

## НЕЭЙКОНАЛЬНАЯ ПОПРАВКА К АМПЛИТУДЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ С НУЛЕВЫМ СПИНОМ

В.П. Заварзина

*Показано, что учет первой неэйкональной поправки не меняет характера угловой зависимости составляющих амплитуды протон-ядерного рассеяния при энергии налетающего протона  $100 - 800$  МэВ и углах рассеяния  $\theta \leq 50^\circ$ . Неэйкональная поправка сказывается в области дифракционных минимумов, приближая значения поляризационных характеристик  $P(\theta)$  и  $Q(\theta)$  вблизи первых минимумов к экспериментальным данным.*

В работах /1-3/ в рамках оптической модели с феноменологическими и микроскопическими оптическими потенциалами (ОП) проведены вычисления компонент амплитуды  $\mathcal{F} = F + G(\vec{\sigma} \cdot \mathbf{n})$  ( $\vec{\sigma}$  — матрица Паули,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния) упругого рассеяния нуклонов с энергией  $100 - 600$  МэВ на ядрах с нулевым спином. Показано, что вещественная часть амплитуды с переворотом спина нуклона  $\text{Re}G(k, \theta)$  ( $k$  — импульс налетающего нуклона,  $\theta$  — угол рассеяния в системе центра масс нуклон-ядро) проявляет высокую чувствительность к вариации геометрических параметров спин-орбитальной части ОП: приравнивание геометрических параметров спин-орбитальной и центральной частей ОП приводит к резкому изменению  $\text{Re}G(k, \theta)$  при  $E_p = 180 - 200$  МэВ для ядер  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , имеющему характер катастрофы сборки /1, 4/. Вещественная часть амплитуды рассеяния без переворота спина нуклона  $\text{Re}F(k, \theta)$  в случае  $p^{12}\text{C}$ -рассеяния при  $E_p \sim 400$  МэВ, как оказалось, обладает особенностью типа  $A_6$  /3, 4/ и сильно зависит от силовых параметров ОП. В /2/ также показано, что приравнивание геометрических параметров ОП приводит к сглаживанию осцилляций в угловой зависимости поляризации  $P(\theta)$  и функции поворота спина  $Q(\theta)$  при углах  $\theta \leq 30^\circ$ .

Все расчеты в /1-3/ выполнены в эйкональном приближении (ЭП). Интересно выяснить сохраняются ли эти выводы при учете первой неэйкональной поправки. Для вычисления амплитуд  $F(q)$  и  $G(q)$  воспользуемся выражениями, приведенными в /5, 6/:

$$F(q) = ik \int_0^\infty db b J_0(qb) \left\{ 1 - e^{i\bar{\chi}(b)} \cos[\Delta\chi(b)] - (i/2kb) e^{i\bar{\chi}(b)} \sin[\Delta\chi(b)] \right\},$$

$$G(q) = ik \cos(\theta/2) \int_0^\infty db b J_1(qb) e^{i\bar{\chi}(b)} \sin[\Delta\chi(b)].$$

Здесь  $\bar{\chi}(b) \sim \bar{\chi}^0(b) + \bar{\chi}^1(b)$ ,  $\Delta\chi(b) \sim \Delta\chi^0(b) + \Delta\chi^1(b)$ ,

где в ЭП

$$\bar{\chi}^0(b) = - (k/2) \int_{-\infty}^\infty dz [U_c(r) - \frac{1}{2} U_{ls}(r)], \quad \Delta\chi^0(b) = - (k/2) kb \int_{-\infty}^\infty dz U_{ls}(r)$$

и первые неэйкональные поправки

$$\bar{\chi}^1(b) = - \frac{k}{4} \int_{-\infty}^\infty dz \left[ 1 + \frac{r}{2} \frac{d}{dr} \right] \left\{ U_c^2(r) + [k^2 b^2 + \frac{1}{4}] U_{ls}^2(r) - U_c(r) U_{ls}(r) \right\}, \quad (1)$$

$$\Delta\chi^1(b) = -\frac{k}{4} kb \int_{-\infty}^{\infty} dz \left[ 1 + \frac{r}{2} \frac{d}{dr} \right] \left\{ 2U_c(r)U_{Is}(r) - U_{Is}^2(r) \right\}; \quad (2)$$

$U_c(r)$  и  $U_{Is}(r)$  – безразмерные центральный и спин-орбитальный ОП /7/;  $q = 2k \sin(\theta/2)$  – переданный импульс;  $b$  – прицельный параметр; ось  $z$  направлена вдоль  $k$ ;  $r = \sqrt{b^2 + z^2}$ .

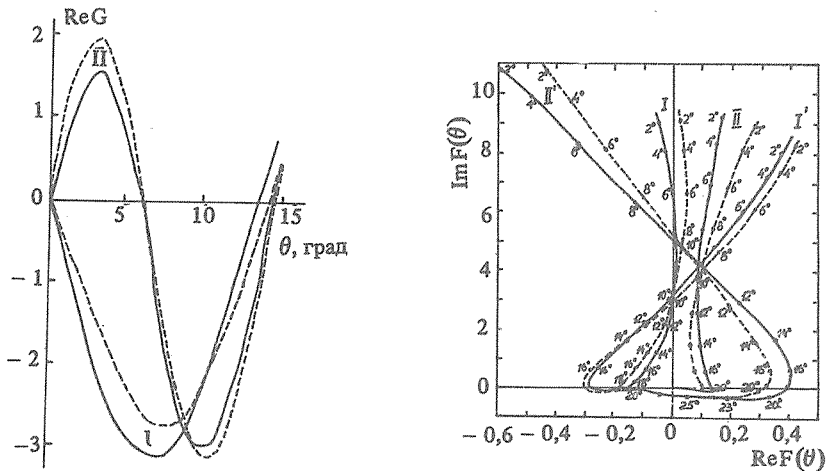


Рис. 1. Зависимость  $ReG$  от угла  $\theta$ . Сплошные кривые – расчет с учетом первой неэikonальной поправки, штриховые – расчет в ЭП. Кривые II – расчет с одинаковыми геометрическими параметрами для  $U_c$  и  $U_{Is}/1/$ .

Рис. 2. Графики функций  $F(\theta)$ . Обозначения те же, что на рис. 1. I и II – два варианта параметров ОП. I' и II' – расчет с одинаковыми геометрическими параметрами для  $U_c$  и  $U_{Is}/3/$ .

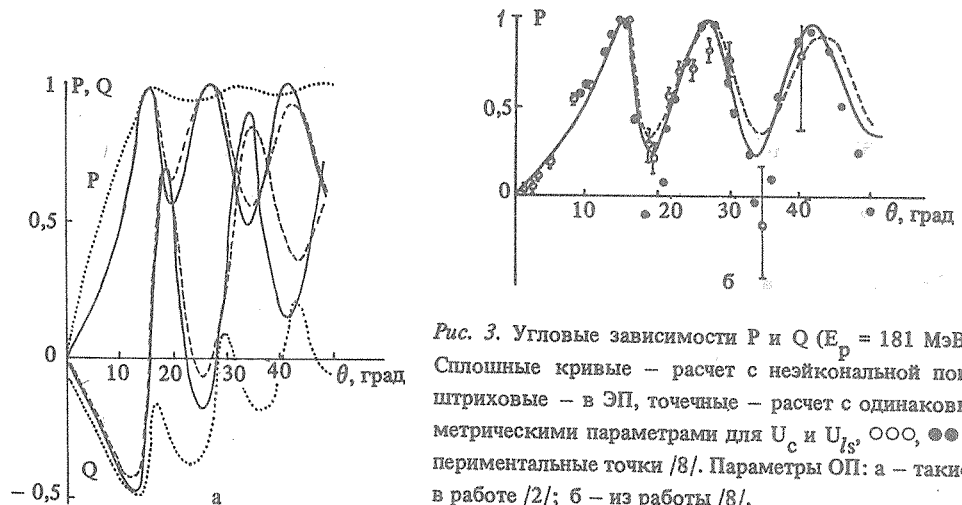


Рис. 3. Угловые зависимости  $P$  и  $Q$  ( $E_p = 181$  МэВ;  $^{40}\text{Ca}$ ). Сплошные кривые – расчет с неэikonальной поправкой, штриховые – в ЭП, точечные – расчет с одинаковыми геометрическими параметрами для  $U_c$  и  $U_{Is}$ ,  $\circ\circ\circ$ ,  $\bullet\bullet\bullet$  – экспериментальные точки /8/. Параметры ОП: а – такие же как в работе /2/; б – из работы /8/.

Результаты расчета  $ReG(\theta)$  для  $p^{208}\text{Pb}$ -рассеяния при  $E_p = 200$  МэВ приведены на рис. 1. Видно, что сплошные кривые, вычисленные с учетом неэikonальной поправки, повторяют ход штриховых кривых, полученных в ЭП. Неэikonальная поправка к амплитуде  $F(\theta)$  также не меняет характера угловой зависи-

мости этой величины по сравнению с ее поведением в ЭП. Это видно из рис. 2, где представлены амплитуды  $\text{Re}F$  и  $\text{Im}F$  для различных углов  $\theta$ . Приравнивание геометрических параметров  $U_c$  и  $U_{Is}$  приводит к почти полному гашению осцилляций в угловой зависимости поляризации  $P$  и к значительному их ослаблению в  $Q(\theta)$  (рис. 3а). Таким образом, расчеты, выполненные с учетом неэйконовой поправки, подтверждают все выводы, сделанные на основе ЭП в /1–3/.

На рис. 3б представлены результаты расчета поляризации для  $p^{40}\text{Ca}$ -рассеяния при  $E_p = 181$  МэВ с параметрами ОП из /8/. Неэйконовая поправка слегка приближает вычисленные значения  $P$  к экспериментальным значениям. Оставшееся различие связано, по-видимому, с кулоновским взаимодействием, которое не учитывалось в настоящей работе.

Для рассеяния протонов с энергией  $\sim 1$  ГэВ неэйконовая поправка, как и следовало ожидать, мала и заметна только в области дифракционных минимумов.

Приравнивание геометрических параметров центральной и спин-орбитальной частей ОП при малом орбитальном взаимодействии приводит к плавной зависимости  $P(\theta)$  и  $Q(\theta)$  в соответствии с теоремой Келера — Левинтова (КЛ), устанавливающей пропорциональность амплитуд  $G$  и  $F$  (см., напр., /9/). Эта теорема легко доказывается в рамках ЭП. Учет неэйконовой поправки нарушает эту пропорциональность из-за слагаемых, содержащих  $(\pi/2)d/dg$  в выражениях (1), (2). Аналогичный вывод о нарушении теоремы КЛ при учете неэйконовой поправки сделан в /5/.

Условия сильного поглощения падающих частиц, обеспечивая применимость ЭП /10/, способствуют использованию теоремы КЛ для извлечения информации об элементарной амплитуде адрон-нуклонного рассеяния из поляризационных данных по рассеянию на ядрах. Приблизительно такие условия реализуются в случае рассеяния антипротонов с энергией 50 — 200 МэВ. Как следует из результатов нашего расчета для случая  $\bar{p}^{12}\text{C}$ -рассеяния при  $E_p = 46,8$  МэВ, неэйконовая поправка к  $P(\theta)$  и  $Q(\theta)$  оказывается существенной в области дифракционных минимумов и обусловлена в основном поправкой к  $\text{Re}F$  (см. также /10/) и к  $\text{Re}G$ , что является следствием малости этих компонент в ЭП.

Автор признательна А.В. Степанову и В.А. Сергееву за ценные советы и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 13 (1987).
2. Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 16 (1987).
3. Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 39 (1987).
4. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. М., Мир, 1984.
5. Waxman D. et al. Phys. Rev., C24, 578 (1981).
6. Wallace S. J., Friar J. L. Phys. Rev., C29, 956 (1984).
7. Заварзина В. П., Степанов А. В. Ядерная физика, 43, 854 (1986).
8. Schwandt P. et al. Phys. Rev., C26, 55 (1982).
9. Файснер Г. Поляризация нуклонов при рассеянии. М., ИИЛ, 1960, с. 75.
10. Заварзина В. П., Сергеев В. А. Ядерная физика, 46, 486 (1987); Препринт ИЯИ АН СССР П-0505, М., 1986.