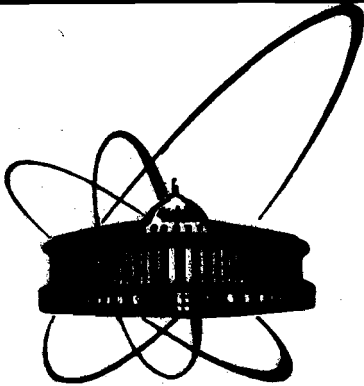


88-253



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

E 912

P2-88-253

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов, С.Г.Машник\*

ФОРМФАКТОР ПИОНА  
И ФАЗА  $\delta_1^1$   $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ  
В МОДЕЛИ КОНФАЙНИРОВАННЫХ КВАРКОВ

---

\*Институт прикладной физики АН МССР

1988

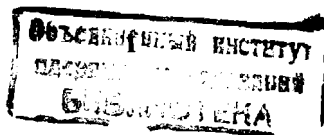
## 1. Введение

В настоящее время электромагнитный формфактор пиона  $F_{\pi}(t)$  измерен в интервале  $-10 \text{ ГэВ}^2 < t < 10 \text{ ГэВ}^2$  (см., например, <sup>/1-4/</sup>). В последние годы в экспериментах на установках со встречными электрон-позитронными пучками в Новосибирске <sup>/2/</sup> и Орск <sup>/3/</sup> получено большое количество прецизионных данных для  $F_{\pi}(t)$  во времениподобной области. А в недавних опытах по упругому  $\pi$ - $e$  рассеянию при энергии 300 ГэВ группой *NA-7* на пионном пучке *SPS* ЦЕРНа получены новые надежные данные для пионного формфактора в пространственно-подобной области при малых значениях переданного импульса <sup>/4/</sup>. Прецизионные экспериментальные данные позволяют, с одной стороны, уточнить значения массы и ширины  $\rho$ -мезона, среднеквадратичного радиуса пиона  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$ , длины рассеяния  $a_1^4$  и поведение фазовой кривой  $\delta_1^4(t)$ , а также определять параметры более тяжелых резонансов, например,  $\rho'(1250)$  и  $\rho''(1600)$ . С другой стороны, надежные экспериментальные данные для  $F_{\pi}(t)$  позволяют проверять различные теоретические модели.

Все теоретические подходы по объяснению поведения  $F_{\pi}(t)$  можно условно разделить на два направления: 1) теоретико-полевые модели (киральные модели,  $\sigma$ -модели с кварками, правила сумм КХД и т.д.),

2) дисперсионно-аналитические модели пионного формфактора.

Наибольший успех в одновременном описании  $F_{\pi}(t)$  как в пространственно-, так и времениподобных областях к настоящему времени достигнут во втором подходе. Так, широко известна модель векторной доминантности (МВД) Гунариса и Сакураи <sup>/5/</sup>, в рамках которой получена формула для формфактора пиона, позволяющая описать с хорошей точностью экспериментальные данные вблизи  $\rho$ -мезонного резонанса. Но детальный анализ эксперимента показал (см., например, <sup>/1/</sup>), что при описании формфактора пиона в области  $\rho$ -резонанса необходимо учитывать также наличие  $(\rho - \omega)$ -интерференции, а в области  $t \gtrsim 1 \text{ ГэВ}^2$  существенный вклад дают более тяжелые резонансы, чем пренебрегали Гунарис и Сакураи. Поэтому впоследствии разными авторами было предложено большое количество аналитических моделей (см., например, <sup>/1,2, 6-18/</sup>, позволяющих значительно расширить область  $t$  описания  $F_{\pi}(t)$ , дающих правильное асимптотическое поведение формфактора при  $t \rightarrow \pm \infty$  и  $t \rightarrow 0$  и предсказывающих достаточно хорошо фазу  $\delta_1^4(t)$   $\pi\pi$ -рассеяния. С точки зрения количественного описания эксперимента,



по-видимому, из всех работ /1,3,6-18/ явно выделяется с лучшей стороны модель /18/. Исходя из модели векторной доминантности, при помощи дисперсионных соотношений авторам /18/ удалось описать  $F_{\pi}(t)$  во всей области существования экспериментальных данных  $-10 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 10 \text{ ГэВ}^2$ , а также фазу  $\delta_{\pi}(t)$   $\pi\pi$ -рассеяния при  $t \leq 1 \text{ ГэВ}^2$ .

В теоретико-полевых моделях положение несколько иное. Эти модели сильно отличаются по областям  $t$ , в которых данная модель описывает поведение формфактора. Перечислим модели, которые описывают  $F_{\pi}(t)$  вблизи точки  $t=0$  и предсказывают величину среднеквадратичного радиуса пиона в хорошем согласии с экспериментом (см. обзор /19/). Это киральная модель с адронами /20/, киральная модель с кварками /21/; киральная модель с кварковыми петлями /22/; модель /23/, основанная на идее глобальной дуальности между кварковыми петлями и адронными резонансами; модель /24/, использующая четырехкварковый лагранжиан, где получено значение  $\langle r_{\pi}^2 \rangle$  в хорошем согласии с МВД и экспериментом; модель динамического нарушения киральной симметрии в КХД /25/; пертурбативная киральная модель /26/; модель /27/, где получено КХД правило сумм для  $F_{\pi}(t)$  в области малых пространственно-подобных передач импульса; работа /28/, авторы которой, модифицируя модель кварковых петель /29/, получили согласие с экспериментом для  $F_{\pi}(t)$  в интервале  $-0,08 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 4 m_{\pi}^2$ . Отметим здесь же и работы /30,31/, в которых в рамках КХД на решетке удалось получить численные значения для зарядового радиуса пиона и  $F_{\pi}(t)$  при двух значениях переданного импульса.

Область асимптотического поведения  $F_{\pi}(t)$  при  $t \rightarrow \pm\infty$  интенсивно изучается в рамках квантовополевых моделей на протяжении уже более десяти лет /32,33/. В рамках так называемых некалибровочных теорий как, например, /32/, получено поведение формфактора  $F_{\pi}(t) \rightarrow t^{-2}$  при  $t \rightarrow \infty$ . Такое же поведение  $F_{\pi}(t) \rightarrow t^{-1}$  при  $t \rightarrow \infty$  предсказывает и масштабно-инвариантная кварковая модель /33/ в предположении о конечности и малости асимптотического значения инвариантного заряда кварк-глюонного взаимодействия. Заметим, что еще раньше правилами "кваркового счета" получено /34/, что в пределе  $t \rightarrow \infty$  степень убывания формфактора зависит от числа "конституентов" в адроне  $n_H$ , т.е., грубо говоря, числа кварков, из которых состоит адрон  $F_{\pi}(t) \rightarrow t^{-n_H}$ , и от их орбитального момента /35/. Так авторами /35/ получено асимптотическое поведение  $F_{\pi}(t) \rightarrow t^{-\ell}$  где  $\ell$  - орбитальный момент кварков в системе покоя пиона.

Далее, асимптотическое поведение  $F_{\pi}(t)$  интенсивно исследуется различными авторами в КХД. Так, в рамках пертурбативной КХД для поведения пionicого формфактора на асимптотике получается

$F_{\pi}(t) \rightarrow 1 / (t \ln |t|)$  /36/. Непертурбативная КХД предсказывает асимптотическое поведение  $F_{\pi}(t) \rightarrow t^{-1}$  /37/. Кроме того, в рамках КХД созданы методы, позволяющие изучать поведение формфактора в промежуточных областях переданного импульса. Так, в работах /38,39/ получено хорошее согласие с экспериментом для  $F_{\pi}(t)$  в области  $-4 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 0$ ; в работе /40/ удалось удовлетворительно описать  $F_{\pi}(t)$  в интервале  $-3 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 0,5 \text{ ГэВ}^2$ ; автор работы /16/ применил с определенным успехом асимптотические выражения, полученные в непертурбативной и пертурбативной КХД для описания  $F_{\pi}(t)$  в интервале  $-10 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq -1 \text{ ГэВ}^2$ ; в работе /41/ в рамках анизотропной КХД получено хорошее согласие с экспериментом для  $F_{\pi}(t)$  в интервале  $-10 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 0$ .

Виртон-кварковая модель /42/ также относится к теоретико-полевым моделям. В /43/ удалось в рамках этой модели описать поведение  $F_{\pi}(t)$  в интервале  $-5 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 1 \text{ ГэВ}^2$ . Однако в формулировке /42/ виртон-кварковая модель не имеет непосредственной связи с КХД. Недавно в ЛТФ ОИЯИ была предложена модель конфайнированных кварков (МКК) /44/, обобщающая виртон-кварковую модель и основывающаяся на идеях КХД. В рамках МКК удалось описать большую совокупность статических характеристик мезонов /45/, нуклонов и  $\Delta$ -изобары /46/, а также сильные мезон-барионные формфакторы /46/ и формфактор пиона /44/ в пространственно-подобной области.

Цель настоящей работы состоит в описании формфактора пиона как в пространственно-, так и во времениподобной области, в рамках МКК.

## 2. Электромагнитный формфактор пиона в МКК

В МКК адроны взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками. Поэтому основой динамического описания физических процессов в МКК являются лагранжианы взаимодействия адронов с кварками. Явная форма лагранжианов должна следовать из фундаментальной теории сильных взаимодействий, т.е. КХД. Поскольку в настоящее время КХД еще не в состоянии ответить на этот вопрос, будем выбирать лагранжианы, руководствуясь следующими принципами. Лагранжианы сильных взаимодействий инвариантны относительно С,Р- и Т-преобразований, а также группы  $SU_3$  сильных взаимодействий. Лагранжианы выбираются в простейшей форме без производных или с наименьшим возможным порядком производных. Это означает, что кварки в нерелятивистском пределе находятся в состояниях с наименьшим орбитальным моментом.

Лагранжиан, описывающий электромагнитные и сильные взаимодействия системы, состоящей из заряженных пионов,  $\zeta$ -мезона, заряженных кварков и фотонов, запишем в виде

$$\mathcal{L}_I(x) = \mathcal{L}_{qq\pi}(x) + \mathcal{L}_{qq\rho}(x) + \mathcal{L}_q^{em}(x) + \mathcal{L}_\pi^{em} \quad (2.1)$$

Здесь

$$\mathcal{L}_{qq\pi} = ig_\pi [\pi^+ \cdot \bar{q} \gamma^5 \bar{c} q + \pi^- \cdot \bar{q} \gamma^5 c^+ q],$$

$$\mathcal{L}_{qq\rho} = \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} \rho_M^0 (\bar{q} \gamma^M \tau^0 q), \quad (2.2)$$

$$\mathcal{L}_{\pi e}^{em} = -ie (\pi^+ \partial^M \pi^- - \pi^- \partial^M \pi^+) A_M,$$

$$\mathcal{L}_q^{em} = e A_M \bar{q} \gamma^M Q q.$$

Введены обозначения

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \tau^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^- = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$Q = \frac{1}{6} I + \frac{1}{2} \tau^0 = \begin{pmatrix} 2/3 & 0 \\ 0 & -1/3 \end{pmatrix}.$$

Константы связи  $g_\pi$  и  $g_\rho$  определяются из условия адронизации, которое означает, что константа перенормировки соответствующего мезона  $M$  равна нулю:

$$Z_M = 1 + g_M^2 \tilde{\Pi}'_M(m_M^2) = 0. \quad (2.3)$$

Здесь  $\tilde{\Pi}_M(p^2)$  — массовый оператор мезона  $M$ . Используя технику вычислений в МКК, подробно изложенную в работе /44/, из уравнения (2.3) получаем следующие выражения для эффективных констант взаимодействия  $\lambda \equiv (g/4\pi)^2$ :

$$\lambda_\pi^{-1} = 6 F_{\rho\rho}(w_\pi) \quad (2.4)$$

$$\lambda_\rho^{-1} = 4 F_{VV}(w_\rho).$$

Здесь  $w_M = m_M^2/\Lambda^2$ ,  $\Lambda = 480$  МэВ. Функции  $F_{\rho\rho}(x)$  и  $F_{VV}(x)$  приведены в Приложении.

Рассмотрим поведение электромагнитного формфактора пиона в пространственно-подобной области  $t \equiv q^2 = -Q^2 \leq 0$ , где  $q$  — переданный импульс. Соответствующие диаграммы изображены на рис.1.

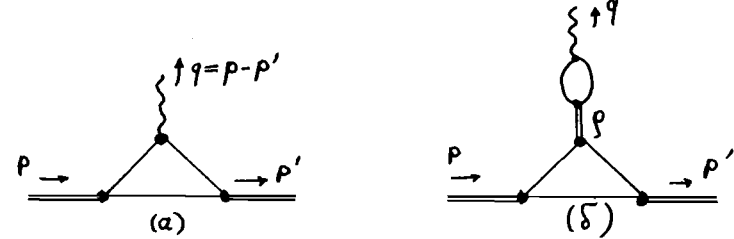


Рис.1. Диаграммы, определяющие формфактор пиона в однопетлевом приближении.

Вклады от треугольной кварковой диаграммы рис.1а и резонансной (рис.1б) записываются в следующем виде:

$$F_\pi^{(a)}(t) = \frac{F_{V\rho\rho}(w)}{F_{V\rho\rho}(0)}; \quad (2.5)$$

$$F_\pi^{(b)}(t) = \frac{F_{V\rho\rho}(w)}{F_{V\rho\rho}(0)} \cdot \frac{w F'_V(w)}{w_\rho^2 F'_V(w_\rho) - w F'_V(w)},$$

где  $w \equiv t/\Lambda^2$ . Функции  $F_{V\rho\rho}(x)$ ,  $F'_V(x)$  приведены в Приложении.

Формфактор пиона описывается формулой

$$F_\pi(t) = F_\pi^{(a)}(t) + F_\pi^{(b)}(t) = \frac{F_{V\rho\rho}(w)}{F_{V\rho\rho}(0)} \cdot \frac{w_\rho^2 F'_V(w_\rho)}{w_\rho^2 F'_V(w_\rho) - w F'_V(w)}. \quad (2.6)$$

Видно, что в случае, когда кварковые петли не зависят от импульсов, выражение (2.6) совпадает с соответствующим выражением для пионного формфактора в МВД.

Представляет интерес сравнить вклады от диаграмм рис.1а и рис.1б в электромагнитный радиус пиона

$$\langle z_{\pi}^2 \rangle^{(\alpha)} = 6 \frac{F'_{VPP}(0)}{F_{VPP}(0)} = \frac{6}{m_{\rho}^2} \left[ \frac{w_{\rho}}{3\theta_0} \right] = 0,15 \text{ фм}^2,$$

$$\langle z_{\pi}^2 \rangle^{(\delta)} = \frac{6}{m_{\rho}^2} \frac{F_V(0)}{F'_V(w_{\rho})} = 0,28 \text{ фм}^2, \quad (2.7)$$

$$\langle z_{\pi}^2 \rangle = \langle z_{\pi}^2 \rangle^{(\alpha)} + \langle z_{\pi}^2 \rangle^{(\delta)} = 0,43 \text{ фм}^2.$$

Таким образом, резонансная диаграмма за счет учета кварковой структуры пиона дает значение, меньшее предсказания МВД ( $\langle z_{\pi}^2 \rangle_{\text{МВД}} = 0,39 \text{ фм}^2$ ). Однако существенную роль играет вклад треугольной диаграммы.

Поведение пионного формфактора пространственно-подобной области  $t$  ( $0 \leq Q^2 = -t \leq 10 \text{ ГэВ}^2$ ) показано на рис.2. Видно, что экспериментальные данные описываются достаточно хорошо. Отметим, что диаграмма рис.1б доминирует для больших значений  $Q^2 \geq 2 \text{ ГэВ}^2$ .

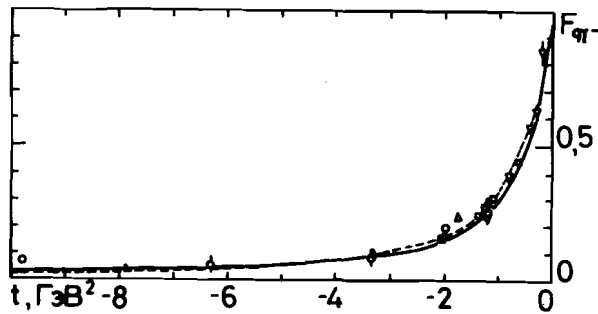


Рис.2. Формфактор пиона в пространственно-подобной области. /27,39/; /48/; Сплошная кривая - МКР; пунктирная - правила сумм КХД; точки - компиляция экспериментальных данных из работ

Для того, чтобы описать поведение формфактора во времениподобной области  $t \geq 0$ , необходимо учесть следующее по  $1/N_c$  приближение /44/, которое приведет к появлению мнимой части в формфакторе пиона, соответствующей двухчастичной пороговой особенности. В данной работе мы ограничимся простейшим случаем: при получении полного пропагатора  $\rho$ -мезона /44/ будем суммировать не только

однопетлевые диаграммы рис.3а, но также мнимую часть диаграммы рис.3б.

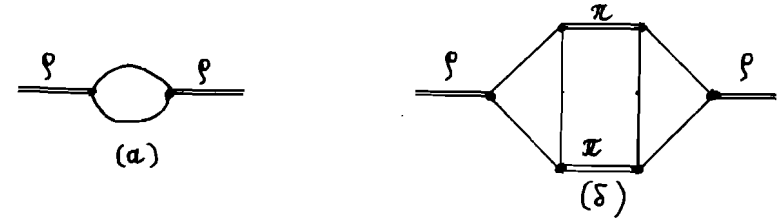


Рис.3. Диаграммы, описывающие массовый оператор  $\rho$ -мезона в нулевом (а) и в первом (б) приближении по  $1/N_c$ .

Мнимая часть диаграммы рис.3б на массовой поверхности  $\rho$ -мезона непосредственно связана с шириной распада  $\rho \rightarrow \pi\pi$ . Поэтому для формфактора пиона имеем модифицированную форму Брейта-Вигнера

$$F_{\pi}^{\prime}(t) = \frac{F_{VPP}(w)}{F_{VPP}(0)} \frac{w_{\rho} F'_V(w_{\rho}) - i J(w)}{w_{\rho} F_V(w_{\rho}) - w F_V(w) - i J(w)}, \quad (2.8)$$

где

$$J(w) = \frac{\pi}{12} \left(1 - \frac{4w_{\rho}^2}{w}\right)^{3/2} \cdot w \cdot \left[ \frac{F_{VPP}(w)}{F_{VPP}(0)} \right]^2 \Theta(w - 4w_{\rho}^2), \quad (2.9)$$

и, соответственно,

$$\text{Re} F_{\pi}^{\prime}(t) = \frac{F_{VPP}(w) [w_{\rho} F_V(w_{\rho}) (w_{\rho} F_V(w_{\rho}) - w F_V(w)) + J^2(w)]}{F_{VPP}(0) [w_{\rho} F_V(w_{\rho}) - w F_V(w)]^2 + J^2(w)}, \quad (2.10)$$

$$\text{Im} F_{\pi}^{\prime}(t) = \frac{F_{VPP}(w)}{F_{VPP}(0)} \frac{w F_V(w) \cdot J(w)}{[w_{\rho} F_V(w_{\rho}) - w F_V(w)]^2 + J^2(w)}. \quad (2.11)$$

Результаты численных расчетов по формулам (2.10) и (2.11) приведены на рис.4.

Для сравнения мы приводим вычисления с модифицированной функцией (2.9):

$$\tilde{J}(w) = \left( \frac{w_{\rho}}{w} \right) \cdot J(w). \quad (2.12)$$

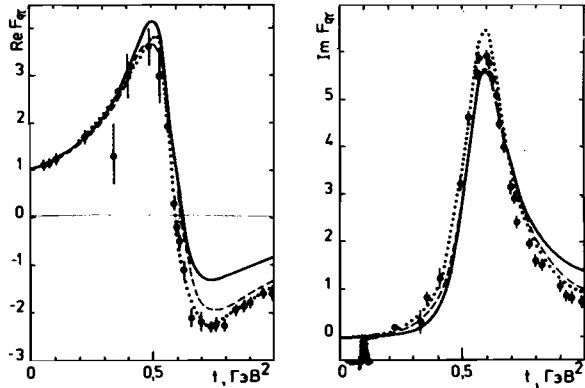


Рис. 4. Реальная и мнимая части  $F_\pi(t)$ . Сплошная кривая - расчет с  $J(\omega)$  в виде (2.9), пунктирная (2.12); точки - результат дисперсионных подходов /17/, значки - результат анализа экспериментальных данных в улучшенной модели Гунариса и Сакураи /19/ с учетом  $(\rho-\omega)$ -интерференции.

Отметим, что, фактически, формулы (2.9) и (2.12) различаются способом выхода за массовую поверхность  $\rho$ -мезона:

$$(2.9): m_\rho \cdot \Gamma_\rho(m_\rho) \rightarrow \sqrt{t} \Gamma_\rho(\sqrt{t}),$$

$$(2.12): m_\rho \cdot \Gamma_\rho(m_\rho) \rightarrow m_\rho^2 \Gamma_\rho(\sqrt{t})/\sqrt{t}.$$

В данной работе формулы (2.9) и (2.12) рассматриваются лишь как простейшие возможности учета мнимой части формфактора пиона. Окончательный ответ должен быть получен лишь после расчета всех диаграмм в первом по  $1/N_c$ -разложении.

Таким образом, хотя мы ограничились здесь только однопетлевым приближением и простейшей аппроксимацией пропагатора  $\rho$ -мезона, наши расчеты вплоть до  $t \approx 0,8 \text{ ГэВ}^2$  неплохо согласуются с результатами анализа экспериментальных данных  $F_\pi(t)$  в рамках дисперсионных соотношений /17/ и по улучшенной модели Гунариса и Сакураи с учетом  $(\rho-\omega)$ -интерференции /19/.

На рис.5 представлено сравнение численных расчетов для  $|F_\pi(t)|^2$  с последними экспериментальными данными /2/. Видно, что предсказания МКК для  $|F_\pi(t)|^2$  неплохо согласуются с экспериментальными данными /2/ до  $\sqrt{t} \approx 1,3 \text{ ГэВ}$ .

Известно, что в силу условия унитарности фаза  $\delta_\pi(t)$  электромагнитного формфактора пиона

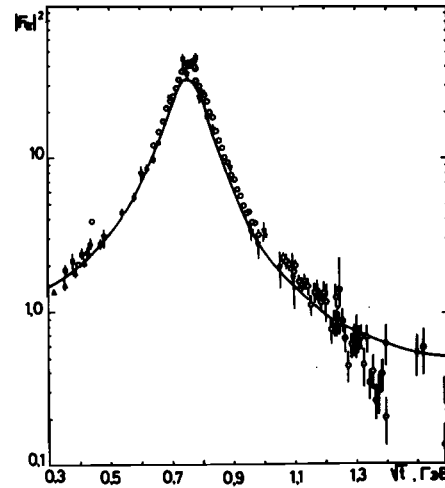


Рис.5.

Значение пионного формфактора  
Экспериментальные точки взяты из работы /2/.

$$\text{tg } \delta_\pi(t) = \frac{\text{Im } F_\pi(t)}{\text{Re } F_\pi(t)} \quad (2.13)$$

в точности совпадает с фазой  $\delta_\pi^1(t)$  упругого  $\pi\pi$ -рассеяния в интервале  $4m_\pi^2 \leq t \leq 16m_\pi^2$ . Однако в силу того, что параметр неупругости  $\eta_\pi'(t)$  мало отличается от единицы вплоть до  $t \sim 2 \text{ ГэВ}^2$ , можно предположить, что

$$\delta_\pi^1(t) = \delta_\pi(t) \quad (2.14)$$

и более широком интервале  $t$  (см., например, /11/). Мы воспользуемся (2.13) и, в соответствии с (2.8), из (2.10) и (2.11) вычислим фазу  $\delta_\pi^1(t)$   $\pi\pi$ -рассеяния. Численные результаты показаны на рис.6.

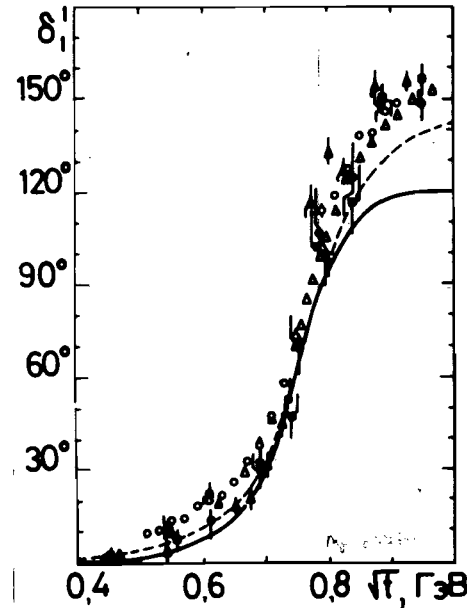


Рис.6.

фаза  $\delta_\pi^1$   $\pi\pi$ -рассеяния. Значки - экспериментальные данные: 0 - /49/,  $\Delta$  - [50],  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$  - /51/. Кривые - предсказания МКК.

Можно сказать, что МКК вполне удовлетворительно описывает экспериментальные значения для фазы  $\delta'_l(t)$  до  $\sqrt{t} \sim 0,8$  ГэВ.

Интересно отметить, что в случае (2.12) предсказания МКК для  $|F_n(t)|$  удивительным образом согласуются с экспериментами вплоть до  $t \sim 10$  ГэВ<sup>2</sup> (см. рис. 7).

Мы рассматриваем полученные результаты как предварительные. Необходимо, во-первых, сделать последовательные вычисления в первом по  $1/N_c$  - приближении и, во-вторых, ввести в рассмотрение более тяжелые резонансы, например,  $\rho'$ -мезон. Такую работу планируется провести в будущем.

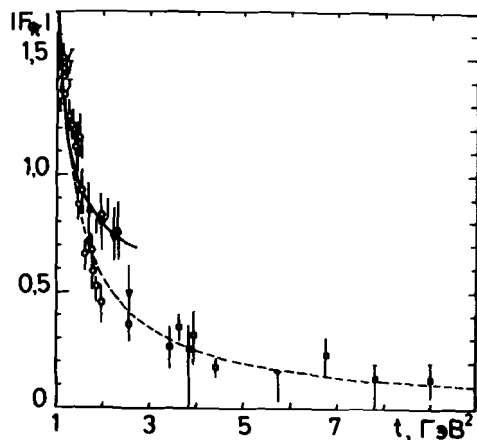


Рис. 7.

$|F_n(t)|$  во времени-подобной области. Значки - компиляция экспериментальных данных из работы [2]. Сплошная кривая - результаты расчета с (2.9), пунктирная - с (2.12).

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица структурных интегралов

$$b_0 = \int_0^1 du v(u)$$

$$F_{pp}(x) = b_0 + \frac{x}{4} \int_0^1 du v(-u \frac{x}{4}) \frac{(1 - \frac{u}{2})}{\sqrt{1-u}}$$

$$F_{VV}(x) = b_0 + \frac{x}{4} \int_0^1 du v(-u \frac{x}{4}) \frac{(1 - u/2 + u^2/4)}{\sqrt{1-u}}$$

$$F_{Vpp}(x) = b_0 + \frac{x}{4} \int_0^1 du v(-u \frac{x}{4}) \sqrt{1-u}$$

$$F_V(x) = b_0 + \frac{x}{4} \int_0^1 du v(-u \frac{x}{4}) \sqrt{1-u} (1 + \frac{u}{2})$$

#### Литература

1. Hogn M.F., Lang C.B. Z.Phys., C7, 169, 1981; Hogn M.F. Preprint UNIGRAZ-UTP/01/80, Thesis. Univ. Grz., 1980.
2. Barkov L.M. et al. Nucl.Phys., B256, 365, 1985.
3. Bisello D. Preprint LAL/85-15, Orsay, 1985.
4. Amendolia S.R. et al. Nucl.Phys., B277, 168, 1986.
5. Gounaris H.L., Sakurai J.J. Phys.Rev.Lett., 21, 244, 1968.
6. Roos M., Fizut J. Nucl.Phys., B10, 563, 1969; Roos M. Nucl.Phys., B97, 165, 1975.
7. Bonneau G. et al. Phys.Rev., D10, 3136, 1974; Bonneau G., Martin F. PAR-LPTHE 75/6, Paris, 1975.
8. Lyth D.H. Nucl.Phys., B45, 512, 1972.
9. Deo B.B., Parida M.K. Phys.Rev., D9, 2068, 1974.
10. Dubnička S., Meshcheryakov V.A. Nucl.Phys., B83, 311, 1974.
11. Dubnička S., Meshcheryakov V.A., Milko J. J.Phys. G: Nucl.Phys., 7, 605, 1981; Дубничка С. ОИЯИ, P2-85-869, Дубна, 1985.
12. Hammer C.L. et al. Phys.Rev., D15, 696, 1977.
13. Dubnička S., Dubničkova A.Z., Meshcheryakov V.A. Czech. J. Phys., B29, 142, 1979; Dubničkova A.Z., Dubnička S. ibid. B31, 241, 1981.
14. Erkal C., Olsson M.C. Z. Phys., C31, 615, 1986; Wisconsin-Madison Reports: MAD/PH/188, June, 1984; MAD/PH/305, August, 1986.
15. Gensini P. Phys.Rev., D17, 1368, 1978.
16. Dominguez C.A. Phys.Rev., D25, 3084, 1982.
17. Dubnička S., Meshcheryakov V.A., Sararu M. Czech. J. Phys., B34, 1282, 1984.
18. Быковский Б.В., Мещеряков В.А. ОИЯИ P4-87-235, Дубна, 1987; Быковский Б.В., Мещеряков В.А., Фурдик И. ОИЯИ, P4-86-397, Дубна, 1986.
19. Водопьянов А.С., Цыганов Э.Н. ЭЧАЯ, 15, 5, 1984.
20. Volkov M.K., Pervushin V.V. Nuovo Cim., A27, 277, 1975.
21. Pascaul P., Tarrach R. Nucl.Phys., B146, 509, 1978.
22. Эберт Д., Volkov M.K. Fortschr.d.Phys., 29, 35, 1981.
23. Герасимов С.Б. ЯФ, 29, 513, 1979.
24. Волков М.К., Эберт Д. ОИЯИ, P2-81-836, Дубна, 1981.
25. Govaerts J., Mandula, J.E., Wegers J. Phys.Lett., B130, 427, 1984.
26. Gasser J., Leutwyler H. Nucl.Phys., B250, 517, 1985.
27. Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. Письма в ЭТФ, 39, 576, 1984.
28. Dubnička S., Georgios G., Meshcheryakov V.A. JINR, E2-85-406, Dubna, 1985.
29. Kim J.H., Resnick L. Can.J.Phys., 58, 964, 1980.

30. Woleahya R.M. Phys.Rev., D34, 605, 1986.  
 31. Woleahya R.M., Kobos A.M. Phys.Rev., D33, 222, 1986.  
 32. Goldberger M.L., Soper D.E., Guth A.H. Phys.Rev., D14, 1117, 1976.  
 33. Ефремов А.В., Радзюк А.В. ТМФ, 30, 168, 1977.  
 34. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.H. Nuovo Cim.Lett., 7, 719, 1973;  
 Bredsky S.I., Farrar G.R. Phys.Rev.Lett., 31, 1153, 1973.  
 35. Bredsky S.I., Farrar G.R. Phys.Rev., D11, 1309, 1975.  
 36. Ефремов А.В., Радзюк А.В. JINR E2-12384, Dubna, 1979;  
 JINR E2-80-521, Dubna, 1980; Phys.Lett., B94, 245, 1980.  
 Farrar G., Jackson D. Phys.Rev.Lett., 43, 246, 1979.  
 Lepage G.P., Bredsky S.J. Phys.Lett., B87, 359, 1979.  
 Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.H. ТМФ, 40, 329, 1979.  
 Duncan A., Mueller A.H. Phys.Rev., D21, 1636, 1980.  
 Field R.D. et al. Nucl.Phys. B186, 429, 1981.  
 39. Pagels H., Stekar S. Phys.Rev. D20, 2947, 1979;  
 Pagels H. in "High Energy Physics-1980", L.Durand and  
 L.G.Donders, Editors (American Institute of Physics,  
 New York, 1981).  
 38. Nesterenko V.A., Radyushkin A.V. Phys.Lett., B115, 410, 1982.  
 39. Radyushkin A.V. Acta Phys. Polonica, B15, 403, 1984.  
 40. Ioffe B.L., Smilga A.V. Nucl.Phys., B216, 373, 1983.  
 41. Comai L., Fellicero M., Preparata G. Phys.Lett., B121, 272,  
 1983.  
 42. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, I2, I220, 1981.  
 43. Дубиничкова А.З., Ефимов Г.В., Лобанов Д.Д. ЯФ, 38, 193, 1982.  
 44. Ефимов Г.В., Иванов М.А. JINR E2-88-37, Dubna, 1988.  
 45. Авакян Е.З. и др. ЯФ, 46, 576, 1987; ОИЯИ, P2-87-485,  
 Дубна, 1987;  
 JINR E2-87-630, Dubna, 1987.  
 46. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Лобовицкий В.Е. ОИЯИ P2-87-776,  
 Дубна, 1987.  
 47. Ефимов Г.В. Нелокальные взаимодействия квантованных полей.  
 М., "Наука", 1977. Ефимов Г.В. Проблемы квантовой теории нелокаль-  
 ных взаимодействий. М., "Наука", 1985.  
 48. Bebek C.J. et al. Phys.Rev., D17, 1693, 1978.  
 49. Estabrooks P., Martin A.D., Nucl.Phys., B79, 301, 1974.  
 50. Frettererescu S.D. et al. Phys.Rev., D7, 1279, 1973.  
 51. Алексеева Е.А. и др. ЭТФ, 82, 1007, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 19 апреля 1988 года.

Ефимов Г.В., Иванов М.А., Машник С.Г. P2-88-253  
 Формфактор пиона и фаза  $\delta_1^1$   $\pi\pi$ -рассеяния  
 в модели конфайнированных кварков

В рамках модели конфайнированных кварков вычислены: формфактор пиона  $F_\pi(t)$  в пространственно- и времениподобных областях, р-волновая фаза  $\pi\pi$ -рассеяния  $\delta_1^1(t)$ , среднеквадратичный радиус пиона  $\langle r_\pi^2 \rangle = 0,43 \text{ фм}^2$ . Приведено сравнение с экспериментальными данными и другими модельными расчетами. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом в области  $-10 \text{ ГэВ}^2 \leq t \leq 3 \text{ ГэВ}^2$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Г.Г.Сандуковской

Efimov G.V., Ivanov M.A., Mashnik S.G. P2-88-253  
 The Pion Form Factor and  $\delta_1^1$ -Phase of  
 $\pi\pi$ -Scattering in the Quark Confinement  
 Model

The pion form factor  $F_\pi^1(t)$  in the space- and time-like regions, p-wave phase of the  $\pi\pi$ -scattering  $\delta_1^1(t)$  and the pion electromagnetic radius  $r_\pi^2 = 0.43 \text{ fm}^2$  are calculated in the quark confinement model. The comparison with experimental data and other approaches is performed. The agreement with experimental data in the region  $-10 \text{ GeV}^2 \leq t \leq 3 \text{ GeV}^2$  is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988