

## ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НА ГРУППЕ ЛОРЕНЦА И ФОРМФАКТОР ПРОТОНА

*Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов*

Показано, что в терминах релятивистской относительной координаты векторные мезоны дают вклад в пространственную структуру протона лишь на расстояниях больших его комптоновской длины волны. Учет вклада центральной области протона приводит к выражению, хорошо описывающему экспериментальные данные.

В [1] было предложено описывать пространственную структуру частиц в терминах инвариантного распределения  $F(r)$ . Роль Фурье-преобразования при переходе к которому играет разложение формфактора  $F(t)$  по унитарным неприводимым представлениям группы Лоренца [2,3]

$$F(t) = 4\pi \int_0^{\infty} \frac{\sin r My}{r M \operatorname{sh} y} F(r) r^2 dr. \quad (1)$$

Здесь  $M$  – масса протона, а гиперболический угол  $y$  является быстротой, отвечающей передаче импульса  $t = (p - k)^2$ :  $y = \operatorname{Ar} \operatorname{ch} \frac{2M^2 t}{M^2}$ .

Модуль введенной с помощью (1) релятивистской относительной координаты  $r$  есть релятивистский инвариант. Выражение для инвариантного среднеквадратичного радиуса (СКР) частицы записывается через  $F(r)$  следующим образом [1]:

$$\langle r_0^2 \rangle \equiv 6 \frac{\partial F(t)}{\partial t} \Big|_{t=0} F(0) = \frac{1}{M^2} + \frac{\int r^2 F(r) dr}{\int F(r) dr} = \frac{1}{M^2} + \langle r^2 \rangle. \quad (2)$$

С помощью (2) легко проверить, что центральной сфере с  $\langle r_0^2 \rangle = 1/M^2$  отвечает функция  $F(r) = \delta(r)/4\pi r^2$ , которая, согласно (1), приводит к следующей величине вклада от этой сферы в формфактор частицы

$$F(t) \Big|_{r_0 = 1/M} = \frac{\sin r M y}{r M \operatorname{sh} y} \Big|_{r=0} = \frac{y}{\operatorname{sh} y} = \frac{\operatorname{Ar} \operatorname{ch} \frac{2M^2 - t}{2M^2}}{\sqrt{t(t - 4M^2)}}. \quad (3)$$

Множитель  $y/\operatorname{sh} y$ , как и отвечающая ему центральная область с  $\langle r_0^2 \rangle = 1/M^2$  не имеют нерелятивистских аналогов, поскольку  $\hbar/Mc \rightarrow 0$  и  $y/\operatorname{sh} y \rightarrow 1$ .

В [1] с точки зрения нового координатного пространства было проанализировано, какую область протона описывает вклад векторных мезонов. Образ  $F(r)$  мезонного пропагатора  $1/(\mu^2 - t)$  является знакопостоянной функцией при  $\mu^2 < 4M^2$  и осциллирующей при  $\mu^2 > 4M^2$  [1,2].

Поскольку для масс открытых к настоящему времени  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  и  $\rho''$  (1550) векторных мезонов справедливо неравенство  $\mu_V^2 < 4M^2$ , то функция  $F(r)$ , описывающая вклад мезонов в структуру протона, будет знакопостоянной, а соответствующая величина  $\langle r^2 \rangle_p$  — положительной. Следовательно, эти векторные мезоны создают структуру протона на расстояниях больших его комптоновской длины волны<sup>1)</sup>.

Поэтому для отображения в импульсном пространстве всей структуры протона при учете по VDM вкладов от  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $\phi$ -,  $\rho''$ -мезонов необходимо добавить вклад его центральной части. В результате формула для электромагнитного формфактора протона принимает вид

$$F_p(t) = \frac{y}{\operatorname{sh} y} \sum_V \frac{a_V}{\mu_V^2 - t}. \quad (4)$$

С помощью (3) легко видеть, что формула (4) обладает правильным "почти дипольным" асимптотическим поведением

$$F_p(t) \xrightarrow{|\dot{t}| \gg M^2} \frac{\ln |\dot{t}|/M^2}{|\dot{t}|^2}. \quad (5)$$

В области небольших передач импульса  $|\dot{t}| < 1(\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$  множитель  $y/\operatorname{sh} y \approx 1$ , т. е. справедливо использование чистой VDM.

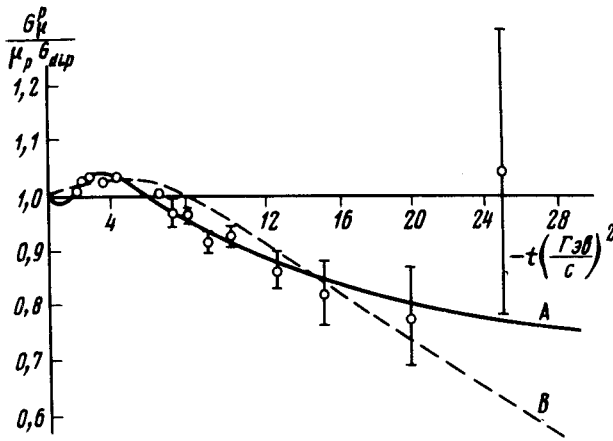
Согласно приведенным в кварковых моделях оценкам [4], относительное движение образующих протон-3-х кварков заключено в области размера его комптоновской длины волны. Следовательно, можно считать, что они и обуславливают вклад центральной части протона (3). При этом кварк-антикварковые пары образуют векторные мезоны, которые при  $\mu_V^2 < 4M^2$  и создают структуру на расстояниях больших комптоновской длины волны протона.

<sup>1)</sup> В случае  $\pi$ -мезона тем же векторным мезонам благодаря  $\mu_V^2 = \rho, \omega, \phi, \rho'' > 4M_\pi^2$  отвечают осциллирующие функции  $F(r)$  и отрицательные значения  $\langle r^2 \rangle_\pi$ , что приводит в согласии с экспериментом к значению  $\langle r_0^2 \rangle_\pi < 1/M_\pi^2$ .

Нами было произведено сравнение экспериментальных данных по протонному магнитному формфактору [ 5, 6 ] с предсказаниями, основанными на формуле (4). Мы воспользовались также другой, часто употребляемой параметризацией, отвечающей возможному наличию вклада от "керна". (В нашем подходе роль "керна" играет центральная область  $s < r_0^2 > = 1/M^2$  и  $F(t) = y/\text{sh } y$ )

$$F(t) = \frac{y}{\text{ch } y} \left[ \left( 1 - \sum_V \frac{a_V}{\mu_V^2} \right) + \sum_V \frac{a_V}{\mu_V^2 - t} \right]. \quad (6)$$

Результаты обработки сведены в таблицу, где для сравнения мы привели значения  $\chi^2$  на одну степень свободы —  $\chi_F^2$ , как по формулам (4), (6), так и по формулам обычной VDM. На рисунке изображено поведение протонного магнитного формфактора для модели №1 из таблицы.



A — соответствует параметризации формфактора, даваемой модифицированной на малых расстояниях VDM; B — соответствует подгонке по формулам обычной VDM (данные взяты из [ 5 ])

№	Модель	$\chi_F^2$ с вкладом центральной части		$\chi_F^2$ без вклада центральной части		Число свободных параметров
		Данные 5 14 точ.	Данные 6 84 точ.	Данные 5 14 точ.	Данные 6 84 точ.	
1	4 полюса ( $\rho, \omega, \phi, \rho''$ )	0,67	1,04	1,04	1,78	3
2	VDM ( $\rho, \omega, \phi, \rho', \rho''$ )	0,81	1,90	2,05	3,61	3
3	VDM с "керном" ( $\rho, \omega, \phi, \rho'$ )	0,76	0,88	1,90	1,12	4
4	VDM с "керном" ( $\rho, \omega, \phi, \rho''$ )	0,69	0,92	0,89	1,31	4

Итак, мы видим, что учет вклада от центральной области  $s < r_0^2 > = 1/M^2$  позволяет вполне хорошо описать экспериментальные данные с учетом лишь открытых  $\rho$ -,  $\omega$ -,  $\phi$ - и  $\rho''$  (1550)-мезонов в отличие от [ 7 ]. Кроме этого в нашем подходе имеется предсказание (см. (4)), что наблюдающееся в настоящий момент времени более быстрое чем "дипольное"  $1/t^2$  убывание формфактора должно смениться при асимптоти-

ческих  $|t| \gg M^2$  на убывание более медленное, типа (5). В результате кривая, определяемая нашей моделью при больших  $|t|$  должна пересечь прямую  $G_M^P / \mu G_D = 1$ .

Авторы благодарят В.Г.Кадышевского, В.А.Матвеева и В.А.Мешерякова за полезные обсуждения, а С.М.Елисеева за ценные консультации при работе с ЭВМ.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступила в редакцию  
17 февраля 1977 г.

### Литература

- [1] Н.Б.Скачков. ОИЯИ Е2-8857, Дубна, 1975; ТМФ, 23, 313, 1975.
- [2] В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков. Nuovo Cim., 550, 233, 1968; ЭЧАЯ, 2, 635, М., Атомиздат, 1972.
- [3] И.С.Шапиро. ДАН СССР, 106, 647, 1956; ЖЭТФ, 43, 1727, 1962.
- [4] С.Б.Герасимов. Препринты ОИЯИ Р-2439, Дубна, 1965, Р-2619, Дубна, 1966; A.D.Licht, A.Pagnamenta. Phys. Rev., D2, 1150, 1970.
- [5] P.N.Kirk et al. Phys. Rev., 8D, 63, 1973.
- [6] D.Coward et al. Phys. Rev. Lett., 20, 292, 1968; Ch. Berger et al. Phys. Lett., 35B, 87, 1971; T. Janssens et al. Phys. Rev., 142, 922, 1965; W. Albrecht et al. Phys. Rev. Lett., 17, 1192, 1966; 18, 1014, 1967; L.E.Price et al. Phys. Rev., 4D, 65, 1971; W.Bartel et al. Nucl. Phys., B52, 439, 1973.
- [7] S.Blatnik, N.Zovko. Acta Phys. Austr., 39, 69, 1974; N.Zovko. Fotschr. d. Phys., Bd. 23, 185, 1975.