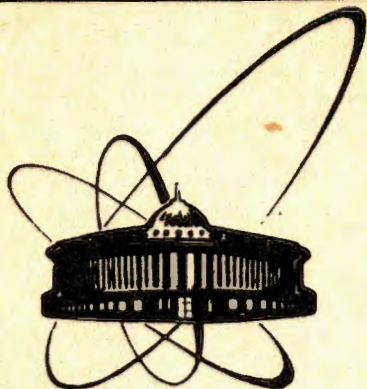


92-217



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-92-217

В.А.Мещеряков, Г.В.Мещеряков

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР
ПРОТОНА В ОКРЕСТНОСТИ $P\bar{P}$ -ПОРОГА

Направлено в Оргкомитет международной конференции
"Кварки-92", Звенигород, май, 1992 г.

1992

1. Введение

Новую информацию о $P\bar{P}$ - взаимодействии позволили получить эксперименты, проведенные в ЦЕРНе на установке LEAR. Из нее можно выделить сведения о $P\bar{P}$ упругом рассеянии [1, 2] и данные об электромагнитном формфакторе протона во времениподобной области вблизи $S = 4M^2$ [3]. Указанные выше данные имеют общую черту: для многих моделей их объяснение представляет определенные трудности, преодоление которых приводит к интересным физическим гипотезам. Так, в работе [4] для объяснения, в частности, энергетической зависимости ρ — отношения действительной к мнимой части амплитуды упругого $P\bar{P}$ - рассеяния вперед предполагается существование низколежащих резонансов в P- и D - волнах. В работе [5] большая роль P- волны в упругом $P\bar{P}$ - рассеянии при низких энергиях связывается с существованием связанных состояний в $P\bar{P}$ -системе. Аналогичные выводы были получены в работах [6] и [7] при фазовом анализе упругого $P\bar{P}$ - рассеяния, а также величины ρ . Очевидно, что наличие связанного состояния в $P\bar{P}$ - системе с небольшой энергией связи может сказаться на поведении электромагнитного формфактора протона. Более того, обнаружение такого влияния укажет на его возможные квантовые числа. Цель данной работы и состоит в выяснении этого вопроса.

2. Формулировка модели

В основу модели положены аналитические свойства дираковского и паулиевского изоскалярного и изовекторного формфакторов. Они связаны с определяемыми на опыте электрическим и магнитным формфакторами протона известными соотношениями:

$$G_E^P(S) = [F_1^s(S) + F_1^v(S)] + \frac{t}{4m_p^2} [F_2^s(S) + F_2^v(S)]$$
$$G_M^P(S) = [F_1^s(S) + F_1^v(S)] + [F_2^s(S) + F_2^v(S)]. \quad (1)$$

Аналитические свойства формфакторов $F_i^{s,v}(S)$ выражаются дисперсионными соотношениями, которые позволяют формулировать различные модели. Выпишем их без вычитания:

$$F_i^{s,v}(S) = \frac{1}{\pi} \int_{S_i^{s,v}}^{\infty} \frac{Im F_i^{s,v}(s)}{S' - S} dS', \quad (2)$$

где $S^s = 4m_\pi^2$ и $S^v = 9m_\pi^2$.

Для практического использования соотношения (2) нужно воспользоваться условием унитарности и связать выражение для $Im F_i^{s,v}(S)$ с амплитудами других процессов. Нам потребуется его общая форма:

$$Im < 0 | j_\mu | N\bar{N} \rangle = \sum_n < 0 | j_\mu | n \rangle \langle n | T^+ | N\bar{N} \rangle, \quad (3)$$

где суммирование проводится по полной системе допустимых промежуточных состояний. В данном случае она имеет вид:

$$| n \rangle = | 2\pi \rangle, | 3\pi \rangle \dots | K, \bar{K} \rangle, | N, \bar{N} \rangle \dots \quad (4)$$

Впервые вычисление двухмезонных вкладов было проведено Фрезером и Фулком [8] и привело к предсказанию ρ - мезона. В дальнейшем развитие этого направления позволило сформулировать модель векторной доминантности (VMD) [9], которая на языке дисперсионных соотношений (2) имеет вид:

$$Im F_i^{s,v}(S) = \sum_{s,v} m_{s,v}^2 \frac{f_{s,v,N\bar{N}}^{(i)}}{f_\rho} \delta(S - m_{s,v}^2). \quad (5)$$

Уравнение (5) является приближенным, так как сумма содержит только одно-мезонные состояния и поэтому не учитывает богатейший экспериментальный материал и теоретические модели, относящиеся к двухчастичным каналам [10]. Аддитивный характер соотношения (5) является следствием условия унитарности (3). Ниже мы воспользуемся аналитической и унитаризованной версией VMD-модели, подробно развитой и описанной в работах [11]. Будем использовать последнюю версию этой модели, в которой каждая из функций $F_i^{s,v}(S)$ имеет свой эффективный порог $S_i^{s,v} < 4M_p^2$; так что все формфакторы $F_i^{s,v}(S)$ комплексны при значениях $S \geq 4M_p^2$. Отметим также, что при суммировании в (5) она учитывает следующие мезоны $s = (\omega, \omega', \omega''); v = (\rho, \rho', \rho'', \rho''')$. Сравнение результатов расчета $|G| = |G_E^P| \simeq |G_M^P|$ по моделям [12] и экспериментальных данных работы [3] показывает, что теоретическая кривая не описывает последних (рис.1). Экспериментальные точки лежат ниже теоретической кривой как раз непосредственно над порогом $4M_p^2 = 3.52 \text{ГэВ}^2$, при $S \approx 3.75 \text{ГэВ}^2$ пересекают, а на интервале до $S \approx 4.2 \text{ГэВ}^2$ лежат выше нее. В работе [3] использованы вычисления VMD- модели [11] и теоретическая кривая лежит выше использованной нами. В результате лишь последняя из экспериментальных точек лежит выше вычисленного значения. Таким образом, независимо от использованной теоретической модели общий характер отклонения экспериментальных точек от предсказаний теории сохранился. Это определенно указывает на необходимость учета вклада $|N\bar{N} \rangle$ - состояния в условие унитарности (3).

Ранее мы подробно изучили амплитуду упругого $P\bar{P}$ - рассеяния вперед [7]. Для нее была построена аналитическая модель на основе унифицирующей переменной:

$$Z = \frac{5}{4} \sqrt{\frac{S - 1.44}{S}} - \frac{3}{4} \sqrt{\frac{S - 4}{S}}, \quad (6)$$

где S - обычная мандельштамовская переменная, равная квадрату полной энергии $P\bar{P}$ - системы в с.д.м.в. единицах M_p . Переменная Z учитывает существенные для процесса $P\bar{P}$ - рассеяния пороги PP и $P\bar{P}$ упругих реакций в точках $S = 0; 4$, а также эффективный порог при $S = 1.44$ в ненаблюдаемой области. Порог реакции $P\bar{P} \rightarrow P\bar{P}$ переходит в точку $Z = 1$ (рис.2), а расположение четырех листов римановой поверхности функции $Z(S)$ можно уяснить из рисунка. Было показано [7], что экспериментальные данные по $\rho = Re T_{P\bar{P}} \setminus Im T_{P\bar{P}}$ и σ_{tot} можно объяснить только при предположении о наличии у $P\bar{P}$ - системы квазядерного состояния с энергией связи $E = (1.88 \pm 0.05) \text{МэВ}$ и шириной $\frac{\Gamma}{2} = (0.80 \pm 0.05) \text{МэВ}$. Для амплитуды использовалось следующее выражение:

$$T_{P\bar{P}}(S) = \sum_{n=0}^N A_n (1-Z)^n + \frac{C_\rho}{Z - (Z_\rho)_1} - \frac{C_\rho}{Z - (Z_\rho)_2}, \quad (7)$$

где $(Z_\rho)_{1,2} = 1 \mp \gamma \pm i\delta$ и $N = 2$. Полюсные слагаемые относятся к квазядерному состоянию, а сумма описывает нерезонансный фон S-, P- и D- парциальных волн. Амплитуда (7) хорошо описывает экспериментальные данные в области до 1ГэВ^2 по S . В окрестности порога $S = 4$ в формуле (7) доминирующими являются полюса квазядерного состояния. В полюсном приближении условие унитарности (3) превращается в однородную краевую задачу Римана [14], которая может быть решена. В окрестности точки $Z=1$ решение имеет вид:

$$G_{pol} = \frac{C_1 + C_2(1-Z)}{(Z - (Z_\rho)_1)(Z - (Z_\rho)_2)}; \quad Z \sim 1, \quad (8)$$

где $C_i^* = C_i$. Таким образом, в окрестности $S = 4$ мы получим следующее выражение для формфактора G :

$$G = G_{UAVMD} + G_{pol}, \quad (9)$$

где в качестве G_{UAVMD} мы будем использовать результаты [12], а для G_{pol} - выражение (8). Формула (9) является следствием аддитивного характера условия унитарности (3). Быстрое изменение производной $|G(S)|$ в окрестности порога $S = 4$ обусловлено полюсным слагаемым формулы (9), т.е. сильным $N\bar{N}$ - взаимодействием, которое проявляется на фоне комплексного вклада G_{UAVMD} . В результате наблюдаемое поведение $|G(S)|$ отражает влияние полюсного слагаемого как на действительную, так и на мнимую части G_{UAVMD} .

3. Анализ экспериментальных данных

При анализе экспериментальных данных на интервале $3.52 \text{ГэВ}^2 < S < 4.19 \text{ГэВ}^2$ будем использовать только результаты работы [3], т.к. они несут главную

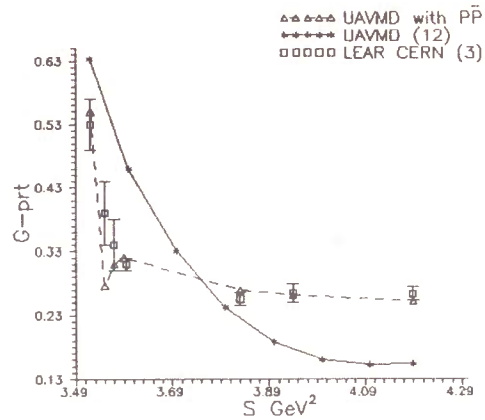


Рис. 1: Формфактор протона при $S \geq 4M_p^2$ с учетом квазиядерного связанного состояния $P\bar{P}$

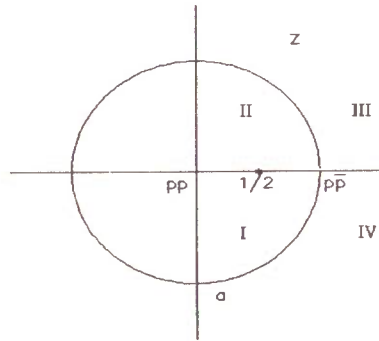


Рис. 2: Положение четырех листов римановой поверхности функции $Z(S)$

часть информации по $|G|$ в этой области. Положение полюсов фиксировано результатами работы [7] и определяется величинами δ и γ : $10^2\delta = 3.46 \pm 0.1$, $10^2\gamma = -0.72 \pm 0.03$. Свободными параметрами являются C_1 и C_2 . При $C_1 = C_2 = 0$ величина χ^2 имеет значение 450. Параметр C_2 позволяет снизить χ^2 до значения ≈ 40 . Результаты анализа с обоими параметрами приведены в таблице.

S (GeV ²)	$ G _{UAVMD}$	$ G $	$ G _{exp}$	χ_i^2
3.52	0.604	0.557	0.53 ± 0.04	0.44
3.54-3.56	0.536	0.272	0.39 ± 0.05	5.53
3.56-3.58	0.509	0.308	0.34 ± 0.04	0.63
3.58-3.61	0.468	0.320	0.31 ± 0.01	0.95
3.83	0.224	0.269	0.256 ± 0.01	1.70
3.94	0.175	0.261	0.265 ± 0.014	0.09
4.19	0.154	0.252	0.264 ± 0.01	1.49
$C_1 = -0.014 \pm 0.003$ $C_2 = 0.0255 \pm 0.0019$ $\chi^2 = 10.83$				

Хотя величина $\frac{\chi^2}{NDF} = \frac{10.83}{5}$ и велика, описание результатов работы [3] можно считать хорошим, т.к. основной вклад в χ^2 дает одна экспериментальная точка. Аргумент ее принадлежит к интервалу [3.54 – 3.56], а при 3.54 теоретическое значение $|G| = 0.367$, так что ее частичный вклад в χ^2 уменьшается до 0.21.

4. Обсуждение результата

Предположение о наличии у амплитуды упругого $P\bar{P}$ - рассеяния окологороговых полюсов, ответственных за квазиядерное состояние $P\bar{P}$ - системы, позволило вывести формулу (9) для электромагнитного формфактора протона, которая хорошо описывает результаты эксперимента [3]. Идейно она напоминает формулу для объяснения явления $(\rho - \omega)$ - интерференции во времени-подобной области электромагнитного формфактора пиона [13]. Формула (8) имеет локальный характер, она справедлива в окрестности $P\bar{P}$ - порога и не имеет правильного асимптотического поведения, следующего из КХД. Однако за счет разных знаков C_1 и C_2 вклад G_{pol} в формулу (9) с ростом S падает и значение $|G|$ практически выходит на предсказание работы [12] при $S \sim 5 - 7$. На пороге $S = 4M^2$ производная $\frac{d|G|}{dS}$ обращается в бесконечность, что согласуется с выводами работы [15]. Возможные квантовые числа квазиядерного связанного состояния определяются однофотонным механизмом его рождения и могут быть 3S_1 , 3D_1 . Такие состояния возникают в ряде потенциальных и одноканальных оптических моделей [16], но диапазон изменения значений энергий связи и ширин велик. В этой связи еще раз отметим обсуждение в

работе [4] влияния широких и узких D- резонансов на упругое $P\bar{P}$ - рассеяние, σ_{tot} и ρ . Расположение полюсов квазиядерного состояния на четырехлистной римановой поверхности таково (рис. 2), что один из них может проявиться как резонанс при низких энергиях. Поэтому измерения σ , ρ и поляризации упругого $P\bar{P}$ - рассеяния при $P_L \leq 180$ МэВ/с весьма важны.

Таким образом, с помощью одной и той же системы полюсов, порожденной квазиядерным состоянием, удалось объяснить как особенности упругого $P\bar{P}$ - рассеяния вперед, так и новые экспериментальные данные по электромагнитному формфактору протона, полученные в эксперименте PS-170 на установке LEAR в CERN.

Авторы благодарны С.Дубничке за предоставление таблицы численных значений $G(S)$ протона.

Литература

- [1] В. Brukner et al.- Phys. Lett.158(1985)180
- [2] L. Linnsen et al.- Nucl. Phys. A 469(1987)726
- [3] G. Bardin et al.- Phys. Lett. B 255 No 1 (1991)149
- [4] T. Ueda. Nucl. Sci. Research Conf. series Vol. 14 Physics at LEAR with Low Energy Antiprotons ed. G. Amsler et al. p. 247
- [5] J. Carbonell, O. D. Dalkarov, K. V. Protasov, and I. S. Sparito.- preprint, CERN-TH. 6096/ 91
- [6] V. K. Henner, V. A. Meshcheryakov.-preprint, Dubna E2-91-360, (1991)
- [7] Б. Б. Быковский, В. А. Мещеряков, Д. В. Мещеряков.- ЯФ, т.53 (1990) 257; В. В. Bykovsky, V. A. Meshcheryakov, D. V. Meshcheryakov, contribution to 'NAN-91' (to be published)
- [8] Frazer W. R., Fulco J. R.- Phys. Rev. 117, 1603, 1609 (1960)
- [9] Дж. Сакураи.Токи и мезоны:М.: Атомиздат, 1972
- [10] M. P. Locher and B. S. Zon. $N\bar{N}$ annihilation into two body channels, preprint PSI-PR-91-19 (1991)
- [11] S. Dubnička.Nuovo Cimento A,100,1(1988); 103,469(1990); 103,1417(1990)
- [12] Ş. I. Bilenkaya et al.- Dubna, E2-91-475 (1991)
- [13] D.Benaksas et al.- Phys. Lett. 39B, 289 (1972)

[14] Гахов Ф.Д. Краевые задачи. - М.: Физматгиздат. 1963

[15] O.D.Dalkanov. K.V.Protasov. Electromagnetic form factors of hadrons in the time- like region-preprint N 93, 1991, Academy of science of the USSR, P.N. Lebedev Physical Institute.

[16] C.B.Dover, T.Gutsche, A.Faessler.The case for quasinuclear $N\bar{N}$ bound states, preprint BNL (1990)

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1992 года.