

УДК 539.17.01

НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ АНАЛИЗА НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ α -ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ МОНОПОЛЬНОГО ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

В. Е. Пафомов, В. А. Сергеев

В эйкональном приближении метода искаженных волн исследовано дифракционное неупругое рассеяние частиц на ядрах с возбуждением монопольного гигантского резонанса. Показано, что сильная зависимость от формы потенциала перехода величины сечения неупругого рассеяния α -частиц с энергией 130 – 240 МэВ является дополнительным источником неопределенности анализа экспериментальных данных.

В научном наследии И. М. Франка большой интерес представляет цикл работ, посвященных исследованию неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах с возбуждением низколежащих коллективных состояний и определению их характеристик. Проблема извлечения характеристик коллективных состояний из данных о неупругом рассеянии стала особенно актуальной в связи с интенсивным исследованием перекрывающихся гигантских резонансов в области энергии возбуждения до 30 МэВ с помощью легких и тяжелых ионов при промежуточных энергиях.

Анализ данных о возбуждении изоскалярного монопольного гигантского резонанса (МГР) α -частицами с энергией 130 – 240 МэВ показал, что его характеристики, извлекаемые из эксперимента, существенно зависят от моделей, используемых для описания взаимодействия α -частицы с ядром [1, 2]. Было найдено, в частности, что расчеты в борновском приближении с искаженными волнами (БПИВ) с потенциалами модели свертки дают меньшую величину теоретического сечения неупругого рассеяния по сравнению с обычной моделью деформированного потенциала и тем самым увеличивают процент исчерпывания P_{sr} взвешенного по энергии правила сумм для EO -переходов. В то время как увеличение P_{sr} до $\sim 50\%$ для ядра ^{58}Ni означает лишь увеличение силы EO

-переходов при энергии возбуждения $E_x < 25 \text{ МэВ}$, для более тяжелых ядер (^{116}Sn , ^{208}Pb) получаются явно неудовлетворительные значения $P_{sr} \sim 160 - 180\%$. Вопросы об извлечении P_{sr} из экспериментальных сечений и о фрагментации МГР неоднократно обсуждались в последние годы в связи с явлением недостающей силы EO -переходов в ядре ^{58}Ni и проблемой определения параметра сжимаемости ядерной материи [1 - 4]. В этих работах также обращалось внимание на то, что результаты анализа данных о неупругом рассеянии по модели деформированного потенциала существенно зависят от выбора формы потенциала перехода.

В настоящей работе мы рассмотрим нестандартную форму потенциала перехода, предложенную в [5], проведем аналитические оценки сечения возбуждения МГР частицами, испытывающими сильное поглощение в ядре, и сравним результаты численных расчетов дифференциального сечения неупругого рассеяния α -частиц на ^{58}Ni при энергии 240 МэВ для различных форм потенциала перехода.

В работе [5] рассматривались монополярные колебания потенциала $V(r)$ с глубиной V_0 , радиусом R_V и диффузностью a_V в общем случае, когда они обусловлены вариациями всех этих величин. Условие постоянства объемного интеграла от потенциала, являющееся аналогом условия сохранения числа нуклонов при монополярных колебаниях плотности нуклонов, приводит к определенному соотношению между вариациями δR_V , δV_0 и δa_V . Для потенциала фермиевского типа

$$V(r) = V_0 u_V(r),$$

$$u_V(r) = \{1 + \exp[(r - R_V)/a_V]\}^{-1} \quad (1)$$

это соотношение имеет вид

$$(3R_V^2 + \pi^2 a_V^2)\delta R_V/R_V + (R_V^2 + \pi^2 a_V^2)\delta V_0/V_0 + 2\pi^2 a_V^2 \delta a_V/a_V = 0, \quad (2)$$

а потенциал перехода содержит слагаемые, пропорциональные δR_V , δV_0 , δa_V :

$$V_{if}(r) = -V_0[\delta R_V + (r - R_V)\delta a_V/a_V] \frac{du_V(r)}{dr} + u_V(r)\delta V_0. \quad (3)$$

Если предположить, что $\delta a_V/a_V = \delta R_V/R_V$, то, вводя параметр динамической монополярной деформации β_0 , получаем стандартную форму потенциала перехода, соответствующего возбуждению "дыхательной" моды

$$V_{if}^I(r) = -(\beta_0/\sqrt{4\pi})V_0 \left[3u_V(r) + r \frac{du_V(r)}{dr} \right], \quad (4)$$

обычно используемую в модели деформированного потенциала. Другое предположение $\delta a_V = 0$ приводит к потенциалу перехода вида (версия II Сэчлера)

$$V_{if}^{II}(r) = -(\beta_0/\sqrt{4\pi})V_0 \left[X_V u_V(r) + R_V \frac{du_V(r)}{dr} \right], \quad (5)$$

$$X_V = (3 + \pi^2 a_V^2/R_V^2)(1 + \pi^2 a_V^2/R_V^2)^{-1}, \quad (6)$$

который применялся в некоторых работах (см., напр., [6]) при анализе данных в рамках БПИВ. Приведенные выше рассуждения справедливы и для мнимой части $W(r) = W_0 u_W(r)$ комплексного оптического потенциала $V(r) + iW(r)$ фермиевского типа с параметрами R_W, a_W . Соответствующие выражения получаются из (1) – (5) путем замены $V_0, u_V(r), R_V, a_V$ на $W_0, u_W(r), R_W, a_W$.

Когда монополярный переход в состояние с энергией возбуждения E_x полностью исчерпывает взвешенное по энергии правило сумм, параметр динамической деформации $\beta_0 = \sqrt{4\pi}B_0$ определяется из соотношения

$$B^2 = \hbar^2/2mA < r^2 > E_x, \quad (7)$$

где $< r^2 >^{1/2}$ и A – среднеквадратичный радиус распределения плотности нуклонов и массовое число ядра-мишени. Как указывалось в [7], для последовательного перехода к модели деформированного потенциала необходимо приравнять деформационные длины $\beta_0 R$ и $\beta_{0V} R_V$, где R и R_V – радиусы распределения плотности нуклонов и вещественной части оптического потенциала, так что

$$B_V^2 = B^2(R/R_V)^2. \quad (8)$$

В [2] использовалась другая процедура для определения B_V : в выражение (7) в качестве $< r^2 >$ подставляли $(3/5)R_V^2$, т.е. рассматривали однородное распределение масс с радиусом, равным радиусу оптического потенциала. Отметим, что различные способы выбора параметра динамической деформации в модели деформированного потенциала являются дополнительным источником неоднозначности при определении величины P_{sr} из эксперимента.

В БПИВ с эйкональными волновыми функциями оптической модели амплитуда неупругого рассеяния частицы на ядре с возбуждением МГР может быть записана в виде

$$\Gamma_{if}^{I,II}(\theta) = -\frac{k_i^2}{2} \int_0^\infty db b J_0(q_b b) e^{i[\chi_0(b) + \chi_a(b)]} \int_{-\infty}^\infty dz e^{iq_z z} U_{if}^{I,II}(\sqrt{b^2 + z^2}), \quad (9)$$

где $q_t = (k_i + k_f) \sin(\theta/2)$, $q_z = (k_i - k_f) \cos(\theta/2)$, k_i , E_i (k_f , E_f) – волновое число и энергия относительного движения во входном (выходном) канале, ось Oz направлена вдоль $(\mathbf{k}_i/k_i + \mathbf{k}_f/k_f)$:

$$\chi_0(b) = -(k_i/2)\epsilon_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz U_i(\sqrt{b^2 + z^2}) \quad (10)$$

и

$$\chi_d(b) = 2\eta \ln(k_i b) + 8\pi\eta \int_b^{\infty} dt t^2 \rho_c(t) \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - b^2/t^2}}{b/t} - \sqrt{1 - \frac{b^2}{t^2}} \right] \quad (11)$$

– эйкональные фазовые функции, обусловленные ядерным и кулоновским взаимодействием налетающей частицы с ядром; $\epsilon_1 = (1 + k_i/k_f)$; $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v_i$ – кулоновский параметр Зоммерфельда, $\rho_c(t)$ – нормированное на единицу распределение заряда ядра мишени;

$$U_i(r) = (V_0/E_i)u_V(r) + i(W_0/E_i)u_W(r) \quad (12)$$

– отнесенный к кинетической энергии оптический потенциал взаимодействия частицы с ядром и

$$U_{if}^{I,II}(r) = [V_{if}^{I,II}(r) + iW_{if}^{I,II}(r)]/E_i \quad (13)$$

– формы I и II относительного потенциала перехода, определенные соотношениями (1) – (5) и аналогичными соотношениями для мнимых частей $W(r)$ и $W_{if}^{I,II}(r)$.

С помощью небольшой модификации формулы (9) можно учесть искривление траектории налетающей частицы ядром из-за кулоновского отталкивания, т.е. ввести кулоновскую неэйкональную поправку:

$$F_{if}^{I,II}(\theta) = -\frac{k_i^2}{2} \int_{2\pi/k_i}^{\infty} ds (s - \frac{\eta}{k_i}) J_0(q_b \sqrt{s^2 - 2s \frac{\eta}{k_i}}) e^{i[\chi_0(s) + \chi_d(s)]} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{iq_z z} U_{if}^{I,II}(\sqrt{s^2 + z^2}). \quad (14)$$

Чтобы сравнить формы (4) и (5) потенциала перехода, вычислим сначала амплитуду неупругого рассеяния вперед с возбуждением МГР с помощью аналитических методов, разработанных ранее применительно к упругому рассеянию частиц, испытывающих сильное поглощение, на ядрах и примененных затем для расчета сечений возбуждения гигантских резонансов антипротонами и α -частицами с энергией > 100 МэВ [8 – 10]. Пренебрегая кулоновским взаимодействием и полагая $R_V = R_W = R$, $a_V = a_W = a$, находим в линейном приближении по малым параметрам, характеризующим размытие ядерной поверхности и силу поглощения,

$$F_{if}^I(0) \simeq B_V(i k_i b_m^2) C_{\Delta k} \{1 + 2(a/b_m)[\gamma + \ln(1 - i\alpha) - 1]\},$$

$$C_{\Delta k} = e^{-(\Delta k)^2 b_m a / 2} [1 + (3/4 + \gamma/2)(\Delta k)^2] (1 - i\alpha)^{-(\Delta k)^2 / 2} (1 + \Delta k / 2k_i)^{-1}, \quad (15)$$

$$F_{if}^{II}(0) \simeq B_V (ik_i b_m R) C_{\Delta k} \left\{ 1 + (a/b_m) [\gamma + \ln(1 - i\alpha) + 1/2 - \frac{b_m}{R} X] \right\}, \quad (16)$$

Здесь приняты все обозначения нашей предыдущей работы [10], где рассматривалась лишь стандартная форма (4) потенциала перехода и была показана малость неэikonальных поправок в исследуемой области энергии, $\alpha = V_0/W_0$ – отношение вещественной и мнимой частей потенциала фермиевского типа (1); $\gamma = 0,5772\dots$ – постоянная Эйлера; $\Delta k = k_i - k_f$. Характерное прицельное расстояние b_m , при котором максимальна скорость изменения $\exp[i\chi_0(b)]$, определяется выражением

$$b_m \equiv R + a \ln(\kappa \sqrt{\pi R a / 2}) \{ 1 + (a/2R) - (a/2R)^2 [\ln(\kappa \sqrt{\pi R a / 2}) - 1] \}, \quad (17)$$

где $\kappa = k_i |W_0| / E_i$ – коэффициент поглощения, характеризующий силу поглощения оптического потенциала. Через b_m выражается эффективный радиус сильного поглощения, который определяет дифракционную структуру дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния, $\mathcal{R} = b_m + a\gamma + a \ln \sqrt{1 + \alpha^2}$.

Оценки, выполненные по формулам (15) – (17), показывают, что сечение неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{58}Ni вперед с возбуждением МГР при $E_\alpha = 130$ и 240 МэВ для формы II потенциала перехода в 2 – 3 раза меньше, а процент исчерпывания правила сумм в 2 – 3 раза больше, чем для стандартной формы I (4).

На рисунке представлены результаты расчета дифференциального сечения неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{58}Ni при энергии $E_\alpha = 240$ МэВ по формулам (10) – (14) с реальными параметрами оптического потенциала: $V_0 = -76,6$ МэВ, $W_0 = -24,2$ МэВ, $R_V = 4,75$ Фм, $R_W = 5,49$ Фм, $a_V = a_W = 0,8$ Фм [11]. Видно, что угловые зависимости для различных форм потенциала подобны, а величина сечения в области небольших углов, наиболее важной при анализе экспериментальных данных, для формы II в $\sim 2,5$ раза меньше и соответственно P_{sr} в $\sim 2,5$ раза больше, чем для стандартной формы I. Как и следовало ожидать, кулоновская неэikonальная поправка оказалась малой. Отметим, что в расчетах параметр динамической деформации был получен в соответствии с рецептом [7] (см. формулы (7), (8)). Если для определения β_0 использовать процедуру, предложенную в [2], то абсолютная величина сечения увеличивается, а P_{sr} уменьшается в $\sim 1,4$ раза.

В принципе из соотношений (2), (3) можно построить кроме (5), (6) и другие формы потенциала перехода, хотя стандартная форма представляется более предпочтительной по крайней мере для тяжелых ядер. Таким образом, из проведенных вычислений следует, что неоднозначность формы потенциала перехода (а также параметра динамической

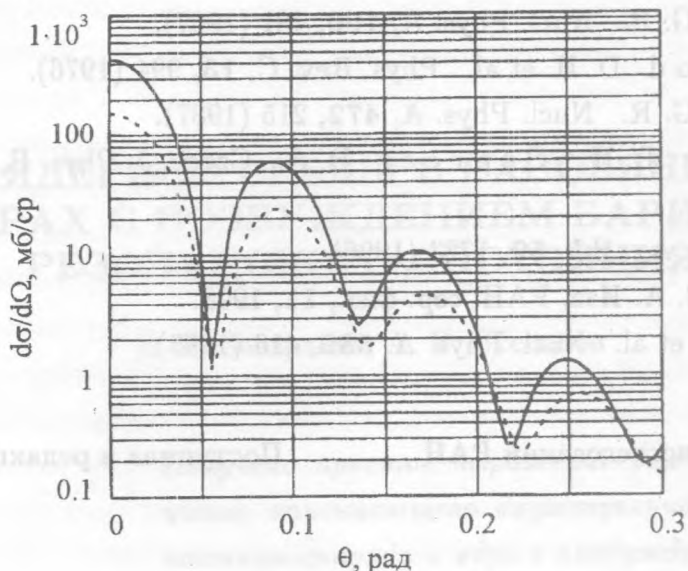


Рис. 1. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{58}Ni с возбуждением МГР при энергии 240 МэВ. Расчет в БПИВ с формами I (сплошная кривая) и II (штриховая кривая) потенциала перехода.

деформации) приводит к неопределенности силы EO -переходов, извлекаемой при анализе неупругого рассеяния α -частиц с возбуждением МГР при энергии 130 – 240 МэВ в рамках модели деформированного потенциала. Как указывалось во введении, использование различных моделей для описания α -ядерного взаимодействия также приводит к неопределенности анализа неупругого рассеяния α -частиц [1, 2]. Результаты данной и других работ указывают на необходимость обоснования используемых феноменологических моделей и форм потенциала перехода в рамках микроскопической теории. Это особенно важно, поскольку данные о МГР являются главным источником информации о параметрах сжимаемости ядра и ядерной материи.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Satchler G. R., Khoa D. T. Phys. Rev. C, **55**, 285 (1997).
- [2] Youngblood D. H. Phys. Rev. C, **55**, 950 (1997).
- [3] Youngblood D. H. et al. Phys. Rev. Lett., **76**, 1429 (1996).

- [4] Youngblood D. H. et al. Phys. Rev. C, **55**, 2811 (1997).
- [5] Satchler G. R. Nucl. Phys. A, **100**, 481 (1967).
- [6] Youngblood D. H. et al. Phys. Rev. C, **13**, 994 (1976).
- [7] Satchler G. R. Nucl. Phys. A, **472**, 215 (1987).
- [8] Заварзина В. П., Сергеев В. А. Czech. J. Phys. B, **36**, 347 (1986); ЯФ, **46**, 486 (1987).
- [9] Sergeev V. A. ЯФ, **59**, 1723 (1996).
- [10] Сергеев В. А. Изв. РАН, сер. физ., **11**, 1998.
- [11] Clark H. L. et al. Nucl. Phys. A, **589**, 416 (1995).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 30 июня 1998 г.