

## УПРУГОЕ $ed$ -РАССЕЯНИЕ ПРИ МАЛЫХ $Q^2$ И ЗАРЯДОВЫЙ ФОРМФАКТОР НЕЙТРОНА

*С.В.Трубников*

Для извлечения зарядового формфактора нейтрона (ЗФФН)  $G_{E_n}(Q^2)$  при малых  $Q^2$  и его наклона в нуле  $G'_{E_n}(0)$  из экспериментальных данных по упругому  $ed$ -рассеянию используется релятивистское представление для ЗФФ дейтрона. Для величины наклона впервые в подходе, не использующем традиционный аппарат волновых функций дейтрона (ВФД), получено близкое к экспериментальному значение  $G'_{E_n}(0) = 0,0182 \text{ ф}^2$ .

Рассеяние тепловых нейтронов на электронных оболочках различных атомов (благородные газы, W, Рь, Vi) в течение уже длительного вре-

мени приводит к устойчивому положительному значению наклона  $G_{E_n}(Q^2)^{1)}$  в точке  $Q^2 = 0$  [1]:

$$G_{E_n}^*(0) = 0,0199 \pm 0,0003 \Phi^2. \quad (1)$$

Таким образом, среднеквадратичный радиус распределения заряда в нейтроне  $\langle r_n^2 \rangle = -6 G_{E_n}^*(0)$  отличен от нуля и отрицателен. Иными словами, нейтрон является носителем весьма своеобразной зарядовой структуры: заряда у нейтрона нет, распределение заряда (необычного в адронной физике знака и величины) есть, простая связь зарядовой и магнитной структуры отсутствует. В этих аспектах нейтрон резко отличается от протона и других заряженных барионов. Имеющиеся в литературе многочисленные попытки осмыслить динамическую природу такого распределения заряда в нейтроне на основе кварковых моделей обсуждаются в [2] (см. также [3]). Здесь мы рассмотрим другой основной аспект задачи вычисления величины  $\langle r_n^2 \rangle$ , который состоит в следующем. Поскольку наиболее надежным источником информации о величине  $G_{E_n}(Q^2)$  в широком интервале  $Q^2$  является упругое электрон-дейтронное рассеяние, то прежде всего необходимо показать, что извлеченный из  $ed$ -рассеяния с помощью какой-либо модели дейтрона ЗФФ нейтрона воспроизводит в нуле экспериментальное значение наклона (1). В течение длительного времени эта проблема оставалась открытой. Частичный сдвиг в ее решении был достигнут только в [4], во-первых, после уточнения ранее измеренных [5] экспериментальных значений сечения упругого  $ed$ -рассеяния при малых  $Q^2$  ( $< 1 \Phi^{-2}$ ) и, во-вторых, после появления пионерской работы [6], в которой был подчеркнут чисто релятивистский (даже в пределе  $Q^2 \rightarrow 0$ ) характер задачи вычисления  $G_{E_n}^*(0)$  из  $ed$ -рассеяния и впервые указана работоспособная релятивистская поправка (РП) к нерелятивистскому формализму. Проведенные в [4 - 6] в таком комбинированном подходе вычисления демонстрируют явную предпочтительность ВФД в модели Фешбаха - Ломона (ФЛ). Все другие основные реалистические ВФД приводят к неприемлемому (слишком большому или практически нулевому) значению наклона (см. обсуждение в [7]).

В настоящей работе ЗФФН и его наклон вычисляются на основе результатов наиболее точных [4] измерений сечения упругого  $ed$ -рассеяния при малых  $Q^2$  и достаточно компактного релятивистского интегрального представления [8] для ЗФФ  $S$ -волнового дейтрона  $G_c^d(Q^2)$  (без каких-либо ссылок на нерелятивистский формализм). Это представ-

<sup>1)</sup> Всюду далее  $Q^2 \equiv -q_\mu q^\mu > 0$ .

ление имеет вид<sup>1)</sup>:

$$G_c^d(Q^2) = [G_{E_p}(Q^2) + G_{E_n}(Q^2)] D_c(Q^2), \quad (2)$$

$$D_c(Q^2) = \frac{\Gamma}{[1 + Q^2/4M^2]^{1/2}} \frac{1}{[B'(M_d^2)]^2} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{ds \Delta B(s)}{s - M_d^2} \times$$

$$\times \int_{s_1(s, Q^2)}^{s_2(s, Q^2)} \frac{ds' \Delta B(s')}{s' - M_d^2} \frac{(s + s' + Q^2)^2}{[(s - 4M^2)(s' - 4M^2)]^{1/2}} \frac{Q^2}{[\lambda(s, s', Q^2)]^{3/2}}, \quad (3)$$

$$B(s) = \left( 1 - \frac{M_d^2 - 4M^2}{s - 4M^2} \right) \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{4M^2}^{\infty} \frac{du \delta(u)}{s - u} \right\},$$

$$s_{2,1} = 2M^2 + 1/2 M^2 (2M^2 + Q^2)(s - 2M^2) \pm 1/2 M^2 [Q^2(Q^2 + 4M^2)s(s - 4M^2)]^{1/2},$$

$$\lambda = s^2 + s'^2 + Q^4 + 2(sQ^2 + s'Q^2 - ss').$$

В формулах (3)  $\Gamma$  есть нормировочная константа<sup>2)</sup>,  $\Delta B(s) = B(s + i\epsilon) - B(s - i\epsilon)$ ,  $M$  и  $M_d$  — соответственно массы нуклона и дейтрона,  $\delta(s)$  — триплетная фаза  $np$ -рассеяния. Результаты вычисления структурной функции  $D_c(Q^2)$  с экспериментальным набором фазовых сдвигов приведены в [8]. При извлечении  $G_{E_n}(Q^2)$  из  $ed$ -рассеяния необходимо также учесть вклады обменных мезонных токов ( $G_c^{MEC}$ ) в  $G_c^d$  и квадрупольного ФФД ( $G_Q^d$ ) в экспериментальное значение сечения  $ed$ -рассеяния<sup>3)</sup>. При малых  $Q^2$  простые выражения для этих вкладов приведе-

<sup>1)</sup> В (2) по сравнению с [8] опущен вклад релятивистского поворота спина

(в формуле (3) из [8] надо положить  $\chi = 0$ ). В  $S$ -волновом дейтроне этот эффект приводит к появлению в  $G_c^d$  нового слагаемого ( $\sim \sin \chi G_{MN}^S$ ) отсутствующего во всех других подходах. Для малых  $Q^2$  суммарный эффект релятивистского поворота спина имеет порядок малости  $(v/c)^4$  и при вычислении  $G_{E_n}^d(0)$  может быть отброшен.

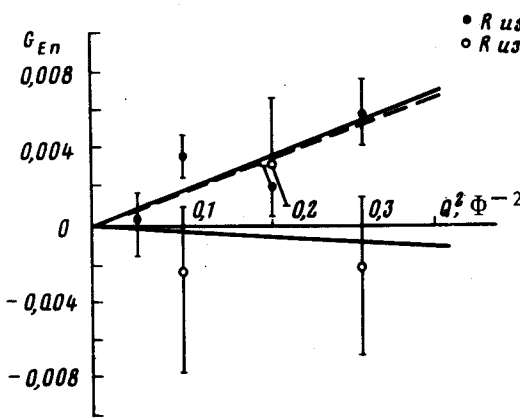
<sup>2)</sup> В [8]  $\Gamma$  вычисляется из условия  $G_c^d(0) = 1$ . Такое переопределение  $S$ -волнового ЗФФД в значительной степени эффективно учитывает незначительные при малых  $Q^2$  и несущественные для вычисления  $G_{E_n}(Q^2)$  вклады  $D$ -состояния и левых разрезов в  $G_c^d(Q^2)$ . В несколько другой форме это обстоятельство отмечено в [9].

<sup>3)</sup> Вклад барионных степеней свободы ( $\Delta\Delta$ -конфигурация в  $d$ ) при очень малых  $Q^2$  не является существенным для вычисления  $G_{E_n}(Q^2)$  (см. обсуждение в [7]).

ны в [7]. С помощью  $D_c$  с учетом вкладов  $G_c^{MEC}$ ,  $G_Q^d$  ЗФФН вычисляется по формуле:

$$G_{En} = G_{Ep} \left\{ \frac{1}{D_c} \left[ R - \frac{1}{G_{Ep}} 2G_c^{MEC} D_c - \frac{1}{G_{Ep}^2} [(G_c^{MEC})^2 + (G_Q^d)^2]^{1/2} \right] - 1 \right\}. \quad (4)$$

В (4)  $R$ -измеренное в [4, 5] отношение сечений упругого  $ed$ - и  $ep$ -рассеяния;  $G_c^{MEC} = -2,5 \cdot 10^{-3} \cdot Q^2 (\Phi^2)$ ,  $(G_Q^d)^2 = 4,5 \cdot 10^{-3} \cdot Q^4 (\Phi^{-4})$ .



Вычисленные из формулы (4) по результатам двух экспериментов [4, 5] значения  $G_{En}(Q^2)$ . Прямые — величины наклонов двух вариантов ФФ при линейном фите  $G_{En}(Q^2) = bQ^2$ , равные соответственно  $b = 0,0197 \Phi^2$ ,  $b = 0$ .

Результаты вычисления  $G_{En}(Q^2)$  приведены на рисунке. Более ранние и менее точные, чем в [4], результаты измерения  $R$  в [5] приводят к осциллирующему  $G_{En}$  и практически нулевой величине его наклона. Уточнение  $R$  в [4] существенно "поднимает"  $G_{En}$  и делает его устойчиво положительным при всех  $Q^2$ . Для нахождения  $G_{En}(0)$  в соответствии с принятой в [4] процедурой  $G_{En}(Q^2)$  представляется в виде полинома второй степени  $G_{En}(Q^2) = bQ^2 + cQ^4$ , коэффициенты которого определяются из условия наилучшего согласия с вычисленными по формуле (4) значениями. Для  $G_{En}$ , полученного с помощью  $R$  из [4], это приводит к величине наклона  $G_{En}(0) = 0,0182 \Phi^2$ , которая всего на 8% меньше наблюдаемой (1). Для сравнения укажем, что в [7] различные варианты ВФД ФЛ приводят к значениям наклона от  $0,0215$  до  $0,0257 \Phi^2$ . Таким образом, релятивистское представление (2), (3) приводит к ЗФФН, воспроизводящему с достаточной точностью экспериментальное значение наклона (1). Вместе с тем из рисунка видно, насколько величина ЗФФН чувствительна к уточнению экспериментальных значений  $R$ . Поскольку в настоящее время в области  $0 < Q^2 < 0,1 \Phi^{-2}$  сечение упругого  $ed$ -рассеяния измерено только в эксперименте [4] в единственной точке  $Q^2 = 0,05 \Phi^{-2}$ , то было бы весьма желательно провести в этой области новые, более детальные измерения (по меньшей мере с достигнутой в [4] точностью).

В заключение выражаю благодарность И.С.Шапиро, Г.М.Зиновьеву и всем участникам семинаров по теории ядра ИТЭФ и отдела теории

элементарных частиц и астрофизики ИТФ АН УССР за плодотворные обсуждения данной работы.

Харьковский  
государственный университет  
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию  
8 июня 1981 г.

### Литература

- [1] L.Koester. Springer Tracts in Modern Physics., 80, 1, 1977;  
Ю.А.Александров. Фундаментальные свойства нейтрона. М., Атомиздат, 1976.
  - [2] R.S.Kaushal. Nuovo Cim., A51, 367, 1979; Lett. Nuovo Cim., 26, 103, 1979.
  - [3] N.Isgur, G.Karl, D.W.L.Sprung Phys. Rev., D21, 163, 1981; D.Parashar. Nuovo Cim., 57A, 268, 1980.
  - [4] R.W.Berard, et. al. Phys. Lett., 47B, 355, 1973.
  - [5] F.A.Bumiller, et. al. Phys. Rev. Lett., 25, 1774, 1970.
  - [6] B.M.Casper, F.Gross. Phys. Rev., 155, 1607, 1967.
  - [7] E.L.Lomon. Annals of Phys., (N.Y.), 125, 309, 1980.
  - [8] V.I.Kukulin. V.E.Troitsky, Yu.M.Shirokov, S.V.Trubnikov. Phys. Lett., B39, 319, 1972.
  - [9] В.М.Музафаров, В.Е.Троицкий, Ю.М.Широков. Письма в ЖЭТФ, 27, 538, 1978; В.Е.Троицкий. ЯФ, 28, 902, 1978.
-