

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

2065 / 2-80

12/5-80

P4 - 12997

Х.Л.Молина

ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЧНО-ДЫРОЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ
НА МНИМУЮ ЧАСТЬ
ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА
В ЯДРАХ ^{16}O И ^{40}Ca

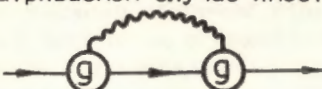
1980

Возможности перехода от задачи об упругом рассеянии в системе многих частиц к одночастичной задаче посвящены многие работы /1-3/. Мнимая часть оптического потенциала обусловлена возможностью неупругих столкновений, а также резонансного образования возбужденного комплекса - промежуточного ядра.

К неупругим процессам нуклона с ядром в области малых энергий относятся столкновения, в результате которых происходят возбуждения низших коллективных состояний ядра-мишени. Мы исходим из того, что оптический потенциал можно разделить на две части: одна часть ($V_{\text{опт.}}^s$) связана с суммированием по неколлективным состояниям ядра-мишени, слабо зависит от энергии и слабо изменяется от ядра к ядру; другая часть ($V_{\text{опт.}}^q$) определяется спецификой коллективных возбуждений для данного ядра-мишени:

$$V_{\text{опт.}} = V_{\text{опт.}}^s + V_{\text{опт.}}^q(\epsilon, A).$$

Как показано в работах /4,5/, общее выражение для оптического потенциала в рассматриваемом случае имеет вид:

$$V_{\text{опт.}} = V_{\text{опт.}}^s + \begin{array}{c} \text{-----} \\ \text{-----} \end{array} \quad /1/$$


где блок g связан с вычетом вершинной части Γ в канале частица-дырка /4/:

$$g = \mathcal{F} A g. \quad /2/$$

Здесь \mathcal{F} - амплитуда рассеяния в среде, A - произведение полюсных частей одночастичных функций Грина. Блок g можно записать в виде

$$g = \mathcal{F} \chi_s, \quad /3/$$

где χ_s определяется из уравнения

$$\chi_s = A \mathcal{F} \chi_s.$$

Для второго слагаемого в /1/ в j -представлении получим:

$$V_{\text{опт.}}^q(jj'\epsilon) = \sum_{jj_1} \frac{g_{jj_1}^I(\omega_s) g_{j_1j'}^I(\omega_s)}{\epsilon - \omega_s - \epsilon_{j_1} + i\delta}, \quad /4/$$

где j, j' - набор квантовых чисел состояний сплошного спектра, j_1 - квантовые числа частицы в промежуточном состоянии, ω_s - энергии коллективного возбуждения ядра-мишени. В ми-

кроскопической теории для блока g_{jj}^I получим следующее выражение /6/:

$$g_{jj}^I = \sum_{j_1 j_2} \chi_{j_1 j_2}^I \sqrt{2I+1} \langle j_1 j_2; I | \mathcal{F} | j j'; I \rangle, \quad /5/$$

где

$$\chi_{j_1 j_2}^I = \langle I || (a_{j_1}^+ a_{j_2})_I || 0 \rangle,$$

а $\langle j_1 j_2; I | \mathcal{F} | j j'; I \rangle$ - матричный элемент парного взаимодействия - рассчитывается по обычным формулам в оболочечной модели /6/. После несложных преобразований для $\text{Im} V_{\text{опт}}^Q$ окончательно получим:

$$\begin{aligned} \text{Im} V^Q &= \text{Im} \sum_{\mu=-1/2}^{1/2} V_{\mu\mu}^Q(\vec{k}, \vec{k}') = \\ &= -\frac{1}{4} \sum (2I+1) \left| \sum_{j_3 j_4} \langle j_2 j_1 I | \mathcal{F} | j_3 j_4; I \rangle \chi_{j_3 j_4}^I \right|^2 \cdot P_{\ell_1}(\theta), \end{aligned} \quad /6/$$

где θ - угол между векторами \vec{k} и \vec{k}' , j_2 относится к частице в промежуточном состоянии, j_1 - к рассеянной частице, j_3, j_4 - к промежуточному возбужденному состоянию ядра-мишени /1/. Радиальная волновая функция частицы в промежуточном состоянии, входящая в матричный элемент $\langle j_2 j_1; I | \mathcal{F} | j_3 j_4; I \rangle$, определяется следующим образом: либо как свободная функция

$$R_{\ell_2 j_2} = \sqrt{\frac{2mk}{\pi h^2}} j_{\ell_2}(kr) Y_{1/2 \ell_2 j_2}(\vec{k}, \vec{\sigma});$$

либо как искаженная функция

$$R_{\ell_2 j_2}^{\pm} = \sqrt{\frac{2mk}{\pi h^2}} e^{\pm i\delta_{\ell_2 j_2}} F_{\ell_2 j_2}^{\pm}(kr).$$

где $\delta_{\ell_2 j_2}$ - фазы рассеяния, $F_{\ell_2 j_2}^{\pm}(kr)$ - регулярное решение уравнения Шредингера; либо как радиальная функция связанного состояния частицы в промежуточном ядре. Аналогичным образом определяются радиальные волновые функции в состояниях j_1, j_3, j_4 . В приближении Тамма-Данкова коэффициенты $\chi_{j_3 j_4}^I$ находятся из системы уравнений /4/

$$\chi^I = A \mathcal{F} \chi^I, \quad /7/$$

где A выбирается в виде

$$A = \frac{\theta_+(p) \theta_-(h)}{E - e_p - e_h + i\epsilon}, \quad /8/$$

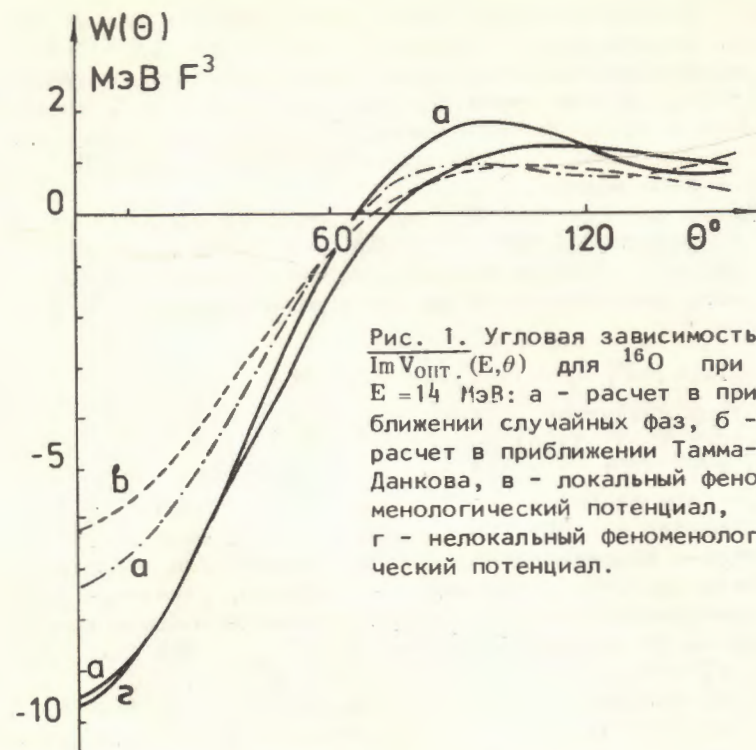


Рис. 1. Угловая зависимость $\text{Im} V_{\text{опт}}(E, \theta)$ для ^{16}O при $E = 14$ МэВ: а - расчет в приближении случайных фаз, б - расчет в приближении Тамма-Данкова, в - локальный феноменологический потенциал, г - нелокальный феноменологический потенциал.

Состояния частицы (p) и дырки (h) принадлежат дискретному спектру; функция $\theta_+(p)$ определяется в виде

$$\theta_+(p) = \begin{cases} 0, & E_p < E_F, \\ 1, & E_p > E_F, \end{cases}$$

где E_F - энергия Ферми; e_p и e_h - энергии частицы и дырки соответственно.

В приближении случайных фаз, учитывающих частично-дырочные корреляции, амплитуды χ^I определяются из уравнений /7/, где

$$A = \frac{\theta_+(p) \theta_-(h)}{E - e_p - e_h + i\epsilon} - \frac{\theta_-(p) \theta_+(h)}{E + e_p + e_h - i\epsilon}. \quad /9/$$

Выражение /6/ мы используем для расчета угловой зависимости мнимой части оптического потенциала упругого рассеяния нейтронов низких энергий на ядрах ^{16}O и ^{40}Ca .

Ядро ^{16}O . Как показали ранние исследования в рамках коллективной модели ядра ^{16}O , основной вклад в $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}$ дают в случае сферических четно-четных ядер коллективные уровни 3^- /до 50%/. В этой связи особенно важно проверить влияние корреляций в основном состоянии /ПСФ/ на вклады низших коллективных состояний 3^- по сравнению с расчетами в ПДТ и коллективной модели.

Волновые функции соответствующих энергий возбуждения ядра ^{16}O в приближении ПДТ и ПСФ получены Жилле и Вин-Мау 18 . Расчет $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}$ сделан при энергии $E = 14$ МэВ с выбором остаточного двухчастичного ядерного взаимодействия \mathcal{F} в виде δ -сил 16 :

$$\mathcal{F} = g(1 - a + a\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2).$$

Были учтены следующие уровни: $3_1^- T=0$ /6,2 МэВ/; $3_2^- T=1$ /13,2 МэВ/; $T=1$ /13,01 МэВ/; $T=1$ /13,0 МэВ/; $0_1^- T=0$ /10,9 МэВ/; $0_2^- T=1$ /12,8 МэВ/.

Результаты расчетов $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}$ в ПТД и ПСФ показаны на рис. 1 /кривая а - ПСФ, кривая б - ПТД/. На этом же рисунке представлены феноменологические локальный /в/ и нелокальный /г/ потенциалы 9,10 . Как видно из рисунка, расчетная кривая в ПСФ практически совпадает с нелокальным феноменологическим потенциалом. В ПСФ вклады уровней в $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}$ при $\theta=0$ следующие: 3_1^- - 57,7%; 3_2^- - 9%; 1^- - 17%; 2^- - 10%; 0_1^- - 5%; 0_2^- - 2%. В приближении ПТД: 3_1^- - 36,5%; 3_2^- - 13%; 1^- - 24%; 2^- - 16,5%; 0_1^- - 6,7%; 0^- - 3,5%. Итак, в ПСФ по сравнению с ПТД вклад низшего коллективного уровня 3^- значительно увеличивается, что особенно важно, поскольку уровень 3^- дает основной вклад в $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}$.

Ядро ^{40}Ca . Расчет проведен при $E = 14,6$ МэВ с учетом коллективных уровней 3^- /3,78 МэВ/ и 5^- /4,45 МэВ/. Волновые функции в ПСФ взяты из работы 18 . На рис. 2 показаны результаты расчета /кривая а - ПСФ, б - нелокальный феноменологический потенциал 10,11 /. Как видно из рис. 2, имеет место хорошее согласие расчетов в ПСФ с феноменологическим нелокальным потенциалом. При сравнении расчетов в ПСФ и в рамках коллективной модели для ядер ^{16}O и ^{40}Ca 17 с феноменологическим описанием приходим к выводу, что учет корреляций в основном состоянии существенно увеличивает вклад в $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}$ низшего коллективного состояния 3_1^- .

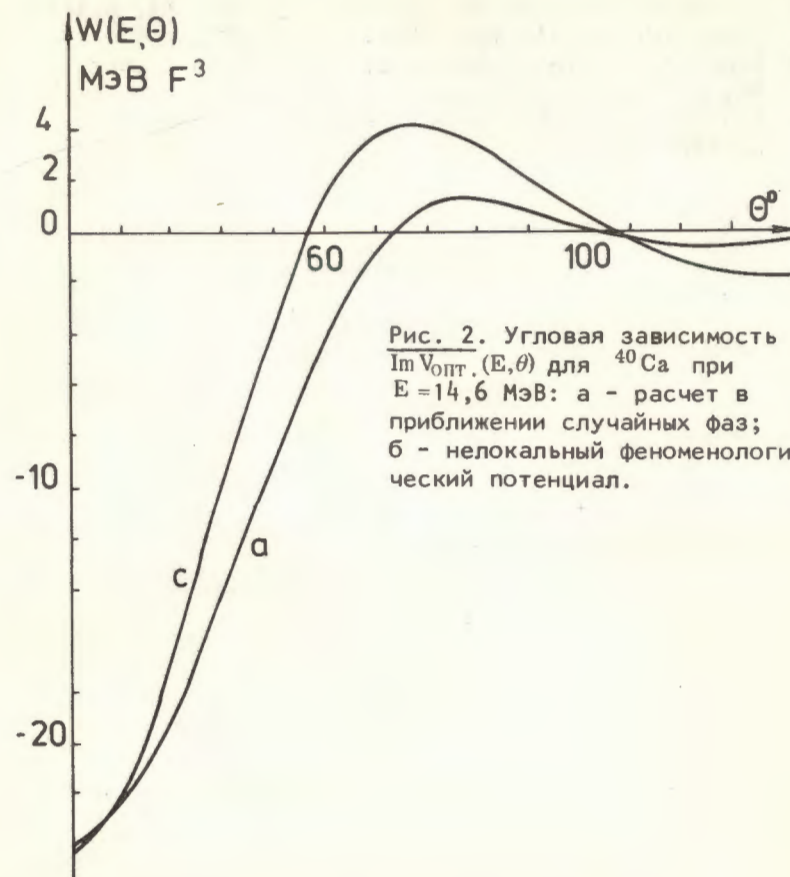


Рис. 2. Угловая зависимость $\text{Im}V_{\text{ОПТ}}(E, \theta)$ для ^{40}Ca при $E = 14,6$ МэВ: а - расчет в приближении случайных фаз; б - нелокальный феноменологический потенциал.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feshbach H. Ann.Phys., 1958, 5, p.357.
2. Bloch C. Nucl.Phys., 1957, 4, p.503.
3. Brown G.E. Rev.Mod.Phys., 1959, 31, p.893.
4. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
5. Giai N.V., Savicki J., Vinh-Mau N. Phys.Rev., 1966, 141, p.913.
6. Живописцев Ф.А., Мошковски В.М., Юдин Н.П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, 32, с.660.
7. Живописцев Ф.А., Ржевский Е.С. Вестник МГУ, 1974, 6, с.661.

8. Gillet Y., Vinh-Mau N. Nucl.Phys., 1964, 54, p.321.
9. Lamot G.H. et al. Nucl.Phys., 1967, A99, p.633.
10. Engelbrecht C.A., Fiedelcley H. Ann.Phys., 1967, 42, p.262.
11. Bjorkend F.E., Fernbach S. Phys.Rev., 1956, 101, p.1832.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 декабря 1979 года.