями

$$\alpha = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_\alpha + \frac{1}{6} \Delta^2, \beta = \frac{1}{\sqrt{3}} d \quad (\text{для ядра } ^{12}\text{C}), \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_\alpha + \frac{3}{16} \Delta^2, \beta = \sqrt{\frac{3}{8}} d \quad (\text{для ядра } ^{16}\text{O}). \quad (7)$$

В [7, 8] была предложена α -кластерная модель с дисперсией для ядер ^{20}Ne . В такой модели ядро неона рассматривалось состоящим из остова (ядро ^{16}O) и дополнительного α -кластера. Деформированный остов рассматривался состоящим из четырех α -кластеров, которые могли совершать колебания относительно своих наиболее вероятных положений равновесия в вершинах равностороннего тетраэдра. Дополнительный кластер мог располагаться вне или внутри остова.

Для случая, когда предполагалось, что дополнительный α -кластер с наибольшей вероятностью располагался внутри деформированного остова, зарядовый формфактор ядра ^{20}Ne имеет вид

$$F_1^{Ne}(q) = F_\alpha(q) \left\{ \frac{4}{5} \exp\left(-\frac{3}{16} \Delta^2 q^2\right) j_0\left(\sqrt{\frac{3}{8}} qd\right) + \frac{1}{5} \exp\left(-\frac{1}{4} \lambda^2 q^2\right) \right\}. \quad (8)$$

В этой формуле параметр λ характеризует величину отклонения дополнительного α -кластера от центра масс остова.

Выражение для плотности распределения заряда представим в виде

$$\rho_1(r) = \frac{4}{5} \rho(r) + \frac{1}{5} \rho'(r), \quad (9)$$

где $\rho(r)$ определяется соотношениями (5) и (7), а плотность $\rho'(r)$ имеет вид

$$\rho'(r) = \frac{1}{8(\pi\alpha')^2} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha'}\right), \quad (10)$$

$$\alpha' = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_\alpha + \frac{1}{4} \lambda^2. \quad (11)$$

В случае, когда предполагалось, что дополнительный α -кластер с наибольшей вероятностью располагался вне деформированного остова, зарядовый формфактор ядра ^{20}Ne определяется соотношением

$$F_2^{Ne}(q) = F_\alpha(q) \left\{ \frac{4}{5} \exp\left(-\frac{3}{16} \Delta^2 q^2\right) j_0\left(\sqrt{\frac{3}{8}} qd\right) + \frac{1}{5} \left(1 - \frac{1}{6} \lambda^2 q^2\right) \exp\left(-\frac{1}{4} \lambda^2 q^2\right) \right\}. \quad (12)$$

Плотность распределения заряда в этом случае имеет вид

$$\rho_2(r) = \frac{4}{5} \rho(r) + \frac{1}{5} \rho''(r), \quad (13)$$

где $\rho(r)$ по-прежнему определяется соотношениями (5) и (7), а плотность $\rho''(r)$ равна

$$\rho''(r) = \frac{1}{8(\pi\alpha'')^2} \left\{ 1 - \frac{3\gamma}{2\alpha''} \left[1 - \frac{r^2}{6\alpha''} \right] \right\} \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha''}\right), \quad (14)$$

Здесь α'' определяется соотношением (11), а $\gamma = \frac{1}{6} \lambda^2$.

Аналогичную модель (деформированный остов и дополнительный кластер) можно развить для ядер ^{13}C и ^{13}N . В этом случае в качестве остова рассматривается ядро ^{12}C , а в качестве дополнительного кластера - нуклон.

Проведенные в [8] расчеты показали, что наблюдаемые характеристики для упругого p - ^{20}Ne рассеяния, рассчитанные в предположении, что дополнительный кластер с наибольшей вероятностью располагается внутри остова, лучше согласуются с имеющимися экспериментальными данными, чем те же величины, рассчитанные в предположении, что этот кластер находится вне остова. Кроме того, экспериментально измеренное значение среднеквадратичного радиуса ядра ^{13}C меньше, чем у ядра ^{12}C , поэтому в данной работе для ядер ^{13}C и ^{13}N использовалась модель, в которой предполагалось, что дополнительный кластер с наибольшей вероятностью располагается внутри остова.

В этом случае выражение для зарядового формфактора ядра ^{13}C совпадает с формулой (2), а зарядовый формфактор ядра ^{13}N имеет вид

$$F^N(q) = \frac{12}{13} F_\alpha(q) \exp\left(-\frac{1}{6} \Delta^2 q^2\right) j_0\left(\frac{1}{\sqrt{3}} qd\right) + \frac{1}{13} \frac{1}{(1+r_0^2 q^2)^2} \exp\left(-\frac{1}{4} \lambda^2 q^2\right), \quad (15)$$

где $r_0 = 0,234$ Фм.

Плотность распределения заряда в ядре ^{13}C определяется соотношениями (5) и (6), а плотность ядра ^{13}N имеет вид

$$\rho(r) = \frac{12}{13} \rho(r) + \frac{1}{13} \rho''(r). \quad (16)$$

В этой формуле $\rho(r)$ определяется соотношениями (5) и (6), а плотность $\rho''(r)$ равна

$$\rho''(r) = \frac{\gamma^3}{16\pi r} \left[(-2\gamma\alpha''^2 + r) e^{-r} \operatorname{erfc}\left(\alpha''\gamma - \frac{r}{2\alpha''}\right) + (2\gamma\alpha''^2 + r) e^r \operatorname{erfc}\left(\alpha''\gamma + \frac{r}{2\alpha''}\right) \right]. \quad (17)$$

Здесь $\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt$, $\alpha'' = \frac{\lambda}{2}$, $\gamma = \frac{1}{r_0}$.

Среди ядер $1p$ -оболочки необычными свойствами выделяется ядро ^9Be , которое имеет малую энергию связи $\varepsilon = 1,57$ МэВ для расщепления на две α -частицы и нейтрон и большой квадрупольный момент $Q = 53$ мбн, что свидетельствует о высокой степени кластеризации этого ядра. С другой стороны, спин этого ядра равен $3/2$, так как он определяется полным моментом неспаренного нейтрона, находящегося в $1p_{3/2}$ -оболочке. Это обстоятельство требует введения четырех формфакторов (электрический монополюсный, электрический квадрупольный, магнитный дипольный, магнитный октупольный) для описания рассеяния электронов этими ядрами. Однако при рассеянии на малые углы основной вклад в сечение рассеяния электронов этими ядрами вносит монополюсный (зарядовый) формфактор. При $q \geq 2$ Фм $^{-1}$ учет квадрупольного формфактора заполняет минимум сечения, что приводит к плавной зависимости формфактора от переданного импульса.

Для изучения свойств ядер ^9Be использовались различные подходы. В данной работе ядро ^9Be рассматривалось состоящим из остова (ядро ^8Be) и дополнительного кластера (нейтрона), который с наибольшей вероятностью располагался в центре масс остова (модель "гантели"), а также из двух α -кластеров и нейтрона, с наибольшей вероятностью расположенных в вершинах равнобедренного треугольника (модель "бумеранга").

В первом случае зарядовый формфактор ядра ^9Be имеет вид

$$F_1^{Be}(q) = F_\alpha(q) \exp\left(-\frac{1}{8} \Delta^2 q^2\right) j_0\left(\frac{1}{2} qd\right), \quad (18)$$

а плотность распределения заряда определяется соотношением (5), в котором приняты следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_\alpha + \frac{1}{8} \Delta^2, \beta = \frac{1}{2} d. \quad (19)$$

В модели "бумеранга" зарядовый формфактор ядра ${}^9\text{Be}$ может быть представлен в виде

$$F_2^{Be}(q) = F_\alpha(q) \exp\left(-\frac{1}{8} \Delta^2 q^2 - \frac{1}{162} \Delta_n^2 q^2\right) j_0\left(q \sqrt{\frac{1}{4} d^2 + \frac{1}{81} d_n^2}\right), \quad (20)$$

где $d, \Delta (d_n, \Delta_n)$ - характерное расстояние между α -кластерами (нейтроном и центром масс α -кластеров) и амплитуда смещения α -кластеров (нейтрона) из своих наиболее вероятных положений равновесия соответственно.

В такой модели плотность распределения заряда также определяется соотношением (5), в котором приняты следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_\alpha + \frac{1}{8} \Delta^2 + \frac{1}{162} \Delta_n^2, \quad \beta = \sqrt{\frac{1}{4} d^2 + \frac{1}{81} d_n^2}. \quad (21)$$

Модель "бумеранга" для данного ядра является не совсем обычной, однако хорошо известно, что подобные конфигурации существуют, например в молекулах воды (H_2O) и озона (O_3) [11].

В молекуле воды тупой угол в вершине треугольника оказывается равным $104,27^\circ$. Расстояние между атомом водорода и кислорода $0,96 \text{ \AA}$, а расстояние между атомами водорода $1,77 \text{ \AA}$. Аналогично для молекулы озона тупой угол в вершине равен 127° , расстояние между соседними атомами кислорода - $1,26 \text{ \AA}$, а расстояние между концами "бумеранга" - $2,26 \text{ \AA}$.

Проведенные расчеты показывают, что ядро ${}^9\text{Be}$ в модели "бумеранга" характеризуется следующими параметрами: угол в вершине $99,53^\circ$, расстояние между α -кластерами $2,912 \text{ Фм}$, расстояние между нейтроном и α -кластерами $1,907 \text{ Фм}$.

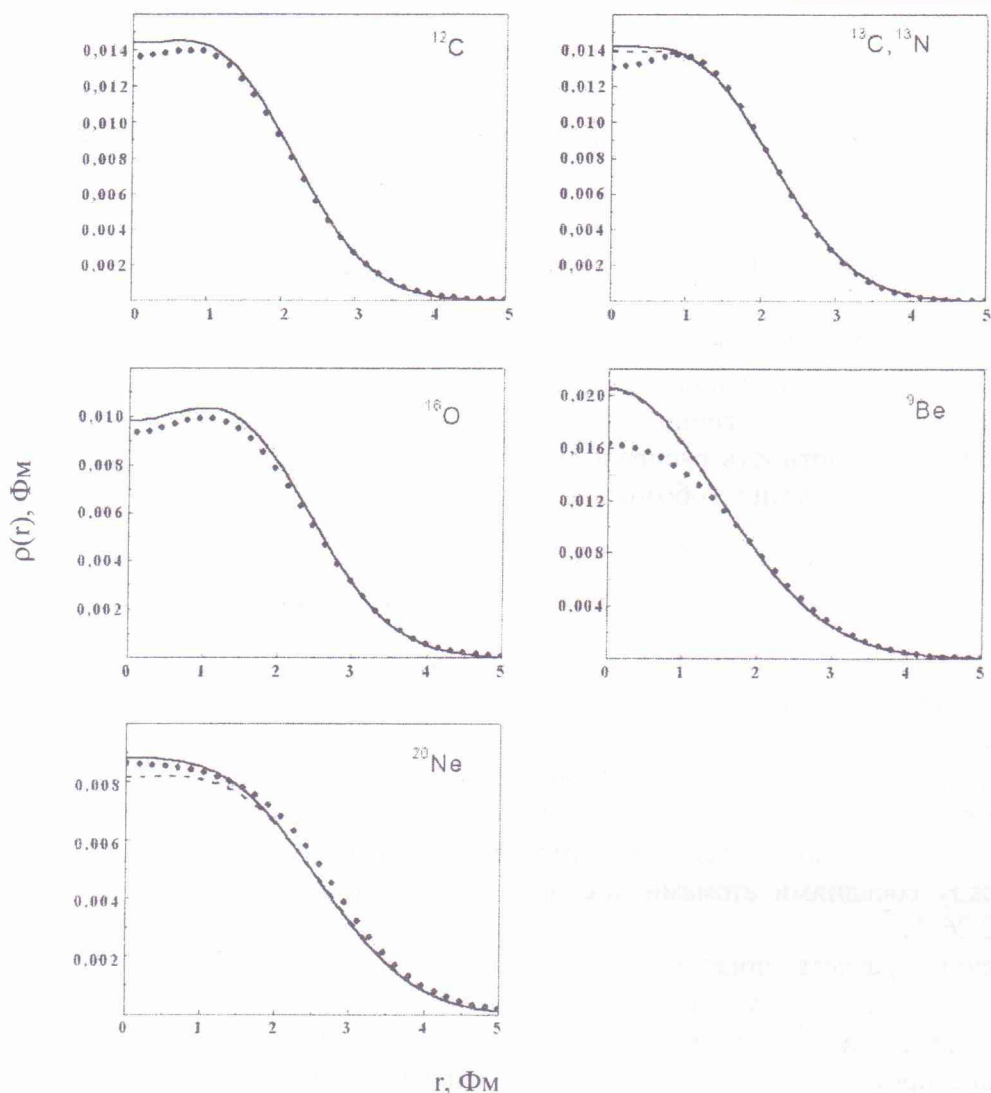
На основе приведенного выше подхода были рассчитаны зарядовые формфакторы ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$.

Параметры плотностей указанных ядер определялись из сравнения рассчитанных и измеренных формфакторов. Проведенные расчеты показывают, что рассчитанные формфакторы согласуются с экспериментально измеренными до значений переданных импульсов $q \leq 3 \text{ Фм}^{-1}$ ($q \leq 2 \text{ Фм}^{-1}$ для ядер ${}^9\text{Be}$). Полученные значения параметров были использованы для определения величин среднеквадратичных радиусов этих ядер.

Полученные значения параметров плотностей, а также рассчитанные и измеренные величины среднеквадратичных радиусов ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ приведены в таблице.

Ядро	$d, \text{ Фм}$	$\Delta, \text{ Фм}$	$\lambda, \text{ Фм}$	$d_n, \text{ Фм}$	$\Delta_n, \text{ Фм}$	$\langle r^2 \rangle_{\text{теор}}^{1/2}, \text{ Фм}$	$\langle r^2 \rangle_{\text{эксп.}}^{1/2}, \text{ Фм}$
${}^9\text{Be}_1$	2,081	1,850	1,23			2,498	2,519
${}^9\text{Be}_2$	2,912	1,2		1,232	0,00012	2,411	2,519
${}^{12}\text{C}$	2,98	0,346				2,38	2,472
${}^{13}\text{C}$	3,0	0,59				2,437	2,44
${}^{13}\text{N}$	3,031	0,45	2,1			2,438	
${}^{16}\text{O}$	3,16	0,643				2,61	2,728
${}^{20}\text{Ne}_1$	3,595	0,998	1,7			2,72	3,004
${}^{20}\text{Ne}_2$	3,848	0,853	1,06			2,87	3,004

На рисунке приведены плотности распределения заряда в ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$.



Плотности распределения заряда в ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ как функции радиуса r .

Сплошная кривая для ядра ${}^{20}\text{Ne}$ рассчитана в предположении о том, что дополнительный α -кластер с наибольшей вероятностью находится внутри кора, а для ядра ${}^9\text{Be}$ - в модели "бумеранга". Штриховая кривая для ядра ${}^{20}\text{Ne}$ рассчитана в предположении о том, что дополнительный α -кластер с наибольшей вероятностью находится вне кора, а для ядра ${}^9\text{Be}$ - в модели "гантели". Также штриховой кривой показана плотность распределения заряда в ядре ${}^{13}\text{N}$, для ядер ${}^{13}\text{C}$ - сплошной.

Точечные кривые на рисунке представляют собой результаты обработки экспериментальных данных по рассеянию электронов указанными ядрами. Для ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ расчеты выполнялись с помощью безмодельного анализа [12, 13], для ядер ${}^9\text{Be}$ и ${}^{13}\text{C}$ при расчетах использовалась модель гармонического осциллятора, а плотность ядер ${}^{20}\text{Ne}$ параметризовалась двухпараметрической Ферми-ступенькой [14]. Видно, что зарядовые плотности, полученные в α -кластерной модели с дисперсией мало отличаются от плотностей, полученных в результате обработки экспериментальных данных по рассеянию электронов, за исключением случая ядра ${}^9\text{Be}$ при малых значениях r . Однако отметим, что при $r > 1,5$ Фм результаты расчетов зарядовой плотности ${}^9\text{Be}$ хорошо согласуются с результатами обработки экспериментальных данных. Различия между рассматриваемыми плотностями ядер ${}^9\text{Be}$ при $r < 1,5$ Фм, возможно, связаны с тем, что в данном случае используемый α -кластерный подход применим при переданных импульсах $q < 2$ Фм $^{-1}$.

Полученные выражения для плотностей распределения заряда могут быть использованы для изучения взаимодействия частиц с ядрами ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{20}\text{Ne}$ в

области промежуточных энергий. Действительно, в соответствии с ТМДР (см. формулу (1)) амплитуда упругого рассеяния частицы ядром определяется одночастичной плотностью распределения нуклонов. Предполагая, что распределения нейтронов и протонов внутри ядра одинаковы, а их среднеквадратичные радиусы совпадают, для получения одночастичной ядерной плотности необходимо сделать поправку на конечность размеров нуклонов. Иными словами, в приведенных выше формулах приближенно можно величину $\langle r^2 \rangle_\alpha$ заменить на $\langle r^2 \rangle_\alpha - \langle r^2 \rangle_p$, где $\langle r^2 \rangle_p^{1/2} = 0,814$ Фм - среднеквадратичный радиус протона.

Заметим, что такие расчеты были проведены в [6] для ядер ^{12}C и ^{16}O . Там же было показано, что наблюдаемые характеристики для упругого p - ^{12}C и p - ^{16}O рассеяния, рассчитанные с помощью α -кластерной модели с дисперсией, лучше согласовались с имеющимися экспериментальными данными, чем те же величины, рассчитанные с использованием модели независимых нуклонов. При этом рассчитанные в этих двух подходах функции поворота спина различались качественно. Поэтому представляется интересным выполнить аналогичные расчеты для ядер ^9Be , ^{13}C , ^{13}N и ^{20}Ne . Полученные таким путем результаты позволят уточнить существующие представления о структуре и свойствах этих ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Glauber R.J.* Lectures in theoretical physics Ed. by W.E.Brittin, L.G. Dunham. - New York: Intersci. Publ. Inc., 1959. - Vol. 1. - P. 315 - 414.
2. *Сутенко А.Г.* // УФЖ. - 1959. - Т. 4. - С. 152 - 163.
3. *Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I.* // Nucl. Phys. - 2001. - Vol. A693. - P. 32 - 62.
4. *Alkhalov G.D., Dobrovolsky A.V., Egelhof P.* // Nucl. Phys. - 2002. - Vol. A712. - P. 269 - 299.
5. *Ахизер А.И., Сутенко А.Г., Тартаковский В.К.* // Электродинамика ядер. - Киев: Наук. думка, 1989. - 432 с.
6. *Berezhnoy Yu. A., Mikhailiuk V. P., Pilipenko V.V.* // J. Phys. - 1992. - Vol. G18. - P. 85 - 94.
7. *Berezhnoy Yu. A., Mikhailiuk V. P.* // IJMP. - 1999. - Vol. 8. - P. 485 - 492.
8. *Бережной Ю. А., Михайлюк В. П.* // Изв. РАН. Сер. физ. - 2001. - Т. 65. - С. 783 - 786.
9. *Berezhnoy Yu. A., Pilipenko V.V., Khomenko G.A.* // J. Phys. - 1984. - Vol. G10. - P. 63 - 74.
10. *Dufour M., Descouvemont P.* // Nucl. Phys. - 1996. - Vol. A605. - P. 160 - 172.
11. *Greiner W., Park J., Scheid W.* // Nuclear Molecules. - World Scientific, 1995. - 348 p.
12. *Reuter W., Fricke G., Miska H.* // Phys. Rev. - 1982. - Vol. C26. - P. 806 - 818.
13. *Shutz W.* // Z.Phys. - 1975. - Vol. A273. - P. 69 - 75.
14. *De Vries H., de Jager C.W., de Vries C.* // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. - 1987. - Vol. 36. - 495.

ЗАРЯДОВІ ГУСТИНИ ЛЕГКИХ ЯДЕР В α -КЛАСТЕРНІЙ МОДЕЛІ З ДИСПЕРСІЄЮ

Ю. А. Бережной, В. П. Михайлюк, В. В. Пилипенко

Одночастинкові зарядові густини й середньоквадратичні радіуси ядер ^9Be , $^{12,13}\text{C}$, ^{13}N , ^{16}O і ^{20}Ne розраховано на основі α -кластерної моделі з дисперсією. Параметри густини отримано з порівняння розрахованих і вимірених зарядових формфакторів даних ядер. Результати розрахунків узгоджуються з наявними експериментальними даними.

CHARGE DENSITIES OF LIGHT NUCLEI IN THE α -CLUSTER MODEL WITH DISPERSION

Yu. A. Berezhnoy, V. P. Mikhailiuk, V. V. Pilipenko

One-particle charge densities and root mean square radii of ^9Be , $^{12,13}\text{C}$, ^{13}N , ^{16}O and ^{20}Ne nuclei have been calculated on the basis of the α -cluster model with dispersion. The density parameters were obtained from the comparison of the calculated and measured charge formfactors of these nuclei. The results obtained are in agreement with existing experimental data.

Поступила в редакцію 15.09.03,
после доработки – 04.12.03.