

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-87-235

Б.В.Быковский, В.А.Мещеряков

МНОГОПОЛЮСНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ρ -МЕЗОНА
В ПИОННОМ ФОРМФАКТОРЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

Введение

В настоящее время известно значительное количество мезонных и барионных резонансов, однако до сих пор не существует сколько-нибудь полной теории, претендующей на описание данного явления. Целью работы является попытка рассмотреть резонанс с точки зрения аналитических свойств амплитуды рассеяния и показать, что получение многих характеристик резонансов упрощается за счет правильного выбора структуры римановой поверхности. В частности, применение данного подхода к ρ - мезонному резонансу позволяет описать на его основе поведение электромагнитного фактора пиона в широком интервале энергий.

В основе описания резонансов лежит свойство факторизуемости элементов матрицы рассеяния, а именно: если реакция проходит так, что может образоваться промежуточное состояние с массой M_R , то поведение амплитуды при импульсах q^2 , близких к M_R^2 , похоже на распространение свободной частицы /1/. Если состояние нестабильно, то в пределе малой ширины распада Γ_R матричный элемент зависит от импульса как $[q^2 - (M_R^2 - i\Gamma_R M_R)]^{-1}$. Более общим является случай, когда Γ_R является некоторой конечной функцией от импульса (хорошо известно, что около порога $\Gamma \sim q^{2\ell+1}$, где ℓ - орбитальный момент), определение которой требует ряда дополнительных предположений /2/.

С аналитической точки зрения (в пределе малых Γ_R) резонанс можно интерпретировать как два сопряженных полюса на комплексной плоскости импульса. В данной работе на примере ρ - мезона будет показано, что резонанс с конечной шириной также можно описать набором полюсов на комплексной плоскости некоторой униформизирующей амплитуду переменной, аналитическая структура которой зависит от физических предположений модели.

Хорошо известно, что ρ -мезон в значительной степени определяет поведение электромагнитного формфактора пиона. Последний, в свою очередь, представляет чрезвычайно удобный объект для наших целей, т.к. аналитические свойства формфактора хорошо изучены^{/2,3/}, а большое количество экспериментальных данных позволяет сопоставлять предсказания модели с результатами измерений^{/4/}. Поскольку сами параметры ρ -резонанса определяются через формфактор, наша задача состоит в нахождении представления для формфактора с учетом сделанных выше предположений о том, каким именно образом нужно строить зависимость формфактора от ρ -мезона.

Работа состоит из трех частей и заключения. В первой части коротко перечислены необходимые в дальнейшем сведения о пионном формфакторе. Часть вторая посвящена построению модели и некоторым дополнительным предположениям относительно структуры римановой поверхности формфактора. Результаты расчетов и сравнение с экспериментом составляют содержание последней части.

I. Основные свойства формфактора пиона

Электромагнитный формфактор пиона представляет собой граничное значение $F_\pi(t) = \lim_{\epsilon \rightarrow +0} F(t+i\epsilon)$ аналитической функции $F(t)$ на комплексной плоскости t с разрезом вдоль действительной оси от $4m_\pi^2$ до $+\infty$ (далее везде $m_\pi = 1$). Упругий порог $t = 4$ является корневой точкой ветвления, и следовательно, риманова поверхность $F(t)$ двулистка. Сшивание двух листов происходит вдоль упругого разреза с использованием условия двухчастичной унитарности

$$\text{Im } F_\pi(t) = f_\pi^*(t) F_\pi(t). \quad (I)$$

Амплитуда $f_\pi^*(t)$ $\pi\pi$ -рассеяния, входящая в (I), приводит к появлению на втором листе римановой поверхности левого разреза вдоль действительной оси ($t \leq 0$) и двух полюсов, соответствующих

щих ρ -мезону^{/5/}. Следствием условия унитарности является также равенство фазы $\delta_\pi(t)$ электромагнитного формфактора пиона и фазы $\delta_1^*(t)$ изовекторной ρ -волны амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния, причем для фаз выполняется соотношение

$$\delta_\pi(t) = \delta_1^*(t) \sim a_1^* q^3, \quad q \rightarrow 0, \quad (2)$$

где a_1^* - волновая изовекторная длина $\pi\pi$ -рассеяния и $q = [(t-4)/4]^{1/2}$ - импульс пиона в ЦМ системе.

Нетрудно показать, что из (2) следуют условия на пороговое поведение мнимой части формфактора:

$$\text{Im } F_\pi(t) |_{q=0} = 0, \quad (3a)$$

$$\frac{\partial}{\partial q} \text{Im } F_\pi(t) |_{q=0} = 0, \quad (3б)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial q^2} \text{Im } F_\pi(t) |_{q=0} = 0. \quad (3в)$$

Кроме того, на формфактор налагают обычное условие нормировки, которое следует из определения электрического заряда пиона:

$$F_\pi(t) |_{t=0} = 1. \quad (4)$$

Еще одно полезное соотношение возникает, когда мы хотим фиксировать вычет формфактора в ρ -мезонных полюсах. В рамках модели векторной доминантности (в пределе $\Gamma \rightarrow 0$) формфактор имеет вид^{/2,6/}

$$F_\pi(t) = \frac{m_\rho^2 f_{\rho\pi\pi} / f_\rho}{4(q_{\rho 0} + q)(q_{\rho 0} - q)}, \quad (5)$$

где $q_{\rho 0} = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} q_\rho = [(m_\rho^2 - 4)/4]^{1/2}$ и $f_{\rho\pi\pi} / f_\rho$ - отношение эффективных констант взаимодействия.

Условие двухчастичной унитарности (I) справедливо только в упругой области. Начиная с $t = 16$ на комплексной плоскости

t появляются разрез, соответствующие неупругим порогам, что приводит к значительному усложнению структуры римановой поверхности формфактора. Этот вопрос еще будет обсуждаться в части 2 при рассмотрении физических основ модели.

2. Представление пионного формфактора

Продолжением формфактора $F_{\pi}(t)$ на комплексную плоскость переменной t является функция, аналитическая везде, кроме расположенных на действительной оси точек ветвления, соответствующих упругому (точка ветвления корневого типа) и неупругим порогам. Из (I) следует также, что формфактор должен включать в себя сингулярности, входящие в амплитуду f_1^+ p -волн $\pi\pi$ -рассеяния.

Чтобы выделить особенности, соответствующие вкладу ρ -мезонного резонанса, воспользуемся униформизирующим преобразованием переменных, а именно, построим конформное отображение плоскости t в комплексную плоскость $w(t)$, учитывающее в явном виде все сингулярности формфактора за исключением непосредственно связанных с ρ -мезоном.

Большое число неупругих порогов приводит к тому, что риманова поверхность формфактора имеет сложную структуру. В настоящей работе вместо совокупности порогов для учета неупругости вводится один эффективный порог (t_{inel} - свободный параметр), представляющий собой точку ветвления корневого типа. Как показано в [7] такого приближения вполне достаточно для описания существующих экспериментальных данных. Неупругий разрез на комплексной плоскости расположен между t_{inel} и $+\infty$.

В рамках сделанных предположений формфактор обладает тремя корневыми точками ветвления: упругий и эффективный неупругий пороги и точка ветвления $t = 0$ на нефизическом листе (левый разрез амплитуды $f_1^+(t)$ $\pi\pi$ -рассеяния), следовательно, риманова поверхность формфактора восьмилитна.

Переход к формфактору, зависящему от импульса $q = (t/4 - 1)^{1/2}$, позволяет освободиться от упругого разреза в комплексной плоскости q . При этом физический лист римановой поверхности формфактора переходит в верхнюю полуплоскость $q > 0$, а лист, содержащий сингулярности амплитуды f_1^+ (точка ветвления $t = 0$ и ρ -мезонные полюса), в нижнюю полуплоскость. Эффективный неупругий порог порождает в плоскости q две корневые точки ветвления $\pm q_{inel}$,

$$q_{inel} = [(t_{inel} - 4)/4]^{1/2}, \quad (6)$$

левый разрез амплитуды f_1^+ простирается от $-i$ до $-i\infty$ (рис. Ia)

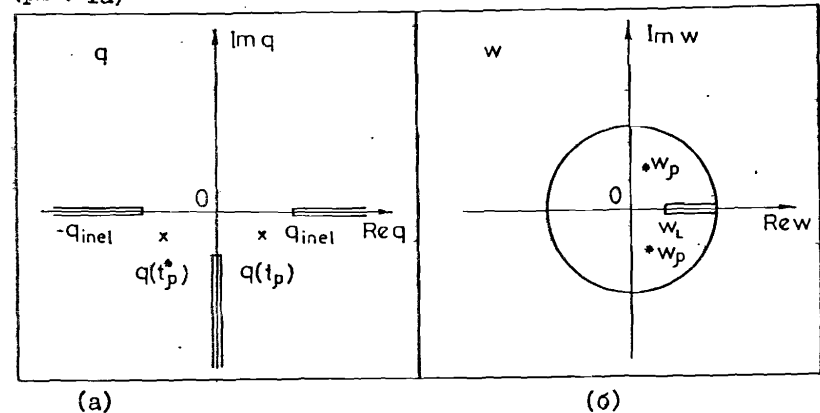


Рис. I.

Схематическое представление особенностей формфактора в плоскости q (a) и w (б).

Применением обратного преобразования Жуковского

$$w = i \frac{[q_{inel} + q]^{1/2} - [q_{inel} - q]^{1/2}}{[q_{inel} + q]^{1/2} + [q_{inel} - q]^{1/2}} \quad (7)$$

плоскость q переводится в единичный круг на плоскости w . Неупругий разрез исчезает, а разрез $[-i, -i\infty]$ отображается в $[w_L, 1]$ (рис. I б), где

$$\omega_1 = i \frac{[q_{inel} - i]^{1/2} - [q_{inel} + i]^{1/2}}{[q_{inel} - i]^{1/2} + [q_{inel} + i]^{1/2}} \quad (8)$$

Проделив аналогичные преобразования, можно убрать оставшийся разрез. В результате формфактор не будет иметь в плоскости новой переменной точек ветвления, и все особые точки будут связаны с g -резонансом^{/8/}. При устранении последнего разреза не возникает никаких принципиальных затруднений, однако данная замена переменных является весьма громоздкой, и в целях упрощения дальнейших формул можно воспользоваться тем, что разрез $[-i, -i\infty]$ на комплексной плоскости w хорошо аппроксимируется совокупностью нуля и полюса^{/9/}. В этом случае вместо разреза на мнимой оси в нижней полуплоскости появляются нуль и полюс. Риманова поверхность формфактора становится четырехлистной, и следовательно, w есть искомая унифицирующая переменная.

Резонанс в пределе малых Γ описывается формулой Брейта-Вигнера^{/1/}, т.е. на комплексной плоскости импульса амплитуды расположены два полюса. Из условия $F^*(q) = F(q^*)$ следует, что полюса являются комплексно-сопряженными величинами. Применение унифицирующего преобразования переводит два сопряженных полюса на плоскости q в четыре полюса на плоскости w . В рамках "наивной" модели векторной доминантности электромагнитный формфактор также содержит зависимость от импульса в виде двух полюсных членов (5), причем полюса лежат на действительной оси.

Пусть полюс формфактора q_g при преобразовании (7) отображается в w_1 и w_2 , а q_g^* в w_1' и w_2' . Нетрудно показать, что при этом должны выполняться соотношения

$$w_1 \cdot w_2 = -1, \quad w_1' \cdot w_2' = -1 \quad (9)$$

и

$$w_1^* = w_1', \quad w_2^* = w_2'. \quad (10)$$

Условие (10) отражает фундаментальное свойство формфактора $F(q) = F(q^*)$, в то время как (9) есть следствие предположения о том, что резонанс описывается полюсом первого порядка в плоскости t . Представляется целесообразным, сохранив соотношение (10), считать полюса w_1 и w_2 комплексной плоскости свободными параметрами. Очевидно, что "наивная" модель векторной доминантности получается как частный случай, когда полюса w_1 и w_2 удовлетворяют условиям (9).

С учетом сделанных выше предположений об аппроксимации левого разреза амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния совокупностью нуля и полюса для пионного формфактора получается следующее представление:

$$F[w(q)] = C \frac{w - w_2}{w - w_p} \frac{(1 - w^2)^2}{(w - w_1)(w - w_2)(w - w_1^*)(w - w_2^*)}, \quad (11)$$

где $C = \frac{m_p^2}{m_p^2 - 4} \frac{f_{\pi\pi}}{f_p}$. В случае когда $w_2 = w_p$, при выполнении условия (9) формула (11) переходит в выражение для формфактора пиона в модели векторной доминантности (5).

Формула (11) содержит ряд феноменологических параметров, кроме того, в определение унифицирующего преобразования (7) входит q_{inel} - импульс, соответствующий неупругому порогу.

Для определения указанных параметров воспользуемся налагаемыми на формфактор пороговыми условиями (2) и (3). Кроме того, такие характеристики g -мезона, как масса и ширина распада, также выражаются через формфактор

$$\text{Re } F(t) \Big|_{t=m_g^2} = 0, \quad (12)$$

$$\Gamma = \left(m_g \frac{d\delta(t)}{dt} \right)^{-1} \Big|_{t=m_g^2} \quad (13)$$

(где $\delta(t)$ - фаза пионного формфактора) и могут быть использованы для определения параметров, входящих в (11). Еще одно усло-

вие возникает из определения среднеквадратичного радиуса ρ - мезона

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = 6 \frac{dF(t)}{dt} \Big|_{t=0} \quad (I4)$$

Существует другая возможность: определить параметры, входящие в (II), фитируя экспериментальные значения пионного формфактора, и только после этого проверить выполнение условий (2)-(4) и (I2)-(I4). Такой подход является более последовательным, однако требует не только сложных машинных расчетов, но и учета вкладов в формфактор от высших мезонных резонансов, таких как ρ' и ρ'' . Подобное исследование будет проведено позднее, а для наших целей достаточно уметь определять параметры в (II) из перечисленных выше условий.

Нетрудно показать, что равенства (3а,в) удовлетворяются тождественно в силу действительности формфактора и свойств отображения (7). Условие (3б) принимает вид

$$\frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} + \frac{1}{w_1^*} + \frac{1}{w_2^*} = \frac{1}{w_p} - \frac{1}{w_p} \quad (I5)$$

Нормировка формфактора, длина рассеяния амплитуды и среднеквадратичный радиус ρ - мезона дают три уравнения

$$c \frac{w_2 + w_L}{w_p + w_L} \frac{(1 - w_L^2)^2}{(w_1 + w_L)(w_2 + w_L)(w_1^* + w_L)(w_2^* + w_L)} = 1, \quad (I6)$$

$$a_1^1 = \frac{1}{24 q_{inel}^3} \left[\frac{1}{w_2^3} - \frac{1}{w_p^3} - \frac{1}{w_1^3} - \frac{1}{w_2^3} - \frac{1}{w_1^{*3}} - \frac{1}{w_2^{*3}} \right], \quad (I7)$$

$$\langle r_{\pi}^2 \rangle = \frac{3}{2} w_L \frac{1 - w_L^2}{1 + w_L^2} \left[\frac{w_2 - w_p}{(w_p + w_L)(w_2 + w_L)} + \frac{4w_L}{1 - w_L^2} + \frac{1}{w_1 + w_L} + \frac{1}{w_1^* + w_L} + (w_1 - w_2) \right], \quad (I8)$$

где w_L - образ точки ветвления $q = -i$ (8).

Масса и ширина ρ - резонанса определены при $t = m_{\rho}^2$, что соответствует $w_{\rho}^2 = -(q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q_{\rho}^2})^2 / q_{\rho}^2$ (где $q_{\rho}^2 = m_{\rho}^2/4 - 1$) в плоскости w . Уравнения, фиксирующие массу и ширину ρ - мезона, завершают систему для определения значений феноменологических параметров, входящих в формфактор (II).

$$\frac{w_p - w_{\rho}}{w_2 - w_{\rho}} (w_1 - w_{\rho})(w_2 - w_{\rho})(w_1^* - w_{\rho})(w_2^* - w_{\rho}) + (w_{\rho} - w_{\rho}) = 0, \quad (I9)$$

$$\frac{1}{w_{\rho} - w_1} + \frac{1}{w_{\rho} - w_2} + \frac{1}{w_{\rho} - w_1^*} + \frac{1}{w_{\rho} - w_2^*} + (w_{\rho} - w_{\rho}) = -32 \frac{q_{\rho} q_{inel} (1 + w_{\rho}^2)}{m_{\rho}^2 (1 - w_{\rho}^2)^2}. \quad (20)$$

Отметим, что в настоящей работе свободный параметр, характеризующий положение неупругого разреза, не определялся. Его значение взято из [10] и составляет $t_{inel} = 1,8 \text{ ГэВ}^2$.

3. Численные результаты

Система (I5)-(20) решалась численно. Полюса w_1 (w_2^*) и w_2 (w_1^*) лежат на комплексной плоскости, однако нетрудно показать, что они входят в систему (I5)-(20) в виде комбинаций $a_i = w_i + w_i^*$ и $b_i = w_i \cdot w_i^*$ ($i = 1, 2$). Нуль w_p и полюс w_{ρ} формфактора (II) также расположены на действительной оси (рис. 2).

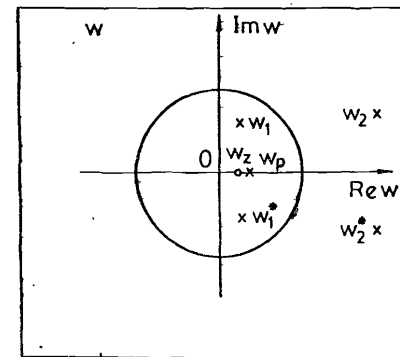


Рис. 2. Нуль и полюса формфактора $F[q(w)]$ в представлении (II) на плоскости w .

Используя табличные значения массы и ширины ρ -резонанса $m_\rho = 763$ МэВ, $\Gamma_\rho = 159$ МэВ и общепринятые величины среднеквадратичного радиуса ρ -мезона и длины волны парциальной амплитуды f_1^1 $\pi\pi$ -рассеяния $\langle r_\pi^2 \rangle = 0,44 f_m^2$ и $a_1^1 = 0,036 m_\pi^{-3}$ получаем, что $w_2 = 0,226$, $w_\rho = 0,357$, $a_1 = 0,0838$, $b_1 = 0,0885$, $a_2 = 5,27$, $b_2 = 7,77$. При этом, согласно /10/, полагалось, что $t_{inel} = 1,8$ ГэВ². Таким образом, представление формфактора (II) непротиворечиво в том смысле, что система уравнений (15)-(20) разрешима относительно w_2 , w_ρ , a_i , b_i ($i = 1, 2$) на множестве действительных чисел. Применение обратного преобразования Жуковского (7) и переход в формуле (II) к зависимости от импульса q позволяет получить унитаризованное представление пионного формфактора. Масса и ширина ρ -мезона зависят от положения полюсов w_1 и w_2 . Выражение, которое при этом получается, имеет довольно громоздкий вид, поэтому мы рассмотрим некоторое упрощенное представление формфактора, в достаточной степени отражающее свойства рассматриваемой модели.

Как упоминалось выше, на втором листе римановой поверхности формфактора расположен разрез $t \leq 0$, который в настоящей модели аппроксимируется совокупностью нуля и полюса. Если пренебречь влиянием этого разреза на поведение формфактора, то отпадает необходимость во множителе $(w-w_2)/(w-w_\rho)$ в формуле (II). Переход к импульсу в (II) значительно упрощается, если вместо условия (9) наложить на полюса более слабую связь $|w_1 w_2| = 1$. После сделанных предположений выражение для формфактора имеет вид

$$F_\pi(q) = \frac{1}{4} \frac{f_\rho \Gamma_\rho}{f_\rho} \frac{m_\rho^2}{q_\rho^2 - q^2 - \frac{1}{4} m_\rho^2} \frac{q}{q_\rho} \frac{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q^2}}{q_\rho q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q^2}} \quad (21)$$

Ширина ρ -мезона является функцией импульса, нормированной в точке $q_\rho = (m_\rho^2/4 - 1)^{1/2}$ на величину Γ_ρ :

$$\Gamma(q) = \Gamma_\rho \frac{q}{q_\rho} \frac{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q^2}}{q_{inel} - \sqrt{q_{inel}^2 - q_\rho^2}} \quad (22)$$

Формфактор (21) имеет правильное пороговое поведение и обеспечивает стандартные значения массы и ширины ρ -мезона.

Необходимо отметить, что выражение (22) для ширины резонанса справедливо при $q \leq q_{inel}$. Выше неупругого порога зависимость ширины ρ -мезона от импульса становится линейной. Подобное асимптотическое поведение имеет место для ширины резонанса, приведенной в работе /11/, где для описания экспериментальных данных зависимость ширины резонанса от импульса строилась в виде

$$\Gamma(q) = \Gamma_R \left(\frac{q}{q_R} \right)^{2\ell+1} \left(\frac{x^2 + q_R^2}{x^2 + q^2} \right)^\ell,$$

где x^2 - феноменологический параметр и ℓ - орбитальный момент. В известной модели Гунариса - Сакураи /12/ ширина резонанса

$$\Gamma_{GS}(q) = \Gamma_\rho \frac{m_\rho}{\sqrt{q^2 + 4}} \left(\frac{q}{q_\rho} \right)^3$$

при больших импульсах растет как q^2 .

Отметим, что допущения, сделанные при выводе формулы (21), не влияют на асимптотическое поведение ширины резонанса. Переход к импульсу в выражении (II) также дает линейную зависимость ширины резонанса от импульса при $q > q_{inel}$.

Поскольку все входящие в формулу (II) параметры определены, то представляется возможным сравнить экспериментальные значения модуля и фазы пионного формфактора с вычисленными по формуле (II).

Поведение модуля и фазы пионного формфактора показаны на рис. 3 и 4. ρ - ω - интерференция учитывалась соотношением

$$F_\pi^{tot}(t) = F_\pi(t) + f_{\rho\omega}(t), \quad (21)$$

где $f_{\rho\omega}(t) = A_\omega e^{i\varphi_\omega} \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 - i m_\omega \Gamma_\omega - t}$, если $m_\omega^2 - 40 m_\pi^2 \leq t \leq m_\omega^2 + 40 m_\pi^2$,

и $f_{\rho\omega}(t)=0$ - в остальных случаях. Согласно ^{4/} $A_{\rho\omega} = 0,015 \pm 0,001$ и $\varphi_{\rho\omega} = 100^\circ \pm 2^\circ$.

На рис. 5 и 6 показана зависимость модуля формфактора в пространственно- и времениподобной областях соответственно.

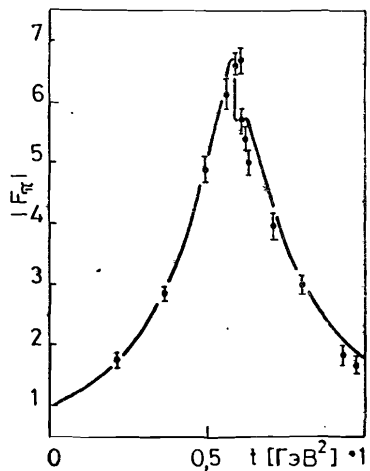


Рис. 3. Модуль формфактора пиона в области ρ -мезонного резонанса.

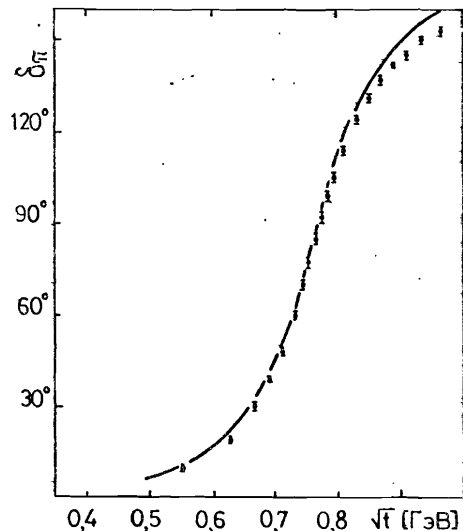


Рис. 4. Фаза $\delta_{\rho\pi}$ амплитуды в области ρ -мезонного резонанса.

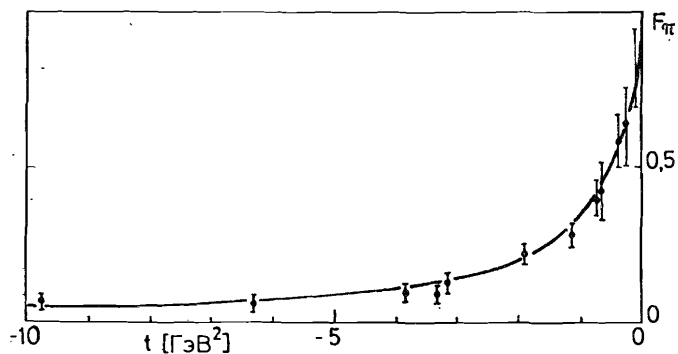


Рис. 5. Формфактор пиона в пространственно-подобной области.

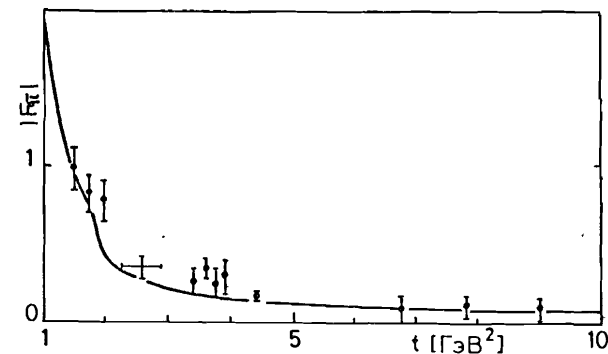


Рис. 6. Модуль формфактора во времениподобной области.

Заключение

Цель настоящей работы состоит в критическом анализе широко распространенного представления о том, что резонанс описывается двумя полюсами на втором, нефизическом листе матричного элемента процесса. Анализ проведен на примере электромагнитного формфактора ρ -мезона, т.к. по этой величине имеется богатый экспериментальный материал. За исходный пункт анализа взята модель векторной доминантности, которая хорошо описывает данные опыта в пространственно подобной области. Вычет ЭФ в ρ -мезонном полюсе имеет ясный физический смысл, а сам полюс обязан своим происхождением полюсу ρ -мезонного пропатора. Если теперь предположить наличие у ЭФ пиона лишь одной корневой точки ветвления при $t = 4m_\pi^2$, то этот факт легко учесть, рассматривая его как функцию унифицирующей переменной $q = [t/4m_\pi^2 - 1]^{1/2}$. При этом полюса ЭФ в комплексной плоскости q в точках $\pm q_p = \pm q(t_p)$ расположены на действительной оси - образе физического разреза $t \in [4m_\pi^2, +\infty)$. Смещая их в нижнюю полуплоскость, можно обеспечить конечную ширину ρ -мезона, т.е. провести унитаризацию модели векторной доми-

нантности. Однако экспериментальные данные по ЭФ пиона указывают, что при энергиях $t \approx t_g$ вклад многочастичных процессов составляет $10\%/10/$. Этот факт можно включить в рассматриваемую модель путем введения новой дополнительной точки ветвления при $t = t_{inel} > t_g$. Основным неупругим процессом в этой области будет канал $\pi\pi \rightarrow \omega\pi$, поэтому далее предположим, что точка ветвления при $t = t_{inel}$ также корневого типа. Это предположение содержится в новой унифицирующей переменной $\omega[q(t)]$. В результате ЭФ пиона как функция ω описывается формулой типа (II), в которой ρ - мезону нулевой ширины соответствует четыре полюса, расположенные на мнимой оси ω плоскости. Положение всех четырех полюсов зависит от одного параметра t_g . Сдвигая их в комплексной плоскости ω так, чтобы они попали в области, являющиеся образами нефизических листов римановой поверхности ЭФ пиона $F_\pi(t)$, легко получить унитаризованное представление для $F_\pi(t)$. При этом необходимо отказаться от уравнения (9), соответствующего нулевой ширине ρ - мезона. Условие действительности $F_\pi(t)$ приводит к наличию у него двух пар комплексно сопряженных полюсов. Несмотря на то, что детальное описание пионного формфактора не являлось целью настоящей работы, значения формфактора хорошо согласуются с экспериментальными данными в широком интервале энергий.

В заключение подчеркнем, что проведенный нами на примере $F_\pi(t)$ анализ соответствия: резонанс \leftrightarrow два полюса, указывает на зависимость его от структуры римановой поверхности изучаемой амплитуды процесса. На четырехлистной римановой поверхности $F_\pi(t)$ ρ - мезону соответствует две пары комплексно сопряженных полюсов. Зависимость их от параметров с явным физическим смыслом задана уравнениями (17)-(20).

Один из авторов (В.А.М.) глубоко благодарен С.Дубничке, стимулировавшему написание этой работы.

Литература

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., "Мир", 1975.
2. Gourdin M.: Phys.Rep. C11 (1974) 29.
3. Perez-y-Jorba J.P., Renard F.M.: Phys. Rep. C31 (1977) 1.
4. Heyn M.F., Lang C.B.: Z.Phys. C7 (1981) 169.
5. Бартон Г. Дисперсионные методы в теории поля. М. Атомиздат, 1968.
6. Dubnickova A.Z., Dubnicka S.: Czech.J.Phys. B31 (1981) 241.
7. Dubnicka S., Dubnickova A.Z., Meshcheryakov V.A.: Czech.J. Phys. B 34 (1984) 1282.
9. Dubnicka S., Meshcheryakov V.A., Milko J.: J.Phys. G: Nucl. Phys. 7 (1981) 605.
10. Dubnicka S., Martinovic S. Lett. Nuovo Cimento 44 (1986) 462.
11. Walker R.L., Phys.Rev., 182, 1729 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Быковский Б.В., Мещеряков В.А.
Многополюсное представление ρ -мезона
в пионном формфакторе

P4-87-235

Работа посвящена анализу проблемы описания резонансов полюсными членами. На примере электромагнитного формфактора пиона показано, что учет структуры римановой поверхности амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния приводит к увеличению числа полюсов по сравнению с моделью векторной доминантности. Модель эффективным образом учитывает неупругую область амплитуды рассеяния и позволяет удовлетворительно описать поведение формфактора в широком интервале энергий.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Bykovsky B.V., Mescheryakov V.A.
Multipole Representation of ρ -Meson
in the Pion Form-Factor

P4-87-235

In this paper the problem of description of resonances by means of pole terms is analysed. It is shown that in the case of electromagnetic pion form-factor, taking account of the structure of Riemann surface of the amplitude of $\pi\pi$ -interaction leads to the increase of the number of poles as compared with VDM. The model takes the inelastic region of the $\pi\pi$ -amplitude effectively into account and permits one to describe the behaviour of the pion form-factor satisfactorily in a wide energy interval.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987