

**ПРИЛОЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ
К АНАЛИЗУ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ
НА ЯДРАХ С НУЛЕВЫМ СПИНОМ**

В.П. Заварзина, А.В. Степанов

Проведен расчет амплитуды упругого рассеяния на ядрах с нулевым спином протонов с энергией E_p в интервале от 100 до 1000 МэВ. Показано, что при $E_p \approx 200$ МэВ действительная часть амплитуды рассеяния с переворотом спина обладает повышенной чувствительностью к разности геометрических параметров спин-орбитальной и центральной частей оптического потенциала вследствие катастрофы сборки.

Сравнение данных, полученных при экспериментальных исследованиях упругого рассеяния поляризованных протонов, с результатами расчетов по оптической модели с микроскопическими оптическими потенциалами (ОП) дает возможность исследовать влияние ядерной среды на нуклон-нуклонное взаимодействие. Особый интерес вызывает его спин-орбитальная компонента, поскольку малый радиус действия этих сил может служить ограничением на оценку размера нуклона как свободного так и движущегося внутри ядра. Разброс в параметрах спин-орбитальных феноменологических ОП и неоднозначность в оценках размера нуклона, полученных в разных моделях кваркового мешка (см., напр., /1,2/), стимулируют дальнейшее систематическое исследование поляризационных характеристик рассеяния нуклонов на атомных ядрах и развитие теоретических методов отыскания параметров спин-орбитального нуклон-нуклонного взаимодействия, определяющего соответствующую компоненту микроскопического ОП. Важным пунктом этой программы исследований является вопрос об изменении геометрических параметров нуклон-нуклонной t -матрицы в ядерном веществе. Цель настоящей работы — выявить область энергий налетающих протонов, где различные компоненты амплитуды упругого рассеяния протонов промежуточных энергий на ядрах с нулевым спином наиболее чувствительны к вариациям геометрических параметров ОП. При этих энергиях геометрические параметры центрального ОП установлены с большей степенью надежности, чем для спин-орбитального потенциала. Поэтому выясним вопрос, к каким следствиям приводит приравнивание геометрических параметров спин-орбитальной части ОП к соответствующим параметрам центральной части ОП. Одним из следствий такой операции является теорема Келера — Левинтова (КЛ) /3/, связывающая простым соотношением амплитуду рассеяния без переворота спина протона $F(k, \theta)$ с амплитудой рассеяния с переворотом спина $G(k, \theta)$:

$$G(k, \theta) = \mu(k) q F(k, \theta). \quad (1)$$

Здесь $\hbar q = 2\hbar k \sin(\theta/2)$ — импульс, переданный при рассеянии; θ — угол рассеяния в системе центра масс протон-ядро; $\hbar k$ — импульс налетающего протона; $\mu(k)$ — комплексная функция k , не зависящая от θ . Область применимости теоремы КЛ (1) и вытекающие из нее ограничения на характеристики взаимодействия протонов с ядрами мы обсудим в работе /4/. Здесь мы ограничимся анализом другого следствия, которое заключается в резком изменении вида зависимости $\text{Re}G(k, \theta)$ в области малых θ ($\theta \lesssim 15^\circ$ для ^{40}Ca , $\theta < 10^\circ$ для ^{208}Pb) при энергии налетающего протона $E_p \approx 200$ МэВ.

Были проведены расчеты в эйкональном приближении амплитуд рассеяния $F(k, \theta)$ и $G(k, \theta)$ на ядрах ^{12}C , ^{40}Ca и ^{208}Pb для интервала E_p от 100 МэВ до 1000 МэВ с микроскопическим ОП в импульсном приближении, представляющем собой свертку матрицы взаимодействия свободных нуклонов t_{NN}^{free} и плот-

ности ядра /5/. Параметры t_{NN}^{free} взяты из работы /6/, параметры плотности ядра-мишени из /7/. При $E_p = 100 - 200$ МэВ для ^{40}Ca и ^{208}Pb выполнены расчеты с феноменологическими ОП из работ /8-9/. Некоторые результаты вычислений $\text{Re}G$ представлены на рис. 1.

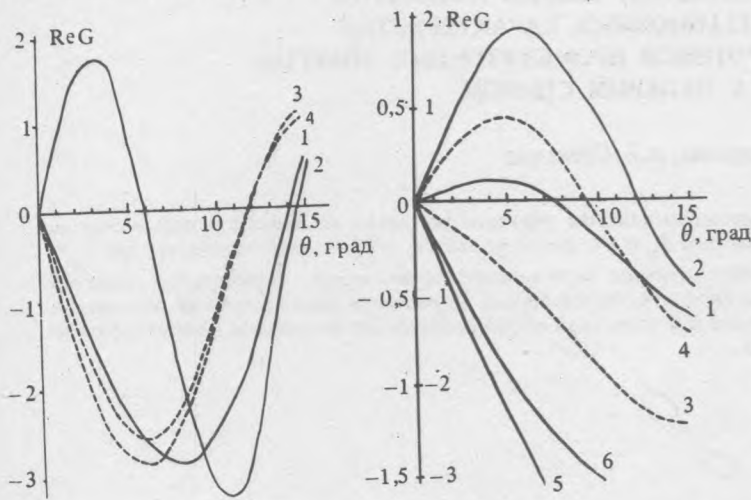
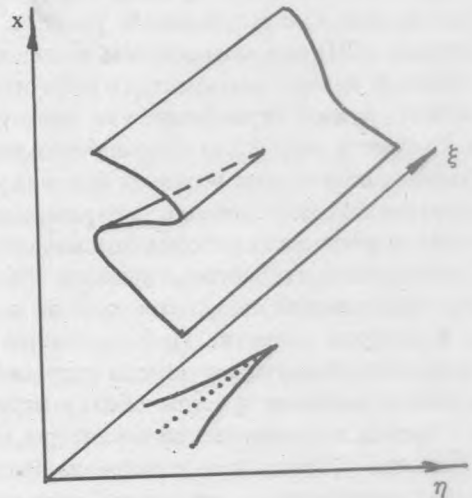


Рис. 1. Зависимость $\text{Re}G(\theta)$. а) Кривые 1, 3 расчет с параметрами из /9/ и /8/; 2, 4 - расчет с параметрами из /9/ и /8/ при равных геометрических параметрах спин-орбитального и центрального ОП для ^{208}Pb при $E_p = 180$ МэВ /9/ и 200 МэВ /8/. б) Кривые 1-4 - то же, что и (а) для ^{40}Ca при $E_p = 180$ МэВ; 5 - расчет с параметрами /9/ при $E_p = 100$ МэВ; 6 - расчет при равных геометрических параметрах.

Рис. 2. Многообразие катастрофы сборки $x^3 + \xi x + \eta = 0$ (2) и ее отображение на плоскость (ξ, η) .



Для анализа зависимости $\text{Re}G(k, \theta)$ в области малых θ удобно использовать приближенное выражение

$$\text{Re}G(k, x) \cong -x^3 + \beta_1(k)x/\beta_3^{1/3}(k). \quad (2)$$

Здесь $x = \theta(\beta_3(k))^{1/3}$; $\beta_1(k) = (k^2/2) \int_0^\infty b^2 db \Gamma_G(k, b)$; $\beta_3(k) = (k^4/16) \int_0^\infty b^4 db \Gamma_G(k, b)$; $\Gamma_G(k, b)$ - функция профиля /10/; b - прицельный параметр. Если $\beta_1 < 0$ ($\beta_1 > 0$) при $\beta_3 > 0$ ($\beta_3 < 0$), то амплитуда $\text{Re}G(k, \theta)$ при малых θ убывает (растет) монотонно с ростом θ до тех пор, пока не становится заметным вклад слагаемого $\sim \theta^5$. Если $\beta_1 > 0$ при $\beta_3 > 0$, то $\text{Re}G$ растет ($\text{Re}G > 0$), проходит через максимум при $\theta_4 = \sqrt{\beta_1/3\beta_3^{1/3}}$, а затем, убывая, проходит через нуль, когда вклад членов $\sim \theta^5$ еще мал. При $\beta_1 < 0$ и $\beta_3 < 0$ ход $\text{Re}G(k, \theta)$ описывается кривой, представляющей собой зеркальное отражение относительно оси θ зависимости $\text{Re}G(k, \theta)$ для $\beta_1 > 0$, $\beta_3 > 0$. Значения коэффициентов β_1 и β_3 определяются видом функции профиля $\Gamma_G(k, b)$. В области $E_p \approx 200$ МэВ в случае феноменологических ОП /8-9/ $\Gamma_G(k, b) < 0$ для малых b , а на периферии ядра $\Gamma_G(k, b) > 0$. При этом соотношение между площадями этих областей таково, что

небольшое возмущение приводит к изменению знака β_1 . При уменьшении энергии до 100 МэВ такую чувствительность проявляет коэффициент β_3 . Приравнивание геометрических параметров центрального и спин-орбитального ОП, взятых из /9/, приводит при $E_p = 180$ МэВ к смене знака β_1 (минус на плюс) для ^{208}Pb , а для параметров из /8/ — к уменьшению $|\beta_1|$ в 1,5 раза при $\beta_1 < 0$ (см. рис. 1). Теория возмущений относительно малой разности геометрических параметров различных составляющих ОП не позволяет описать ситуацию, когда малое изменение параметров ОП приводит к существенной перестройке отклика — зависимости $\text{Re}G$ от θ . В данном случае мы имеем дело со своеобразным проявлением триггерного механизма (приравнивание геометрических параметров), вызывающего переход в системе, находящейся в метастабильном состоянии. Это метастабильное состояние складывается при определенном наборе силовых и геометрических параметров центральной части ОП из /9/. Аналогичная ситуация реализуется и для варианта /8/ при $E_p \approx 170$ МэВ, а для микроскопического ОП — при $E_p \approx 280$ МэВ. Такая же картина получена и для ^{40}Ca . Используя терминологию теории дифференцируемых отображений /11/ (или теории катастроф /12/), можно заключить, что для $\text{Re}G(\theta)$ в указанных областях энергий характерна катастрофа сборки (рис. 2). Приравнивание геометрических параметров спин-орбитальной и центральной частей ОП переводит изображающую точку с нижнего листа на верхний. Такое поведение характерно только для $\text{Re}G(k, \theta)$ при $E_p \approx 200$ МэВ. Приравнивание геометрических параметров практически не меняет поведение $\text{Re}F(k, \theta)$ и $\text{Im}F(k, \theta)$ в области малых углов θ , а $\text{Im}G(k, \theta)$ возрастает при этом в 1,5 — 2 раза.

В качестве еще одного примера катастрофы сборки в задачах рассеяния при промежуточных энергиях укажем на угол поворота спина β , который связан с поляризацией $P(\theta)$ и функцией поворота спина $Q(\theta)$ соотношением $\sin\beta = Q(\theta)/[1 - P^2(\theta)]^{1/2}$. Его можно записать в виде

$$\sin\beta = 2\kappa \sin\varphi [(1 - \kappa^2)^2 + 4\kappa^2 \sin^2\varphi]^{-1/2}, \quad (3)$$

где $\kappa = |G(k, \theta)|/|F(k, \theta)|$, $\varphi = -\arg[G(k, \theta)/F(k, \theta)]$. При $\kappa \ll 1$ формула (3) принимает вид, характерный для катастрофы сборки. При $\kappa \approx 1$ $\sin\beta$ как функция φ обладает признаками катастрофы складки.

Мы показали, что область энергий налетающего протона вблизи 200 МэВ оказывается благоприятной для изучения влияния ядерной среды на геометрические параметры спин-орбитальных нуклон-нуклонных сил, поскольку именно при этих энергиях одна из амплитуд рассеяния проявляет повышенную чувствительность к вариациям этих геометрических параметров. (Анализ поведения $P(\theta)$ и $Q(\theta)$ см. в /4./) Рассмотренный пример подсказывает общий подход к поиску возможностей усиления слабых эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. B r i e v a F. A., R o o k J. R. Nucl. Phys., A297, 206 (1978).
2. H o l i n d e K. Phys. Lett., B157, 123 (1985); Y i n H e et al. Nucl. Phys., A448, 652 (1986).
3. Ф а й с н е р Г. Поляризация нуклонов при рассеянии, ИИЛ, М., 1960, с. 75.
4. З а в а р з и н а В. П., С т е п а н о в А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 16 (1987).
5. Г о л ь д б е р г е р М., В а т с о н К. Теория столкновений, М., Мир, 1967.
6. R a y L. Phys. Rev., C19, 1855 (1979).
7. S a k a g u c h i H. et al. Phys. Rev., C26, 944 (1982).
8. S a t c h l e r G. R. Nucl. Phys., A394, 349 (1983).
9. S c h w a n d t P. et al. Phys. Rev., C26, 55 (1982).
10. С и т е н к о А. Г. Теория ядерных реакций. М., Энергоиздат, 1983.
11. А р н о л ь д В. И. и др. Особенности дифференцируемых отображений. М., Наука, 1982.
12. Г и л м о р Р. Прикладная теория катастроф. М., Мир, 1984; П о с т о н Т., С т ю а р т И. Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.