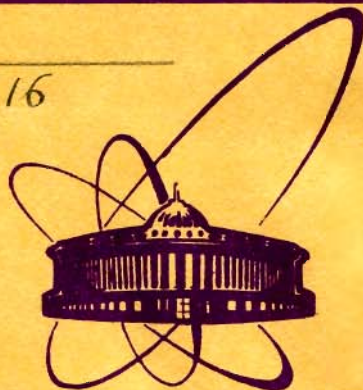


Б-916



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

84 /
2-80

14/1-80

P4 - 12758

В.В.Буров, В.Н.Достовалов, М.Касчиев, К.В.Шитикова

УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ

ЛЕГКИХ ЯДЕР

В МЕТОДЕ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

1979

P4 - 12758

В.В.Буров, В.Н.Достовалов, М.Касчиев, К.В.Шитикова

УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ
ЛЕГКИХ ЯДЕР
В МЕТОДЕ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

Направлено в "Journal of Physics,G".

Буров В.В. и др.

P4 - 12758

Упругие и неупругие формфакторы легких ядер
в методе гиперсферических функций

Исследуются свойства легких ядер в методе гиперсферических функций с центральными реалистическими потенциалами. В целом удается удовлетворительно описать совокупность явлений для ряда ядер: энергию связи, энергию возбуждения монополярного резонанса, средний квадратичный радиус, упругий и неупругий формфакторы. Для детального воспроизведения этих данных по каждому ядру нужно решить обратную задачу и найти соответствующий нуклон-нуклонный потенциал, который, возможно, будет меняться от ядра к ядру.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Burov V.V. et al.

P4 - 12758

Elastic and Inelastic Form-Factors of Light
Nuclei in the Model of Hyperspherical Functions

The properties of light nuclei in the model of hyperspherical functions with central relative potentials are studied. The set of events, including the binding energy, excitation energy of monopole resonance, the r.m.s. radius, elastic and inelastic formfactors, can be satisfactorily described as a whole for some nuclei. Detailed representation of data for each nucleus requires that the inverse problem be solved and the appropriate nucleon-nucleon potential be found. In this case, the latter will probably vary from nucleus to nucleus.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. Исследование природы монополюных гигантских резонансов легких ядер в методе гиперсферических функций^{/1/} стимулируется, с одной стороны, тем, что вопрос об идентификации "breathing mode" состояний в экспериментальных исследованиях не является тривиальным и для большинства легких ядер не решен однозначно^{/2/}. Поэтому теоретические предсказания, рекомендации представляют несомненный интерес. Особенно информативными в этом плане являются упругие и неупругие с возбуждением монополюного гигантского резонанса формфакторы, так как позволяют получить детальную информацию о структуре волновой функции.

С другой стороны, метод гиперсферических функций является удобным базисом для микроскопического описания монополюных колебаний. Дело в том, что в этом методе вводится коллективная переменная /гиперрадиус ρ /, которая связана со средним квадратичным радиусом ядра $\rho^2 = A \langle \bar{r}^2 \rangle$, то есть со средней плотностью ядра. Возбуждения по этой переменной соответствуют монополюным колебаниям ядра как целого, и плотность является динамической переменной.

В работе делается попытка среди известных центральных реалистических потенциалов найти такие, которые наилучшим образом описывают совокупность физических величин: энергию связи, энергию возбуждения монополюного резонанса, средний квадратичный радиус, упругие и неупругие /с возбуждением монополюного резонанса/ формфакторы легких ядер.

2. В методе гиперсферических функций^{/3/} волновая функция ядра A ищется в виде разложения по стандартным гиперсферическим гармоническим полиномам:

$$\Psi(1, 2, \dots, A) = \rho^{-(3A-4)/2} \sum_{K\gamma} \chi_{K\gamma}(\rho) Y_{K\gamma}(\theta), \quad /1/$$

где $\int \chi_{K\gamma}^2(\rho) d\rho = 1$,

где

$$\gamma = [f] \in \text{LST},$$

и гамильтониан имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{\rho^{3A-4}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho^{3A-4} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta_{\theta}}{\rho^2} + V(\rho). \quad /2/$$

Система уравнений для нахождения радиальных собственных функций и собственных значений записывается следующим образом:

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{L_K(L_K + 1)}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E + W_{K_Y}^{K_Y}(\rho)) \right\} \chi_{K_Y}(\rho) =$$

$$= \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{K'_Y \neq K_Y} W_{K_Y}^{K'_Y}(\rho) \chi_{K'_Y}(\rho), \quad /3/$$

где $L_K = K + \frac{3A-6}{2}$, $W_{K_Y}^{K_Y}(\rho)$ есть матричные элементы потенциальной энергии нуклон-нуклонного взаимодействия

$$V = \sum_{i < j}^A V(r_{ij}), \quad V(r_{ij}) = f(r_{ij}) W_{\sigma\tau}. \quad /4/$$

которые могут быть выражены через двухчастичные генеалогические коэффициенты в методе гипersферических функций^{/4,5/}:

$$W_{K_Y}^{K'_Y}(\rho) = \langle AK[f] \epsilon L S T M_L M_S M_T | \hat{V} | AK'[f] \epsilon L' S' T' M'_L M'_S M'_T \rangle =$$

$$= \frac{A(A-1)}{2} \sum_{\substack{K_2[f_2] \epsilon_2 L_2 S_2 T_2 \\ K'_2[f'_2] \epsilon'_2 L'_2 S'_2 T'_2}} \langle AK[f] \epsilon L S T | A-2 K_2[f_2] \epsilon_2 L_2 S_2 T_2, \Lambda(L''K''); L_0 S_0 T_0 \rangle \times$$

$$\langle K'_2[f'_2] \epsilon'_2 L'_2 S'_2 T'_2 | A-2 K'_2[f'_2] \epsilon'_2 L'_2 S'_2 T'_2, \Lambda(L''K''); L_0 S_0 T_0 \rangle \times$$

$$\langle S_0 T_0 | W_{\sigma\tau} | S_0 T_0 \rangle R_{K''L_0}^{K'K}(\rho). \quad /5/$$

Здесь

$$R_{K''L_0}^{K'K}(\rho) = \int d\theta_1 (\sin \theta_1)^{3A-7} (\cos \theta_1)^2 N_{K''L_0}^{K'K} N_{K''L_0}^{K'K} \times$$

$$\times f(\rho \cos \theta_1) (\sin \theta_1)^{2K''} (\cos \theta_1)^{2L_0} P_{K-K''-L_0}^{K''+(3A-6)/2-1, L_0+1/2} (\cos 2\theta_1) \times \quad /6/$$

$$\times P_{K'-K''-L_0}^{K''+(3A-6)/2-1, L_0+1/2} (\cos 2\theta_1).$$

$\langle S_0 T_0 | W_{\sigma r} | S_0 T_0 \rangle$ - спин-изоспиновая часть матричного элемента взаимодействия. Вычисление матричных элементов значительно упрощается, если ограничиться первыми членами в разложении /1/, то есть в приближении $K=K_{\min}$ и $K=K_{\min}+1$. В этом случае, как показано в работе /6/, при вычислении матричных элементов потенциальной энергии можно воспользоваться результатами расчетов по модели оболочек, в которых следует заменить обычные интегралы Тальми I_K функциями $I_K(\rho)$:

$$I_K = \int \exp(r^2/r_0^2) \Gamma^{K+2} V(r) dr. \quad /7/$$

Тогда матричный элемент потенциальной энергии принимает вид

$$\langle AK[f] \epsilon LST | V | AK[f] \epsilon LST \rangle = \sum_K I_K(\rho) Q_K. \quad /8/$$

где

$$I_K(\rho) = N_K \int_0^1 (1-z)^{K-\kappa+1/2} z^{\kappa+3/2} V(\rho\sqrt{z}) dz,$$

$$N_K = \Gamma(K + \frac{3}{2}, A - \frac{3}{2}) / \Gamma(K - \kappa + \frac{3}{2}) \Gamma(\kappa + \frac{3}{2}), \quad /9/$$

$$\rho_{A-2} = \rho \sin \theta, \quad r_{A-1,A} = \rho \cos \theta, \quad z = \cos^2 \theta, \quad 1-z = \sin^2 \theta.$$

Помимо этого, для вычисления матричных элементов различных физических операторов в минимальном приближении метода гиперсферических функций в работе /7/ была предложена формула, согласно которой матричный элемент в технике гиперсферических функций, зависящий от ρ , выражается через матричный элемент трансляционно-инвариантной модели оболочек следующим образом:

$$W_{\text{Ку}}^{K \gamma'}(\rho) = \frac{\Gamma(K+(3A-6)/2)}{2\pi i \rho^{2K+3A-3}} \int \frac{ds e^{s\rho^2}}{s^{K+(3A-6)/2}} W_{\text{Ку}}^{K \gamma'}(s^{-1/2}), \quad /10/$$

и осцилляторный параметр Γ_0 связан с переменной интегрирования s : $\Gamma_0 = s^{-1/2}$. В этом подходе были получены выражения для матричных элементов плотностей ^{8/}.

Для ядер с $A = 4 \div 16$:

$$n_{ij}(r) = \frac{16}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\Gamma((5A-11)/2)}{\Gamma((5A-14)/2)} \int \frac{(\rho^2 - \Gamma^2)^{(5A-16)/2}}{\rho^{5A-13}} \chi_i(\rho) \chi_j(\rho) d\rho +$$

$$+ \frac{8}{3} \frac{(A-4)}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\Gamma((5A-11)/2)}{\Gamma((5A-16)/2)} \int \frac{\Gamma^2 (\rho^2 - \Gamma^2)^{(5A-15)/2}}{\rho^{5A-13}} \chi_i(\rho) \chi_j(\rho) d\rho \quad /11/$$

и средний квадратичный радиус записывается как

$$\bar{R}_{ii}^2 = \langle r_{ii}^2 \rangle = \frac{\int n_{ii}(r) r^4 dr}{\int n_{ii}(r) r^2 dr}, \quad /12/$$

где плотность нормирована следующим образом:

$$4\pi \int n_{ii}(r) r^2 dr = A.$$

В дальнейшем эта плотность использовалась для расчетов упругих и неупругих формфакторов.

Следует отметить, что плотность /11/ является трансляционно-инвариантной и поэтому при вычислении формфакторов рассеяния электронов ядрами нет необходимости учитывать эффект движения центра масс.

Выражение для упругих и неупругих формфакторов в высокоэнергетическом приближении ^{9/} имеет вид

$$AF_{ij} = 2\pi i q \sum_{\epsilon = \pm 1} \epsilon \int_0^{\infty} \frac{G_{ij}(x, \epsilon)}{\tilde{q}^2(x, \epsilon)} \times$$

$$\times \exp\{i[qx\epsilon + \Phi(x, \epsilon)]\} n_{ij}(x) x dx, \quad /13/$$

где функции G , \tilde{q} , Φ учитывают искажение электронной волны кулоновским полем ядра и приведены в обзоре ^{9/}. В борновском приближении $G = 1$, $\Phi = 0$, $\tilde{q} = q$. Отметим, что формула /13/ справедлива для случая $qR \gg 1$, $V(0)/E \ll 1$, $E^* < E$, где $V(0)$ - кулоновский потенциал в центре ядра, E^* - потеря

энергии электрона. Сечение рассеяния в этом случае имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ij} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} f_{\text{rec}} \frac{2J_j + 1}{2J_i + 1} |F_{ij}|^2, \quad /14/$$

где

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \quad /15/$$

есть моттовское сечение рассеяния электрона на точечном ядре Z ,

$$f_{\text{rec}} = \left(1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right)^{-1} \quad /16/$$

- фактор, учитывающий отдачу ядра; M - масса ядра; $J_{i,j}$ - спин начального /конечного/ состояния ядра.

3. Расчеты проведены для 16 потенциалов Бринка-Баккера^{/10/} и Волкова^{/11/}.

На рис. 1 показаны потенциалы^{/10,11/}, которые дают наилучшее согласие наших расчетов с экспериментальными данными. Сплошная линия - потенциал V_4 ^{/10/} с очень сильным /~ 7000 МэВ/ кором, глубокой /~ 350 МэВ/ ямой и достаточно узкий /~ 2 Фм/. Штрих-пунктир /с одной и двумя точками/ - соответственно потенциалы V_1 и S_1 с кором порядка 200 МэВ, глубиной ямы ~ 50 МэВ и шириной ~ 3 Фм. Причем V_1 и S_1 отличаются только обменным вариантом сил: в потенциале S_1 меньше вклад от четных состояний и больше от нечетных. /Потенциалы для нечетных состояний показаны тонкими линиями/. И, наконец, пунктиром обозначен один из потенциалов Волкова^{/16/} V_7 с низким кором /~ 20 МэВ/, неглубокой /~ 25 МэВ/, но широкой /4-5 Фм/ ямой и с отличным от предыдущих вкладом нечетных состояний: $V_{12}^H = -0,2V_{12}^I$. Сравнение с экспериментом проведено для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$. Дело в том, что для них известны экспериментальные данные по упругим формфакторам, а для ядра ${}^4\text{He}$ - положение монополюсного 0^+ -состояния и его неупругий формфактор. Остановимся более детально на результатах расчетов.

Ядро ${}^4\text{He}$

На рис. 2 показаны результаты расчета энергии связи, энергии возбуждения монополюсного резонанса, среднего квадратичного радиуса и положения минимума в формфакторе для раз-

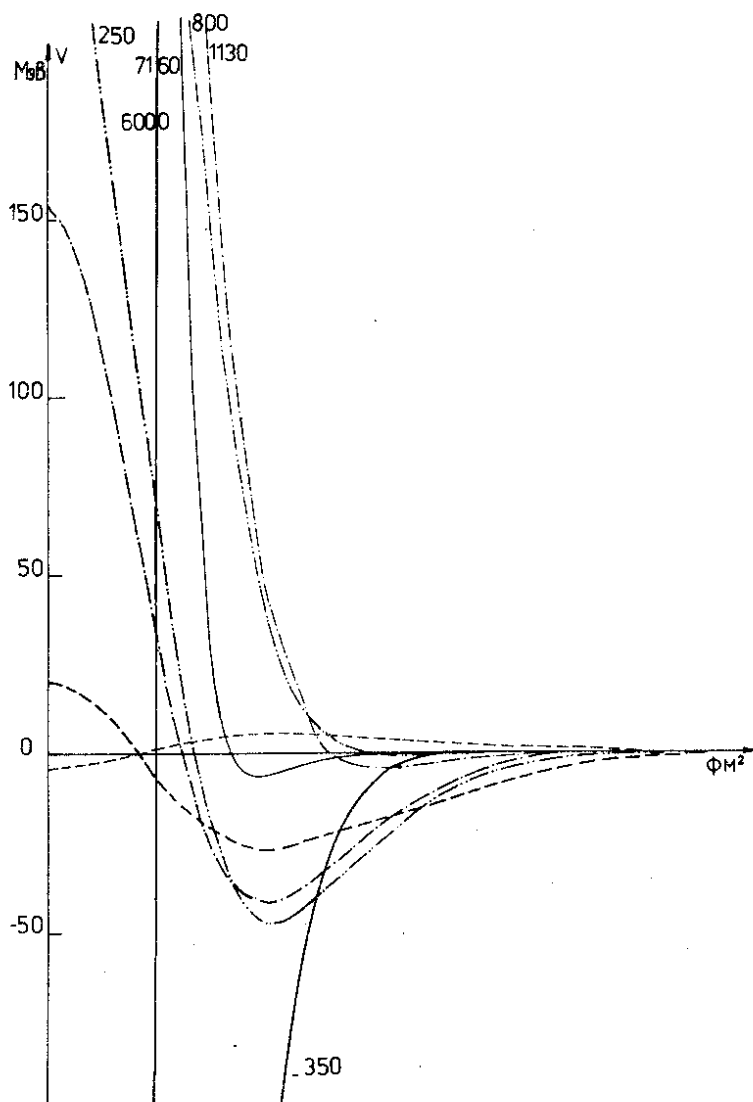


Рис. 1. Центральные реалистические потенциалы из работ ^{9,11/}.
 Сплошная линия - $B4^9/$, штрих-пунктир с одной и двумя точками - соответственно $C1$ и $B1^{10}/$, пунктир - потенциал $V7^{11}/$;
 соответствующие потенциалы для нечетных состояний показаны тонкими линиями.

	эксп.	B1	B4	V7
$E_{сб}$ (МэВ)	28,3	29,3	33,4	28,0
$E_{б}^{2*}$ (МэВ)	20,2	26,4	31,4	24,4
\bar{R} (фм)	1,482	1,728	1,607	1,725
$q A^{1/3}$ (Фм ⁻¹)	5	5,4	5,5	6,5

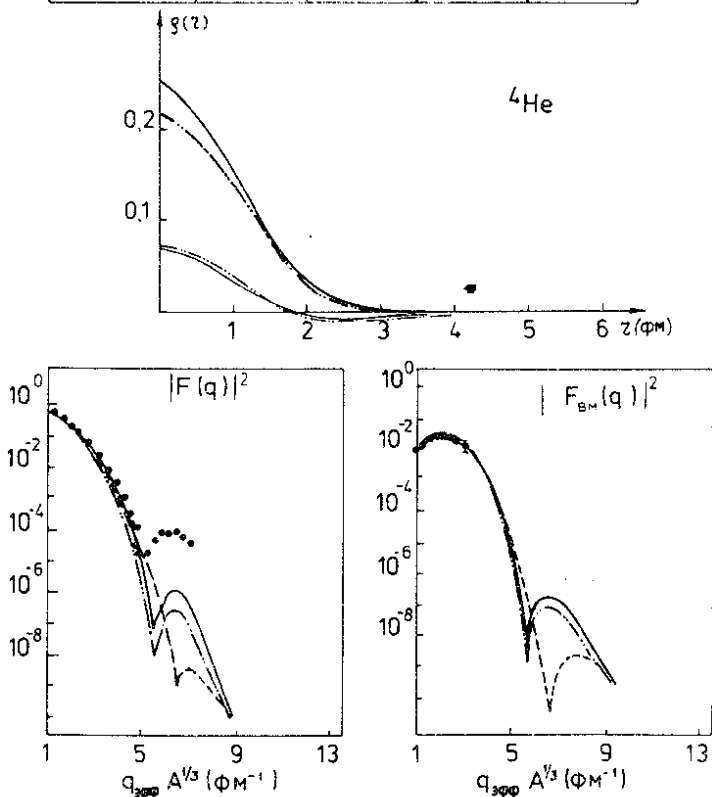


Рис. 2. Результаты расчета и соответствующие данные эксперимента для ядра ${}^4\text{He}$: энергии связи, энергии возбуждения монополюного резонанса, средний квадратичный радиус, положение минимума формфактора для четырех различных нуклон-нуклонных потенциалов. В первом столбце таблицы - экспериментальные данные. На верхнем рисунке - плотности основного и переходные плотности с возбуждением монополюного резонанса для двух видов потенциала. На нижнем - упругий и неупругий формфакторы для тех же потенциалов. Точки - экспериментальные данные.

личных нуклон-нуклонных потенциалов. В первом столбце таблицы даны соответствующие экспериментальные данные. Причем экспериментальные среднеквадратичные радиусы получены методом модельно-независимого анализа формфакторов упругого рассеяния электронов ядрами с выделением размеров протонов ^{/12/}.

На верхнем рисунке приведены плотности основного состояния и переходные плотности с возбуждением монополярного резонанса для двух видов потенциала, на нижнем рисунке - результаты расчета упругого и неупругого формфакторов для тех же потенциалов. Точками показаны результаты эксперимента ^{/2/}. Среди апробированного класса потенциалов по описанию совокупности явлений на этом ядре наиболее удачным является В1. Он дает завышенные значения для энергии связи, энергии возбуждения монополярного резонанса, среднего квадратичного радиуса по сравнению с экспериментом. Однако среди исследуемых потенциалов трудно найти такой, который бы описывал совокупность явлений лучше, чем В1. Действительно, для потенциалов с большим кором и глубокой ямой (В4) значение среднего квадратичного радиуса уменьшится, но значительно увеличится энергия связи основного состояния и энергия возбуждения монополярного резонанса. При включении в схему расчета потенциалов типа Волкова ^{/11/} теория хорошо описывает энергию связи и положение 0^+ -уровня, однако при этом сильно сдвигается вправо значение минимума формфактора. Для всех потенциалов упругий формфактор хорошо описывается до первого минимума $/qA^{1/3} \sim 5 \text{ Фм}^{-1} /$. Впервые формулы для упругого формфактора магического ядра в низшем приближении метода гиперсферических функций были получены в работе ^{/13/}, и результаты расчета показали, что в ядре ${}^4\text{He}$ появляется минимум в формфакторе даже в низшем приближении метода.

Ядро ${}^6\text{Li}$

Результаты расчета показаны на рис. 3. По описанию упругого формфактора наиболее удачным является потенциал В7. Тем не менее так же, как и для более легкого ядра- ${}^4\text{He}$, теория хорошо описывает формфактор только до первого минимума. В области больших передаваемых импульсов теоретическая кривая идет ниже, чем экспериментальная. Однако даже в минимальном приближении метода гиперсферических функций эта теория имеет преимущество перед другими подходами. Так, в простой оболочечной модели с волновыми функциями гармонического осциллятора, чтобы получить хорошее описание экспе-

	эксп.	V7	B1	C1	B4
$E_{сб}$ (МэВ)	31,99	19,8	18,2	15,9	19,5
E_b^{0+} (МэВ)		14,7	15,0	14,3	17,8
\bar{R} (фм)	2,353	2,325	2,424	2,382	2,253
$qA^{1/3}$ (фм ⁻¹)	5	5	4,3	4,5	4,5

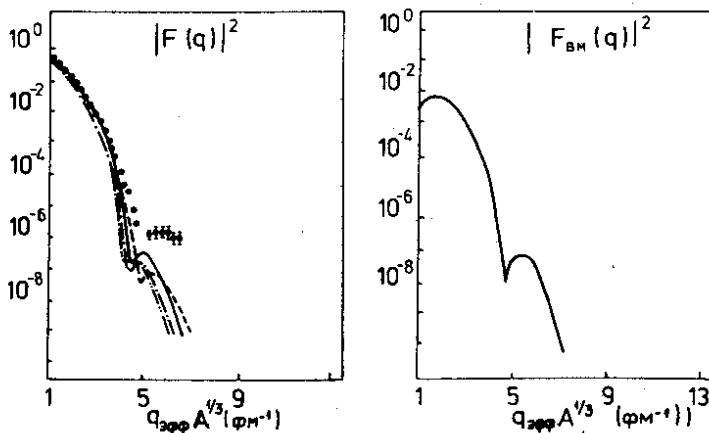
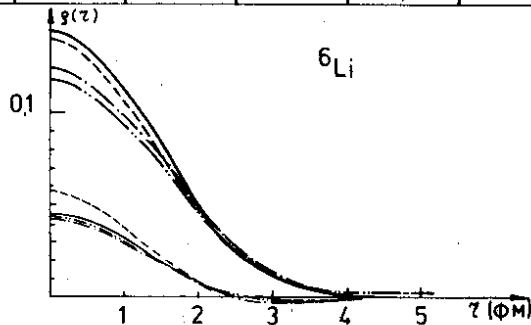


Рис. 3. Те же результаты для ядра ${}^6\text{Li}$.

риментального формфактора ${}^6\text{Li}$, приходится использовать различные параметры осциллятора для частиц в s- и p-состояниях^{14/}.

В более поздних работах^{15/} для улучшения согласия теории с экспериментом в схему расчета вводились корреляции Ястрова. Средний квадратичный радиус неплохо воспроизводится с потен-

циалом С1. Однако для всех исследуемых потенциалов получается слабосвязанное основное состояние. Этот факт, по-видимому, связан с важностью учета кластерных эффектов на этом ядре /16/.

Ядро ^{12}C

Результаты расчета и соответствующие экспериментальные данные приведены на рис. 4. Для этого ядра в широком ин-

	эксп.	B1	C1	B4	V7
E_{CB} (МэВ)	92,2	62,5	57,5	69,2	83,1
E_B^* (МэВ)		20,3	20,5	25,3	21,5
\bar{R} (фм)	2,294	2,634	2,585	2,460	2,325
$q, A^{1/3}$ (фм $^{-1}$)	4,1	3,9	3,9	4,1	

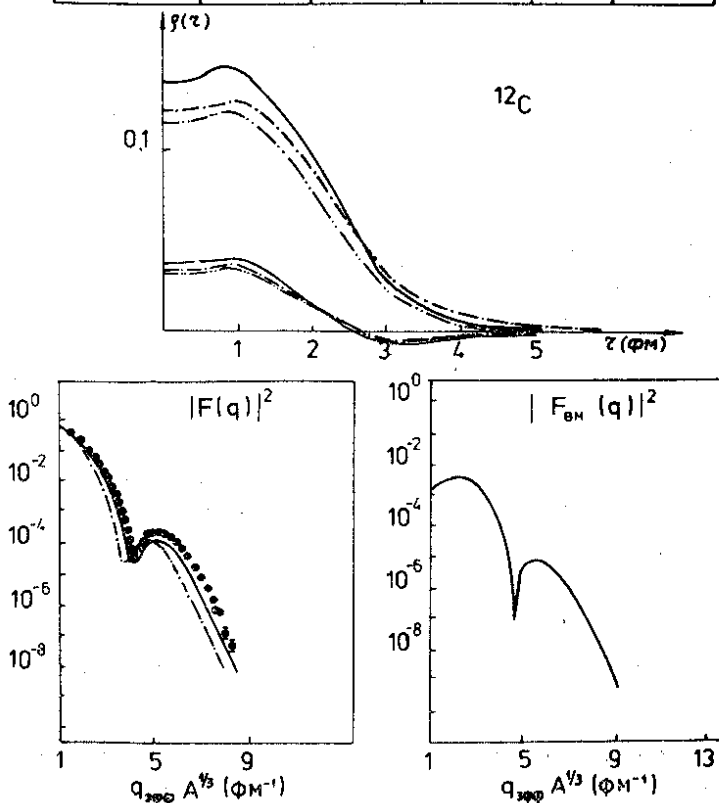


Рис. 4. Те же результаты для ядра ^{12}C .

тервале передаваемых импульсов с потенциалом V_4 теория дает хорошее согласие с экспериментом по упругому формфактору. Появляется депрессия плотности в центре ядра, которая обусловлена проявлением оболочечных эффектов за счет увеличения вклада p -состояния. Что касается энергии связи и среднего квадратичного радиуса, то в большей или меньшей степени для исследуемых потенциалов получается слабосвязанное основное состояние и завышенное значение среднего квадратичного радиуса. Очевидно, что этот результат связан с неадекватным выбором нуклон-нуклонного потенциала. Действительно, как показано в работе /17/, в расчетах на ядре ^{12}C с центральными потенциалами прямоугольной ямы и юкваского типа теория дает значение, превышающее экспериментальное для энергии основного состояния, и заниженное значение среднего квадратичного радиуса.

Ядро ^{16}O

На рис. 5 показаны результаты расчета и соответствующие значения эксперимента для ядра ^{16}O . Видно, что расчет с потенциалом V_1 хорошо описывает экспериментальное значение формфактора в широком интервале передаваемых импульсов вплоть до второго минимума $/qA^{1/3} \sim 9 \text{ Фм}^{-1} /$. Естественно возникает вопрос, как изменятся эти свойства при учете высших конфигураций? Аналогичное исследование характеристик ядра ^{16}O в модели ортогональной схемы проведено в работе /18/. Оказалось, что все результаты модели ортогональной схемы близки к результатам метода гиперсферических функций с тем же числом учитываемых гармоник, если параметр модели выбран в результате вариационной процедуры. Показано, что в приближении минимальной гармоники получить второй дифракционный минимум зарядового формфактора в исследованной области передаваемых импульсов нельзя. Такая возможность появляется уже при учете четырех гармоник с $K = K_{\min} + 2$ и наиболее симметричными пространственными схемами Юнга, однако согласовать ход всей кривой не удается даже в этом случае. Что касается "дыхательных" возбуждений при расширении гиперсферического базиса, то они меняются очень слабо и могут быть удовлетворительно описаны уже в приближении минимальной гармоники.

Помимо этого, исследование вклада различных нуклонных состояний в распределение плотности основных состояний ядер ^4He , ^{16}O , ^{40}Ca в методе гиперсферических функций из работы /19/ позволило сделать вывод о том, что, по-видимому, вклад высших гармоник в распределение вещества в ядре существен только вблизи границы ядра.

вариант	эксп.	B4	B1	V7
$E_{сб}$	127,2	122,2	106,31	146,5
E_b^{0+}		291	22,9	25,4
\bar{R} (ФМ)	2,541	2,460	2,66	2,202
$q \cdot A^{1/3}$ (ФМ ⁻¹)	4	4,4	4	

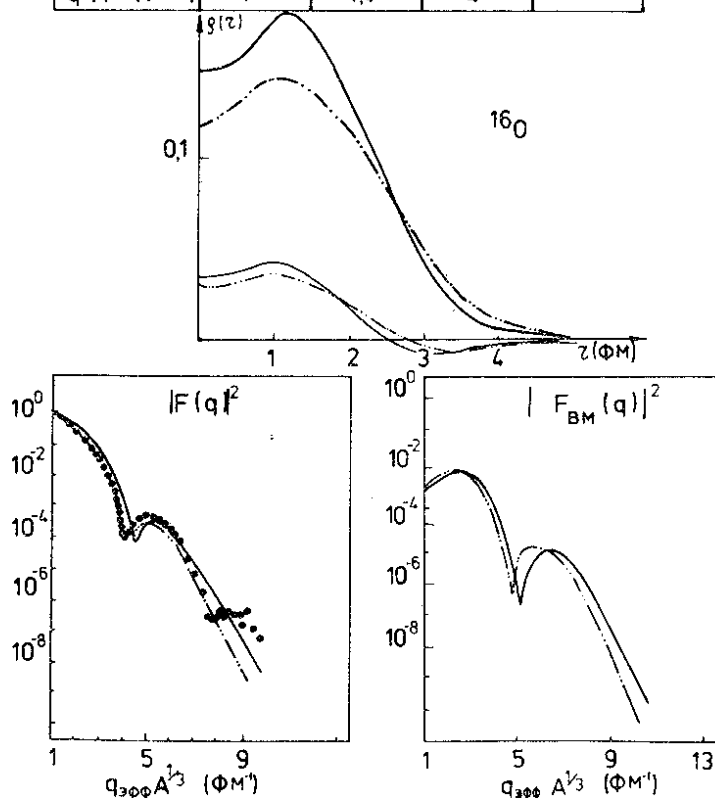


Рис. 5. Те же результаты для ядра ^{16}O .

4. В целом результаты расчетов позволяют сделать ряд общих замечаний:

1/ Среди исследованных центральных реалистических /10,11/ потенциалов находятся такие, которые удовлетворительно описывают совокупность явлений для ряда ядер: энергию связи, энергию возбуждения монопольного резонанса, средний квадратичный радиус, упругий и неупругий формфакторы. Для детального воспроизведения этих данных нужно решить обратную за-

дачу для каждого ядра и найти соответствующий нуклон-нуклонный потенциал, который, по-видимому, будет меняться от ядра к ядру.

2/ Для легких ядер ($A=4\div 16$) метод гиперсферических функций хорошо описывает поведение формфакторов до первого минимума. В области больших передаваемых импульсов для легких ядер (${}^4\text{He}, {}^6\text{Li}$) теоретический формфактор идет ниже экспериментального. Для более тяжелых ядер согласие с экспериментом улучшается.

Кор в потенциале нуклон-нуклонного взаимодействия влияет на поведение формфактора в области больших передаваемых импульсов. Чем больше кор, тем выше величина формфактора в этой области.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.Н.Михайлова и В.К.Лукиянова за ряд ценных советов и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шитикова К.В. ОИЯИ, Р4-10994, Дубна, 1977.
2. Weruttz C., Uberall H. Phys.Rev., 1966, 149, p.762.
3. Симонов Ю.А. ЯФ, 1966, 3, с.630; 1968, 7, с.1210; 1970, 11, с.77.
4. Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ЭЧАЯ, 1977, 8, №4.
5. Кныр В.А., Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ТМФ, 1977, 30, с.370; Курдюмов И.В., Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ТМФ, 1971, 7, с.45.
6. Ванагас В.В., Петраускас А.К., Янкаускас К.И. ЯФ, 1971, 14, с.724.
7. Базь А.И. и др. ЭЧАЯ, 1972, 3, вып.2.
8. Касчиев М., Шитикова К.В. ЯФ, 1979, 30, с.1479.
9. Лукьянов В.К., Поль Ю.С. ЭЧАЯ, 1974, 5, с.955.
10. Brink M., Bocker E. Nucl.Phys., 1967, A91, p.1.
11. Volkov A.V. Nucl.Phys., 1965, 22, p.65.
12. Буров В.В., Лукьянов В.К. ОИЯИ, Р4-11098, Дубна, 1977.
13. Sotona M., Zofka J. Phys.Rev., 1974, C10, No.6, p.2646.
14. Burlison G.R., Hofstadter R. Phys.Rev., 1958, 112, p.1282; Boten M., Bouten M.C., Van Leuven P. Phys.Lett., 1968, 26B, p.191.
15. Bouten M., Bouten M.C., Van Leuven P. Lett.Nuovo Cim., 1978, 22, 10, p.415.
16. Kukuljin V.I., Krasnopolsky V.M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1977, 3, p.795.

17. Рыбаченко В.Ф., Садовой А.А., Чулков Н.М. ЯФ, 1969, 10, с.1156.
18. Камунтавичус Г-П.П. "Let.fiz. rink", 1978, 18, No.6; ЯФ, 1978, 27, 1, с.98.
19. Аверьянов И.К. и др. ЯФ, 1973, 17, 2, с.258.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1979 года.