

†

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2066/2-80

12/5-80

P7-80-60

Х.Л.Молина, К.В.Шитикова

О ЯДЕРНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в "Zeitschrift für Physik A".

1980

I. В настоящее время появилось значительное число теоретических исследований /1,2/, в которых строится потенциал взаимодействия тяжелых ядерных частиц в фолдинг - модели. Это направление активно развивается в связи с тем, что такой потенциал используется при описании угловых распределений в упругом столкновении тяжелых ионов /3/. Однако все исследования касаются либо ядра ^{16}O /1/, либо ядер более тяжелых /2/. В этой работе мы поставили задачу исследовать фолдинг - потенциал для совокупности более легких, чем кислород, частиц в методе гиперсферических функций. Дело в том, что в работах /4,5/ было проведено систематическое исследование свойств легких ядер в этом подходе и получены численные значения для плотности распределения ядерного вещества. Эти результаты достаточно хорошо отестированы по совокупности экспериментальных данных, таких как энергия связи, средний квадратичный радиус, положение монополюсного гигантского резонанса и упругий формфактор. С другой стороны, в работе /6/ ставится вопрос о возможном проявлении монополюсных гигантских резонансов в столкновении тяжелых ионов. Экспериментальные исследования также указывают на возможность обнаружения мультиполюсных гигантских резонансов в реакции неупругого рассеяния тяжелых ионов /7/. В связи с этим нам казалось интересным исследовать вопрос о фолдинг - потенциале не только основного, но и монополюсно-возбужденного состояний в методе гиперсферических функций, то есть провести расчет в рамках микроскопической теории, в которой плотность является динамической переменной и автоматически учитывается эффект "дыхания" ядра в возбужденном состоянии. Итак, мы поставили задачу исследовать фолдинг - потенциал для более

легких, чем кислород, частиц. При этом использовалась плотность распределения ядерного вещества, которая была получена в методе гиперсферических функций. Численные оценки проведены для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$. В качестве нуклон-нуклонного взаимодействия использовались зависящие от плотности силы Смирна^{/8/}. Изучалось влияние ряда эффектов на результаты расчета: сил, зависящих от плотности в нуклон-нуклонном взаимодействии, зависимости фолдинг - потенциала от числа частиц и проявления симметрии потенциала при взаимодействиях одинаковых и разных частиц и, наконец, изучался вопрос о проявлении монополярных резонансов в неупругом рассеянии ионов. В разделе 2 излагаются основные положения метода гиперсферических функций, в разделе 3 обсуждаются результаты расчета. 2. В методе гиперсферических функций^{/8/} волновая функция ядра A ищется в виде разложения по стандартным гиперсферическим гармоническим полиномам:

$$\Psi(1,2,\dots,A) = \rho^{-\frac{3A-4}{2}} \sum_{\kappa\gamma} \chi_{\kappa\gamma}(\rho) Y_{\kappa\gamma}(\theta_i), \quad (1)$$

где

$$\int \chi_{\kappa\gamma}^2(\rho) d\rho = 1, \quad \gamma = [f] \in LST,$$

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

$$\left\{ \frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{\mathcal{L}_\kappa(\mathcal{L}_\kappa+1)}{\rho^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (E + W_{\kappa\gamma}^{\kappa\gamma}(\rho)) \right\} \chi_{\kappa\gamma}(\rho) = \\ = \frac{2m}{\hbar^2} \sum_{\kappa'\gamma' \neq \kappa\gamma} W_{\kappa\gamma}^{\kappa'\gamma'}(\rho) \chi_{\kappa'\gamma'}(\rho), \quad (2)$$

где $\mathcal{L}_\kappa = \kappa + \frac{3A-6}{2}$, $W_{\kappa\gamma}^{\kappa'\gamma'}$ — матричные

элементы потенциальной энергии нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для нахождения собственных значений и собственных функций решалась система уравнений (2), причем первое решение этой системы соответствует основному состоянию ядра, второе отвечает монополюльному гигантскому резонансу.

Далее, радиальные волновые функции $\chi_{\kappa\lambda}(\rho)$ используются для расчета матричных элементов оператора плотности. В этом случае плотность распределения для ядер $A = 4 - 16$ в методе гиперсферических функций имеет вид

$$\begin{aligned} n_{ij}(r) = & \frac{16}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{5A-11}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{5A-14}{2}\right)} \int_r^{\infty} \frac{(\rho^2 - r^2)^{\frac{5A-16}{2}}}{\rho^{5A-13}} \chi_i(\rho) \chi_j(\rho) d\rho + \\ & + \frac{8}{3} \frac{(A-4)}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{5A-11}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{5A-16}{2}\right)} \int_r^{\infty} \frac{r^2 (\rho^2 - r^2)^{\frac{5A-15}{2}}}{\rho^{5A-13}} \chi_i(\rho) \chi_j(\rho) d\rho \end{aligned} \quad (3)$$

и средний квадратичный радиус записывается как

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

при этом плотность нормирована следующим образом:

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

Полученные таким образом плотности затем используются для построения фолдинг - потенциалов. В том случае, когда в схему расчета мы включаем нуклон-нуклонный потенциал Скирма /8/, фолдинг - потенциал для взаимодействия двух частиц A_1 и

$$\begin{aligned} V_{ij, \kappa\ell}^{A_1 A_2}(R) = & \pi \int_0^{\infty} \sin(\theta) d\theta \times \left\{ \frac{3}{8} t_0 \left[\int_0^{\infty} n_{ij}^{A_1}(r) n_{\kappa\ell}^{A_2}(|\vec{R} - \vec{r}|) r^2 dr + \right. \right. \\ & + \int_0^{\infty} n_{ij}^{A_2}(r) n_{\kappa\ell}^{A_1}(|\vec{R} - \vec{r}|) r^2 dr \left. \right] + \frac{t_3}{16} \left[\int_0^{\infty} (n_{ij}^{A_1}(r))^2 n_{\kappa\ell}^{A_2}(|\vec{R} - \vec{r}|) r^2 dr + \right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} (n_{ij}^{A_2}(r))^2 n_{\kappa\ell}^{A_1}(|\vec{R} - \vec{r}|) r^2 dr \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $|\vec{R}-\vec{r}| = \sqrt{R^2 + r^2 - 2Rr \cos(\theta)}$, t_0, t_3 - параметры потенциала.

Следует отметить, что фолдинг - метод является одним из наиболее популярных приближений в расчетах потенциалов взаимодействия тяжелых ионов. В этом методе плотности сталкивающихся частиц A_1 и A_2 предполагаются невозмущенными и потенциал взаимодействия двух тяжелых частиц является просто средним значением нуклон-нуклонного взаимодействия, усредненного по двум плотностям. Такое определение кажется оправданным, поскольку упругое рассеяние тяжелых ионов чувствительно только к форме потенциала на расстояниях между ионами, больших критического расстояния:

$$R_{кр} = 1.5 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}). \quad (6)$$

Плотности сталкивающихся ядер слабо перекрываются в этой области, так что можно предположить, что их искажение в этом случае будет пренебрежимо малым.

3. Мы провели численные оценки для ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ с нуклон-нуклонным потенциалом s_1 /8/. Это обусловлено тем, что именно для этих ядер в работе /5/ были получены численные результаты для плотности распределения ядерного вещества, нормированные по совокупности экспериментальных данных.

Результаты расчета показаны на рис. 1-4. На рис. 1 показаны результаты расчета для ядра ${}^{16}\text{O}$ с учетом и без учета члена, зависящего от плотности в нуклон-нуклонном взаимодействии /8/. Видно, что этот член вносит существенный вклад в потенциал взаимодействия двух тяжелых частиц для расстояний между ними до 6 фм. Критический радиус в этом случае равен

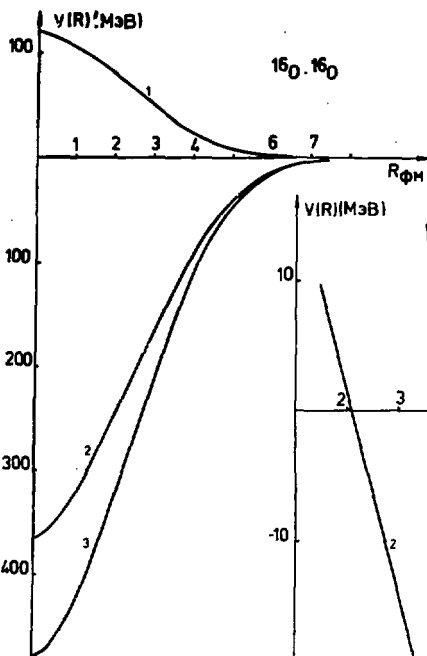
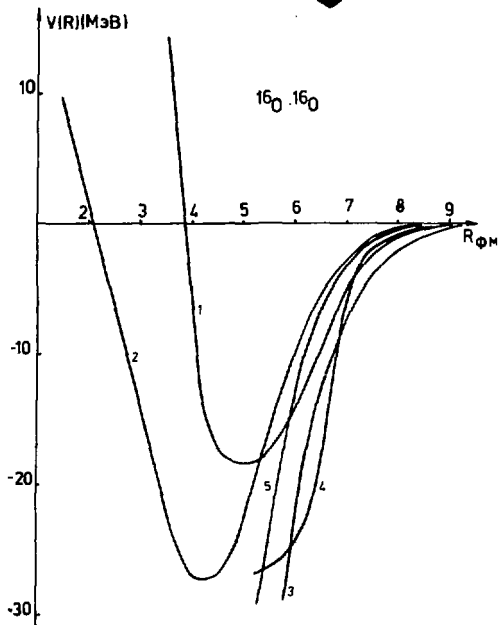


Рис. 1. Фолдинг-потенциал $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ для сил Скирма - кривая 2; 3, 1 - вклады членов с амплитудами t_1 и t_2 соответственно.

Рис. 2. Сравнение результатов нашего расчета (кривая 5) фолдинг-потенциала $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ с феноменологическим потенциалом (4), а также с результатами других теоретических работ: кривые 1, 2, 3 - из работы /1/.



7,5 фм. Это позволяет сделать вывод, что в упругом рассеянии ядер ^{16}O эффект плотности в нуклон-нуклонном взаимодействии не будет проявляться.

Для тех же ядер было проведено сравнение с результатами других теоретических работ, а также с феноменологическим потенциалом /1,2/. Эти результаты показаны на рис. 2. Можно сказать, что полученный нами фолдинг - потенциал нахо-

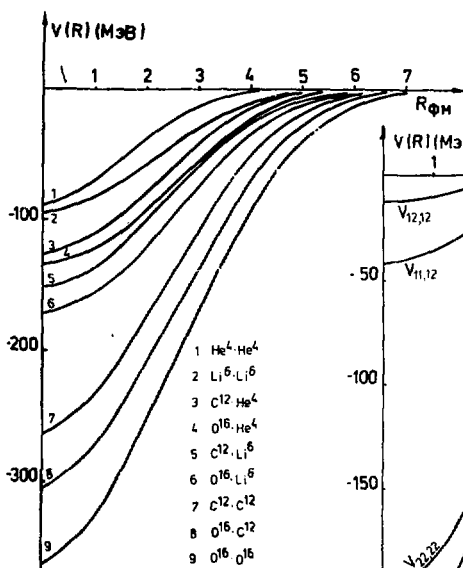


Рис. 3. Фолдинг-потенциалы для различных комбинаций ядер, $A=4, 6, 12, 16$.

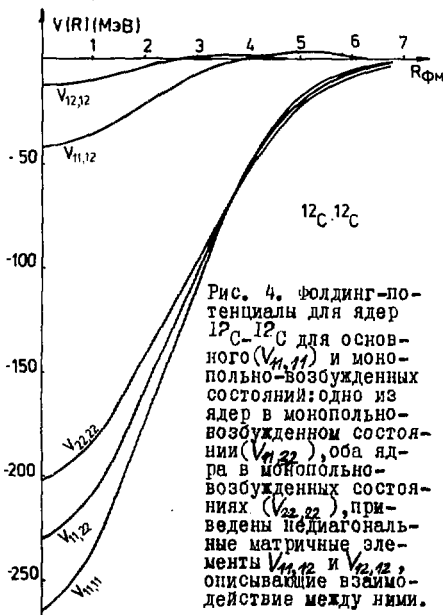


Рис. 4. Фолдинг-потенциалы для ядер $^{12}C-^{12}C$ для основного ($V_{11,11}$) и монополюбно-возбужденных состояний: одно из ядер в монополюбно-возбужденном состоянии ($V_{11,12}$), оба ядра в монополюбно-возбужденных состояниях ($V_{22,22}$), приведены недиагональные матричные элементы $V_{11,12}$ и $V_{12,12}$, описывающие взаимодействие между ними.

дится в удовлетворительном согласии с результатами других теоретических исследований в интервале от 6 до 9 фм расстояний между взаимодействующими ядрами. Однако для более детального анализа следует апробировать рассчитанный потенциал

Далее был исследован вопрос о зависимости фолдинг-потенциала от числа и типа взаимодействующих частиц. На рис. 3 приведены результаты расчета для различных сочетаний ядер $A = 4, 6, 12, 16$. Видно, что форма потенциала становится глубже и шире с увеличением числа взаимодействующих частиц в зависимости

$\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$, так что потенциал взаимодействия ($^{16}\text{O}, ^4\text{He}$) оказался мельче, чем потенциал ($^{12}\text{C}, ^6\text{Li}$).

На рис. 4 показаны результаты расчета для ядер ^{12}C фолдинг - потенциалов в основном и монополюбно-возбужденном состояниях, а также недиагональные матричные элементы, описывающие взаимодействие между ними.

Вопрос о возможности проявления монополюбных гигантских резонансов в неупругом рассеянии тяжелых ионов представляет особый интерес. В этом случае метод гиперсферических функций может претендовать на надежность теоретических предсказаний. Действительно, волновая функция **breathing mode** состояния является следующим решением того же уравнения, что и для основного состояния, а высвобождение такой степени свободы, как коллективная переменная ρ позволяет корректно учесть эффект увеличения размеров ядра в возбужденном состоянии. Поэтому, если фолдинг - потенциал для основного состояния удовлетворительно описывает экспериментальные данные, то можно надеяться на надежность предсказаний о свойствах монополюбного резонанса. Проведенное исследование показало, что чем выше энергия возбуждения ядра, тем шире и мельче форма потенциала. Недиагональные матричные элементы не являются пренебрежимо малыми. Тем не менее, для того, чтобы ответить на вопрос, в какой степени монополюбные гигантские резонансы будут проявляться в столкновении тяжелых ионов, необходимо провести непосредственно расчет сечения неупругого столкновения двух тяжелых частиц с включением в схему расчета этого канала.

В заключение мы считаем приятным долгом выразить благодарность Р.В.Дюлосу за полезные дискуссии и ряд ценных замечаний.

Литература

1. Sinha B., Moszkowski S.A. Phys.Lett., 1979, 81B, No. 3,4, p.289; Behera B., Panda K.C., Satpathy R.K. Phys.Rev., 1979, 20C, No.2, p.683; Ebeckner J., Mosel U. Nucl.Phys., 1970, A277, p.170; Brink D.M., Stancu F.I. Nucl.Phys., 1975, A243, p.175; Stancu F.I., Brink D.M. Nucl.Phys., 1976, A270, p.236.
2. Mateja J.F. et al. Phys.Rev., 1979, C20, No. 1, p.176; Fanimura O., Tazawa T. Phys.Rev., 1979, C20, No.1, p.183.
3. Буров В.В. и др. ОИЯИ, Р4-12758, Дубна, 1979.
4. Vautherin D., Brink D.M. Phys.Lett., 1970, 32B, 3, p.149.
5. Veneroni M., Brink D.M. Phys.Lett., 1971, 35B, No.2, p.135; Vautherin D., Brink D.M. Phys.Rev., 1972, C5, p.626.
6. Симонов Ю.А. ЯФ, 1966, 3, с.630; Базь А.И. и др. ЗЧАЯ, 1972, 3, №2; Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ЗЧАЯ, 1977, 8, №4.
7. Broglia R.A., Dasso C.H., Winter A. Phys.Lett., 1976, 61B, p.113.
8. Doll P. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, No.6, p.366.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1980 года.