

АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ^{12}C ПРИ ЭНЕРГИЯХ

$E_p = 400 - 600 \text{ МэВ}$

В.П. Заварзина, А.В. Степанов

В рамках оптической модели с феноменологическими и микроскопическими потенциалами проведен расчет амплитуды рассеяния $\hat{F}(\theta) = F(\theta) + \vec{\sigma} \vec{n} G(\theta)$, поляризации и функции поворота спина для упругого рассеяния протонов с энергией $E_p = 400 - 600 \text{ МэВ}$ на ядре. Исследована чувствительность $\hat{F}(\theta)$ и $k = G(\theta)/F(\theta)$ к параметрам оптического потенциала.

В работе /1/ было указано на дискретную неоднозначность феноменологического оптического потенциала (ОП) для упругого рассеяния протонов на ядре ^{12}C при энергии $E_p = 400 \text{ МэВ}$: угловое распределение $d\sigma/d\Omega$ и поляризация $P(\theta)$ сохраняют свои значения при преобразовании

$$\text{Re}V_C \rightarrow -\text{Re}V_C; \quad \text{Im}V_{SL} \rightarrow -\text{Im}V_{SL}, \quad (1)$$

где V_C и V_{SL} — центральная и спин-орбитальная части ОП. Это свойство установлено аналитически в первом приближении теории возмущений и подтверждено точным численным расчетом. Для разрешения указанной неоднозначности в /1/ предложено измерение функции поворота спина $Q(\theta)$, которая в отличие от $d\sigma/d\Omega$ и P меняет знак при преобразовании (1). В настоящей заметке приведены результаты детального анализа компонент амплитуды упругого рассеяния протонов на ядре ^{12}C в интервале энергий $E_p = 400 - 600 \text{ МэВ}$ в рамках оптической модели с параметрами феноменологического ОП из работы /1/ и микроскопического ОП в импульсном приближении. Параметры нуклон-нуклонного рассеяния взяты из работы /2/, параметры распределения плотности в форме Вудса — Саксона — из данных по рассеянию электронов на ядрах. Численные расчеты выполнены по известным формулам эйконального приближения (ЭП)

$$F^{ea}(q) = k \int_0^\infty b db J_0(qb) \Gamma_F^{ea}(b), \quad (2)$$

$$G^{ea}(q) = k \int_0^\infty b db J_1(qb) \Gamma_G^{ea}(b). \quad (3)$$

Здесь $F^{ea}(q)$ и $G^{ea}(q)$ — компоненты амплитуды упругого рассеяния протонов на ядре с нулевым спином соответственно без переворота спина протона и с переворотом спина; $\hbar q = \hbar k \sin\theta/2$ — переданный импульс при рассеянии на угол θ в системе центра инерции протон-ядро. $\Gamma_F^{ea}(b)$ и $\Gamma_G^{ea}(b)$ — функции профиля:

$$\Gamma_F^{ea}(b) = i \left\{ 1 - \frac{1}{2} \exp \left[-\frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz [U_C(b,z) + kbU_{SL}(b,z)] \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \exp \left[-\frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz [U_C(b,z) - kbU_{SL}(b,z)] \right] \right\}, \quad (4)$$

$$\Gamma_G^{ea}(b) = \frac{1}{2} \left\{ \exp \left[-\frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz [U_C(b,z) + kbU_{SL}(b,z)] \right] - \exp \left[-\frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz [U_C(b,z) - kbU_{SL}(b,z)] \right] \right\}, \quad (5)$$

где U_C и U_{SL} — центральная и спин-орбитальная части безразмерного ОП /3/.

Нетрудно проверить, что в ЭП имеет место следующее свойство симметрии амплитуд при преобразовании (1):

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F^{ea}(q) &\rightarrow -\operatorname{Re} F^{ea}(q), & \operatorname{Im} F^{ea}(q) &\rightarrow \operatorname{Im} F^{ea}(q), \\ \operatorname{Re} G^{ea}(q) &\rightarrow -\operatorname{Re} G^{ea}(q), & \operatorname{Im} G^{ea}(q) &\rightarrow \operatorname{Im} G^{ea}(q). \end{aligned} \quad (6)$$

Применяя (6) к $d\sigma/d\Omega = |F|^2 + |G|^2$, $P = 2\operatorname{Re}(FG^*)/(d\sigma/d\Omega)$ и $Q = 2\operatorname{Im}(FG^*)/(d\sigma/d\Omega)$, приходим к выводам работы /1/: при преобразовании (1) $d\sigma^{ea}/d\Omega \rightarrow d\sigma^{ea}/d\Omega$, $P^{ea} \rightarrow P^{ea}$ и $Q \rightarrow -Q$. Однако выход за рамки ЭП показывает, что уже первые неэйконалильные поправки /4,5/ преобразуются при операции (1) согласно следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \Delta F^{(1)}(q) &\rightarrow \operatorname{Re} \Delta F^{(1)}(q); & \operatorname{Im} \Delta F^{(1)}(q) &\rightarrow -\operatorname{Im} \Delta F^{(1)}(q), \\ \operatorname{Re} \Delta G^{(1)}(q) &\rightarrow \operatorname{Re} \Delta G^{(1)}(q); & \operatorname{Im} \Delta G^{(1)}(q) &\rightarrow -\operatorname{Im} \Delta F^{(1)}(q). \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, выводы /1/ справедливы только в рамках первого приближения теории возмущений и в ЭП. Подтверждение результатов /1/ в численных расчетах лишь служит указанием на высокую точность расчетов в ЭП $d\sigma/d\Omega$, P и Q . Оценки $|\chi_C| = |(k/2) \int_{-\infty}^{\infty} dz U_C(b_{\text{eff}}z)|$ ($b_{\text{eff}} \sim R$) и $kb_{\text{eff}}|\chi_{SL}| = kb_{\text{eff}}|\frac{k}{2} \int_{-\infty}^{\infty} U_{SL}(b_{\text{eff}}z) dz|$ с параметрами ОП из /1,2/ для ^{12}C показывают, что $|\chi_C| \sim 0,5 - 0,7$,

$kb_{\text{eff}}|\chi_{SL}| \sim 2,7 - 1,8$ при 400 МэВ и $|\chi_C| \sim 0,95$, $kb_{\text{eff}}|\chi_{SL}| \sim 0,4$ при 580 МэВ; $b_{\text{eff}} = 3$ Фм, т.е. критерии применимости ЭП $kb_{\text{eff}}|U| \sim 1$, $kb_{\text{eff}} \gg 1$, $|U| \ll 1$ удовлетворяются.

При анализе чувствительности различных поляризационных характеристик рассеяния к разнице геометрических параметров центральной и спин-орбитальной части ОП в ряде случаев бывает эффективна теорема Келера — Левинтова (КЛ). Рассмотрение нуклон-нуклонных амплитуд при $E_p = 400 - 600$ МэВ в параметризации /2/ позволяет сделать вывод, что условия применимости теоремы КЛ могут быть удовлетворены только при углах рассеяния $\theta \lesssim 10^\circ$. Более подробное обсуждение теоремы КЛ см. в /6/. Использование вариантов ОП с одинаковыми геометрическими параметрами центральной и спин-орбитальной части ОП показывает, что и в этом случае применимости теоремы КЛ и сглаживанию осцилляций P и Q в зависимости от θ препятствуют сравнительно большие значения $kb_{\text{eff}}|\chi_{SL}(b_{\text{eff}})|$. Этот вывод подтверждается результатами наших расчетов.

В целом для области энергий 400 — 600 МэВ характерен значительный вклад спин-орбитального ОП в функции профиля Γ_F и Γ_G и аномально малое значение $\operatorname{Re} F(0)$. Это связано главным образом с прохождением через нуль $\operatorname{Re} U_C$ (вследствие прохождения через нуль $\operatorname{Re} f_{NN}(0)$) для ядер с $N = Z$ вблизи $E_p = 580$ МэВ и с относительно большой величиной $\operatorname{Im} U_C$, благодаря чему оказывается усиленной роль периферии рассеивающего ядра. Наиболее интересные результаты вычислений в этой области энергий получены для $\operatorname{Re} F(\theta)$. Так, если вычисленная с микроскопическим ОП $\operatorname{Re} F(\theta)$ убывает при увеличении θ и впервые проходит через нулевое значение при $\theta \approx 16^\circ$, то в случае феноменологических ОП из /1/ для $\operatorname{Re} F(\theta)$ свойственно нестандартное поведение в зависимости от угла θ : в варианте I $\operatorname{Re} F^I(\theta)$ растет при малых $\theta (< 4^\circ)$, а в варианте II первое прохождение $\operatorname{Re} F^{II}(\theta)$ через нуль происходит при $\theta \approx 35^\circ$; $\operatorname{Re} F^{II}(0)/\operatorname{Re} F^I(0) \approx 8,3$. Приравнивание геометрических параметров спин-орбитальной части ОП к соответствующим параметрам $\operatorname{Re} U_C$ восстанавливает ход $\operatorname{Re} F(\theta)$, характерный для микроскопического ОП, и увеличивает $\operatorname{Re} F^I(\theta)$ в 12 раз. Такое поведение $\operatorname{Re} F(\theta)$ тесно связано с видом функции профиля $\operatorname{Re} \Gamma_F(b)$.

Рассмотрим разложение $\operatorname{Re} F(\theta)$ в ряд Тейлора вблизи $\theta \approx 0$, коэффициенты которого пропорциональны интегралам вида $a_{2l}^i = -\int \operatorname{Re} \Gamma_F^i(b) b^{2l+1} db$.

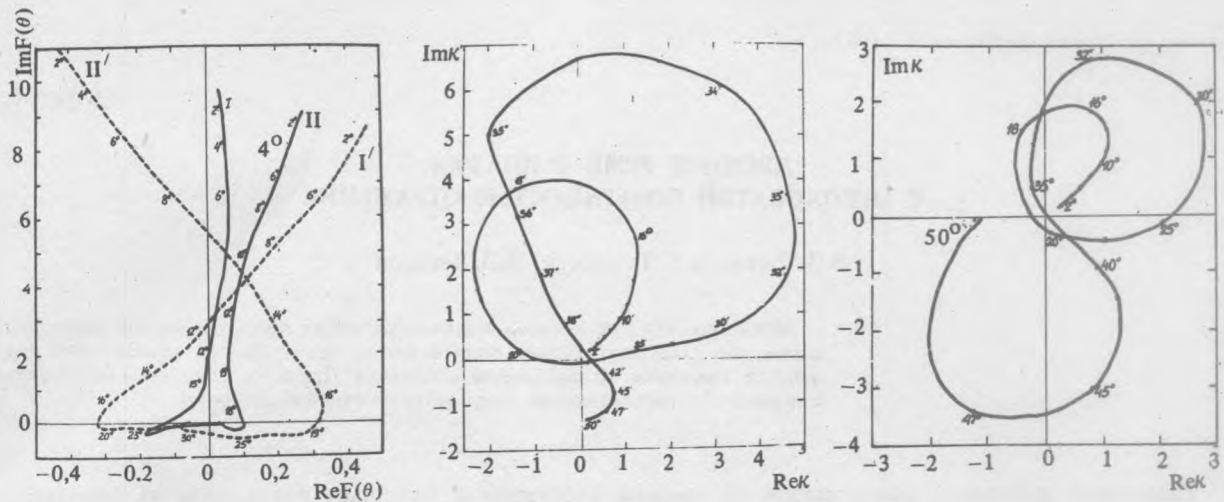


Рис. 1. Диаграммы Аргана для амплитуды $F(\theta)$. Сплошные кривые I, II – расчет для феноменологических ОП I и II; штриховые кривые – расчет для потенциалов с приравненными геометрическими параметрами U_C и U_{SL} .

Рис. 2. Графики функции $\kappa(\theta)$ (диаграмма Аргана) для ОП I.

Рис. 3. Графики функции $\kappa(\theta)$ для ОП I с геометрическими параметрами, приравненными параметрам ReU_C .

Подъем $ReF^I(\theta)$ при $\theta < 4^\circ$ обусловлен неравенствами $a_{2l}^I < 0$ при $l \neq 0$, $|a_{4,6}^I| > |a_2^I|$; недостаточно большие значения a_4^{II}/a_2^{II} и a_6^{II}/a_4^{II} при $a_{2l}^{II} > 0$ затягивают обращение $ReF^{II}(\theta)$ в нуль. Очевидно, что в области углов до 35° оказывается нарушенным соотношение (6). Приравнивание геометрических параметров U_C и U_{SL} приводит к увеличению a_2^I и прекращению роста $ReF^I(\theta)$ при малых θ . Такая операция во втором варианте ОП делает все $a_{2l}^{II} < 0$. Поэтому $ReF^{II} < 0$ и имеет максимум при $\theta \cong 17^\circ$ после прохождения через нуль при 9° . При этом $ReF^{II}(\theta) \approx -ReF^I(\theta)$ в соответствии с (6). Величина неэikonальных поправок мало меняется при приравнивании геометрических параметров. Поэтому при $E_p = 400$ МэВ $ReF(\theta)$ в области малых углов θ оказывается чувствительной как к геометрическим так и к силовым параметрам ОП, когда последние выбраны в соответствии с предписанием /1/. Чувствительность к геометрическим параметрам исчезает, если в расчете использовать микроскопический ОП первого порядка /2/. Причина заключается в особой малости ReU_C , которая характерна при этой энергии для феноменологического ОП /1/ ($|ReU_C/ImU_C| \approx 0,1$; для микроскопического ОП $|ReU_C/ImU_C| \approx 0,5$) и доминирующей роли ImU_C , усиливающей вклад ReU_{SL} . На рис. 1 представлены диаграммы Аргана для амплитуды $F(\theta)$ для феноменологических ОП I и II и потенциалов, которые получаются из них путем приравнивания геометрических параметров U_C и U_{SL} . На рис. 2, 3 изображены графики $\kappa = \sigma(\theta)/F(\theta)$ типа диаграмм Аргана, позволяющие наглядно оценить чувствительность этой величины, извлекаемой из результатов поляризационных экспериментов, к вариациям геометрических параметров ОП. Наибольшей чувствительностью, как уже отмечалось выше, обладает $ReF(\theta)$ в области малых углов.

Авторы благодарят В.А. Сергеева за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vauhoff W. Phys. Rev., C31, 253 (1985).
2. Ray L. Phys. Rev., C19, 1855 (1979).
3. Заварзина В. П., Степанов А. В. ЯФ, 43, 854 (1986).
4. Waxman D. et al. Phys. Rev., C24, 578 (1981).
5. Wallace S. J., Friar J. L. Phys. Rev., C29, 956 (1984).
6. Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, №7, 16 (1987).

Поступила в редакцию 31 марта 1987 г.