

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4 35 319

М.Касчиев, Г.Саупе, К.В.Шитикова*

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДРА ^{12}C
В РАССЕЯНИИ ИОНОВ

Направлено в "Journal of Physics"

* Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ

1985

1. Возбужденные состояния ядра ^{12}C изучались в ряде теоретических^{/1,5-7/} и экспериментальных^{/2-4/} работ. При этом исследовались спектроскопические характеристики этого ядра и решались задачи упругого и неупругого рассеяния на ядре ^{12}C .

В теоретических исследованиях детально изучалась природа низших возбужденных состояний в различных моделях. Так, в^{/5/} в методе гиперсферических функций были проведены расчеты четырехчастичных возбуждений в ядре ^{12}C . В результате удалось удовлетворительно описать низшее возбужденное 0^+ -состояние /энергия - 7,65 МэВ/. Было показано, что это состояние имеет внутреннюю волновую функцию, соответствующую четырехчастичному возбуждению, и может быть удовлетворительно описано одной $K_{\text{min}}+4$ -гармоникой. Позднее, в^{/6/}, успешно описана структура состояний положительной и отрицательной четности в ^{12}C в рамках микроскопической 3α -частичной модели.

В^{/7/} сделана попытка рассчитать энергию связи и характеристики 0^+ -уровней различной природы ядра ^{12}C в ортогональной схеме с наиболее симметричными схемами Юнга, имеющими $K=K_{\text{min}}, K_{\text{min}}+2, K_{\text{min}}+4$. И, наконец, в^{/1/} детально изучалась переходная плотность 0^+ /основное состояние/ - 2^+ /4,44 МэВ/ в ^{12}C в промежуточной модели. В этом случае к состояниям модели оболочек пришиваются состояния изоскалярного гигантского квадрупольного резонанса.

Целью настоящей работы является изучение возбужденных состояний различной природы ядра ^{12}C в методе гиперсферических функций. В разделе 2 кратко излагается метод расчета энергии связи, энергии возбуждения, плотностей ядер и вероятностей $B(E2)$ -переходов. В разделе 3 даны результаты расчетов и комментариев. Получен спектр возбужденных 0^+ - и 2^+ -состояний различной природы ядра ^{12}C , обсуждаются плотности, среднеквадратичные радиусы, приведенные вероятности $B(E2)$ и распределение энергетически взвешенной суммы для таких переходов. Найдены фолдинг-потенциалы, а также упругие и неупругие сечения рассеяния с участием ионов ^{12}C .

2. В этом разделе мы кратко изложим схему расчета различных свойств возбужденных состояний ядер с учетом трех гармоник: $K_{\text{min}}, K_{\text{min}}+2, K_{\text{min}}+4$. В методе K -гармоник^{/8/} волновая функция ядра A ищется в виде разложения по K -гармоническим полиномам

$$|AK[f]\epsilon\text{LST}\rangle = \Psi(1,2,\dots,A) = \rho^{-\frac{1}{2}(3A-4)} \sum_{K\gamma} \chi_{K\gamma}(\rho) |AK\gamma\rangle, \quad /1/$$

где $\gamma = [f]\epsilon\text{LST}$. В ядре ^{12}C в приближении $K=K_{\text{min}}, K_{\text{min}}+2, K_{\text{min}}+4$ при нахождении собственных значений и радиальных собственных функций решается система связанных дифференциальных уравнений:

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{23.24}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} [E + W_{K\gamma}^{K\gamma}(\rho)] \right\} \chi_{K\gamma}(\rho) = \sum_{\gamma'} \frac{2m}{\hbar^2} [W_{K\gamma}^{K+2\gamma'}(\rho) \chi_{K+2\gamma'}(\rho) + W_{K\gamma}^{K\gamma'}(\rho) \chi_{K\gamma'}(\rho)],$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{25.26}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} [E + W_{K+2\gamma}^{K+2\gamma}(\rho)] \right\} \chi_{K+2\gamma}(\rho) = \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{\gamma'} [W_{K+2\gamma}^{K\gamma'}(\rho) \chi_{K\gamma'}(\rho) + W_{K+2\gamma}^{K+2\gamma'}(\rho) \chi_{K+2\gamma'}(\rho) + W_{K+2\gamma}^{K+4\gamma'}(\rho) \chi_{K+4\gamma'}(\rho)],$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{27.28}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} [E + W_{K+4\gamma}^{K+4\gamma}(\rho)] \right\} \chi_{K+4\gamma}(\rho) = \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{\gamma'} [W_{K+4\gamma}^{K+2\gamma'}(\rho) \chi_{K+2\gamma'}(\rho) + W_{K+4\gamma}^{K+4\gamma'}(\rho) \chi_{K+4\gamma'}(\rho)],$$

где $W_{K\gamma}^{K'\gamma'}(\rho)$ есть матричные элементы потенциальной энергии нуклон-нуклонного взаимодействия

$$V = \sum_{i < j} V(r_{ij}), \quad V(r_{ij}) = f(r_{ij}) W_{\sigma\tau}, \quad /3/$$

которые могут быть выражены через двухчастичные генеалогические коэффициенты в виде^{/8/}:

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

$$= \frac{A(A-1)}{2} \sum \langle AK[f]\epsilon\text{LST} | A-2 K_2 [f_2] \epsilon_2 L_2 S_2 T_2, \Lambda(L''K'') \rangle; L_0 S_0 T_0 \rangle \times$$

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

$$\times \langle S_0 T_0 | W_{\sigma\tau} | S_0 T_0 \rangle R_{K''L_0}^{KK'}(\rho),$$

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

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

$$\times P_{K'-K''-L_0}^{K''} + \frac{1}{2} (3A-6) - 1, L_0 + \frac{1}{2} (\cos 2\theta_1), \quad /5/$$

Для основного состояния ядра ^{12}C $LST = 000$. Мы включили в схему расчета наиболее симметричную схему Юнга [444], так что для состояний K_{\min} , $K_{\min} + 2$, $K_{\min} + 4$ были рассмотрены следующие конфигурации:

$$K_{\min} : |s^4 p^8 \rangle = \gamma_1,$$

$$K_{\min} + 2 : |s^2 p^{10} \rangle = \gamma_2, \quad |s^4 p^6 2s^2 \rangle = \gamma_3, \quad |s^4 p^6 1d^2 \rangle = \gamma_4,$$

$$K_{\min} + 4 : |s^4 p^4 2s^4 \rangle = \gamma_5, \quad |s^4 p^4 1d^2 2s^2 \rangle = \gamma_6, \quad |s^4 p^4 1d^4 \rangle = \gamma_7.$$

Таким образом, в приближении $K=K_{\min}$ мы ограничиваемся рассмотрением одного уравнения, в приближении $K=K_{\min} + 2$ решаем систему четырех связанных дифференциальных уравнений и, наконец, в приближении $K=K_{\min} + 4$ имеем систему из семи связанных дифференциальных уравнений. Эта система записывается следующим образом:

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{23 \cdot 24}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K\gamma_1}^{K\gamma_1}(\rho)] \right\} X_{K\gamma_1}(\rho) = \frac{2m}{h^2} [W_{K\gamma_1}^{K+2\gamma_2}(\rho) X_{K+2\gamma_2}(\rho) + W_{K\gamma_1}^{K+2\gamma_3}(\rho) X_{K+2\gamma_3}(\rho) + W_{K\gamma_1}^{K+2\gamma_4}(\rho) X_{K+2\gamma_4}(\rho)],$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{25 \cdot 26}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K+2\gamma_2}^{K+2\gamma_2}(\rho)] \right\} X_{K+2\gamma_2}(\rho) = \frac{2m}{h^2} W_{K+2\gamma_2}^{K\gamma_1}(\rho) X_{K\gamma_1}(\rho),$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{25 \cdot 26}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K+2\gamma_3}^{K+2\gamma_3}(\rho)] \right\} X_{K+2\gamma_3}(\rho) = \frac{2m}{h^2} [W_{K+2\gamma_3}^{K\gamma_1}(\rho) X_{K\gamma_1}(\rho) + W_{K+2\gamma_3}^{K+4\gamma_5}(\rho) X_{K+4\gamma_5}(\rho) + W_{K+2\gamma_3}^{K+2\gamma_4}(\rho) X_{K+2\gamma_4}(\rho) + W_{K+2\gamma_3}^{K+4\gamma_6}(\rho) X_{K+4\gamma_6}(\rho)], \quad /6/$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{25 \cdot 26}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K+2\gamma_4}^{K+2\gamma_4}(\rho)] \right\} X_{K+2\gamma_4}(\rho) = \frac{2m}{h^2} [W_{K+2\gamma_4}^{K\gamma_1}(\rho) X_{K\gamma_1}(\rho) + W_{K+2\gamma_4}^{K+2\gamma_3}(\rho) X_{K+2\gamma_3}(\rho) + W_{K+2\gamma_4}^{K+4\gamma_6}(\rho) X_{K+4\gamma_6}(\rho) + W_{K+2\gamma_4}^{K+4\gamma_7}(\rho) X_{K+4\gamma_7}(\rho)].$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{27 \cdot 28}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K+4\gamma_5}^{K+4\gamma_5}(\rho)] \right\} X_{K+4\gamma_5}(\rho) = \frac{2m}{h^2} [W_{K+4\gamma_5}^{K+2\gamma_3}(\rho) X_{K+2\gamma_3}(\rho) + W_{K+4\gamma_5}^{K+4\gamma_6}(\rho) X_{K+4\gamma_6}(\rho)],$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{27 \cdot 28}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K+4\gamma_6}^{K+4\gamma_6}(\rho)] \right\} X_{K+4\gamma_6}(\rho) = \frac{2m}{h^2} [W_{K+4\gamma_6}^{K+2\gamma_3}(\rho) X_{K+2\gamma_3}(\rho) + W_{K+4\gamma_6}^{K+2\gamma_4}(\rho) X_{K+2\gamma_4}(\rho) + W_{K+4\gamma_6}^{K+4\gamma_5}(\rho) X_{K+4\gamma_5}(\rho) + W_{K+4\gamma_6}^{K+4\gamma_7}(\rho) X_{K+4\gamma_7}(\rho)],$$

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{27 \cdot 28}{\rho^2} - \frac{2m}{h^2} [E + W_{K+4\gamma_7}^{K+4\gamma_7}(\rho)] \right\} X_{K+4\gamma_7}(\rho) = -\frac{2m}{h^2} [W_{K+4\gamma_7}^{K+2\gamma_4}(\rho) X_{K+2\gamma_4}(\rho) - W_{K+4\gamma_7}^{K+4\gamma_6}(\rho) X_{K+4\gamma_6}(\rho)].$$

Решая систему уравнений /6/, находим энергию связи и спектр возбужденных состояний ядра ^{12}C , а также соответствующие волновые функции.

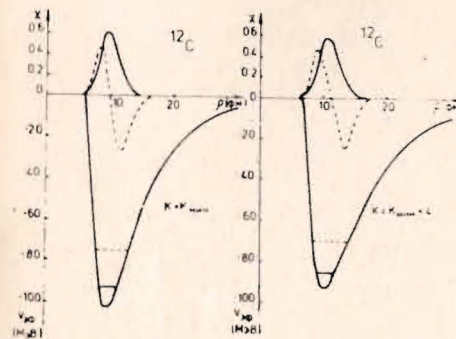


Рис. 1. Эффективный потенциал и первые два решения в нем для ядра ^{12}C : а - приближение $K=K_{\min}$, б - $K=K_{\min} + 4$.

На рис. 1 показан эффективный потенциал и первые два решения в нем для ядра ^{12}C в приближениях $K=K_{\min}$, $K_{\min} + 4$. В схему расчета были включены N-N-потенциалы из работы /6/. Обращает на себя внимание тот факт, что глубина эффективного потенциала

резко увеличивается с увеличением глобального момента K , что связано с учетом принципа Паули. Используя функции $\chi_K(\rho)$, которые были получены при решении уравнений /6/, можно построить плотности основного и возбужденных состояний ядер, а также переходные /9/ по общей формуле

$$n_{J^{\pi} J' \pi'}(\vec{r}) = \langle J^{\pi} | \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) | J' \pi' \rangle, \quad /7/$$

где J^{π} и $J' \pi'$ характеризуют начальное и конечное состояние ядра. А мультипольное разложение плотности имеет вид

$$n_{J^{\pi} J' \pi'}(\vec{r}) = \sum_{\lambda \mu} n_{J^{\pi} J' \pi'}^{\lambda}(\vec{r}) Y_{\lambda \mu}^*(\theta, \phi),$$

где радиальные компоненты $n_{J^{\pi} J' \pi'}^{\lambda}(\vec{r})$ записываются следующим образом:

$$n_{J^{\pi} J' \pi'}^{\lambda}(\vec{r}) = \langle J^{\pi} | \sum_k r_k^{-2\lambda} \delta(r - r_k) i^{\lambda} Y_{\lambda}(\theta_k, \phi_k) | J' \pi' \rangle. \quad /8/$$

Так, плотность основного состояния ядра ^{12}C получается как

$$n_{0^+ 0^+}(\vec{r}) = \frac{4}{\pi^{3/2}} \Gamma\left(\frac{49}{2}\right) \int_0^{\infty} \frac{\chi_{0^+}^2(\rho) d\rho}{\rho^{47}} \left[\frac{(\rho^2 - r^2)^{22}}{\Gamma(23)} + \frac{4}{3} \frac{r^2(\rho^2 - r^2)^{21}}{\Gamma(22)} \right], \quad /9/$$

где $\chi_{0^+}(\rho)$ - радиальная волновая функция основного состояния ядра ^{12}C , и плотность нормирована следующим образом:

$$4\pi \int_0^{\infty} n_{0^+ 0^+}(\vec{r}) r^2 dr = A. \quad /10/$$

Среднеквадратичный радиус ядра

$$\overline{R_{J^{\pi} J' \pi'}^2} = \langle r^2 \rangle = \frac{\int n_{J^{\pi} J' \pi'}(\vec{r}) r^4 dr}{\int n_{J^{\pi} J' \pi'}(\vec{r}) r^2 dr}. \quad /11/$$

Плотность возбужденного состояния 2^+ записывается как

$$n_{2^+ 2^+}(\vec{r}) = Y_{00}(\theta, \phi) n_{2^+ 2^+}^0(\vec{r}) + \sum_{\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \phi) n_{2^+ 2^+}^2(\vec{r}),$$

$$n_{2^+ 2^+}^0(\vec{r}) = \frac{8}{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{49}{2}\right)}{\Gamma(23)} \int_0^{\infty} \frac{(\rho^2 - r^2)^{22}}{\rho^{47}} \chi_2^2(\rho) d\rho + \frac{32}{3\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{49}{2}\right)}{\Gamma(22)} \int_0^{\infty} \frac{r^2(\rho^2 - r^2)^{21}}{\rho^{47}} \chi_2^2(\rho) d\rho /12/$$

$$n_{2^+ 2^+}^2(\vec{r}) = \frac{32\sqrt{2}}{3\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{49}{2}\right)}{\Gamma(22)} \int_0^{\infty} \frac{r^2(\rho^2 - r^2)^{21}}{\rho^{47}} \chi_2^2(\rho) d\rho.$$

Переходная плотность с возбуждением 2^+ -состояния выражается в виде

$$n_{0^+ 2^+}(\vec{r}) = \sum_{\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \phi) n_{0^+ 2^+}^2(\vec{r}),$$

$$n_{0^+ 2^+}^2(\vec{r}) = \frac{16\sqrt{7}}{3\sqrt{5}} \frac{\Gamma\left(\frac{49}{2}\right)}{\Gamma(22)} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{r^2(\rho^2 - r^2)^{21}}{\rho^{47}} \chi_0(\rho) \chi_2(\rho) d\rho. \quad /13/$$

Приведенная вероятность мультипольного перехода $B(EL, J^{\pi} \rightarrow J' \pi')$ дается выражением

$$B(EL, J^{\pi} \rightarrow J' \pi') = \frac{e^2}{2J+1} \left(\int_0^{\infty} n_{J^{\pi} J' \pi'}(\vec{r}) r^{L+2} dr \right)^2, \quad /14/$$

и энергетически взвешенное правило сумм записывается в виде

$$S(EL) = \frac{L(2L+1)^2}{16\pi} \left(\frac{h^2}{2m} \right) e^2 A \langle r^{2L-2} \rangle = \Delta E B(EL, 0^+ \rightarrow L^+), \quad /15/$$

где J^{π} , $J' \pi'$ - начальное и конечное состояния ядра, L - передаваемый угловой момент.

3. Обсудим основные полученные результаты. На рис.2 показаны результаты расчета спектра возбуждения 0^+ - и 2^+ -состояний ядра ^{12}C в методе гиперсферических функций с $N-N$ -потенциалами /5,10/. Слева приведены экспериментальные данные /11/. Видно, что низшее возбужденное состояние 2^+ с включением в схему расчета потенциалов /5,10/ находится в области энергий $1,4 \pm 1,8$ МэВ и имеет основной компонентой волновую функцию без узла с $K=K_{\min}$. Возбужденные уровни 2^+ , расположенные в области энергий 18 ± 22 МэВ, имеют волновую функцию с узлом с $K=K_{\min} + 4$. 0^+ -уровни с энергией возбуждения 7 ± 10 МэВ имеют основной компонентой радиальную волновую функцию без узла с $K=K_{\min} + 4$. Возбужденные 0^+ -уровни в области энергий ~ 20 МэВ имеют радиальную волновую функцию с узлом с основными компонентами $K=K_{\min}$, $K_{\min} + 4$. Таким образом, в методе гиперсферических функций при расчете основного и низших возбужденных состояний ядер мы получаем в качестве второго решения уравнений /6/ резонансы соответствующей мультипольности.

На рис.3 приведены плотности основного и возбужденных 0^+ -состояний различной природы ядра ^{12}C . На верхнем рисунке сплошной линией показана плотность основного состояния ядра ^{12}C , пунктиром - плотность монопольного резонанса, лежащего в области энергий возбуждения порядка 20 МэВ и штрихпунктиром - переходная плотность с возбуждением монопольного гигантского резонанса. На нижнем рисунке приведена плотность "загадочного" 0^+ -состояния в области энергий 7 ± 10 МэВ.

Рис.2. Спектр возбуждения 0^+ - и 2^+ -состояний ядра ^{12}C в методе гиперсферических функций.

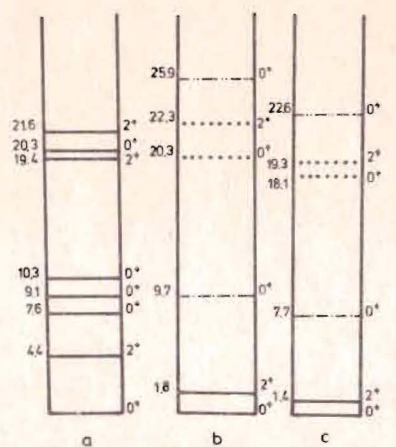
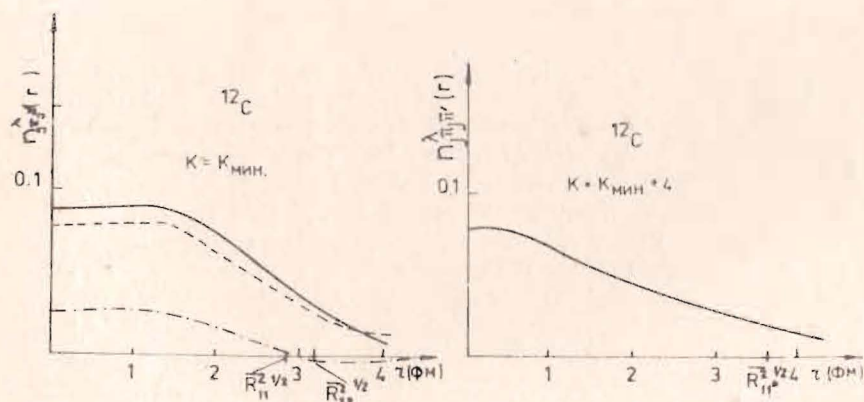
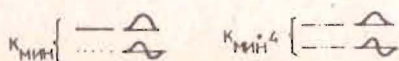
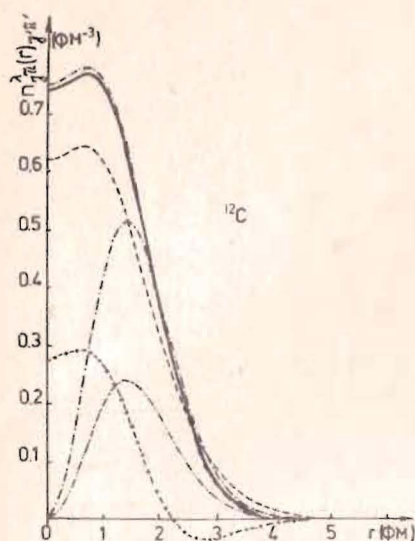


Рис.3. Плотности основного и возбужденных 0^+ -состояний различной природы ядра ^{12}C .



На рис.4 показаны три различных распределения плотности ядра ^{12}C основного состояния $\rho_{0^+0^+}(r)$ - сплошная кривая/, монопольного резонанса при энергии 20,3 МэВ $\rho_{0^+0^+}(r)$ - пунктир/ и переходная с возбуждением монопольного резонанса $\rho_{00^+}(r)$ - пунктир с крестом/; здесь же приведены компоненты плотности для низшего 2^+ -состояния $\rho_{2^+2^+}(r)$, $\rho_{2^+2^+}(r)$ - штрихпунктир/ и переходная плотность с возбуждением низшего 2^+ -состояния $\rho_{02^+}(r)$ - пунктир с двумя точками/.

Рис.4. Плотности возбужденных 0^+ - и 2^+ -состояний ядра ^{12}C .



В табл.1 даны среднеквадратичные радиусы для возбужденных состояний различной природы ядра ^{12}C , рассчитанные с N-N-потенциалом В1¹⁰. Результаты, приведенные на рис.3,4 и в табл.1, отражают структурные особенности изучаемых состояний. Действительно, ярко выражен эффект расширения ядра с увеличением энергии возбуждения. С другой стороны, 0^+ -состояние при энергии возбуждения 9,7 МэВ имеет средний квадратичный радиус больше, чем высоколежащее 0^+ -состояние при энергии 20,3 МэВ. Это объясняется специфической природой функции "загадочного" низколежащего 0^+ -состояния /см. /6/, α -кластерная модель/.

Таблица 1

E	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	$J^\pi T$
0	2,63	$0^+ 0$
1,8	2,89	$2^+ 0$
9,7	3,27	$0^+ 0$
20,3	3,05	$0^+ 0$
22,0	2,28	$2^+ 0$
25,9	3,69	$0^+ 0$

В табл.2 приведены вероятности $B(E2)$ -переходов с возбуждением 2^+ -состояния, полученные с различными N-N-потенциалами ^{12}C ; результаты расчета в модели оболочек¹¹, а также экспериментальные данные. Видно, что значение этих величин сильно зависит от выбора варианта N-N-потенциала.

Одним из интересных вопросов исследования структуры ядра ^{12}C является изучение распределения энергетически взвешенной квадрупольной суммы $S(E2)$ на ядре ^{12}C . Этот вопрос был изучен ранее в ряде экспериментальных¹³ и теоретических работ¹¹.

Таблица 2

Потенциал	$V(E2)$
V_3	71,6
V_7	85,9
Модель оболочек ^{/1/}	17,5
Эксперимент	42,2

Так, в^{/1/} было найдено $S(E2) = 1412 e^2 \text{ фм}^4 \text{ МэВ}$ на ядре ^{12}C , при этом вклад от низшего 2^+ -состояния $\Delta E V / E2$, $0^+ \rightarrow 2^+ = /4,44 \text{ МэВ} / \times /42 e^2 \text{ фм}^4 / = 186 e^2 \text{ фм}^4 \text{ МэВ}$, то есть это состояние вбирает 13% энергетически взвешенной квадрупольной суммы. В экспериментальных исследованиях^{/13/} было показано, что в ядре ^{12}C в области энергий ниже 30 МэВ наблюдается лишь 20% энергетически взвешенной квадрупольной суммы. При этом в различных исследованиях положение квадрупольного резонанса на ядре ^{12}C предсказывалось по-разному. В^{/1/} эта величина оценивалась в 56 МэВ, а в^{/14/} было найдено значение 28 МэВ. В настоящей работе также была проведена оценка распределения энергетически взвешенной квадрупольной суммы ядра ^{12}C . Расчеты показали, что низший уровень вбирает 8,6% квадрупольной суммы, и приблизительно 8,1% берет на себя высоколежащий уровень в районе энергий 21÷22 МэВ. Таким образом, в области энергий возбуждения до 30 МэВ исчерпывается 16,7% энергетически взвешенной квадрупольной суммы. Этот результат находится в хорошем согласии с экспериментом^{/13/}.

Найденные в методе гиперсферических функций плотности основного и возбужденных состояний различной природы использовались в дальнейшем для построения потенциалов двойной свертки^{/15/}.

На рис.5 показан фолдинг-потенциал для системы $^3\text{He}-^{12}\text{C}$, вычисленный с плотностями, полученными в методе гиперсферических функций^{/15/} с различными N-N-потенциалами /5а^{/5/}, 5б^{/10/}/. Тонкой сплошной линией показаны результаты расчета, когда оба ядра находятся в основном состоянии, пунктиром даны соответствующие результаты, когда ядро ^{12}C находится в монополюном резонансе /20,3 МэВ/, и наконец, толстой сплошной кривой показан фолдинг-потенциал для случая, когда ядро ^{12}C находится в "загадочном" 0^+ -состоянии /при энергии 7÷10 МэВ/.

Как и следовало ожидать /см. табл.1/, фолдинг-потенциал с возбуждением низшего 0^+ -состояния выше и шире, чем с возбуждением высоковозбужденного 0^+ -состояния. Сравнение результатов расчета, приведенных на рис.5а и 5б, демонстрирует зависимость формы фолдинг-потенциала от выбора варианта нуклон-нуклонного потенциала при расчете плотности ядер. Для более глубокого ва-

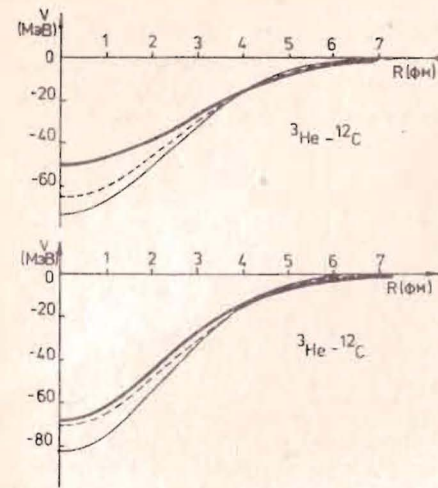


Рис.5. Фолдинг-потенциалы для системы $^3\text{He}-^{12}\text{C}$ в основном и монополюсно-возбужденных состояниях различной природы в ядре ^{12}C .

рианта нуклон-нуклонного потенциала типа Бринка, который дает меньший радиус ядра, фолдинг-потенциал уже и глубже /например, в нуле - на 20 МэВ/.

Далее эти фолдинг-потенциалы использованы для расчетов упругих и неупругих сечений рассеяния с возбуждением 0^+ -состояний в ядрах ^{12}C и ^4He .

Угловые распределения рассеяния были рассчитаны в методе связанных каналов. При этом предполагалось, что мнимый потенциал должен иметь такую же форму, как и реальный, так что

$$U = V_{00,00} (1 + i \kappa_{00,00}); \quad /16/$$

параметр $\kappa_{00,00}$ был найден в упругом канале фитированием теоретического дифференциального сечения по экспериментальным данным^{/16/}. Критерий фитирования обычно следующий: минимизация величины

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{\sigma_{\text{экс}}(\theta_i) - \sigma_{\text{теор}}(\theta_i)}{\Delta \sigma_{\text{экс}}(\theta_i)} \right]^2, \quad /17/$$

где $\sigma_{\text{теор}}(\theta_i)$ - рассчитанные дифференциальные сечения, $\sigma_{\text{экс}}(\theta_i)$ - измеренные экспериментальные сечения, $\Delta \sigma_{\text{экс}}(\theta_i)$ - экспериментальные ошибки.

На рис.6 показано сечение упругого рассеяния $^4\text{He}-^{12}\text{C}$ при энергии падающих частиц 139,0 МэВ, полученное описанным выше способом^{/17/}, а также угловые распределения сечения упругого рассеяния $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$ при энергиях падающих частиц 30,6; 90; 99; 156 МэВ^{/18/}. Несмотря на простоту потенциала, который здесь был использован только с одним свободным параметром, согласие с экспериментом оказалось хорошим, параметр был найден: $0,7 \pm 0,9$. Затем предложенный подход был применен к изучению неупругих процессов. На рис.7,8 даны результаты расчетов неупругих сечений рассеяния с участием ионов $^{12}\text{C}/^{19}\text{F}$. На рис.7 показано сечение неупругого рассеяния $\alpha + ^{12}\text{C}$ при энергии α -частиц $E_\alpha = 65 \text{ МэВ}$ с возбуждением монополюного резонанса в α -частице при энергии 20,1 МэВ. Кружочками показаны экспериментальные результаты, пунктиром отмечены кривые, полученные с феноменологическим потенциалом Вудса-Саксона^{/20/}.

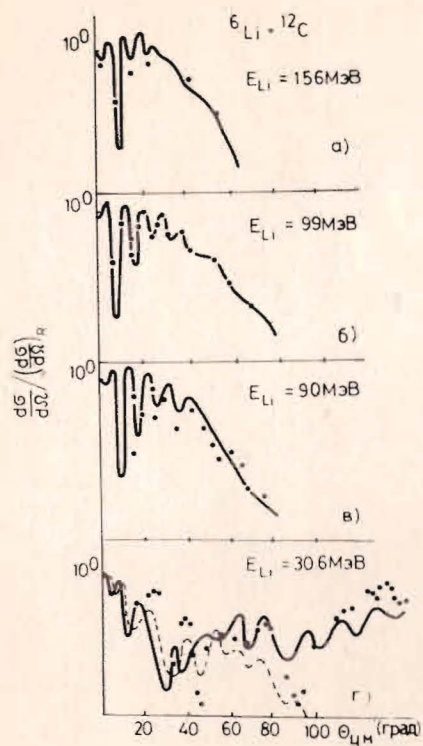
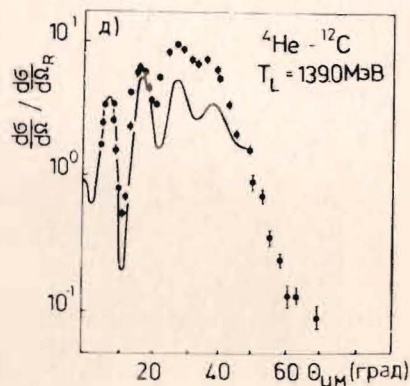


Рис.6. Сечение упругого рассеяния ${}^4\text{He}-{}^{12}\text{C}$ при энергии падающих частиц 139,0 МэВ и ${}^6\text{Li}-{}^{12}\text{C}$ при энергиях падающих частиц 30,6; 90; 99; 156 МэВ.



На рис.8 приведены результаты расчета сечения неупругого рассеяния ${}^3\text{He}-{}^{12}\text{C}$ при энергии падающих частиц $E_{\text{He}} = 108$ МэВ с возбуждением монополюного резонанса в ядре ${}^{12}\text{C}$ при энергии 20,3 МэВ. Точками показаны экспериментальные данные, пунктиром даны результаты расчета с феноменологическим потенциалом. Результаты расчета находятся в удовлетворительном согласии с описанием экспериментальных данных без дополнительной перенормировки параметра мнимой части как в упругом, так и в неупругом каналах. Сравнение с результатами феноменологического описания, в которых используются 6 свободных параметров, иллюстрирует преимущество предложенного микроскопического подхода, имеющего лишь один свободный параметр.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование возбужденных 0^+ - и 2^+ -состояний ядра ${}^{12}\text{C}$ в рамках метода гиперсферических функций позволило дать интерпретацию структурных особенностей этих состояний.

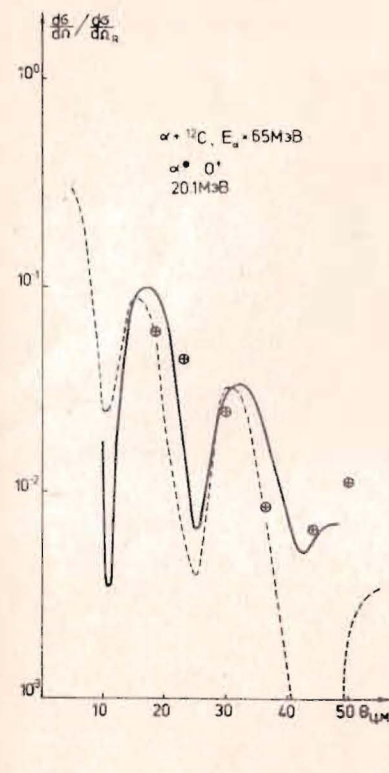


Рис.7. Сечение неупругого рассеяния $\alpha+{}^{12}\text{C}$, $E_{\alpha} = 65$ МэВ с возбуждением монополюного резонанса в α -частице при энергии 20,1 МэВ.

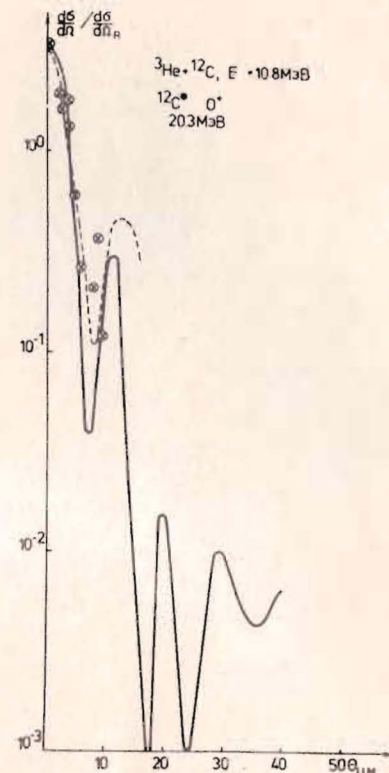


Рис.8. Сечение неупругого рассеяния ${}^3\text{He}-{}^{12}\text{C}$ при энергии 108 МэВ с возбуждением монополюного резонанса в ${}^{12}\text{C}$ при энергии 20,3 МэВ.

Включение в схемы расчета сечений упругого и неупругого рассеяния плотностей ядер, имеющих хорошую асимптотику, позволило удовлетворительно описать совокупность экспериментальных данных всего лишь с одним свободным параметром.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bassel R.H. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, 8, p.1215.
2. Fulton B.R. et al. Phys.Lett., 1984, 136B, p.322.
3. Hugi M., Bauhoff W., Meyer H.O. Phys.Rev., 1983, C28, p.1.
4. Lebrun D. et al. Phys.Lett., 1980, 97B, p.358.
5. Гринь Ю.Т., Леинсон Л.В. ЯФ, 1971, 14, с.536.
6. Uegaki E. et al. Progr.of Theor.Phys., 1977, 57, p.1262.

7. Камунтавичус Г.П.П., Сабаляускас Л.Ю., Янкаускас К.И. Liet. fiz.rink, 1979, XIX, с.319, 469.
8. Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.847.
9. Касчиев М., Шитикова К.В. ЯФ, 1979, 30, с.1479.
10. Brink D., Boeker E. Nucl.Phys., 1967, A91, p.1.
11. Ajsenberg-Selove F. Nucl.Phys., 1979, A320, p.1.
12. Volkov A.B. Nucl.Phys., 1965, A74, p.33.
13. D'Erasmus G. Z.Phys., 1981, A299, p.41.
14. Kirson M.W. Nucl.Phys., 1980, A337, p.194.
15. Dymarz R., Molina J.L., Shitikova K.V. Z.Phys., 1981, A299, p.245.
16. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Rep., 1979, 55C, p.3.
17. Dymarz R., Shitikova K.V. JINR, E7-81-653, Dubna, 1981.
18. Saupе G., Shirokova A.A., Shitikova K.V. JINR, E4-85-25, Dubna, 1985.
19. Dymarz R., Nazmitdinov R.G., Shitikova K.V. ИСОПЕРАНС, D10, Versailles, 1981, p.139.
20. Morsch H.P., Decowski P. Phys.Lett., 1979, 82B, p.1.

Касчиев М., Саупе Г., Шитикова К.В. P4-85-319
Изучение структуры ядра ^{12}C в рассеянии ионов

Изучались возбужденные состояния различной природы ядра ^{12}C в методе гиперсферических функций. Рассчитан спектр возбужденных 0^+ - и 2^+ -состояний в этом ядре, плотности, среднеквадратичные радиусы, приведенные вероятности $B(E2)$ для исследуемых переходов. Найдены фолдинг-потенциалы, упругие и неупругие сечения рассеяния с участием ионов ^{12}C . Проведенное исследование позволило дать интерпретацию структурных особенностей возбужденных 0^+ - и 2^+ -состояний в ядре ^{12}C .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Kaschiev M., Saupе G., Shitikova K.V. P4-85-319
The Structure of ^{12}C and the Theoretical Description of Nucleus-Nucleus Scattering

The structure of different excited states of the nucleus ^{12}C has been investigated in the framework of the hyperspherical function method. The spectrum of excited 0^+ - and 2^+ -states up to $E^* = 22$ MeV, the corresponding density distributions, rms-radii and $B(E2)$ -values have been calculated. Then, folding-potentials have been constructed and used for the description of elastic and inelastic scattering of light ions by ^{12}C .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985