

УДК 532.172

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В «МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ» ДИРАКОВСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В. В. Балашов, Н. И. Старков, Ю. М. Шейнов

(НИИЯФ)

Рассмотрен вариант релятивистской оптической модели, объединяющий «микроскопический» подход к построению потенциала протон-ядерного взаимодействия с приближенным, на основе эйконального метода, решением уравнения Дирака.

1. В последние годы разными группами интенсивно разрабатывается дираковский подход к описанию упругого рассеяния протонов на ядрах [1–5]. Эта работа проводится в двух направлениях. Во-первых, необходимо найти входящий в уравнение Дирака протон-ядерный потенциал. На ранних этапах это делалось феноменологически — путем подгонки параметров лоренц-скалярной и лоренц-векторной компонент потенциала. Сегодня на первый план выходит «микроскопический» подход, цель которого — построить оптический потенциал, отталкиваясь от двухчастичного нуклон-нуклонного взаимодействия. Особенно многообещающим в этом направлении представляется обобщение на релятивистский случай известной теории Кермана—Мак-Мануса—Талера (КМТ). Построенная на такой основе оптическая модель последовательно учитывает не только релятивизм во взаимодействии налетающего протона с ядром, но и специфические релятивистские эффекты в структуре самого ядра.

Другое направление заключается в попытках нахождения подходящих способов приближенного решения уравнения Дирака, ибо прямой («точный») метод — метод парциальных волн — применительно к протонам с энергией в сотни МэВ очень громоздок. Практически речь идет о выборе оптимального варианта эйконального приближения.

До настоящего времени эйкональные методы решения уравнения Дирака [6, 7] испытывались лишь с использованием феноменологических оптических потенциалов (ядерных плотностей). В тех работах, где дираковский оптический потенциал строится без модельных параметров, на «микроскопической» основе, эти методы еще не применялись. Учитывая большое количество разнообразных экспериментальных данных, которые надлежит охватить релятивистской оптической моделью, заманчиво соединить принципиальные достоинства «микроскопического» варианта этой модели с техническими удобствами приближенного (эйконального) подхода к решению уравнения Дирака.

2. Амплитуда рассеяния протона ядром со спином и изоспином ноль

$$F(\theta) = F_1(\theta) + (\sigma n) F_2(\theta) \quad (1)$$

определяется асимптотикой решения уравнения Дирака

$$(\alpha p + \beta(m + U_S) + U_V)\psi_k(r) = E\psi_k(r) \quad (2)$$

для протона.

Мы вычислим входящие в (2) скалярный потенциал U_S и временную компоненту векторного потенциала U_V в импульсном приближении:

$$U_{S,V}(r) = -\frac{2\pi}{m} \{f_{S,V}^{(pp)}(0) \rho_{S,V}^{(p)}(r) + f_{S,V}^{(pn)}(0) \rho_{S,V}^{(n)}(r)\}. \quad (3)$$

Релятивистская оптическая модель требует расширенного толкования понятий плотности нуклонов в ядре: в (3) входят «скалярная» и «векторная» протонная и нейтронная плотности $\rho_{S,V}^{(p)}(r)$ и $\rho_{S,V}^{(n)}(r)$, которые можно вычислить, зная релятивистскую (4-компонентную для каждого нуклона) волновую функцию ядра [1, 3, 4]. Вычисляя оптический потенциал (3), мы используем двухчастичные амплитуды рассеяния для нулевого угла и, кроме того, пренебрегаем их «перенормировкой» в ядерной среде, немассовыми эффектами и кинематическими («брейтовскими») поправками. Как это принято в настоящее время, мы не учитываем никаких других, кроме скалярной и векторной, компонент оптического потенциала.

Для вычисления амплитуды рассеяния (1) воспользуемся уточненным вариантом эйконального приближения, который был предложен Уоллесом и Фриаром [7] и апробирован ими в рамках дираковской модели с оптическими потенциалами стандартной вудс-саксоновской формы. Эйкональные функции $\chi(b)$ и $\sigma(b)$ определяют амплитуду рассеяния:

$$F_1(\theta) = ik \int_0^\infty b db J_0(qb) \left\{ 1 - \exp(i\chi) \cos \sigma - \frac{i}{2kb} \exp(i\chi) \sin \sigma \right\}, \quad (4)$$

$$F_2(\theta) = ik \cos \frac{\theta}{2} \int_0^\infty b db J_1(qb) \exp(i\chi) \sin \sigma.$$

В наших расчетах эти величины вычисляются с учетом линейных и квадратичных членов центрально-симметричного V_C и спин-орбитального V_{SO} потенциалов эквивалентного уравнения Шрёдингера:

$$\begin{aligned} \chi &= \chi^0 + \chi^1 = \\ &= -\frac{1}{k} \int_0^\infty dz \cdot V_C(r) - \frac{1}{4k^3} \int_0^\infty dz \left(2 + r \frac{\partial}{\partial r} \right) [V_C(r)^2 + (kb)^2 V_{SO}(r)^2], \\ \sigma &= \sigma^0 + \sigma^1 = -b \int_0^\infty dz V_{SO}(r) - \frac{b}{4k^2} \int_0^\infty dz \left(2 + r \frac{\partial}{\partial r} \right) 2V_C(r) V_{SO}(r). \end{aligned} \quad (5)$$

Сами потенциалы V_C и V_{SO} связаны с потенциалами, входящими в уравнение Дирака (2), соотношениями

$$\begin{aligned} V_C(r) &= 2EU_V + 2mU_S + U_S^2 - U_V^2 + \frac{1}{2} V_{SO}, \\ V_{SO}(r) &= \frac{1}{E+m+U_S-U_V} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (U_V - U_S). \end{aligned} \quad (6)$$

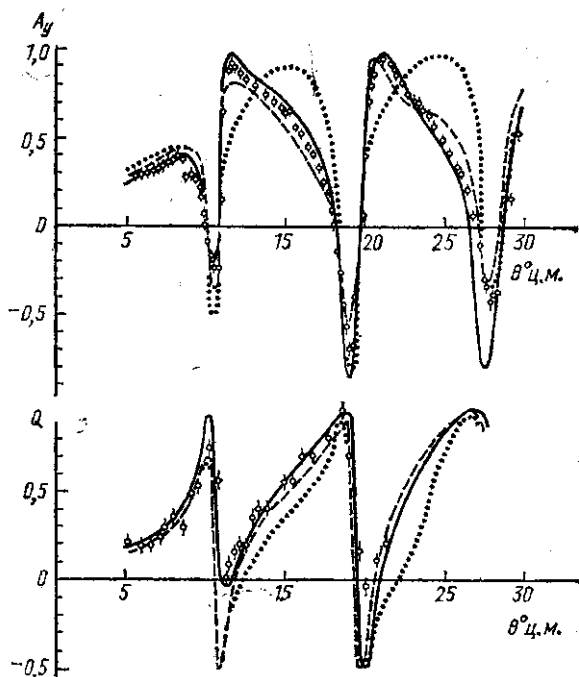
Формулы (3)–(6) раскрывают всю процедуру вычислений амплитуды рассеяния в рамках рассматриваемой модели; дифференциальное

сечение и поляризационные характеристики рассеяния (анализирующая способность A_y и функция поворота спина Q) рассчитываются обычным образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F_1|^2 + |F_2|^2, \quad A_y + iQ = \frac{2F_1F_2^*}{|F_1|^2 + |F_2|^2}.$$

Как частный случай описываемого подхода можно рассматривать более простой вариант эйконального приближения, предложенный в

Рис. 1. Поляризационные характеристики $A_y(\theta)$ и $Q(\theta)$ упругого рассеяния протонов с энергией $T_p=500$ МэВ на ядре ^{40}Ca . Сплошная линия — результат «точного» расчета из работы [3]. Штриховая линия — наш расчет с использованием «микроскопического» оптического потенциала (3) и эйконального приближения из работы [7]; точечная линия — то же, но с использованием эйконального приближения из работы [6]. Экспериментальные данные из [8]



работе [6]. В этом случае амплитуда рассеяния, если представить ее в наших обозначениях, имеет вид

$$F_1(\theta) = ik \int_0^{\infty} b db J_0(qb) [1 - \exp(i\chi) \cos \sigma],$$

$$F_2(\theta) = ik \int_0^{\infty} b db J_1(qb) \exp(i\chi) \sin \sigma, \quad (7)$$

при этом, вычисляя $\chi^0(b)$, следует опустить в $V_c(r)$ слагаемое $\frac{1}{2}V_{so}$.

3. Для проверки модели мы выберем данные о рассеянии протонов с энергией $T_p=500$ МэВ ядрами ^{48}Ca [8, 9]; именно эти данные особенно часто используются при сравнении теории с экспериментом. Протонные и нейтронные плотности взяты в соответствии с зарядовым формфактором ядра и расчетами ядерных волновых функций по методу Хартри—Фока—Боголюбова и Хартри—Дирака [10, 11]; это те же самые плотности $\rho_{S,V}^{(p)}$ и $\rho_{S,V}^{(n)}$, что использовались в работе [3]. Расчет выполнен с NN -амплитудами, табулированными в работе [2]

(табл. VIII); они отличаются от наших амплитуд простым множителем:

$$f_s(0) = 2ik\mathcal{F}_{s0}, \quad f_v(0) = 2ik\mathcal{F}_{v0}.$$

Известно, что поляризационные характеристики рассеяния всегда гораздо чувствительнее, нежели дифференциальное сечение, к выбору модели взаимодействия и приближений, которые делаются по ходу вы-

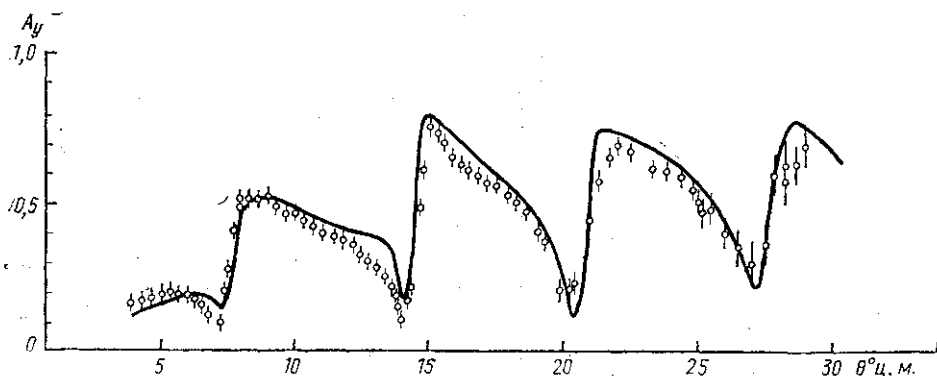


Рис. 2. Анализирующая способность $A_y(\theta)$ упругого рассеяния протонов с энергией $T_p = 800$ МэВ на ядре ^{40}Ca . Экспериментальные данные из [9]

числения амплитуды. Из рис. 1 видно, что результаты наших расчетов для $A_y(\theta)$ и $Q(\theta)$ хорошо согласуются с экспериментом; они близки также к результатам «точного» расчета [3] в рамках «микроскопической» модели, оптический потенциал которой хотя и не совпадает с нашим, но мало отличается от него.

На рис. 1 показаны также результаты расчетов с тем же оптическим потенциалом (3), и при использовании эйконального приближения из работы [6]. В данном случае согласие с экспериментом и результатами «точного» расчета в значительной степени пропадает. Этот факт расходится с выводами работы [6] — там эйкональное приближение дает практически такие же результаты, как и «точный» расчет (вряд ли это связано с тем, что в [6] использовалась феноменологическая оптическая модель). В экспериментальных данных о поляризации легко заметить качественную особенность поведения параметра A_y в зависимости от угла рассеяния: пики кривой $A_y(\theta)$ резко асимметричны. Именно эти особенности и не воспроизводятся при использовании эйконального приближения из работы [6]. На рис. 2 показан результат нашего расчета параметра A_y для того же ядра ^{40}Ca , но при энергии протонов $T_p = 800$ МэВ. Снова мы видим, что используемый подход, без каких-ли-

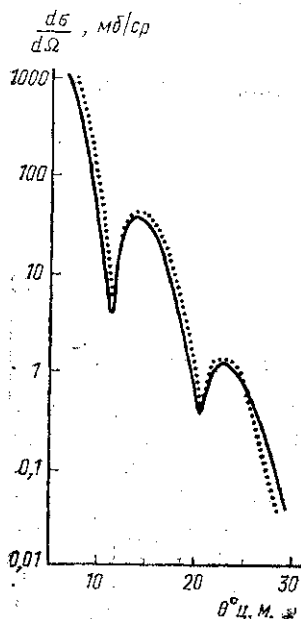


Рис. 3. Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ упругого рассеяния протонов с энергией $T_p = 500$ МэВ на ядре ^{40}Ca . Экспериментальные данные из [8]

бо модельных параметров, хорошо воспроизводит экспериментальные данные. Этот вывод подкреплен сравнением теории с экспериментом по дифференциальному сечению рассеяния (рис. 3).

4. Итак, в изложенном подходе фундаментальность построения оптического потенциала удачно сочетается с простотой и небольшим объемом необходимых вычислений. Распространяя его на тяжелые ядра, следует позаботиться об оптимальном способе учета кулоновского взаимодействия. Результаты рассмотрения этого вопроса будут изложены особо.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Shepard J. R., McNeil J. A., Wallace S. J.//Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1443. [2] McNeil J. A., Ray L., Wallace S. J.//Phys. Rev. 1983. C27. P. 2123. [3] Ray L., Hoffmann G. W.//Phys. Rev. 1985. C31. P. 538. [4] Clark B. C. et al.//Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1644. [5] McNeil J. A., Shepard J. R., Wallace S. J.//Phys. Rev. Lett. 1983. 50. P. 1439. [6] Amado R. D., Piekarewicz J., Sparrow D. A.//Phys. Rev. 1983. C28. P. 1663. [7] Wallace S. J., Friar J. L.//Phys. Rev. 1984. C29. P. 956. [8] Hoffmann G. W. et al.//Phys. Rev. Lett. 1981. 47. P. 1436. [9] Igo G. et al.//Phys. Lett. 1979. 81B. P. 151. [10] Decharge J. et al.//Nucl. Phys. 1981. A358. P. 203c. [11] Horowitz C. J., Serot B. D.//Nucl. Phys. 1981. A368. P. 503.

Поступила в редакцию
29.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

ТЕОРИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ВТОРОГО ПОРЯДКА ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ НЕОДНОРОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев, В. В. Яковлев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Показано, что неоднородная деформация приводит к появлению сильной дипольной квадратичной восприимчивости центросимметричного кристалла. На основе развитой теории интерпретируются эксперименты по генерации эффективной второй гармоники на отражение от кремния.

1. Введение. В последние годы для регистрации морфологических изменений структуры и быстропротекающих процессов на поверхности твердого тела широко используется метод генерации второй гармоники (ГВГ) на отражение (см. обзор [1]). Особый интерес представляет исследование центросимметричных кристаллов: в этом случае объемный дипольный вклад в квадратичную нелинейную восприимчивость равен нулю и ГВГ обусловлена относительно слабыми объемной квадратупольной и поверхностной дипольной квадратичными восприимчивостями [2–6]. Однако при изменении локальной симметрии кристалла может происходить снятие запрета на объемный дипольный вклад в квадратичную восприимчивость, и поэтому становится возможным наблюдение достаточно сильной по интенсивности «дипольной» второй гармоники.

Одной из причин изменения локальной симметрии приповерхностной области кристалла может стать ее неоднородная деформация. Такая деформация может возникать в двух- и многослойных диэлект-