

УПРУГОЕ pd -РАССЕЯНИЕ НАЗАД ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. А. Карманов

В рамках полюсного механизма с учетом релятивистского характера движения частиц вычислено сечение pd -рассеяния назад в интервале кинетической энергии протона от 0,316 до 2,5 Гэв. Исследован эффект параметризации волновой функции дейтрона в релятивистском координатном пространстве.

Проблема корректного описания дейтрона (и любого другого ядра) при релятивистских значениях импульсов внутриядерных нуклонов, воз-

никающая при рассмотрении процессов с большой передачей импульса могла бы, вообще говоря, быть решена введением формфактора $F_d(p_1^2, p_2^2)$, описывающего виртуальный распад $d \rightarrow NN$ и зависящего от квадратов 4-импульсов виртуальных нуклонов. Недостатком такого описания является четырехмерный характер вершинной части, который не позволяет при ее нахождении в полной мере использовать имеющуюся информацию о нерелятивистских волновых функциях (ВФ), ограничивая при этом применение интуитивных соображений. Большую эвристическую силу имеет описание релятивистских ядер с помощью трехмерных релятивистски-инвариантных ВФ, обладающих вероятностной интерпретацией и представлением в релятивистском координатном пространстве (ρ – пространство), определяемом преобразованием Шапиро [1]. Описание релятивистских связанных систем с помощью ВФ в ρ -пространстве обсуждалось в работе [2]. Более подробное рассмотрение таких функций и их теоретико-полевое обоснование будет дано в следующих работах. Основная цель настоящей работы – определить вклад релятивизованной полюсной диаграммы (рис. 1) в сечение упругого pd -рассеяния назад, описывая дейтрон посредством трехмерной ВФ, и эффект, возникающий от параметризации дейтронной ВФ в ρ -пространстве. Отметим, что изучение pd -рассеяния назад с различных точек зрения проводилось в работах [3 – 6].

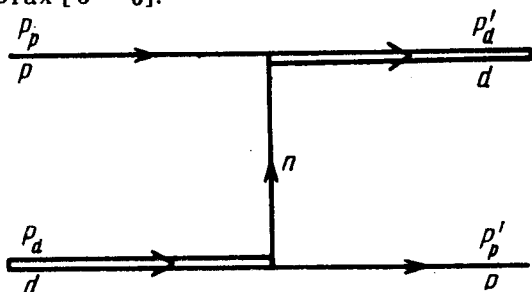


Рис.1.

Сечение упругого pd -рассеяния в рамках полюсного механизма имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{4} \left(\frac{E_d E_N}{m(E_d + E_N)} \right)^2 (u - m^2)^2 (u^2(q) + w^2(q))^2, \quad (1)$$

где E_d, E_N – энергия дейтрона и нуклона в СЦИ, $u = (p_p - p'_d)^2$, p_p, p'_d – 4-импульсы налетающего протона и вылетающего дейтрона,

$$q = [(m_d - m)^2 - u]^{1/2} [(m_d + m)^2 - u]^{1/2} / 2m_d \quad (2)$$

m, m_d – массы нуклона и дейтрона,

$$u(q) = \int_0^{\infty} u(r) j_0(qr) r dr \quad (3a)$$

$$w(q) = \int_0^{\infty} w(r) j_2(qr) r dr \quad (3b)$$

$u(r)$ и $w(r)$ – ВФ дейтрона, соответствующие S - и D -волнам.

Вопросов динамики, связанных с изменением ВФ на малых расстояниях, мы касаться не будем. При получении формулы (1) спин частиц учитывался нерелятивистским образом.

В нерелятивистском случае формула (1) переходит в выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 3 \left(\frac{E_d E_N}{m(E_d + E_N)} \right)^2 (\Delta^2 + \kappa^2)^2 (u^2(\Delta) + w^2(\Delta))^2, \quad (4)$$

где

$$\Delta^2 = \left(\mathbf{P}_p - \frac{\mathbf{P}_d}{2} \right)^2, \quad \kappa^2 = m |\epsilon_d|.$$

Подчеркнем, что обобщение формулы (4) на релятивистский случай, приводящее к формуле (1), состоит в том, что множитель $(\Delta^2 + \kappa^2)$ и аргумент Δ в ВФ в формуле (4) заменяются по разным формулам: $\Delta^2 + \kappa^2 \rightarrow (m^2 - u)/2$, $\Delta \rightarrow q$ по формуле (2). Такой подход использовался в работе [6] для описания энергетической зависимости сечения pd -рассеяния назад. В работе [4] при энергии 1 Гэв расчет проводился по нерелятивистской формуле (4). В работе [5] релятивизация формулы (4) производилась с помощью замены $\Delta^2 \rightarrow (m^2 - u)/2 - \kappa^2$, что не совпадает с формулой (2).

Введение релятивистского координатного пространства осуществляется с помощью преобразования Шапиро [1]:

$$\Psi(\mathbf{q}) = \int \xi(\mathbf{q}, \vec{\rho}) \Psi(\vec{\rho}) d^3 \rho. \quad (5)$$

Функции $\xi(\mathbf{q}, \vec{\rho})$ — образуют унитарное неприводимое представление группы Лоренца и даются выражением

$$\xi(\mathbf{q}, \vec{\rho}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{E(q) - \mathbf{q} \cdot \mathbf{n}}{m} \right)^{-1 + i \rho m}, \quad (6)$$

$$\mathbf{n} = \vec{\rho} / \rho.$$

Применение преобразования (5) вместо фурье-преобразования приводит к тому, что сферические функции Бесселя $j_0(q\rho)$ и $j_2(q\rho)$ в формулах (3а) и (3б) заменяются на функции $S_0(q, \rho)$ и $S_2(q, \rho)$, являющиеся коэффициентами разложения $\xi(\mathbf{q}, \vec{\rho})$ по полиномам Лежандра. Функции $S_0(q, \rho)$ и $S_2(q, \rho)$ имеют вид

$$S_0(q, \rho) = \frac{1}{q\rho} \sin(\rho m \eta) \quad (7a)$$

$$S_2(q, \rho) = \frac{1}{q\rho} \left\{ \frac{3m^2}{(\rho m + i)(\rho m - 2i)} \sin[(\rho m + 2i)\eta] - \right.$$

$$-\frac{3m}{(\rho m + i)q} \left. \begin{aligned} &\cos[(\rho m + i)\eta] - \sin(\rho m\eta) \end{aligned} \right\}, \quad (76)$$

где η – быстрота: $\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{q^2 + m^2} + q}{\sqrt{q^2 + m^2} - q}$.

Так как функции $\xi(q, \vec{\rho})$ при больших ρ ($\rho \gg 1/m$) переходят в $\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(-i q \vec{\rho})$, а функции $S_0(q, \rho)$ и $S_2(q, \rho)$ – в сферические функции Бесселя, преобразование (5) можно рассматривать, как способ параметризации $\Psi(q)$ при релятивистских значениях q , непрерывным образом приводящий к нерелятивистским ВФ при малых q ($q \ll m$).

$T_p, Гэв$	$q, Гэв/c$ $\theta = 160^\circ$	$(d\sigma/d\Omega)$ теор ВФ из [7]		$(d\sigma/d\Omega)$ теор ВФ из [8]		$d\sigma/d\Omega$ эксперимент	Ссылка
		r	ρ	r	ρ		
0,316	0,27	160	178	1000	1225	130 ± 2	[9]
0,364	0,29	115	124	760	859	150 ± 3	[9]
0,425	0,31	80	86	500	572	140 ± 10	[10]
0,470	0,33	63	70	380	435	160 ± 4	[9]
0,59	0,36	40	45	190	225	140 ± 5	[9]
1,0	0,45	17	20	32	44	26 ± 2	[11,12]
1,5	0,53	8	10	11,5	15	$3,61 \pm 0,15$	[11,13]
2,085	0,60	3,8	5,5	10	11	$1 \pm 0,13$	[13]
2,485	0,64	2,3	3,7	11	10	$0,46 \pm 0,1$	[13]

Примечание: сечения везде приведены в *мкбн/стерад*; r, ρ – соответственно r -пространство и ρ -пространство.

Результаты численных расчетов представлены на рис. 2 и в таблице. На рис. 2 изображено сечение rd -рассеяния при энергии протона 1 *Гэв*. Сплошные кривые соответствуют расчету с обычной параметризацией (формулы 3а и 3б), пунктирные кривые – расчету с параметризацией ВФ в ρ -пространстве (формулы 3а и 3б с заменой $j_{0,2}$ на $S_{0,2}$). Функцию $\Psi(\rho)$ считаем совпадающей с $\Psi(r)$. Две нижние кривые (сплошная и пунктирная) соответствуют расчету с третьей функцией Моравчика [7], две верхние – с ВФ Гамберстона – Валласа [8] (таблица). Штрихпунктирная кривая – расчет Кермана и Кисслингера [4] без учета примеси изобар в ВФ дейтрона. В виду того, что S -волновой фактор дейтрона имеет минимум при $q \approx 0,45$ *Гэв/с*, в этой области переданных импульсов сечение определяется в основном примесью D -волны в ВФ дейтрона. В таблице приведены значения сечений на угол 160° в СЦИ для энергий налетающего протона в интервале от 0,316 до 2,485 *Гэв*.

Отметим, что расчет сечения на угол 160° по нерелятивистской формуле (4) с третьей функцией Моравчика дает при энергии 1 ГэВ значение $8,7 \text{ мкбн/стерад}$. Угловые распределения сечений в этом энергетическом интервале будут опубликованы в другом месте.

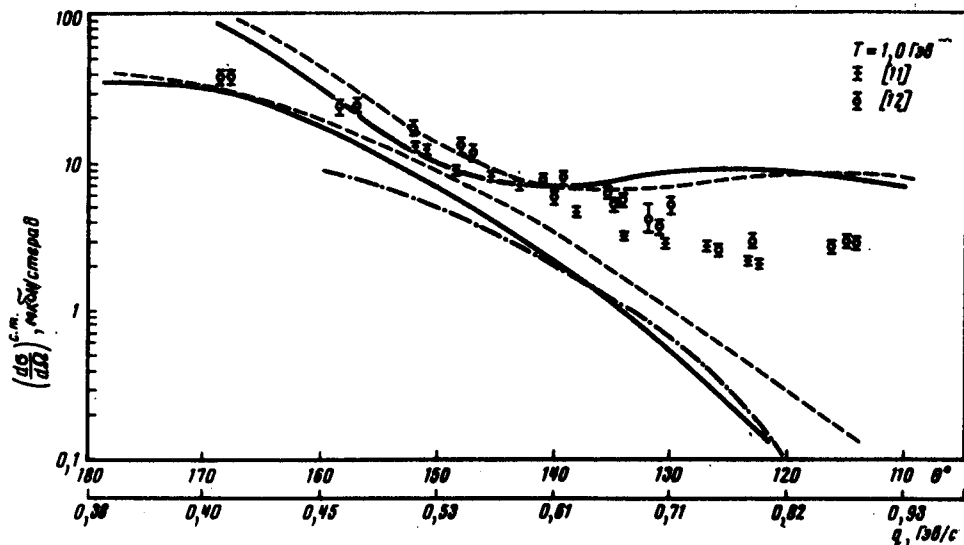


Рис.2.

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы: 1) несмотря на то, что полюсной механизм весьма грубо описывает экспериментальные данные, для его аккуратного учета релятивизация полюсной диаграммы является существенной; 2) эффект параметризации ВФ в релятивистском координатном пространстве превосходит величину экспериментальных ошибок и является сравнимым с отличием между разными типами дейтронных ВФ.

Автор искренне благодарен В.М.Колыбасову, Г.А.Лобову и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Институт теоретической и
экспериментальной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 декабря 1974 г.

Литература

- [1] И.С.Шапиро. ДАН СССР, 106, 647, 1956.
- [2] И.С.Шапиро. Письма в ЖЭТФ, 18, 650, 1973.
- [3] В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская. ЯФ, 17 1211, 1973.
- [4] A.K.Kerman, L.S.Kisslinger. Phys. Rev., 180, 1483, 1969.
- [5] J.S.Sharma, A.N.Mitra. Phys. Rev., 9D, 2547, 1974.
- [6] J.V.Noble, H.J.Weber. Phys. Lett., B50, 233, 1974.
- [7] M.J.Moravcsik. Nucl. Phys., 7, 113, 1958.
- [8] J.W.Humberston, J.B.G.Wallace. Nucl. Phys., A141, 362, 1970.

- [9] J.C.Adler et al. *Phys. Rev.*, 6C, 2010, 1972.
- [10] N.E.Booth et al. *Phys. Rev.*, 4D, 1261, 1971.
- [11] E.Coleman et al. *Phys. Rev.*, 164, 1655, 1967.
- [12] G.W.Bennet et al. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 387, 1967.
- [13] L.Dubal et al. *Phys. Rev.*, 9D, 597, 1974.
-