

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИСКАЖЕННЫХ ВОЛН И
 PD-РАССЕЯНИЕ ПРИ 1 ГэВ

А.Д. Фурса, Б.И. Сидоренко

Высокоэнергетический метод искаженных волн, учитывающий многочастичную структуру ядерных рассеивателей, применен для описания pd-рассеяния при энергии 1 ГэВ с целью выяснения роли различных компонент дейтронной волновой функции при интерпретации экспериментальных данных и сравнения со стандартной дифракционной теорией многократного рассеяния. Показано, что развитый метод лучше описывает сечение pd-рассеяния в области дифракционного минимума, обеспечивая необходимую степень заполнения и решая тем самым проблему глубоких минимумов, свойственных стандартному подходу.

В настоящее время процессы упругого и неупругого рассеяния протонов атомными ядрами при средних и высоких энергиях описываются с помощью дифракционной теории Глаубера - Ситенко [1]. Ее применение к pd-рассеянию и соответствующий формализм для S-волнового дейтрона приведен в [2]. Впервые влияние D-волновой компоненты дейтронной волновой функции на высокоэнергетическое pd-рассеяние было исследовано в [3]. Вклад D-волны оказался пренебрежимо малым для большинства значений передаваемого импульса за исключением области дифракционного провала, который в случае S-волновой функции обусловлен деструктивной интерференцией вкладов одно- и двукратного рассеяния и существенно заполняется при учете D-волны. Аналогичное явление наблюдается и в случае рассеяния электронов на дейтроне. Если не учитывать вклад D-волны, то в импульсной зависимости электрического формфактора также образуется глубокий минимум.

Интересно проанализировать pd-рассеяние в рамках высокоэнергетического метода искаженных волн (ВМИВ) [4], который явно учитывает многонуклонную структуру рассеивателя и позволяет решить проблему глубоких дифракционных минимумов, свойственных стандартной дифракционной теории многократного рассеяния (ДТМР).

В предложенном методе понятие оптического потенциала не используется, а искаженные волны выражаются через феноменологическую амплитуду свободного NN-рассеяния, параметры которой находятся с помощью реалистического потенциала. Энергетическая зависимость параметров pp- и pn-амплитуд была рассчитана в [5] для нелокального сепарабельного потенциала с гауссовскими формфакторами [6].

Искаженная волновая функция рассеиваемого протона, которая зависит от координат внутриядерных нуклонов, играющих роль независимых рассеивающих центров, имеет вид

$$\psi_k^{(+)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \prod_{j=1}^A [1 - \omega^{(+)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)]. \quad (1)$$

Главным структурным элементом искаженных волн являются трехмерные обобщенные профильные функции нуклонов $\omega^{(+)}$, которые в отличие от профильных функций теории Глаубера - Ситенко содержат продольную часть, обусловленную продольной составляющей передаваемого импульса q_z в амплитуде NN-рассеяния.

Для стандартной гауссовской параметризации NN-амплитуды

$$f(\mathbf{q}) = \frac{k\sigma}{4\pi} (i + \rho) \exp(-a_1 q_1^2 - a_2 q_z^2), \quad q_1 = k \sin \theta, \quad q_z = 2k \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2)$$

обобщенная профильная функция нуклона имеет вид

$$\omega^{(+)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \omega(b) \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{z}{2\sqrt{a_1}} \right) \right], \quad \mathbf{r} = (\mathbf{b}, z), \quad (3)$$

где поперечная часть профильной функции отвечает стандартной ДТМР

$$\omega(b) = \frac{\sigma(1-i\rho)}{8\pi a_1} \exp \left(-\frac{b^2}{4a_1} \right). \quad (4)$$

Амплитуда (2) с $a_1 < a_1$ может описывать подъем сечения под задними углами и поэтому по своему характеру она не обязательно должна быть дифракционной. В этом принципиальное отличие ВМИВ от ДТМР. При $a_1 = 0$ (2) соответствует обычной параметризации амплитуды в дифракционном приближении. По физическому смыслу многочастичные волны (1) соответствуют рассеянию протонов на системе фиксированных (закрепленных) центров, что отвечает адиабатическому приближению, которое хорошо выполняется при высоких энергиях.

Для упрощения расчетов волновую функцию дейтрона выберем в гауссовской форме

$$\Phi_\mu(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} [\varphi_0(x) + \frac{1}{\sqrt{8}} \varphi_2(x) S_{12}(\hat{\mathbf{x}})] \chi_{1\mu}(1,2), \quad (5)$$

$$\varphi_l(x) = N_l x^l \exp \left(-\frac{\gamma_l}{2} x^2 \right), \quad N_l^2 = 4\pi \left(\frac{4}{15} \right)^{l/2} \gamma_l^l \left(\frac{\gamma_l}{\pi} \right)^{3/2} P_l,$$

где $S_{12}(\hat{\mathbf{x}})$ - тензорный оператор; P_0 и P_2 - веса S- и D-состояний; $\chi_{1\mu}$ — триплетная спиновая функция. Три параметра P_2 , γ_0 , и γ_2 подлежат определению. Это делается двумя способами: по значению экспериментального зарядового радиуса дейтрона $R_c = 2,116$ Фм и квадрупольного момента $Q = 0,286$ Фм² и путем подгонки электрического формфактора к экспериментальным данным.

Среднеквадратичный зарядовый радиус и квадрупольный момент дейтрона для функции (5) даются выражениями

$$R_c^2 = r_p^2 + r_n^2 + R_d^2, \quad R_d^2 = \frac{1}{8} \left(\frac{3P_0}{\gamma_0} + \frac{P_2}{\gamma_2} \right),$$

$$Q = \left(\frac{6P_0 P_2}{5} \right)^{1/2} \frac{\gamma_2}{(\gamma_0 + \gamma_2)^2} \left[\frac{2(\gamma_0 \gamma_2)^{1/2}}{\gamma_0 + \gamma_2} \right]^{3/2} - \frac{7}{40} \frac{P_2}{\gamma_2}, \quad (6)$$

где $r_p^2 = 0,669$ Фм² и $r_n^2 = -0,12$ Фм² - среднеквадратичные зарядовые радиусы протона и нейтрона.

Измеряемая экспериментально величина электрического формфактора неполяризованных дейтронов связана с мультипольными формфакторами ядра и с зарядовыми формфакторами протона и нейтрона $G_{p,n}(q)$ [7, 8] соотношением

$$F_c^2(q) = [G_p(q) + G_n(q)]^2 [F_0^2(q) + F_2^2(q)]. \quad (7)$$

Монопольный и квадрупольный формфакторы дейтрона имеют вид

$$F_0(q) = P_0 e^{-x_0} + P_2 \left(1 - \frac{4}{3} x_2 + \frac{4}{15} x_2^2 \right) e^{-x_2}, \quad x_0 = \frac{q^2}{16\gamma_0}, \quad x_2 = \frac{q^2}{16\gamma_2},$$

$$F_2(q) = \frac{8\gamma_2}{\gamma_0 + \gamma_2} \left(\frac{P_0 P_2}{15} \right)^{1/2} \left[\frac{2(\gamma_0 \gamma_2)^{1/2}}{\gamma_0 + \gamma_2} \right]^{3/2} x_3 e^{-x_3} + \frac{\sqrt{8}}{15} P_2 x_2 \left(\frac{7}{2} - x_2 \right) e^{-x_2}, \quad x_3 = \frac{q^2}{8(\gamma_0 + \gamma_2)}. \quad (8)$$

Формфакторы (8) при $q^2 \rightarrow 0$ выражаются через среднеквадратичный массовый радиус и внутренний квадрупольный момент дейтрона как

$$F_0(q) = 1 - \frac{1}{6} q^2 R_d^2, \quad F_2(q) = \frac{1}{3\sqrt{2}} q^2 Q. \quad (9)$$

Результаты совместного решения двух уравнений (6) представлены в табл. 1. Второй набор параметров с меньшими значениями γ_2 менее физичен, так как приводит к слишком быстрому вымиранию квадрупольной части формфактора дейтрона.

Таблица 1. Параметры волновой функции дейтрона, согласованные с его среднеквадратичным зарядовым радиусом и квадрупольным моментом

№	$P_2, \%$	3	4	5	6	7	8	9
1	$\gamma_0, \text{Фм}^{-2}$	0,095	0,094	0,094	0,093	0,092	0,092	0,091
	$\gamma_2, \text{Фм}^{-2}$	0,277	0,319	0,352	0,379	0,402	0,421	0,438
2	$\gamma_0, \text{Фм}^{-2}$	0,105	0,109	0,112	0,116	0,119	0,122	0,125
	$\gamma_2, \text{Фм}^{-2}$	0,057	0,056	0,058	0,059	0,061	0,064	0,066

Следует отметить, что формфактор (7) с параметрами из табл. 1 плохо описывает экспериментальные данные при больших передаваемых импульсах. Это можно объяснить тем, что для модели (5) правильное поведение компонент формфактора при малых q (9) еще не означает их правильного поведения при больших q .

Для процессов с большими передачами импульса параметры волновой функции (5) следует определять из условия описания на их основе электромагнитных формфакторов, извлекаемых из данных по рассеянию высокоэнергетичных электронов. Экспериментальные данные по зарядовому формфактору брались из работ [9 - 14].

Ввиду довольно гладкой зависимости формфактора дейтрона от передаваемого импульса процедура поиска параметров γ_0 и γ_2 при выбранном значении P_2 обладает хорошей устойчивостью. Полученные результаты представлены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры волновой функции дейтрона, согласованные с электрическим формфактором дейтрона

$P_2, \%$	3	4	5	6	7
$\gamma_0, \text{Фм}^{-2}$	0,210	0,196	0,183	0,174	0,166
$\gamma_2, \text{Фм}^{-2}$	1,338	1,235	1,160	1,113	1,084

В качестве иллюстрации на рис. 1 изображены рассчитанные зарядовые формфакторы в сравнении с экспериментальными данными. Сплошной кривой показан квадрат полного зарядового формфактора (7) для значения $P_2 = 4 \%$, а штриховой и точечной – вклады в него от монопольной (S) и квадрупольной (D) составляющих. Такое же описание достигается и для других значений P_2 .

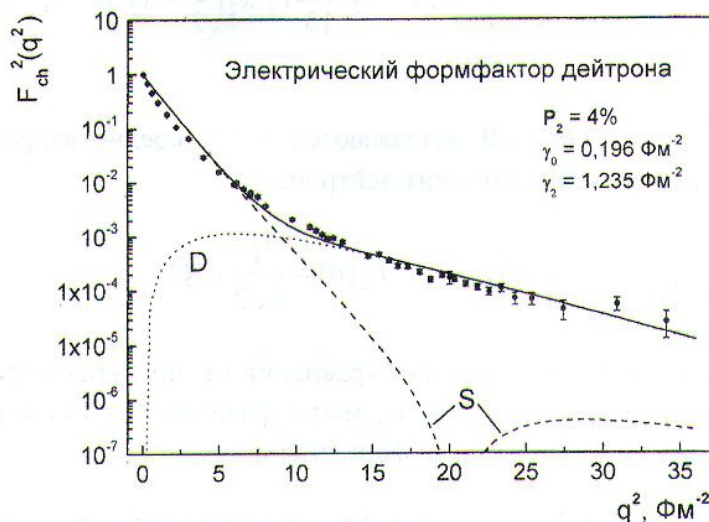


Рис. 1. Зарядовый формфактор дейтрона. Точки – экспериментальные данные.

Из приведенного рисунка видно, что роль D-состояния оказывается определяющей в описании экспериментальных данных при больших передаваемых импульсах. Поэтому крайне необходимо учитывать D-волну при рассмотрении процессов, в которых существенны компоненты дейтронной волновой функции с большими импульсами.

Перейдем теперь к вычислению сечения pd -рассеяния. Согласно [4] амплитуда перехода из состояния с проекцией спина дейтрона μ в состояние с проекцией μ' записывается в виде

$$F_{\mu'/\mu}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \Omega_{\mu'/\mu}(\mathbf{r}), \tag{10}$$

где профиль перехода выражается через обобщенные нуклон-нуклонные профильные функции

$$\Omega_{\mu'/\mu}(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{x} \Phi_{\mu'}^+(\mathbf{x}) \frac{d}{dz} \left\{ \omega_p\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{x}}{2}\right) + \omega_n\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{x}}{2}\right) - \omega_p \omega_n \right\} \Phi_{\mu}(\mathbf{x}). \tag{11}$$

Опуская промежуточные выкладки, запишем выражение для дифференциального сечения pd -рассеяния в системе центра масс

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3} \sum_{\mu\mu'} |F_{\mu'\mu}(\mathbf{q})|^2 = |g(\mathbf{q})|^2 + \frac{32\pi}{5} \sum_m |h_m(\mathbf{q})|^2, \quad (12)$$

где монополярная и квадрупольная составляющие сечения имеют вид ($\eta \rightarrow +0$)

$$g(\mathbf{q}) = [f_p(\mathbf{q}) + f_n(\mathbf{q})] F_0(\mathbf{q}) - \frac{1}{(4\pi)^2 k} \int d^3Q f_p\left(\frac{\mathbf{q}+\mathbf{Q}}{2}\right) f_n\left(\frac{\mathbf{q}-\mathbf{Q}}{2}\right) F_0(\mathbf{Q}) \left(\frac{1}{q_z - Q_z + i\eta} + \frac{1}{q_z + Q_z + i\eta} \right), \quad (13)$$

$$h_m(\mathbf{q}) = -\frac{1}{\sqrt{8}} [f_p(\mathbf{q}) + f_n(\mathbf{q})] F_2(\mathbf{q}) Y_{2m}(\hat{\mathbf{q}}) + \frac{1}{32\pi^2 \sqrt{2} k} \int d^3Q f_p\left(\frac{\mathbf{q}+\mathbf{Q}}{2}\right) f_n\left(\frac{\mathbf{q}-\mathbf{Q}}{2}\right) F_2(\mathbf{Q}) Y_{2m}(\hat{\mathbf{Q}}) \left(\frac{1}{q_z - Q_z + i\eta} + \frac{1}{q_z + Q_z + i\eta} \right). \quad (14)$$

Все интегрирования в этих выражениях выполняются аналитически. Результат содержит интеграл вероятности от мнимого аргумента (интеграл Дюсона). Выражения в больших круглых скобках справа в формулах (13) и (14) появляются в результате преобразования Фурье профильной функции (3), которое требует соответствующей регуляризации, поскольку продольная часть $\omega^{(+)}(\mathbf{r})$ не убывает когда $z \rightarrow \pm\infty$. В предельном случае $q_z = 0$ все полученные формулы переходят в хорошо известные выражения [3] стандартной ДТМР.

Эффект от появляющейся в конечных формулах q_z -зависимости оказывается довольно существенным в области дифракционного минимума. В монополярном слагаемом сечения (13) не наблюдается глубокого провала в отличие от ДТМР. И даже без учета D-волны достигается хорошая степень заполнения дифракционного минимума. Добавление вклада квадрупольного слагаемого (14) приводит к еще большему заполнению минимума и обеспечивает хорошее согласие с экспериментом в этой области.

На рис. 2 представлены результаты расчета дифференциального сечения упругого рр-рассеяния (12) при энергии 1 ГэВ в системе центра масс. Экспериментальные данные были взяты из [15] и пересчитаны из лабораторной системы в СЦМ. Параметры дейтронной волновой функции соответствуют $P_2 = 4\%$ табл. 2. В расчетах использовались следующие значения параметров NN-амплитуд [16]:

$$\begin{aligned} \sigma_{pp} &= 47,5 \text{ мб}, & \rho_{pp} &= -0,10, & a_{pp} &= 0,125 \text{ Фм}^2, \\ \sigma_{pn} &= 40,4 \text{ мб}, & \rho_{pn} &= -0,45, & a_{pn} &= 0,085 \text{ Фм}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Использование вместо значений (15) усредненных величин практически не сказывается на конечном результате. Особенно чувствительным дифференциальное сечение оказывается к величинам параметров формы амплитуд a_{pp} и a_{pn} . Сплошной кривой изображено полное сечение (12), вычисленное для тех же значений параметров с $P_2 = 4\%$, что и для зарядового формфактора (см. рис. 1). Штриховой и пунктирной кривой показаны вклады в сечение монополярной (S) и квадрупольной (D) составляющих (первое и второе слагаемое формулы (12) соответственно). Штрих-пунктирной кривой показано сечение, вычисленное в рамках

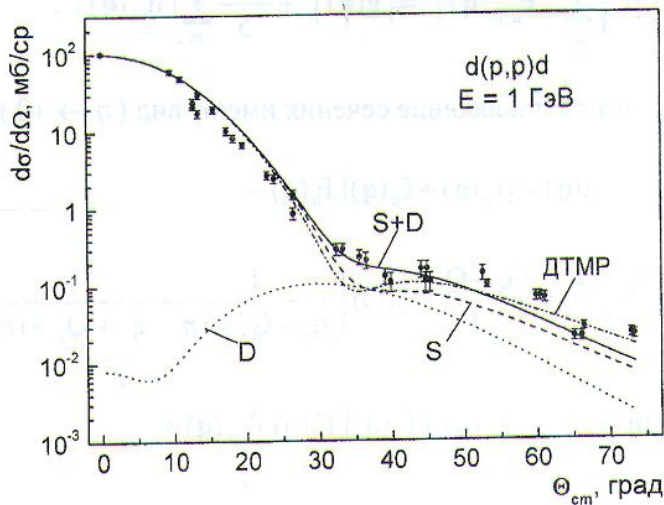


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при энергии протонов 1 ГэВ.
Точки – экспериментальные данные.

стандартной ДТМР. Как видно, оно имеет более глубокий минимум по сравнению с ВМИВ, который не заполняется в нужной степени вкладом D -волны.

Удержание в ДТМР одного монополюсного слагаемого приводит к сечению со значительно более глубоким дифракционным минимумом по сравнению с ВМИВ (кривая S на рисунке).

Используемые структурные параметры являются наиболее оптимальными. Как следует из расчетов, увеличение P_2 и соответствующее уменьшение γ_0 и γ_2 (см. табл. 2) ухудшает согласие с экспериментальным сечением на больших углах, что связано с более быстрым спадом компонент сечения на этих углах при уменьшении величин параметров γ_0 и γ_2 .

В заключение отметим, что ВМИВ будет особенно полезным при описании ядерных реакций с перераспределением частиц в каналах, реакций расщепления ядер при высоких энергиях и других процессов, сопровождающихся передачами больших продольных импульсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр. – Киев: Наук. думка, 1987.
2. Franko V., Glauber R.J. // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 142, No. 4. – P. 1195 - 1214.
3. Harrington D. R. // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 21, No. 18. – P. 1496 - 1498.
4. Левшин Е. Б., Фурса А. Д. // ЯФ – 1983. – Т. 38, № 12. – С. 1572 - 1581.
5. Фурса А. Д., Волошин Н. И. // Матеріали щорічної наукової конференції НЦ “ІЯД” (36. доп.). – Київ, 1997. – С. 4 - 7.
6. Левшин Е. Б., Фурса А. Д. // ЯФ – 1987. – Т. 46, № 12. – С. 1614 - 1618.
7. Salem M. // Int. J. Mod.Phys. – 1987. – Vol. A2, No. 2. – P. 485 - 490.
8. Betrozzi W., Friar J., Heisenberg J. et al. // Phys. Lett. – 1972. – Vol. 41B, No. 4. – P. 408 - 414.
9. Benaksas D., Drickey D. J., Frerejaque D. // Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol. 13, No. 10. – P. 353 - 366.
10. Benaksas D., Drickey D. J., Frerejaque D. // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 148, No. 4. – P. 1327 - 1331.
11. Buchanan C. D., Yearian M. R. // Phys. Rev. Lett. – 1965. – Vol. 15, No. 7. – P. 303 - 306.
12. Drickey D. J., Hand L. N. // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 9, No. 12. – P. 521 - 524.

13. *Elias J. E., Fridman J. I., Hartmann G. C. et al.* // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 177, No. 5. – P. 2075 - 2092.
14. *Gastlev S., Klein H., Moritz J. et al.* // *Nucl. Phys.* – 1971. – Vol. 332, No. 1. – P. 221 - 237.
15. *Барашенков В.С., Тонеев В.Д.* Взаимодействие высокоэнергетических частиц с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.
16. *Igo G. J.* // *Rev. Mod. Phys.* – 1978. – Vol. 50, No. 3. – P. 523 - 560.

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНИЙ МЕТОД СПОТВОРЕНИХ ХВИЛЬ І PD-РОЗСІЯННЯ ПРИ 1 GeV

А.Д. Фурса, Б.І. Сидоренко

Високоенергетичний метод спотворених хвиль, що враховує багаточастинкову структуру ядерних розсіювачів, застосовано для описання pd-розсіяння при енергії 1 GeV з метою виявлення ролі різних компонент дейтронної хвильової функції при інтерпретації експериментальних даних і порівняння із стандартною дифракційною теорією багатократного розсіяння. Показано, що розвинутий метод краще описує переріз pd-розсіяння в області дифракційного мінімуму, що забезпечує необхідну ступінь його заповнення і тим самим вирішує проблему глибоких мінімумів, котрі властиві стандартному підходу.

THE HIGH ENERGY METHOD OF DISTORTED WAVES AND PD-SCATTERING AT 1 GeV ENERGY

A.D. Foursat, B.I. Sidorenko

The high energy method of distorted waves, which takes into account the many body structure of nuclear scatterer, is applied for the description pd-scattering at 1 GeV energy with a goal to find out of a role of different components of deuteron wave function for the interpretation of experimental data and comparison with standard diffraction theory of multiple scattering. It is shown that the developed method is better in describing of pd-scattering cross section in a region of diffraction minimum, supplying necessary degree of filling and solving, moreover, the problem of deep minima which are due intrinsic nature of standard approach.