

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.126.3

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Л. Г. Ландсберг

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	185
2. Исследование электромагнитной структуры нейтральных легких мезонов в редких конверсионных распадах этих частиц . . . . .	189
а) Спектры лептонных пар в конверсионных распадах псевдоскалярных и векторных мезонов . . . . .	189
б) Экспериментальные данные о переходных формфакторах нейтральных легких мезонов . . . . .	193
в) Векторная доминантность и переходные формфакторы . . . . .	203
г) Динамические модели для переходных формфакторов . . . . .	208
3. Электромагнитные лептонные распады высших порядков . . . . .	214
а) Лептонные распады псевдоскалярных мезонов $P \rightarrow l^+l^-$ . . . . .	214
б) Поиски распадов $P' \rightarrow Pl^+l^-$ . . . . .	227
4. Заключение . . . . .	231
Список литературы . . . . .	234

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование электромагнитных распадов адронных состояний представляет значительный интерес для понимания структуры адронной материи и выяснения фундаментальных механизмов взаимодействия фотонов и адронов. Эти электромагнитные процессы являются более простыми и поддаются более полной теоретической интерпретации, чем чисто адронные взаимодействия. Таким образом, они становятся пробным камнем для любой теории, описывающей строение сильновзаимодействующих частиц.

Многие вопросы, возникающие при анализе электромагнитных распадов «легких» мезонов (т. е. частиц, состоящих из легких  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков и соответствующих антикварков), были поставлены давно и имеют уже 15–20-летнюю историю. За последние годы в физике адронов возникла новая ситуация, связанная с впечатляющими успехами теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (см., например, <sup>1</sup>). К сожалению, эти новые теоретические идеи пока лишь только частично затрагивают распады легких мезонов, где очень существенной оказывается область малых переданных импульсов и больших расстояний. Настоящего и очень важного прогресса здесь можно, по-видимому, ожидать лишь после того, как будет создан теоретический аппарат, позволяющий работать в области расстояний порядка радиуса конфайнмента. Тем не менее, в тех проблемах, где требуется оценить вклад состояний с большими переданными импульсами, например при анализе применимости модели векторной доминантности (VDM), или при оценке амплитуды распада псевдоскалярных мезонов на лептонную пару, КХД играет очень конструктивную роль.

Однако и на старые вопросы, как это ни удивительно на первый взгляд, долгое время не существовало более или менее четких экспериментальных ответов. Результаты многих опытов находились в прямом противоречии друг с другом и не позволяли построить единую картину электромагнитных адронных явлений. Так, совокупность данных о радиационных распадах векторных и псевдоскалярных мезонов вообще нельзя было объяснить, не прибегая к маловероятным гипотезам — таким, как сильное нарушение изотопической инвариантности, необычная структура электромагнитного тока, существование больших аномальных магнитных моментов кварков и т. д. Данные о внутренней электромагнитной структуре нейтральных  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, полученные из изучения их конверсионных распадов, находились в грубом качественном противоречии с моделью векторной доминантности. И, наконец, для ширины ряда электромагнитных распадов — таких, как  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ , экспериментальные результаты существенно расходились с теоретическими предсказаниями.

Сложившаяся ситуация была связана главным образом с трудностью экспериментального изучения электромагнитных распадов адронов. Это, как правило, редкие процессы, идущие с малой относительной вероятностью и требующие для своего изучения светосильных опытов в условиях большой интенсивности, одновременной регистрации всех вторичных распадных частиц (как заряженных, так и  $\gamma$ -квантов) для надежного подавления многочисленных фоновых процессов. Развитие экспериментальной техники только в последнее время сделало возможными подобные опыты. Кроме того, важная информация об электромагнитных ширинах некоторых адронных распадов была получена из таких тонких явлений, как образование частиц в кулоновском поле ядра («эффект Примакова», или в  $\gamma\gamma$ -соударениях. В первом случае для надежного выделения кулоновских процессов понадобились опыты при очень большой первичной энергии  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, а во втором случае — опыты на встречных  $e^+e^-$ -пучках высоких энергий с большой светимостью. Все это стало доступным сравнительно недавно.

В последние несколько лет экспериментальная картина здесь заметно изменилась. Именно в этот период началось тщательное изучение многих электромагнитных свойств легких мезонов и была получена новая весьма интересная информация.

Эксперименты по радиационным распадам мезонов, проведенные за последние годы, существенно расширили наши представления об этих процессах. Результаты новых измерений соответствующих радиационных ширины векторных (V) и псевдоскалярных (P) мезонов находятся в разумном согласии с предсказаниями простой кварковой модели. Согласно этой модели, распады

$$V \rightarrow P + \gamma, \quad (1.1)$$

$$P \rightarrow V + \gamma \quad (1.2)$$

представляют собой магнитные дипольные переходы, а их радиационные ширины могут быть выражены через магнитные моменты кварков в предположении об SU (3)-симметрии и о нонетной симметрии, в соответствии с которой пространственные волновые функции всех  $q\bar{q}$ -состояний с одинаковыми значениями орбитального квантового числа имеют одинаковый вид. Старые экспериментальные данные, которые совершенно не укладывались в эту картину, оказались ошибочными. Результаты измерений двухфотонных распадов псевдоскалярных мезонов

$$P \rightarrow 2\gamma \quad (1.3)$$

также не противоречат кварковой модели.

Для последовательного и более полного анализа радиационных распадов (1.1), (1.2) и (1.3) необходимо учитывать релятивистские эффекты, на-

рушение SU (3)-симметрии, а также правила OZI и векторной доминантности, нарушение нонетной симметрии и введение интегралов перекрытия радиальных волновых функций начального и конечного состояний, аномальные магнитные моменты кварков и т. д. Однако такой детальный анализ в настоящее время вряд ли является оправданным, так как он требует существенно более точных данных о радиационных ширинах, чем те, которые существуют сейчас. Это обстоятельство, безусловно, должно стимулировать дальнейшие экспериментальные исследования в этой важной и перспективной области.

Исследования радиационных распадов других мезонов (аксиальных, тензорных и т. д.) сейчас еще только начинаются, и пока здесь рано говорить

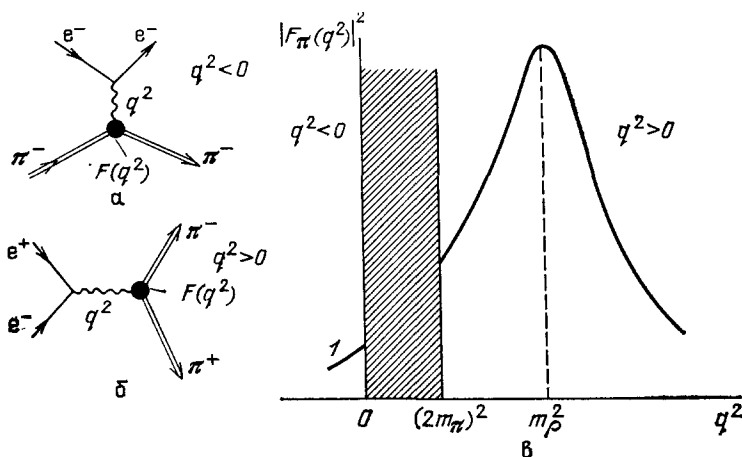


Рис. 1. Формфактор  $\pi$ -мезона.

$\alpha$  — Диаграмма для  $\pi^- e^-$ -рассеяния (процесс обусловлен обменом одним виртуальным фотоном пространственноподобным 4-импульсом  $q^2 < 0$  (пространственная структура адрона — его формфактор  $F_{\pi^-}(q^2)$  — меняет сечение электромагнитного рассеяния:  $(d\sigma/dq^2)_{\pi^- e^-} = (d\sigma/dq^2)_{\text{точечн}} |F_{\pi^-}(q^2)|^2$ );  $\beta$  — диаграмма для  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -аннигиляции (процесс обусловлен обменом одним виртуальным фотоном с времениподобным 4-импульсом  $q^2 = s > 0$ ; формфактор  $\pi$ -мезона меняет сечение аннигиляции:  $\sigma(s)_{e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-} = \sigma(s)_{\text{точечн}} |F_{\pi}(q^2)|^2$ );  $\gamma$  — качественное поведение  $|F_{\pi}(q^2)|^2$  во всем диапазоне  $q^2$  (заштрихована нефизическая область)

о какой-либо четкой картине. Отметим, что теоретический анализ этих распадов становится более сложным, так как нельзя ограничиваться учетом одних только магнитных дипольных переходов.

Изложение экспериментальных и теоретических вопросов, связанных с радиационными распадами, выходит за рамки нашего обзора. Соответствующие материалы частично содержатся в недавно появившихся обзорных статьях и рапортерских докладах <sup>2-6</sup>, где имеется и обширная библиография.

Основное содержание настоящего обзора будет связано с исследованиями редких электромагнитных лептонных распадов и использованием этих процессов для получения информации о электромагнитной структуре легких нейтральных мезонов.

Напомним кратко ситуацию с электромагнитными формфакторами элементарных частиц. Обычно речь идет о зарядовых и магнитных формфакторах, характеризующих пространственное распределение зарядов или магнитных моментов адронов. Электромагнитные формфакторы проявляются в однофотонных процессах  $e^- e^-$ ,  $e^- e^+$ ,  $\pi^\pm e^-$ ,  $K^\pm e^-$ -рассеяния, а также при аннигиляции  $e^+ e^-$ -пары с образованием частицы и античастицы:  $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ,  $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $e^+ e^- \rightarrow K^+ K^-$ . Во всех этих опытах адроны как бы прощупываются виртуальными фотонами в области пространственноподобных переданных импульсов в процессах рассеяния или времениподобных импульсов в процессах аннигиляции (рис. 1). В результате такого «зондирования» могут

быть определены формфакторы адронов  $F(q^2)$ , характеризующие пространственное распределение их электрического заряда или намагнитченности. Исследуемая пространственная область связана с величиной  $q^2$  соотношением  $r^2 \sim 1/|q^2|$ .

Для нейтральных мезонов  $M_0$  процессы однофотонного обмена запрещены в силу сохранения зарядовой четности в электромагнитных взаимодействиях (напомним, что истинно нейтральные частицы  $M_0$  характеризуются определенным значением зарядовой четности, а зарядовая четность фотона — отрицательная). Так как амплитуды таких однофотонных процессов пропорциональны электромагнитным формфакторам нейтральных мезонов  $F(q^2)_{M_0}$ , то эти электромагнитные формфакторы всегда равны нулю.

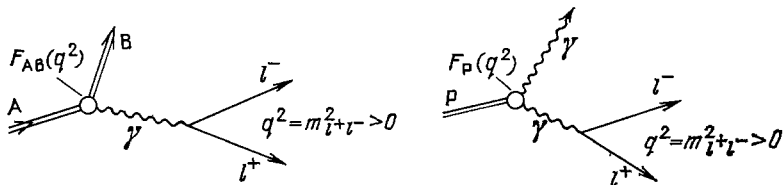


Рис. 2. Переходные формфакторы нейтральных мезонов в конверсионных распадах. Диаграммы распадов  $A \rightarrow B l^+ l^-$  и  $P \rightarrow R l^+ l^- \gamma$ . Переходный формфактор меняет спектр лептонных пар  $(d\Gamma/dq^2)_{A \rightarrow B l^+ l^-} = (d\Gamma/dq^2)_{\text{точечн}} |F_{AB}(q^2)|^2$ .

Однако сложное внутреннее строение нейтральных адронов может проявляться в процессах взаимодействия, в которых нейтральная частица с одной зарядовой четностью переходит в другую частицу с противоположным значением этого квантового числа.

Рассмотрим, например, электромагнитный радиационный распад

$$A \rightarrow B + \gamma, \quad (1.4)$$

здесь  $A$  и  $B$  — первичный и вторичный нейтральные мезоны с зарядовой четностью  $C_A$  и  $C_B$ ; для  $\gamma$ -кванта  $C_\gamma = -1$ . Так как зарядовая четность сохраняется, то  $C_A = C_B C_\gamma = -C_B$ , т. е.  $C_A$  и  $C_B$  должны иметь противоположные знаки. Если может происходить радиационный распад  $A \rightarrow B + \gamma$ , то возможен и другой процесс, в котором испускаемый  $\gamma$ -квант «сходит с массовой поверхности», становится виртуальным и превращается затем в лептонную пару:

$$A \rightarrow B + \gamma \rightarrow B + l^+ + l^- \quad (1.5)$$

(рис. 2). Это явление называется внутренней конверсией  $\gamma$ -кванта, а распады  $A \rightarrow B + l^+ + l^-$  — конверсионными распадами. Для конверсионного распада вероятность образования лептонной пары с определенным значением эффективной массы  $q^2 = m_{l^+ l^-}^2$  пропорциональна вероятности испускания виртуального  $\gamma$ -кванта с времениподобным 4-импульсом  $q^2 = m_{l^+ l^-}^2$ . Но вероятность испускания такого фотона определяется электромагнитной структурой области, в которой происходит переход частиц  $A$  в  $B$ . Пользуясь языком фейнмановских диаграмм, говорят, что испускание виртуальных фотонов обусловлено динамической электромагнитной структурой, возникающей в «вершине» перехода  $A \rightarrow B$  (см. рис. 2). Эта электромагнитная структура, обусловленная облаком виртуальных состояний в области перехода  $A \rightarrow B$ , характеризуется своим специфическим формфактором, получившим название переходного формфактора. Таким образом, для нейтральных адронов обычные («статические») формфакторы обращаются в нуль, но могут возникнуть переходные («динамические») формфакторы, обусловленные электромагнитной структурой вершины перехода.

Данные об электромагнитной структуре нейтральных  $A$ - и  $B$ -мезонов или, более точно, об электромагнитной структуре «области перехода  $A$  в  $B$ »

можно получить, изучая зависимость вероятности распада  $A \rightarrow B + l^+ + l^-$  от величины квадрата эффективной массы лептонной пары  $m_{l^+l^-}^2 = q^2$ . Эта вероятность, отнесенная на единичный интервал  $q^2$ , называется спектром эффективных масс лептонных пар  $d\Gamma/dq^2$ .

Если бы частицы A и B можно было рассматривать как точечные бесструктурные объекты, то в этом случае можно с большой точностью рассчитать спектр масс лептонных пар  $(d\Gamma/dq^2)_{\text{точечн}}$  с помощью методов квантовой электродинамики. На самом деле, сложная структура частиц меняет этот спектр:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{d\Gamma}{dq^2} \Big|_{\text{точечн}} |F_{AB}(q^2)|^2. \quad (1.6)$$

Сравнивая измеренный спектр лептонных пар с КЭД-расчетами для точечных частиц, можно экспериментально определить переходный формфактор во времениподобной области переданных импульсов \*).

Итак, регистрируя конверсионные распады мезонов  $A \rightarrow B + l^+ + l^-$  и изучая спектр эффективных масс лептонных пар, образующихся в этих распадах, можно измерить формфактор, определяющий электромагнитную структуру области, в которой мезон A переходит в B. Особое место занимают распады  $A \rightarrow l^+l^-\gamma$  (они соответствуют внутренней конверсии фотона от распада  $A \rightarrow 2\gamma$ , возможного, например, для нейтральных псевдоскалярных мезонов). В данном случае переходный формфактор описывает электромагнитную структуру вершины  $A \rightarrow \gamma$ , в которую входит только один адрон — распадающийся мезон A. Именно его электромагнитные свойства определяются соответствующим переходным формфактором.

Перейдем теперь к детальному изложению результатов, полученных при изучении конверсионных распадов легких нейтральных мезонов  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  и  $\omega$ , полученных в основном в ИФВЭ (Серпухов) <sup>7-9</sup> и в ЦЕРНе (Женева) <sup>10</sup>.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ В РЕДКИХ КОНВЕРСИОННЫХ РАСПАДАХ ЭТИХ ЧАСТИЦ

### а) Спектры лептонных пар в конверсионных распадах псевдоскалярных и векторных мезонов <sup>11-18</sup>

Матричные элементы конверсионных  $A \rightarrow Bl^+l^-$ -распадов векторных и псевдоскалярных мезонов:

$$V \rightarrow Pl^+l^-, \quad (2.1)$$

$$P \rightarrow Vl^+l^-, \quad (2.2)$$

имеют инвариантный вид:

$$M = 4\pi\alpha i \underbrace{(f_{AB}(q^2) \epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} p_\alpha q_\beta \epsilon_\gamma)}_{A \rightarrow B\gamma_V\text{-переход}} \underbrace{\frac{1}{q^2}}_{\text{Фотонный пропагатор}} \underbrace{(\bar{u}\gamma_\delta u)}_{\text{Лептонный ток}}. \quad (2.3)$$

Здесь и в дальнейшем  $f_{AB}(q^2)$  — формфактор перехода  $A \rightarrow B$ ;  $q_\beta$  — 4-импульс виртуального фотона ( $l^+l^-$ -системы);  $q^2 = m_{l^+l^-}^2$ ;  $p_\alpha$  — 4-импульс мезона B;  $\epsilon_\gamma$  — 4-вектор поляризации векторной частицы V;  $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$  — антисимметричный единичный тензор;  $m_A$  — масса первичного мезона;  $m_B$  — масса вторичного мезона;  $m_{l^+l^-}$  — эффективная масса лептонной пары;  $m_l$  — масса лептона.

\*) Переходные формфакторы могут, в принципе изучаться и в пространственноподобной области в процессах взаимодействия нейтральных частиц с электронами  $Ae^- \rightarrow Be^-$ . Но из-за очень малого времени жизни большинства этих частиц такой эксперимент был осуществлен только для долгоживущих  $K_L^0$ -мезонов:  $K_L^0 e^- \rightarrow K_S^0 e^-$ .

Отсюда может быть получен спектр эффективных масс лептонных пар в  $A \rightarrow B l^+ l^-$ -распадах типа (2.1) и (2.2), нормированный на ширину соответствующего радиационного  $A \rightarrow B \gamma$  распада:

$$\frac{d\Gamma(A \rightarrow B l^+ l^-)}{dq^2 \Gamma(A \rightarrow B \gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi} \left(1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right)^{1/2} \left(1 + 2 \frac{m_l^2}{q^2}\right) \frac{1}{q^2} \times \\ \times \left[ \left(1 + \frac{q^2}{m_A^2 - m_B^2}\right)^2 - \frac{4m_A^2 q^2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right]^{3/2} \left| \frac{f_{AB}(q^2)}{f_{AB}(0)} \right|^2 \quad (2.4)$$

(для  $V \rightarrow P l^+ l^-$  или  $P \rightarrow V l^+ l^-$ ).

Будем обозначать нормированный формфактор  $A \rightarrow B$ -перехода

$$\frac{f_{AB}(q^2)}{f_{AB}(0)} = F_{AB}(q^2). \quad (2.5)$$

Нормировка имеет вид

$$F_{AB}(0) = 1. \quad (2.6)$$

Несколько отличным оказывается частный случай конверсионного распада псевдоскалярного мезона ( $A = P$ ), в котором вторичная частица  $B$  является  $\gamma$ -квантом:

$$P \rightarrow l^+ l^- \gamma. \quad (2.7)$$

Соответствующий радиационный распад  $P \rightarrow 2\gamma$  имеет в конечном состоянии два фотона. Энергетический спектр лептонных пар для распадов типа (2.7) (нормированный на полную вероятность радиационного перехода) определяется выражением

$$\frac{d\Gamma(P \rightarrow l^+ l^- \gamma)}{dq^2 \Gamma(P \rightarrow 2\gamma)} = \frac{2\alpha}{3\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{q^2}} \left(1 + \frac{2m_l^2}{q^2}\right) \frac{1}{q^2} \left(1 - \frac{q^2}{m_P^2}\right)^3 |F_P(q^2)|^2; \quad (2.8)$$

здесь  $m_P$  — масса псевдоскалярного мезона  $P$ , а  $F_P(q^2)$  — нормированный переходный формфактор для распада (2.7) \*). Легко видеть, что при  $m_B \rightarrow 0$  правая часть (2.4) переходит в  $(1/2) \times$  (правая часть (2.8)); различие в два раза как раз и обусловлено двумя возможностями для выбора виртуального  $\gamma$ -кванта в  $P \rightarrow 2\gamma$ -распаде.

Как уже говорилось во введении (гл. 1), из экспериментальных данных о спектре масс лептонных пар в конверсионных распадах мезонов можно,

после выделения квантовоэлектродинамических множителей, определить переходный электромагнитный формфактор  $F_{AB}(q^2)$  или  $F_P(q^2)$ . Схематически это показано на рис. 3. Из общих соображений влияние формфактора может как поднимать спектр лептонных пар по сравнению с результатами расчетов для точечных частиц, так и опускать его. Для того чтобы оценить

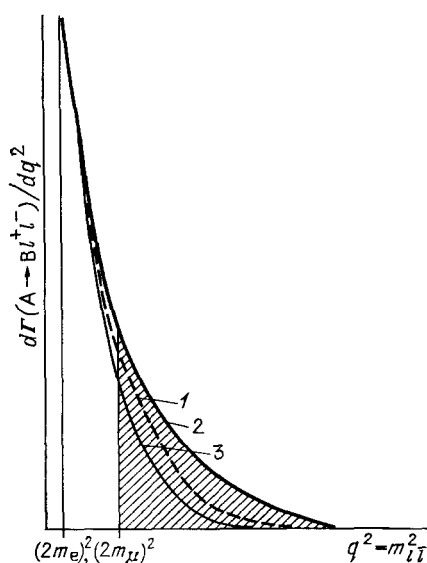


Рис. 3. Влияние переходного формфактора на спектр масс лептонных пар в конверсионных распадах мезонов (схематический вид).

Заштрихованная область соответствует распаду с образованием мюонных пар. Кривая 1 — массовый спектр для распада точечных частиц ( $F_{AB} = 1$ ); 2 — спектр для  $|F_{AB}(q^2)|^2 > 1$  (например, в модели векторной доминантности); 3 — спектр для  $|F_{AB}(q^2)|^2 < 1$ .

\*) Для распада (2.7) мы будем также обозначать переходный формфактор  $F_P(q^2; 0)$  или  $F_P(q^2; 0; m_P^2)$ , чтобы подчеркнуть, что второй фотон находится на массовой поверхности.

порядок величины и знак ожидаемого эффекта, можно воспользоваться моделью векторной доминантности (VDM).

Согласно этой модели (см., например, <sup>2, 19, 20</sup>) электромагнитный ток адронов пропорционален полям векторных мезонов  $V = \rho, \omega, \varphi$ :

$$J_\mu(x) = \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} \frac{m_V^2}{2g_{V\gamma}} V_\mu(x). \quad (2.9)$$

Взаимодействие фотонов с адронами происходит через виртуальные векторные мезоны. Коэффициенты  $m_V^2/2g_{V\gamma}$  определяют константы перехода векторных мезонов в фотоны.

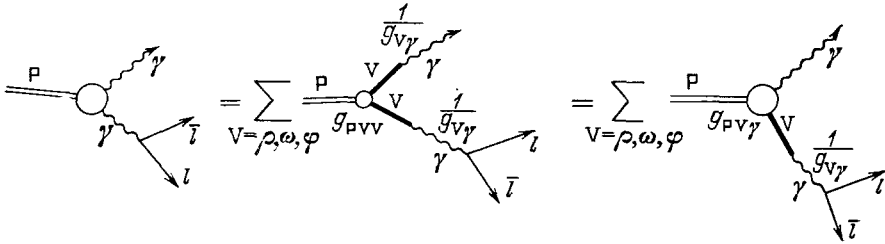


Рис. 4. Диаграммы для формфактора псевдоскалярного мезона в модели векторной доминантности.

Для описания переходного формфактора существен учет векторной доминантности только для виртуального фотона; остальное сводится к определению константы  $g_{PV\gamma}$

В модели векторной доминантности переходные формфакторы в конверсионных распадах мезонов описываются диаграммами, показанными на рис. 4. При этом формфактор имеет вид <sup>21</sup>

$$F_{AB}(q^2) = \frac{\sum_V (g_{ABV}/2g_{V\gamma}) m_V^2 (m_V^2 - q^2 - i\Gamma_V m_V)^{-1}}{\sum_V (g_{ABV}/2g_{V\gamma}) (1 - i\Gamma_V m_V)^{-1}} \approx \frac{\sum_V (g_{ABV}/2g_{V\gamma}) [1 - (q^2/m_V^2)]^{-1}}{\sum_V (g_{ABV}/2g_{V\gamma})} \quad (2.10)$$

(в приближении малой ширины  $\Gamma_V$ ;  $V = \rho, \omega, \varphi$ ); здесь  $g_{ABV}$  и  $g_{V\gamma}$  — соответствующие константы взаимодействия. В области малых переданных импульсов

$$F_{AB}(q^2) \approx 1 + q^2 \left[ \frac{dF_{AB}(q^2)}{dq^2} \right] \Big|_{q^2 \approx 0} = 1 + q^2 b_{AB} = 1 + \frac{1}{6} q^2 \langle r_{AB}^2 \rangle. \quad (2.11)$$

Наклон переходного формфактора

$$b_{AB} = \frac{dF_{AB}}{dq^2} \Big|_{q^2 \approx 0} = \frac{1}{m_\rho^2} \frac{\sum_V [(g_{ABV}/2g_{V\gamma})/(g_{AB\rho}/2g_{\rho\gamma})] m_\rho^2/m_V^2}{\sum_V [(g_{ABV}/2g_{V\gamma})/(g_{AB\rho}/2g_{\rho\gamma})]}; \quad (2.12)$$

$\sqrt{\langle r_{AB}^2 \rangle} = \sqrt{6 (dF_{AB}/dq^2) |_{q^2 \approx 0}}$  — некоторый характерный размер, связанный с областью  $A \rightarrow B$ -перехода. Константы взаимодействия  $g_{ABV}$  и  $g_{V\gamma}$  могут быть определены из кварковой модели и из экспериментальных данных — по распадам  $A \rightarrow BV$ ,  $A \rightarrow B\gamma$ ,  $V \rightarrow l^+ l^-$ .

В табл. I представлены значения отношений этих констант и приведены соответствующие предсказания для наклонов переходных формфакторов нейтральных мезонов.

Ожидаемые наклоны формфакторов некоторых нейтральных мезонов в VDM

Распад	Наклон формфактора $(dF_{AB}/dq^2)_{q^2 \approx 0}$
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\frac{1}{m_\rho^2} \left( -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2} \right) \approx \frac{0,99}{m_\rho^2} = 1,7 \text{ ГэВ}^{-2}$
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	$\frac{1}{m_\rho^2} \frac{1 + (1/9) (m_\rho^2/m_\omega^2) - \beta_\eta (\sqrt{2}/3) (m_\rho^2/m_\phi^2)}{1 + (1/9) - \beta_\eta (\sqrt{2}/3)} \approx \frac{1,1}{m_\rho^2} = 1,8 \text{ ГэВ}^{-2}$
$\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	$\frac{1}{m_\rho^2} \frac{1 + (1/9) (m_\rho^2/m_\omega^2) + \beta_{\eta'} (\sqrt{2}/3) (m_\rho^2/m_\phi^2)}{1 + (1/9) + \beta_{\eta'} (\sqrt{2}/3)} = \frac{0,88}{m_\rho^2} = 1,5 \text{ ГэВ}^{-2}$
$\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$	$\frac{1}{m_\rho^2} = 1,7 \text{ ГэВ}^{-2}$

1. Значения отношений констант  $g_{ABV}$  и  $g_{V\gamma}$  в кварковой модели:

$$\frac{1}{2g_{\rho\gamma}} : \frac{1}{2g_{\omega\gamma}} : \frac{1}{2g_{\phi\gamma}} = 1 : \frac{1}{3} : \left( -\frac{\sqrt{2}}{3} \right),$$

$$\left. \begin{aligned} g_{\eta\rho\gamma} : g_{\eta\omega\gamma} : g_{\eta\phi\gamma} &= 1 : \frac{1}{3} : (+\beta_\eta), \\ g_{\eta'\rho\gamma} : g_{\eta'\omega\gamma} : g_{\eta'\phi\gamma} &= 1 : \frac{1}{3} : (-\beta_{\eta'}), \end{aligned} \right\} g_{\pi^0\rho\gamma} : g_{\pi^0\omega\gamma} = 1 : 3.$$

2.  $\beta_\eta = \frac{2}{3} [(\sqrt{2} \cos \vartheta_P + \sin \vartheta_P) (\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P)^{-1}] \approx \begin{cases} 0,50, & \vartheta_P = -18^\circ, \\ 0,65, & \vartheta_P = -10,5^\circ. \end{cases}$

3.  $\beta_{\eta'} = \frac{4}{9} \beta_\eta^{-1} = \frac{2}{3} [(\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P) (\cos \vartheta_P \cdot \sqrt{2} + \sin \vartheta_P)^{-1}] \approx \begin{cases} 0,89, & \vartheta_P = -18^\circ, \\ 0,68, & \vartheta_P = -10,5^\circ. \end{cases}$

$\vartheta_P$  — угол смешивания для псевдоскалярных мезонов (разница в возможных значениях  $\vartheta_P = -10,5^\circ$  и  $-18^\circ$  слабо сказывается на наклоне формфактора). Для векторных мезонов предполагается идеальное смешивание:  $\vartheta_V = \arcsin(1/\sqrt{3}) = 35,3^\circ$

Эти наклоны оказываются положительными и близкими к  $1/m_\rho^2$ . Таким образом, модель векторной доминантности предсказывает рост переходных формфакторов с увеличением массы лептонной пары. В хорошем приближении формфактор может быть аппроксимирован в полюсном виде  $F_{AB}(q^2) = [1 - (q^2/\Lambda^2)]^{-1}$ , где характерная масса  $\Lambda \approx m_\rho$  ( $\Lambda^{-2} = (dF_{AB}/dq^2)_{q^2 \approx 0}$ ). Более подробное обсуждение предсказаний VDM будет проведено ниже. Пока же мы будем рассматривать эти предсказания лишь как чисто феноменологические оценки, полезные при анализе экспериментальных результатов по переходным формфакторам в конвексионных распадах. Прежде чем перейти к изложению этих результатов, сделаем следующие замечания:

а) влияние переходных формфакторов оказывается тем большим, чем больше масса мезона и, следовательно, доступная область переданных импульсов. Так, оценки, выполненные в модели векторной доминантности, показывают, что влияние формфактора на спектр эффективных масс электронных пар в  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ -распаде составляет  $\sim 2\%$  в середине спектра и не превышает  $6\%$  даже при самых больших допустимых значениях  $m_{e^+e^-}$ . Поэтому исследование формфактора  $\pi^0$ -мезона оказывается особенно трудной задачей и требует огромной статистики (на уровне  $10^4$ — $10^5$  событий). Для

сравнения отметим, что в распаде  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  ожидаемое влияние формфактора в области середины спектра эффективных масс  $\mu^+ \mu^-$ -пар составляет 26%, а в области самых больших  $m_{\mu^+ \mu^-}$  формфактор увеличивает спектр почти в 4 раза по сравнению с квантовоэлектродинамическими расчетами для точечных частиц.

б) Для распадов с образованием электронных пар существенную роль играют радиационные поправки, пропорциональные  $\alpha \ln^2 (q^2/m_e^2)$ . Ситуация усложняется также радиационными процессами в веществе установки: достаточно сказать, что при полной эффективной толщине всего в 0,01 радиационной длины, в этом веществе образуется столько же фоновых  $e^+e^-$ -пар при внешней конверсии  $\gamma$ -квантов от радиационных распадов  $P \rightarrow 2\gamma$ , сколько их возникает в распадах  $P \rightarrow e^+e^- \gamma$ . Для распадов с образованием мюонных пар радиационные поправки и внешние радиационные эффекты, как правило, пренебрежимо малы.

в) Если сравнить конверсионные распады одного и того же мезона с образованием электронных и мюонных пар, то оценки показывают, что процесс с электронными парами имеет на порядок большую вероятность по сравнению с соответствующим мюонным распадом. Однако это почти не сказывается на точности измерения переходных формфакторов: различие в вероятностях возникает за счет области спектра электронных пар с малыми эффективными массами ( $< (2m_\mu)$ ; см. рис. 3), которая практически ничего не дает для определения параметров формфактора.

г) Для конверсионных распадов с испусканием мюонных пар формфактор должен существенно сказываться даже на парциальных ширинах этих распадов, увеличивая их в полтора-два раза (согласно предсказаниям VDM).

Все это показывает, что процессы с образованием мюонных пар обладают большими методическими преимуществами для исследования переходных формфакторов в конверсионных распадах мезонов.

#### б) Экспериментальные данные о переходных формфакторах нейтральных легких мезонов

##### 1) Результаты исследования конверсионных распадов мезонов

В настоящее время получена экспериментальная информация о следующих конверсионных лептонных распадах нейтральных мезонов:

$$\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma, \quad (2.13)$$

$$\eta \rightarrow e^+e^- \gamma, \quad (2.14)$$

$$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma, \quad (2.15)$$

$$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma, \quad (2.16)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-. \quad (2.17)$$

Результаты всех экспериментальных работ в этой области суммированы в табл. II. Старые измерения распадов (2.13)<sup>22-25</sup> и (2.14)<sup>27-28</sup> проводились с очень ограниченной статистикой, без учета радиационных поправок, содержали заметный фон от конверсии  $\gamma$ -квантов в мишени и веществе установки и т. д. Таким образом, эти работы носили чисто качественный характер. Достаточно точные измерения, позволяющие провести количественное изучение переходных формфакторов мезонов, были осуществлены только в недавних опытах, выполненных в ЦЕРНе (исследование распада (2.13)<sup>10</sup>) и в ИФВЭ (распады (2.15)–(2.17)<sup>7-9</sup>).

Для  $\pi^0$ -мезонов из-за их малой массы распад с испусканием электронной пары  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$  является единственным распадным процессом, в котором можно изучать переходный формфактор. Как отмечалось выше, в опытах по анализу электронных пар существенную роль играют внешние радиационные процессы, а также радиационные поправки. Для уменьшения роли

Т а б л и ц а II

Результаты экспериментов по исследованию конверсионных распадов  
нейтральных мезонов

Эксперимент и исследуемый процесс	Краткая характеристика экспериментальной установки	Результаты эксперимента
1. <sup>23</sup> (1961), $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	Жидководородная пузырьковая камера	$b_{\pi^0} = -8,5 \pm 5,5 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Ошибки статистические. Радиационные поправки не вводились
2. <sup>22</sup> (1961), $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	Жидководородная пузырьковая камера. Статистика: $N(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = 3071$	$b_{\pi^0} = -13,2 \pm 8,8 \text{ ГэВ}^{-2}$ , $\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1,166 \pm 0,047) \cdot 10^{-2}$ . Ошибки статистические. Радиационные поправки не вводились
3. <sup>24</sup> (1969), $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	Установка с оптическими искровыми камерами и ливневыми спектрометрами NaI(Tl). $\pi^0$ -мезоны образуются при захвате $\pi^-$ -мезонов в водороде. Статистика: $N(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = 2200$	$b_{\pi^0} = 0,6 \pm 6,0 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Ошибки статистические. Радиационные поправки не вводились
4. <sup>25</sup> (1972), $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	Магнитный спектрометр	$b_{\pi^0} = 0,9 \pm 5,5 \text{ ГэВ}^{-2}$
5. <sup>10</sup> (1978), $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	Магнитный спектрометр с проволочными искровыми камерами. Идентификация электронов газовыми черенковскими счетчиками (рис. 5). Источник «меченых» $\pi^0$ -мезонов — распад на лету $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ , $\pi^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ . $\gamma$ -кванты не регистрировались, а восстанавливались из кинематики. Статистика: $N(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = 20981$ в области $0,3 \leq (m_{e^+e^-}/m_{\pi^0}) \leq 0,9$	$b_{\pi^0} = 5,5 \pm 1,6 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Ошибки статистические. Радиационные поправки введены: они увеличили наклон $b_{\pi^0}$ в $\sim 2$ раза
6. <sup>26</sup> (1981), $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	Двухплечевой спектрометр: ливневой спектрометр для регистрации $\gamma$ -квантов (одно плечо); магнитный спектрометр с пропорциональными камерами для регистрации $e^+e^-$ -пар (другое плечо). Экстраполяция к нулевой толщине мишени для исключения внешней конверсии $\gamma$ -квантов	$\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = [1,25 \pm 0,04 \text{ (стат.)} \pm 0,01 \text{ (сист.)}] \cdot 10^{-2}$ . Радиационные поправки учтены
7. <sup>27</sup> (1973), $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	Пузырьковая камера	$b_{\eta} = -2,6 \pm 5,7 \text{ ГэВ}^{-2}$
8. <sup>28</sup> (1975), $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	Магнитный спектрометр с оптическими искровыми камерами. Идентификация электронов черенковскими газовыми счетчиками. Статистика: $N(\eta \rightarrow e^+e^-\gamma) = 50$ в области $0,1 \leq (m_{e^+e^-}/m_{\eta}) \leq 0,7$	$b_{\eta} = -0,7 \pm 1,5 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Ошибки статистические. Радиационные поправки не вносились. Авторы утверждают, что они малы

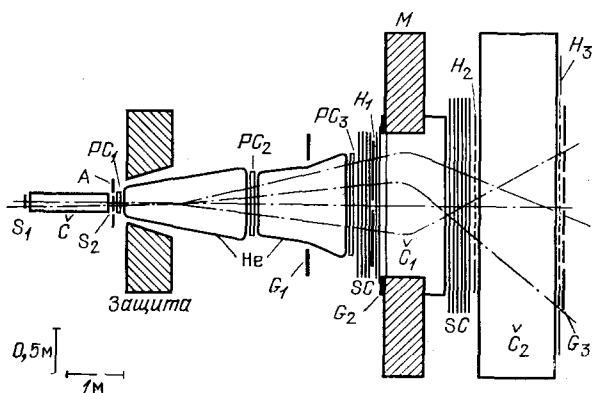
Продолжение табл. II

Эксперимент и исследуемый процесс	Краткая характеристика экспериментальной установки	Результаты эксперимента
9. <sup>7-9</sup> (1980), $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	Установка «Лептон-Г» (рис. 6). Магнитный спектрометр с пропорциональными и проволочными искровыми камерами для регистрации мюонов и годоскопический $\gamma$ -спектрометр для регистрации фотонов. Измерены энергии всех вторичных частиц; идентификация мюонов и $\gamma$ -квантов. Полное восстановление кинематики распада. Статистика: $N(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = 600$ , $N(\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = 33$ , $N(\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = 60$	$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \begin{cases} b_\eta = 1,9 \pm 0,4 \text{ ГэВ}^{-2} \\ \text{Br} = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \end{cases}$ $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \begin{cases} b_{\eta'} = 1,7 \pm 0,4 \text{ ГэВ}^{-2} \\ \text{Br} = (8,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-5} \end{cases}$ $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \begin{cases} b_{\omega \pi^0} = 2,4 \pm 0,2 \text{ ГэВ}^{-2} \\ \text{Br} = (9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5} \end{cases}$ Ошибки включают в себя как статистические, так и систематические погрешности. Радиационные поправки для мюонных распадов пренебрежимо малы
В работах <sup>7-9</sup> (п. 9) при определении $b = (dF/dq^2) _{q^2 \approx 0}$ переходный формфактор параметризовался во всем исследуемом диапазоне $q^2$ в полюсном приближении $F(q^2) = [1 - (q^2/\Lambda^2)]^{-1}$ (для $\eta'$ -мезона в области $q^2 \leq 0,4 \text{ ГэВ}^2$ ). При этом $b = \Lambda^{-2}$ . Во всех остальных работах формфактор параметризовался в линейном приближении $F(q^2) = 1 + bq^2$ , которое справедливо только для $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ -распада (из-за малых предельных значений $q^2$ в этом процессе)		

радиационных процессов вещество установки (и в первую очередь мишень, в которой образуются  $\pi^0$ -мезоны) должно быть сведено к минимуму. В опытах, выполненных в ЦЕРНе <sup>10</sup>, в качестве источника  $\pi^0$ -мезонов использовался распад  $K^+$ -мезонов первичного пучка на лету по каналу  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ . При

Рис. 5. Схема экспериментальной установки, использовавшейся в экспериментах по исследованию  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ -распада.

$S_1, S_2, A$  — сцинтилляционные счетчики;  $H_1 - H_3$  — сцинтилляционные годоскопы;  $G_1 - G_3$  — счетчики-сэндвичи из сцинтиллятора и свинца;  $\check{C}, \check{C}_1, \check{C}_2$  — газовые черенковские счетчики;  $SC$  — искровые проволочные камеры;  $PC$  — пропорциональные камеры;  $M$  — магнит. Распадный участок заполнен гелием



этом в результате измерения кинематических параметров  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонов можно было выделить «меченые»  $\pi^0$ -мезоны с известными начальными импульсами. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.

В результате эксперимента было отобрано 20981 событие  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ -распада, для которых масса  $e^+ e^-$ -пары лежала в пределах  $0,3 < (m_{e^+ e^-}/m_{\pi^0}) < 0,9$ . В этом интервале эффективных масс фон от других процессов не превышал 0,3% и не искажал формы распределений по  $q^2$ . Исследование формы спектра электронных пар позволило, в соответствии с формулой (2.8), определить переходный формфактор  $\pi^0$ -мезона, который аппроксимировался в линейном виде

$$F_{\pi^0}(q^2) = F_{\pi^0}(q^2; 0; m_{\pi^0}^2) = 1 + b_{\pi^0} q^2. \quad (2.18)$$

Линейное приближение здесь является достаточно хорошим из-за малой величины максимального значения квадрата переданного импульса:  $q^2 < 0,02 \text{ ГэВ}^2$ . Получена величина наклона формфактора при  $q^2 \approx 0$ :

$$b_{\pi^0} = \left. \frac{dF_{\pi^0}}{dq^2} \right|_{q^2 \approx 0} = 5,5 \pm 1,6 \text{ ГэВ}^{-2} \text{ (ошибка статистическая)}. \quad (2.19)$$

При этом радиационные поправки играли очень существенную роль и меняли наклон формфактора в 2 раза (без их учета  $b_{\pi^0} = 2,7 \pm 1,6 \text{ ГэВ}^{-2}$ ). Величина наклона формфактора примерно на 2,5 стандартного отклонения превышает соответствующие предсказания модели векторной доминантности.

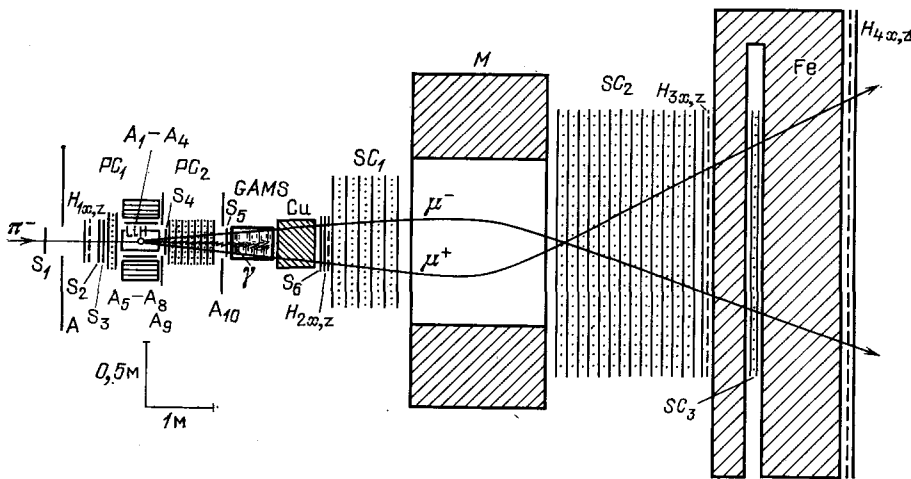


Рис. 6. Схема экспериментальной установки «Лептон-Г».

Детекторы частиц пучка:  $S_1 - S_3$  — сцинтилляционные счетчики;  $H_{1x,z}$  — сцинтилляционный годоскоп;  $PC_1$  — пропорциональная камера. Система выделения эксклюзивных процессов:  $A$  — противоореольные сцинтилляционные счетчики;  $LiH$  — 50 см-мишень;  $A_1 - A_4, A_5, A_8, A_{10}$  — сцинтилляционные охранные счетчики;  $A_6 - A_8$  — ливневые счетчики-сэндвичи;  $S_4, S_5$  — сцинтилляционные счетчики для выделения взаимодействий в мишени;  $PC_2$  — пропорциональные камеры для измерения координат вторичных заряженных частиц;  $GAMS$  — годоскопический спектрометр  $\gamma$ -квантов с 64 ячейками из свинцового стекла;  $Cu$  — медный фильтр (700 мм);  $S_6$  — счетчик для предварительного отбора проникающих частиц. Широкоапертурный магнитный спектрометр вторичных частиц:  $M$  — магнит;  $H_{4x,z}, H_{3x,z}$  — годоскопы;  $SC_1$  (10 камер) и  $SC_2$  (20 камер) — проволоочные искровые камеры. Детектор мюонов:  $H_{4x,z}$  — годоскопы и  $SC_3$  проволоочные искровые камеры, прослоенные железными пластинами общей толщиной 2 м.

Наиболее точное определение относительной вероятности распада (2.13) было проведено в эксперименте <sup>26</sup> на «мезонной фабрике» LAMPF в Лос-Аламосе:

$$\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = [1,25 \pm 0,04 \text{ (стат.)} \pm 0,01 \text{ (сист.)}] \cdot 10^{-2}. \quad (2.20)$$

В серии экспериментов, выполненных в ИФВЭ на экспериментальной установке «Лептон-Г» <sup>7-9</sup>, были впервые обнаружены распады (2.15)–(2.17) и получены данные об электромагнитной структуре  $\eta$ -,  $\eta'$ - и  $\omega$ -мезонов. Установка представляла собой комбинированный спектрометр, позволявший эффективно регистрировать процессы с одновременным испусканием мюонных пар и  $\gamma$ -квантов и проводить полную кинематическую реконструкцию всех вторичных частиц. Схема установки «Лептон» представлена на рис. 6. В качестве источника исследуемых мезонов были выбраны квазидвухчастичные эксклюзивные реакции

$$\pi^- + p \rightarrow M + n \quad (M = \eta, \eta', \omega) \quad (2.21)$$

в области первичных импульсов  $\pi^-$ -мезонов 25—33 ГэВ \*). Эти реакции обеспечивали благоприятные фоновые условия для поисков и изучения редких процессов электромагнитных распадов.

За время измерений через установку было пропущено около  $5 \cdot 10^{11}$   $\pi^-$ -мезонов, что соответствовало образованию в мишени  $2 \cdot 10^7$   $\eta$ -мезонов и  $10^7$   $\eta'$ - и  $\omega$ -мезонов в бинарных реакциях (2.21). Для анализа были отобраны события, кинематика которых соответствовала эксклюзивным реакциям

$$\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma n_s \quad (2.22)$$

$$\rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma n_s \quad (2.23)$$

$$\rightarrow \mu^+ \mu^- n_s. \quad (2.24)$$

Распады (2.15)—(2.17) были обнаружены при анализе спектров эффективных масс  $\mu^+ \mu^- \gamma$ - и  $\mu^+ \mu^- \pi^0$ -состояний и проявлялись в виде четких пиков

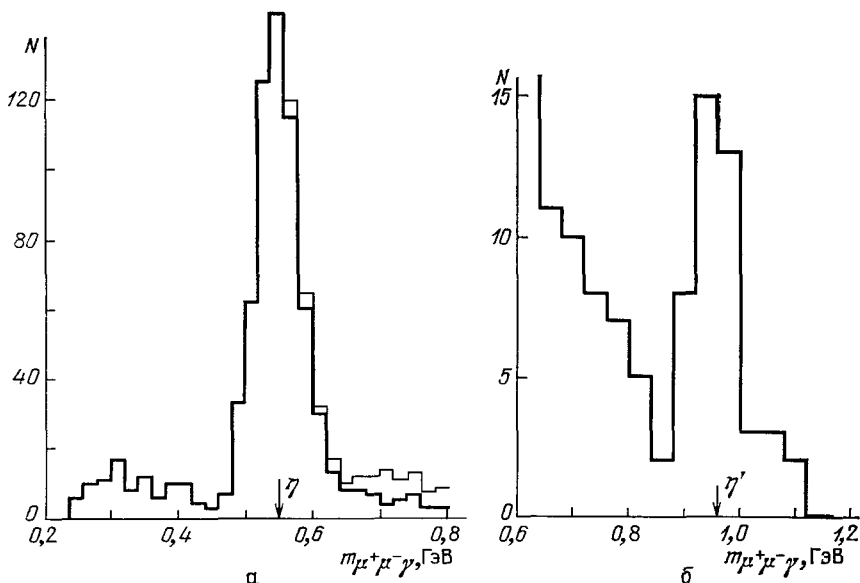


Рис. 7. а — Спектр масс  $\mu^+ \mu^- \gamma$ -системы в реакции (2.22) (пик соответствует распаду  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , стрелка — табличное значение массы  $\eta$ -мезона; тонкая гистограмма — все события; жирная гистограмма — события с  $m_{\mu^+ \mu^-}^2 < 0,24$  ГэВ<sup>2</sup>, использованные для определения переходного формфактора  $\eta$ -мезона;  $N$  — число событий на массовый интервал 20 МэВ); б — спектр масс  $\mu^+ \mu^- \gamma$ -системы в реакции (2.22) в области, выше  $m_\eta$  (стрелкой указано табличное значение массы  $\eta'$ -мезона;  $N$  — число событий на массовый интервал 40 МэВ)

в области масс исследуемых мезонов (см. рис. 7, 8). События, лежащие в этих пиках, были затем использованы для исследования спектра масс мюонных пар  $d\Gamma/dq^2$ .

На рис. 9 представлены экспериментальные значения квадрата формфактора  $\eta$ -мезона  $|F_\eta(q^2)|^2$ . Они определялись для выделенных событий распада (2.15) как отношение измеренного спектра  $d\Gamma/dq^2$  к спектру, вычисленному методом Монте-Карло по формуле (2.8) с  $F = 1$  и с учетом эффек-

\*) С ростом первичной энергии сечения эксклюзивных реакций (2.21) уменьшаются, но эффективность установки к регистрации распадов (2.15) — (2.17) мезонов растет. Кроме того, возрастает надежность идентификации вторичных частиц (мюонов и  $\gamma$ -квантов) и уменьшается фон, обусловленный  $\pi \rightarrow \mu$ -распадами на лету. Поэтому выбор первичной энергии проводился из компромиссных соображений, чтобы обеспечить максимальную чувствительность эксперимента.

тивности установки. Формула (2.8) в данном случае имеет конкретный вид:

$$\frac{d\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)}{dq^2\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)} = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{q^2} \left(1 - \frac{q^2}{m_\eta^2}\right)^3 \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{q^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{q^2}} |F_\eta(q^2)|^2; \quad (2.25)$$

здесь  $q^2 = m^2$  — квадрат массы мюонной пары,  $m_\mu$  и  $m_\eta$  — массы мюона и  $\eta$ -мезона,  $F_\eta(q^2)$  — переходный формфактор  $\eta$ -мезона, который параметризовался в полюсном приближении:

$$F_\eta(q^2) = F_\eta(q^2; 0; m_\eta^2) = \left(1 - \frac{q^2}{\Lambda_\eta^2}\right)^{-1}. \quad (2.26)$$

Величина характерной массы  $\Lambda_\eta$  найдена равной

$$\Lambda_\eta = 0,72 \pm 0,09 \text{ ГэВ}. \quad (2.27)$$

При этом наклон формфактора при  $q^2 \approx 0$  составляет

$$b_\eta = \left. \frac{dF_\eta}{dq^2} \right|_{q^2 \approx 0} = \frac{1}{\Lambda_\eta^2} = 1,9 \pm 0,4 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (2.27')$$

Как видно из (2.27) и (2.27'), экспериментальные данные по  $F_\eta(q^2)$  хорошо согласуются с моделью векторной доминантности (см. также ниже рис. 16).

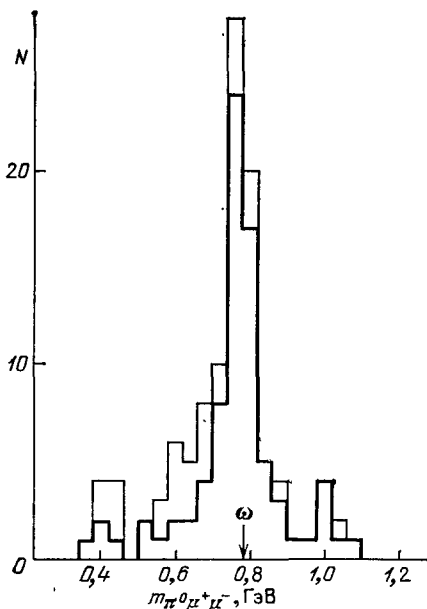


Рис. 8. Спектр масс  $\mu^+\mu^-\pi^0$ -системы в реакции (2.23) для событий с  $m_{\mu^+\mu^-}^2 \leq 0,4 \text{ ГэВ}^2$  (использованных затем для измерения переходного формфактора).

Пик соответствует распаду  $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ . Стрелкой показано табличное значение массы  $\omega$ -мезона.  $N$  — число событий на массовый интервал 40 МэВ. Внешняя и внутренняя линии гистограмм соответствуют порогам по энергии  $\gamma$ -квантов, равным  $(E_\gamma)_{\text{порог}} = 1$  и 1,4 ГэВ соответственно (с ростом  $(E_\gamma)_{\text{порог}}$  улучшались фоновые условия опыта)

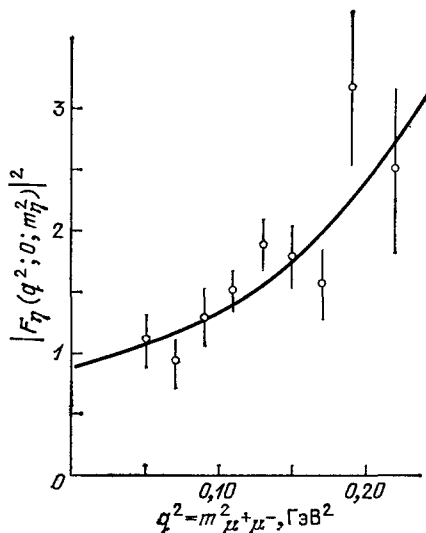


Рис. 9. Измерение электромагнитного переходного формфактора  $\eta$ -мезона в распаде (2.15).

Кружки — экспериментальные значения для  $|F_\eta(q^2; 0; m_\eta^2)|^2$ . Кривая — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью  $K[1 - (q^2/\Lambda_\eta^2)]^{-2}$ , где  $\Lambda_\eta = 0,72 \pm 0,09 \text{ ГэВ}$ , а коэффициент  $K$  учитывает погрешность в абсолютной нормировке результатов измерений  $|F_\eta|^2$ .

Отметим, что такое согласие с VDM для переходных формфакторов в работе <sup>7</sup> было получено впервые; см. ниже, рис. 14.

На рис. 10 представлены данные по экспериментальным значениям квадрата переходного формфактора  $\eta'$ -мезона  $|F_{\eta'}(q^2; 0; m_{\eta'}^2)|^2$ . Соответствующая процедура измерения формфактора полностью идентична той, которая была использована при анализе электромагнитной структуры  $\eta$ -мезона.

Наклон формфактора  $\eta'$ -мезона при  $q^2 \approx 0$  составляет

$$b_{\eta'} = \left. \frac{dF_{\eta'}}{dq^2} \right|_{q^2 \approx 0} = 1,7 \pm 0,4 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (2.28)$$

Поведение переходного формфактора  $\eta'$ -мезона отражает интересное физическое явление: для  $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ -распада  $\rho$ - и  $\omega$ -полюсы лежат в физической области для спектра мюонных пар. Данные по переходному формфактору  $\eta'$ -мезона и предсказания VDM (см. рис. 10) находятся в качественном согласии. Более детальный анализ в настоящее время невозможен из-за ограниченности статистики событий (2.16).

Экспериментальные данные по квадрату переходного формфактора  $\omega \rightarrow \pi^0$ -вершины в распаде (2.17)  $|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2$  приведены на рис. 11. Они

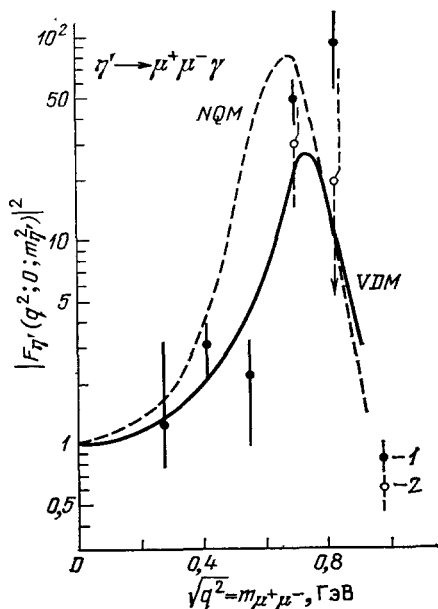


Рис. 10. Измерение электромагнитного переходного формфактора  $\eta'$ -мезона в распаде (2.16).

Значки: 1 — экспериментальные значения квадрата формфактора  $|F_{\eta'}(q^2; 0; m_{\eta'}^2)|^2$ ; 2 — то же, но с максимальной поправкой на 20%-ный фон в пике  $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (рис. 7, б; в предположении, что весь фон лежит в области масс  $\rho$ -мезона). Сплошная кривая — предсказания модели векторной доминантности (VDM), штриховая — предсказания, основанные на нелокальной кварковой модели (NQM)

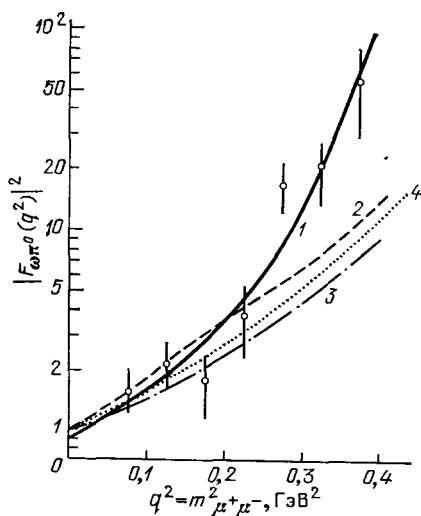


Рис. 11. Переходный формфактор для  $\omega \rightarrow \pi^0$ -вершины в распаде (2.17).

Кружки — экспериментальные значения  $|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2$ . Кривая 1 — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью  $K[1 - (q^2/\Lambda_\omega^2)]^{-2}$ ; коэффициент  $K$  учитывает неопределенность в абсолютной нормировке экспериментальных величин;  $\Lambda_\omega = 0,65 \pm 0,03 \text{ ГэВ}$ . Кривая 2 — предсказание модели <sup>48</sup> с модифицированным  $\rho$ -пропагатором, кривая 3 вычислена по модели векторной доминантности, кривая 4 — предсказание нелокальной кварковой модели <sup>46</sup>

были получены тем же методом, что и для формфактора  $\eta$ -мезона. Для описания спектра мюонных пар при этом использовалась формула (2.4), а переходный формфактор параметризовался в полюсном приближении (см. (2.26)). Величина характерной массы  $\Lambda_\omega$  найдена равной

$$\Lambda_\omega = 0,65 \pm 0,03 \text{ ГэВ}. \quad (2.29)$$

Наклон формфактора составляет

$$b_{\omega\pi^0} = \left. \frac{dF_{\omega\pi^0}}{dq^2} \right|_{q^2 \approx 0} = \Lambda_\omega^{-2} = 2,4 \pm 0,2 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (2.29')$$

В модели векторной доминантности переходный формфактор  $F_{\omega\pi^0}(q^2)$  обусловлен вкладом одного  $\rho$ -полюса. Поэтому  $\Lambda_{\text{VDM}} = m_\rho$ , что отличается

от измеренной величины на 4 стандартных отклонения. В области больших масс  $m_{\mu^+\mu^-}$  формфактор растет значительно быстрее, чем это предсказывается VDM (см. рис. 11).

Были определены относительные вероятности распадов (2.15)–(2.17). Соответствующие результаты приведены в табл. II и ниже, в табл. III, где суммированы также данные о наклонах переходных формфакторов. Для уменьшения систематических ошибок, связанных с абсолютной нормировкой шкалы, при определении парциальных вероятностей (2.15)–(2.17), измеренных в одном эксперименте, применялась следующая процедура. Величина относительной вероятности распада  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  определялась путем интегрирования спектра мюонных пар  $d\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)/dq^2\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$ , определенного по формуле (2.25) с использованием экспериментальных данных о переходном формфакторе  $\eta$ -мезона (т. е. соотношений (2.26)–(2.27)). Отсюда было получено

$$\frac{\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)} = (7,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}, \quad (2.30)$$

$$\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = \frac{\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow \text{все})} = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \quad (2.30')$$

(ошибка включает в себя и систематику). Это более точная величина, чем та, которая была найдена в прямых измерениях ( $\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (2,9 \pm \pm 0,75) \cdot 10^{-4}$ ), где погрешность обусловлена неопределенностью в абсолютной нормировке. Заметим, что если бы  $\eta$ -мезон был точечной частицей, то величина  $\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)/\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$  определялась бы из квантовой электродинамики (по формуле (2.25)) с огромной точностью. Вся ошибка в (2.30) обусловлена погрешностями в измерении формфактора  $F_\eta(q^2)$ . Следует подчеркнуть, что определение параметра  $\Lambda_\eta$  для формфактора  $\eta$ -мезона можно было провести без всякой абсолютной нормировки (т. е. не используя при фитировании точку  $|F_\eta(0)|^2 = 1$  (см. рис. 9)). Полученное таким методом значение  $(\Lambda_\eta)_{\text{без нормировки}}$  совпадало с  $\Lambda_\eta$  в (2.27). Поэтому величина относительной вероятности (2.30') никак не зависела от предварительной абсолютной нормировки числа зарегистрированных событий \*) и наоборот сама была в дальнейшем использована для более точной нормировки других экспериментальных результатов, в том числе и для определения парциальных вероятностей  $\text{Br}(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)$  и  $\text{Br}(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-)$  (см. также гл. 3).

Экспериментальные значения относительных вероятностей конверсионных распадов (2.15)–(2.17) заметно превышают расчетные значения, полученные без учета электромагнитной структуры мезонов (т. е. для значений формфакторов  $F = 1$ ), и находятся в разумном согласии с предсказаниями, основанными на VDM.

## 2) Переходные формфакторы и эксперименты на $e^+e^-$ -пучках

Рассмотрим теперь возможности изучения переходных формфакторов нейтральных мезонов в различных процессах на встречных  $e^+e^-$ -пучках. В этих опытах могут быть получены данные о формфакторах в другой кинематической области по сравнению с конверсионными распадами. Поэтому все такие измерения взаимно дополняют друг друга.

В недавних опытах с «мечеными фотонами», проводившимися на  $e^+e^-$ -накопителе PETRA на сверхпроводящем магнитном соленоидальном спектрометре PLUTO, была исследована реакция образования  $\eta'$ -мезонов

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma_V\gamma_V = e^+e^-\eta', \quad (2.31)$$

в которой регистрировались  $\eta'$ -мезоны и электроны в конечном состоянии <sup>29</sup>. Сечение этого процесса определяется  $\gamma_V\gamma_V$ -соударениями виртуальных

\*) Погрешности в этой предварительной нормировке обуславливают отличие множителя  $K$  (см. рис. 9) от единицы.

фотонов с известными значениями  $q_1^2$  и  $q_2^2$  (рис. 12, а). Эти 4-импульсы лежат в пространственно-подобной области, и их величина определяется путем измерения энергии и угла вылета соответствующего вторичного электрона (такая процедура и называется «мечением» виртуального фотона). Как следует из <sup>6</sup>, <sup>29</sup>, сечение образования псевдоскалярных мезонов в  $\gamma\gamma$ -соударениях имеет вид

$$\sigma(q_1^2, q_2^2, s)_{\gamma\gamma} = \frac{4\pi^2 (\nu^2 - m_P^2 \tilde{Q}^2) \alpha^2 |f_P(q_1^2, q_2^2, m_P^2)|^2 \sqrt{s} \Gamma}{\sqrt{X} [(s - m_P^2)^2 + \Gamma^2 m_P^2]}; \quad (2.32)$$

здесь  $X = (q_1 q_2)^2 - q_1^2 \cdot q_2^2$ ;  $\tilde{Q} = (1/2)(q_1 - q_2)$ ;  $\nu = \tilde{Q}K$ ;  $K = q_1 + q_2$  — 4-импульс псевдоскалярного мезона  $P$ ;  $m_P$ ,  $\Gamma$  — его масса и ширина;  $\sqrt{s}$  — инвариантная масса  $\gamma\gamma$ -системы;  $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ . Переходный формфактор  $f_P(q_1^2, q_2^2, m_P^2)$  связан с радиационной шириной  $P \rightarrow 2\gamma$ -распада  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  соотношением  $\Gamma_{\gamma\gamma} = (1/4)\pi\alpha^2 |f_P(0, 0, m_P^2)|^2 m_P^3$ . Как и раньше, мы будем

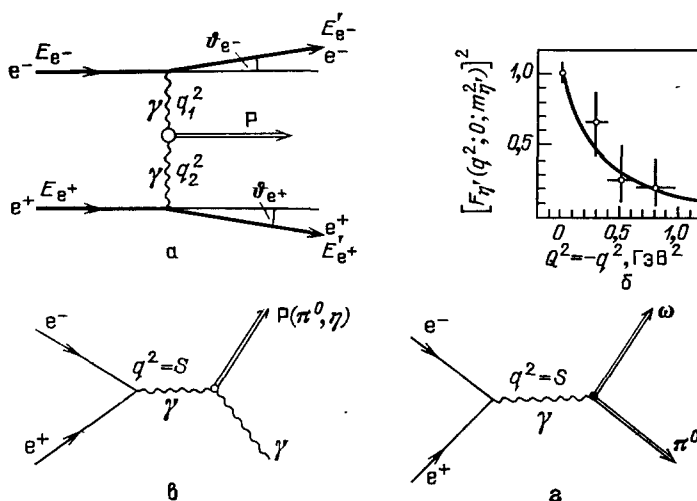


Рис. 12. Исследование переходных формфакторов нейтральных мезонов в опытах на встречных  $e^+e^-$ -пучках.

а — Диаграмма для процесса образования псевдоскалярных мезонов  $P$  в  $\gamma\gamma$ -соударениях ( $\gamma$  — виртуальный фотон) в реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-P$  ( $q_1^2, q_2^2$  — квадраты 4-импульсов виртуальных фотонов;  $q^2 = -4EE'\sin^2(\Phi/2) < 0$  — пространственноподобные импульсы;  $E, E'$  — начальная и конечная энергии электрона,  $\Phi$  — угол вылета вторичного электрона); б — результаты исследования переходного формфактора  $\eta'$ -мезона  $|F_{\eta'}(q^2; 0, m_{\eta'}^2)|^2$  в пространственноподобной области в  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'$ -реакции в эксперименте с однократным мечением виртуальных фотонов <sup>29</sup> (сплошная кривая — предсказание VDM; см. (2.33) — приближенное выражение;  $Q^2 = -q^2 > 0$ ); в — диаграмма для реакции  $e^+e^- \rightarrow \gamma P$  ( $P = \eta, \pi^0$ ); г — диаграмма для реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ .

рассматривать нормированные формфакторы (см. (2.5))  $F_P(q_1^2, q_2^2, m_P^2) = f_P(q_1^2, q_2^2, m_P^2)/f_P(0, 0, m_P^2)$ . Сечение  $\sigma_{\gamma\gamma}(q_1^2, q_2^2, s)$  связано с сечением  $e^+e^-$ -реакций типа (2.31) с помощью известного выражения для «функции светимости виртуальных фотонов»  $L(q_1^2, q_2^2, s)$ :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta') = \int \sigma(q_1^2, q_2^2, s)_{\gamma\gamma} L(q_1^2, q_2^2, s) ds dq_1^2 dq_2^2.$$

Если опыты проводятся без регистрации электронов в конечном состоянии (2.31) (т. е. «мечение»  $\gamma$ -квантов отсутствует), то виртуальные фотоны находятся вблизи массовой поверхности ( $q_1^2 \approx q_2^2 \approx 0$ ) и являются почти реальными. Тогда (2.32) переходит в

$$\sigma_{\gamma\gamma}(q_1^2 \approx 0, q_2^2 \approx 0) = \sigma_{\gamma\gamma} = \frac{8\pi}{m_P} \sqrt{s} \Gamma_{\gamma\gamma} \Gamma [(s - m_P^2)^2 + \Gamma^2 m_P^2]^{-1}. \quad (2.32')$$

В этих кинематических условиях реакция (2.31) используется для измерения радиационной ширины мезона  $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) = \Gamma_{\gamma\gamma}$ . При регистрации же одного или двух электронов в конечном состоянии (однократное или двухкратное «мечение» виртуальных фотонов) кинематика эксперимента может быть выбрана так, что квадраты 4-импульсов, переносимых фотонами, меняются, и при этом исследуется переходный формфактор мезона  $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2)$ . Так как регистрация вторичных электронов приводит к большому уменьшению светимости, то в экспериментах на установке PLUTO проводились исследования реакции (2.31) лишь при однократном мечении виртуальных фотонов.

Для детектирования  $\eta'$ -мезона использовался его канал распада  $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ , имеющий относительную вероятность  $\text{Br}(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma) = 0,300 \pm 0,016$ . Измерения велись как в условиях, когда оба виртуальных фотона находились вблизи массовой поверхности ( $q_1^2 \approx q_2^2 \approx 0$ ; электроны отдачи не регистрировались), так и при регистрации одного из вторичных электронов. В последнем случае квадрат переданного импульса, переносимый виртуальным фотоном, менялся в пространственноподобной области  $0 > q^2 > -1 \text{ ГэВ}^2$ . Всего было зарегистрировано  $245 \pm 16,5$  событий реакции (2.31) в опытах без «мечения» и  $35 \pm 9$  событий при «мечении» одного из фотонов. Определено значение радиационной двухфотонной ширины  $\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma) = [3,80 \pm 0,26 \text{ (стат.)} \pm 0,43 \text{ (сист.)}] \text{ кэВ}$ . Измерен также переходный формфактор  $F_{\eta'}(q^2; 0; m_{\eta'}^2)$  (рис. 12, б). Как видно из этого рисунка, поведение переходного формфактора  $\eta'$ -мезона в пространственноподобной области согласуется с предсказаниями модели векторной доминантности

$$F_{\eta'}(q^2; 0; m_{\eta'}^2) \approx \left(1 - \frac{q^2}{m_\rho^2}\right)^{-1} = \left(1 + \frac{Q^2}{m_\rho^2}\right)^{-1} \quad (2.33)$$

(здесь  $Q^2 = -q^2 > 0$  \*). Результаты экспериментов на встречных пучках хорошо сшиваются с данными по переходному формфактору  $\eta'$ -мезона во времениподобной области (из анализа конверсионного распада  $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ ).

Переходные формфакторы нейтральных мезонов могут изучаться также в реакциях  $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$ ;  $\eta\gamma$ ;  $\omega\pi^0$  и т. д. (см. диаграммы рис. 12, в и г). Амплитуды этих процессов пропорциональны формфакторам  $P\gamma$ -, или  $\omega\pi^0$ -вершины — в области больших времениподобных переданных импульсов (см., например ниже, рис. 13). Исследование таких реакций расширяет область изучения переходных формфакторов по сравнению с данными конверсионных распадов.

Сечение процессов типа  $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$  или  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  должны быть очень малыми ( $10^{-34}$ – $10^{-35}$ )  $\text{см}^2$ , что весьма затрудняет постановку соответствующих экспериментов. Однако для реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  ожидаемые сечения составляют величину порядка десятка нанобарнов, и ситуация является более благоприятной. Первые опыты здесь уже проведены. Наиболее надежные результаты были получены в измерениях на нейтральном детекторе ИЯФ СО АН СССР на  $e^+e^-$ -накопителе ВЭПП-2М<sup>30</sup>. Нейтральный детектор включал в себя калориметр из 168 сцинтилляционных счетчиков на кристаллах NaI (Tl) и ливневые пропорциональные камеры (расположенные внутри калориметра) для измерения углов вылета фотонов. Полный телесный угол, охватываемый детектором, составлял  $0,65 \cdot 4\pi$  стер.

Для идентификации реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  использовался распад  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma \rightarrow 3\gamma$ , регистрировавшийся в детекторе вместе с  $\gamma$ -квантами от распада  $\pi^0$ -мезона. Измерены значения сечений  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0)$  в энергетическом диапазоне  $1 \leq \sqrt{s} \leq 1,4 \text{ ГэВ}$ . Величина сечения связана с формфактором

\*) В формуле для формфактора  $\eta'$ -мезона (2.33), используемой в<sup>29</sup> (см. рис. 12, б), не учтен небольшой вклад  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов. Более точное выражение  $F_{\eta'}(q^2; 0; m_{\eta'}^2) \approx [1 + (0,88Q^2/m_\rho^2)]^{-1}$  (см. (2.10) — (2.12) и табл. I).

$\omega\pi^0$ -вершины соотношением <sup>31</sup>:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0}(s) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s^2} \rho_\omega |f_{\omega\pi^0}(s)|^2,$$

где

$$\rho_\omega = 4 \sqrt{s} \left\{ [s - (m_\omega + m_{\pi^0})^2] [s - (m_\omega - m_{\pi^0})^2] \frac{1}{4s} \right\}^{3/2}.$$

Значение переходного  $\omega\pi^0$ -формфактора при  $s = 0$  определяется радиационной шириной  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ -распада  $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (4/3) \alpha p_0^3 |f_{\omega\pi^0}(0)|^2$ , где  $p_0 = (m_\omega^2 - m_{\pi^0}^2)/2m_\omega$  — энергия фотона. Поэтому нормированный переходный

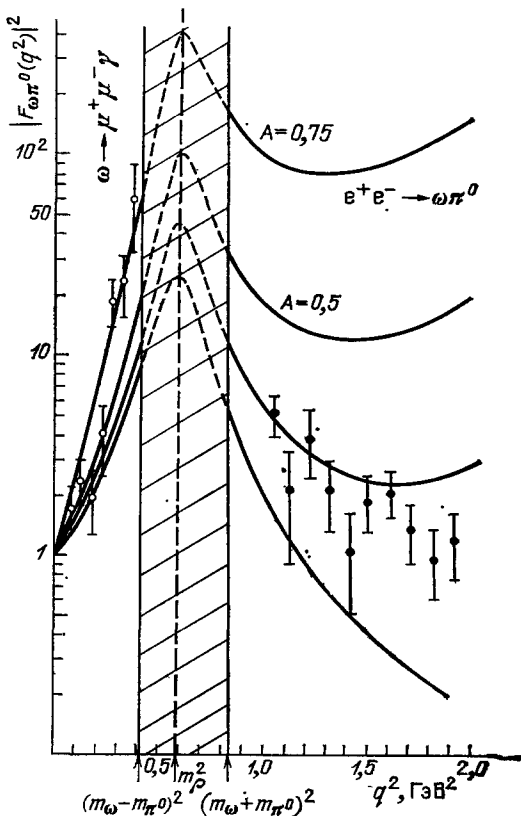


Рис. 13. Результаты исследования переходного формфактора  $\omega\pi^0$ -вершины в распаде  $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  и в реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ .

Кривые соответствуют предсказанию модели обобщенной векторной доминантности с учетом вклада  $\rho(770)$ - и  $\rho'(1600)$ -мезонов (см. (2.36)).  $A = -(g_{\rho'\omega\pi}/2g_{\rho'\gamma}) \times (g_{\rho\omega\pi}/2g_{\rho\gamma})^{-1}$ . Область переданных импульсов  $(m_\omega - m_{\pi^0})^2 \leq q^2 \leq (m_\omega + m_{\pi^0})^2$  запрещена кинематикой исследуемых процессов («нефизическая область»).

формфактор  $F_{\omega\pi^0}(s) = f_{\omega\pi^0}(s)/f_{\omega\pi^0}(0)$  определяется выражением

$$|F_{\omega\pi^0}(s)|^2 = \left| \frac{f_{\omega\pi^0}(s)}{f_{\omega\pi^0}(0)} \right|^2 = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0}(s)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)} \frac{s^2 p_0^3}{\pi \alpha \rho_\omega}.$$

Данные по  $|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2$  при  $1,05 \leq q^2 \leq 1,9$  ГэВ<sup>2</sup> представлены на рис. 13 (они определены из значений  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0)$  из <sup>30</sup>).

Заметим в заключении этого параграфа, что на встречных  $e^+e^-$ -пучках были проведены также исследования переходного  $K_L^0 - K_S^0$ -формфактора для временноподобной области переданных импульсов — в реакции  $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$  <sup>32</sup>.

### в) Векторная доминантность и переходные формфакторы

В результате опытов, рассмотренных в предыдущих разделах, впервые была получена достаточно точная количественная информация об электромагнитной структуре нейтральных мезонов. Совокупность всех этих экспериментальных данных суммируется на рис. 14, а также в табл. III, где



	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (2.13)		$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ (2.15)		$\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ (2.16)		$\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ (2.17)	
	Br	$b_{\pi^0}, \text{ ГэВ}^{-2}$	Br	$b_\eta, \text{ ГэВ}^{-2}$	Br	$b_{\eta'}, \text{ ГэВ}^{-2}$	Br	$b_{\omega\pi^0}, \text{ ГэВ}^{-2}$
Потенциальная модель <sup>44</sup>	$1,24 \cdot 10^{-2}$	$\sim 25$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	1,65	—	—		
Модель связанных $q\bar{q}$ -пар с релятивистскими волновыми функциями <sup>45</sup>	Модель согласуется с экспериментальными данными по переходному формфактору в $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ -распаде. Для $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ модель расходится с опытом по тем же причинам, что и потенциальная модель <sup>44</sup> (полюс при $q^2=m_\rho^2$ )							
Нелокальная кварковая модель (NQM) <sup>46</sup>	$\Gamma(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = 5,9 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$	2,3	$\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = 0,25 \text{ эВ}$	2,6	$\Gamma(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = 17 \text{ эВ}$	1,6	$\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-) = 720 \text{ эВ}$	2,1
Модель мешков <sup>47</sup>							Формфактор $ F_{\omega\pi^0}(q^2) ^2$ в основной области $q^2$ в несколько раз меньше чем в VDM (хотя и имеет такой же наклон $b_{\omega\pi^0}$ при очень малых $q^2$ ). Резкое противоречие с экспериментом	

а)  $b_{AB} = (dF_{AB}/dq^2)_{q^2 \approx 0}$  — наклон переходного формфактора.

б)  $\sqrt{\langle r_{AB}^2 \rangle_{\text{эл.-магн}}} = \sqrt{\frac{1}{6} b_{AB}}$  — среднеквадратичный «радиус» структуры A — B-перехода.

в) Для распадов (2.15)–(2.17) ошибки включают в себя и систематические погрешности <sup>7-9</sup>. Для распада (2.13) значение  $b_{\pi^0}$  приводится только со статистической ошибкой <sup>10</sup>.

г) В модели NQM <sup>46</sup> приведены абсолютные значения ширины конверсионных распадов. Оценки «брэнчингов» (относительных вероятностей Br):

$$\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma)_{\text{NQM}} = 7,4 \cdot 10^{-3}, \quad \text{Br}(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)_{\text{NQM}} = 6,1 \cdot 10^{-5},$$
$$\text{Br}(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-)_{\text{NQM}} = 7,3 \cdot 10^{-6}, \quad \text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma)_{\text{NQM}} = 3,0 \cdot 10^{-4}$$

(полные ширины из данных <sup>48</sup>)

проведено сравнение с различными теоретическими моделями <sup>33-47</sup>, рассматриваемыми в этой главе.

Общее поведение переходных формфакторов качественно соответствует VDM. Наклоны всех формфакторов оказываются положительными (т. е. формфакторы растут с ростом массы лептонной пары) и имеют нужный порядок величины. Старые данные по распадам  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  и  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ , приводившие к отрицательным и очень большим значениям наклона, оказались ошибочными, по-видимому, прежде всего из-за ограниченности статистики, не очень чистых условий опытов, отсутствия радиационных поправок.

Однако количественное рассмотрение показывает, что если формфактор  $\eta$ -мезона в распаде (2.15) в пределах точности эксперимента хорошо совпадает с предсказаниями VDM, то для конверсионных распадов  $\pi^0$ -мезона (2.13)

и  $\omega$ -мезона (2.17) наблюдаются заметные расхождения с этой моделью \*). Поэтому естественно прежде всего поставить вопрос — а на сколько точно следует ожидать выполнения предсказаний, основанных на векторной доминантности?

Нет оснований ожидать, что эта простейшая модель будет всегда хорошо описывать все физические процессы. В ряде электромагнитных явлений могут проявляться точечные взаимодействия между фотонами и кварковыми полями. Такая ситуация имеет, как известно, место, по крайней мере, при больших переданных импульсах — в области глубокой неупругости, при образовании лептонных пар с большими эффективными массами, в  $\gamma\gamma$ -соударениях. Возможны специфические вклады отдельных кварковых диаграмм, меняющих наивные оценки. Необходимо также учесть вклад вектор-

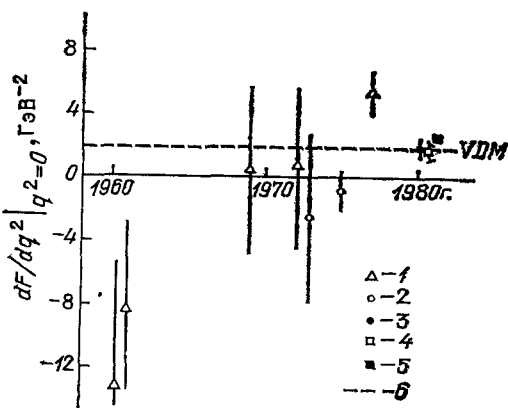


Рис. 14. Совокупность экспериментальных данных по наклонам электромагнитных переходных формфакторов нейтральных мезонов  $[dF/dq^2]_{q^2=0}$ ,  $\text{ГэВ}^{-2}$ .

1 — распад  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  <sup>27-28, 10</sup>; 2 — распад  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  <sup>27, 28</sup>; 3 — распад  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ; 4 — распад  $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ; 5 — распад  $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ ; 6 — предсказание модели векторной доминантности для наклона формфактора  $\eta$ -мезона  $[dF_\eta/dq^2]_{q^2=0} = 1,8 \text{ ГэВ}^{-2}$  (предсказания VDM для остальных наклонов очень близки к этой величине; см. табл. I)

ных состояний с большими массами (обобщенная VDM). Существуют хорошо известные трудности в сопоставлении различных физических процессов с предсказаниями VDM, связанные с экстраполяцией данных от  $q^2 \approx m_\pi^2$  к  $q^2 \approx 0$  и т. д. Поэтому общая ситуация с выполнением векторной доминантности является не очень удовлетворительной, и в каждом отдельном случае следует проводить конкретный анализ.

Такой анализ был выполнен для распадов типа  $P \rightarrow l^+l^-\gamma$  в работе <sup>33</sup>. Исследовалось дисперсионное соотношение для переходного формфактора:

$$F_P(q^2; 0; m_P^2) = \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} ds \frac{\text{Im } F_P(s; 0; m_P^2)}{s - q^2}. \quad (2.34)$$

На основании данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны, дисперсионный интеграл разбивался на две области: резонансную область ( $s < s_1 = 1,5 \text{ ГэВ}^2$ ,

\*) Заметим, что область переданных импульсов в  $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ -распаде несколько выше, чем в  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ , и отступления от VDM проявляются в основном именно в этой более жесткой части димьюнного спектра.

аппроксимируемую по VDM, и область высших состояний ( $s > s_1$ ), где могут быть использованы квантовохромодинамические расчеты:

$$F_P(q^2; 0; m_P^2) = \underbrace{\frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{s_1=1,5 \Gamma^2 B^2} \left( \sum_V \frac{P}{V} \right) ds}_{\text{Резонансная область}} +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \int_{s_1=1,5 \Gamma^2 B^2}^{\infty} \frac{\text{Im } F_P(s; 0; m_P^2) ds}{s - q^2} = \left[ \sum_V \frac{g_{PV\gamma}}{2g_{V\gamma}} \left( 1 - \frac{q^2}{m_V^2} \right)^{-1} \right] \left[ \sum_V \frac{g_{PV\gamma}}{2g_{V\gamma}} \right]^{-1} +$$

$$+ \frac{1}{3} \frac{\alpha_s}{\sqrt{2} \pi} (\dots) = \left[ \sum_V \frac{g_{PV\gamma}}{2g_{V\gamma}} \left( 1 - \frac{q^2}{m_V^2} \right)^{-1} \right] \left[ \sum_V \frac{g_{PV\gamma}}{2g_{V\gamma}} \right]^{-1} + O(1,5 - 5\%) \quad (2.35)$$

(так как в резонансной области  $\text{Im } F_P(s) \sim \sum_V \delta(m_V^2 - s)$ ). Хотя второй интеграл оценивается в КХД не слишком точно, существенно отметить, что он очень мал по сравнению с первым выражением. Это позволяет сделать вывод, что поправки к векторной доминантности для формфакторов мезонов в распадах  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$  не превышают 5—10%.

Таким образом, оценки по КХД показывают, что вклад высших состояний в переходный формфактор для конверсионных распадов типа  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$  мал и векторная доминантность должна хорошо выполняться. Это подтверждается результатами исследования распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ . Но данные по наклону формфактора  $\pi^0$ -мезона, отличающиеся от предсказаний векторной доминантности примерно в три раза, представляют известную трудность для этой теории. Остается, однако, не исследованным вопрос, насколько хорошо аппроксимируется резонансная область простыми полюсными членами (см. (2.35)). Но прежде всего, конечно, следует иметь в виду трудности измерения переходного формфактора  $\pi^0$ -мезона, о которых говорилось выше, и необходимость повторения и уточнения соответствующих опытов.

Рассмотрим теперь возможные механизмы нарушения модели векторной доминантности в распаде  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  (2.17).

В работе <sup>49</sup> переходный  $\omega\pi^0$ -формфактор анализировался дисперсионным методом с учетом вклада промежуточных  $\pi\pi$ -состояний ( $\gamma_V \rightarrow \pi\pi \rightarrow \pi^0 \omega$ ; см. рис. 15). Как следует из соотношения унитарности, в выражении для формфактора должен быть учтен вклад амплитуды реакции  $\pi\pi \rightarrow \omega\pi^0$ . В соответствии с векторной доминантностью эта амплитуда параметризовалась введением  $\rho$ -полюсов в  $s$ -,  $t$ - и  $u$ -каналах, что приводит к некоторой модификации  $\rho$ -мезонного пропагатора в переходном формфакторе. Результаты расчетов, выполненных по этой модели, представлены на рис. 11 (кривая 2). Полученная кривая располагается несколько ближе к экспериментальным точкам, чем предсказания простой  $\rho$ -полюсной доминантности, однако расхождение с экспериментом остается заметным.

Если предположить, что более быстрый рост переходного  $\omega\pi^0$ -формфактора с увеличением  $q^2$  по сравнению с предсказаниями, основанными на простой модели векторной доминантности, объясняется вкладом более тяжелых векторных состояний  $V$  («обобщенная векторная доминантность») и учесть для простоты только ближайшее состояние (по-видимому,  $\rho'$  (1600)), то

$$F_{\omega\pi^0}(q^2) \approx \frac{\frac{g_{\omega\rho}}{2g_{\rho\gamma}} \left( 1 - \frac{q^2}{m_\rho^2} - i \frac{\Gamma_\rho}{m_\rho} \right)^{-1} + \frac{g_{\omega\rho'}}{2g_{\rho'\gamma}} \left( 1 - \frac{q^2}{m_{\rho'}^2} - i \frac{\Gamma_{\rho'}}{m_{\rho'}} \right)^{-1}}{\frac{g_{\omega\rho}}{2g_{\rho\gamma}} \left( 1 - i \frac{\Gamma_\rho}{m_\rho} \right)^{-1} + \frac{g_{\omega\rho'}}{2g_{\rho'\gamma}} \left( 1 - i \frac{\Gamma_{\rho'}}{m_{\rho'}} \right)^{-1}}. \quad (2.36)$$

Из сравнения с экспериментальными данными для формфактора  $F_{\omega\pi^0}(q^2)$  в распаде (2.17) можно получить соотношение между константами взаимодействия:

$$\frac{g_{\omega\pi\rho'}}{2g_{\rho'\gamma}} \approx -(0,5-0,7) \frac{g_{\omega\rho\rho}}{2g_{\rho\gamma}}, \quad (2.37)$$

т. е. относительный знак вклада тяжелых векторных состояний должен быть отрицательным. Это находится в согласии с теоретическими соображениями,

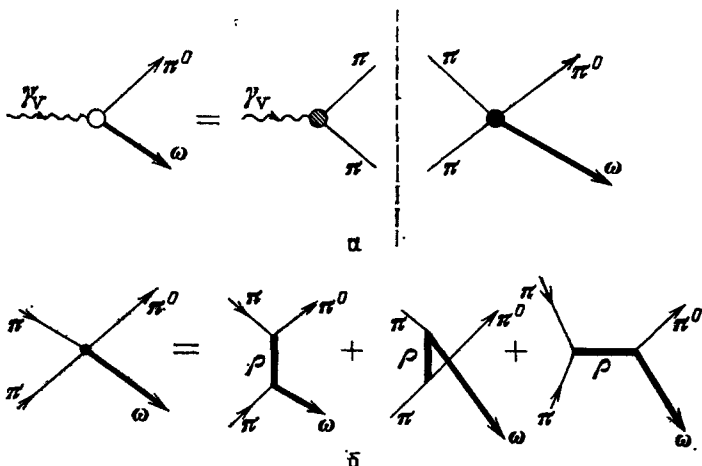


Рис. 15. Диаграммы для переходного формфактора  $\omega\pi^0$ -вершины в дисперсионной модели <sup>49</sup>.

а — Мнимая часть формфактора и соотношение унитарности; б — параметризация амплитуды  $\pi\pi \rightarrow \pi^0\omega$  через  $\rho$ -полюс в  $t$ -,  $u$ - и  $s$ -каналах. В модели <sup>49</sup> действительная часть  $F_{\omega\pi^0}$  находилась из дисперсионного соотношения

основанными на анализе асимптотического поведения  $\pi$ -мезонных формфакторов <sup>50</sup>. Таким образом, некоторые отступления от предсказаний VDM в распаде (2.17) могут быть, по крайней мере качественно, объяснены вкладом более тяжелых векторных мезонов. К сожалению, такая модель несколько противоречит данным по  $F(q^2)_{\omega\pi^0}$  при больших значениях  $q^2$ , полученных в реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  <sup>30</sup> (см. рис. 13). Поэтому поведение переходного формфактора  $F_{\omega\pi^0}(q^2)$  требует дальнейшего экспериментального и теоретического изучения.

### г) Динамические модели для переходных формфакторов

До сих пор при теоретическом рассмотрении переходных формфакторов мы ограничивались чисто феноменологическим анализом, основанным на модели векторной доминантности и ее возможных обобщениях. Представляет интерес рассмотреть теперь динамические модели строения мезонов и попытаться связать параметры переходных формфакторов с характерными свойствами этих моделей. При этом, однако, следует иметь в виду, что такие оценки для легких мезонов носят часто довольно приближенный и скорее даже качественный характер.

#### 1) Доминантность треугольных кварковых аномалий <sup>37</sup>

В работах <sup>37</sup> были рассмотрены распады псевдоскалярных и векторных мезонов типа  $P \rightarrow VV$  и  $V \rightarrow PV$  (в том числе и радиационные распады  $P \rightarrow 2\gamma$ ,  $P \rightarrow V\gamma$ ,  $V \rightarrow P\gamma$  и соответствующие конверсионные распады) в предположении, что в амплитудах таких процессов доминируют треугольные

кварковые аномалии (гипотеза DTQA). Анализ поведения переходных формфакторов показал, что учет только аномальной части треугольной диаграммы приводит для амплитуды распада к результату, в точности воспроизводящему векторную доминантность. Для переходных формфакторов с учетом всех векторных мезонов получено выражение

$$F(q^2) = \sum_V C_V \left(1 - \frac{q^2}{m_V^2}\right)^{-1} \quad (2.38)$$

(где  $V = \rho, \omega, \varphi$ ;  $\sum_V C_V = 1$ -нормировка). Это выражение совпадает с (2.10).

Авторы <sup>37</sup> приходят к качественному выводу, что в распадах (2.13)–(2.17) векторная доминантность должна хорошо выполняться.

## 2) Кварковые треугольные диаграммы и $Q^2$ -дуальность <sup>38–42</sup>

Очень интересный подход к анализу переходных формфакторов был развит в работах <sup>38–41</sup>. Он основан на идее  $Q^2$ -дуальности, сформулированной ранее при анализе полных сечений  $e^+e^-$ -аннигиляции <sup>42</sup>. Эта дуальность устанавливает эквивалентность двух различных описаний низкоэнергетических явлений — чисто феноменологического, основанного на векторной доминантности, и динамического, основанного на модели кварковых треугольных петель

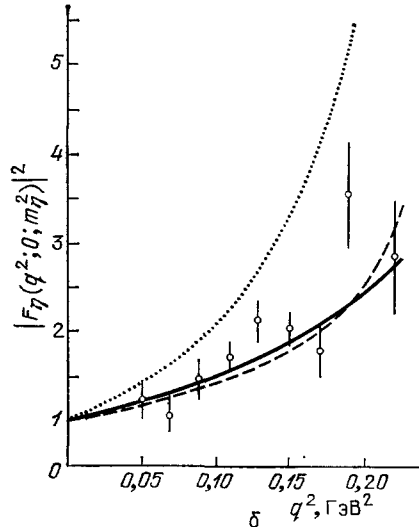
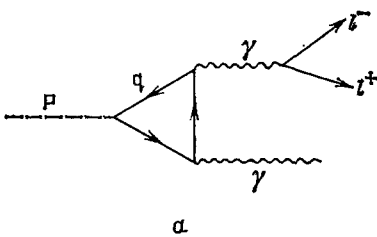


Рис. 16. Переходный формфактор  $\eta$ -мезона и  $Q^2$ -дуальность.

$a$  — Диаграмма для распада (2.7) в модели кварковых петель;  $b$  — сравнение экспериментальных данных по формфактору  $\eta$ -мезона  $|F_\eta(q^2; 0; m_\eta^2)|^2$  в распаде (2.15) с предсказаниями, основанными на модели треугольных кварковых петель: кружки — экспериментальные данные <sup>7</sup> — см. рис. 9 (сплошная кривая — предсказания модели векторной доминантности; штриховая кривая — результаты расчета в модели кварковых петель по (2.42) — в приближении «мягких мезонов» — для волновой функции  $\eta$ -мезона  $|\eta\rangle = (1/\sqrt{3})(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})$  (т. е.  $\theta_P \approx -19^\circ$ ) и масс кварков  $m_u = m_d = 0,25$  ГэВ и  $m_s = 0,35$  ГэВ; пунктирная кривая — модель с «двойным счетом», в которой зависимость от  $q^2$  получена с учетом и масс кварков и пропагатора векторного мезона <sup>38</sup>)

(с массами конstituентных кварков). Как показал анализ, проведенный в <sup>38–41</sup>,  $Q^2$ -дуальность хорошо согласуется с экспериментальными данными о переходном формфакторе  $\eta$ -мезона <sup>7</sup>. Выражение для переходных формфакторов в распадах  $P \rightarrow l^+l^-\gamma$  в модели треугольных кварковых петель с феноменологическим точечным взаимодействием  $\sim g\gamma_5$  между псевдоскалярным мезоном и составляющими кварками (рис. 16,  $a$ ) имеет вид

$$\begin{aligned} F(q^2; 0; m_P^2) &= \frac{m_P^2}{m_P^2 - q^2} \left[ 1 - \left( \arcsin^2 \frac{\sqrt{q^2}}{2m_q} \right) \left( \arcsin^2 \frac{m_P}{2m_q} \right)^{-1} \right] \approx \\ &\approx 1 + \frac{q^2}{m_P^2} \left[ 1 - \left( \frac{m_P}{2m_q} \right)^2 \left( \arcsin^2 \frac{m_P}{2m_q} \right)^{-1} \right] = \\ &= 1 + \frac{q^2}{m_P^2} \left[ 1 - \frac{1}{1 + (1/6)(m_P/4m_q^2)} \right] \quad (2.39) \end{aligned}$$

(мы сначала рассматриваем случай кварковой петли с одним «ароматом» и массой кварка  $m_q$ ). В пределе «мягких мезонов» (т. е. при  $m_P \rightarrow 0$ ,  $q^2 \neq 0$ ), который часто является достаточно хорошим приближением, из (2.40) легко получить

$$F_P(q^2; 0; 0)_{(\text{soft})} \approx \frac{4m_q^2}{q^2} \arcsin^2 \frac{\sqrt{q^2}}{2m_q} \approx 1 + \frac{q^2}{m_P^2} \cdot \frac{2}{6} \frac{m_P^2}{4m_q^2} = 1 + \frac{1}{12} \frac{1}{m_q^2} q^2. \quad (2.40)$$

Для реальных нейтральных псевдоскалярных мезонов, представляющих собой суперпозицию кварковых петель с разными ароматами, переходные формфакторы имеют вид:

$$F_P(q^2; 0; m_P^2) = \frac{1}{1 - (q^2/m_P^2)} \left\{ \sum_q \frac{g_{Pq\bar{q}}}{m_q} Q_q^2 \left[ 1 - \frac{\arcsin^2(\sqrt{q^2}/2m_q)}{\arcsin^2(m_P/2m_q)} \right] \right\} \left( \sum_q \frac{g_{Pq\bar{q}}}{m_q} Q_q^2 \right)^{-1}, \quad (2.41)$$

$$F_P(q^2; 0; 0)_{(\text{soft})} = \left( \sum_q \frac{4m_q^2}{q^2} \frac{g_{Pq\bar{q}} Q_q^2}{m_q} \arcsin^2 \frac{\sqrt{q^2}}{2m_q} \right) \left( \sum_q \frac{g_{Pq\bar{q}}}{m_q} Q_q^2 \right)^{-1} \quad (2.42)$$

(здесь  $m_P$  — масса псевдоскалярного мезона  $P$ ;  $m_q$  — масса кварка;  $g_{Pq\bar{q}}$  — константы связи мезона с кварковыми петлями;  $Q_q$  — заряд кварка).

Рассмотрим теперь  $\eta$ -мезон, который представляется в виде кварковой суперпозиции  $\eta = (1/\sqrt{3})(u\bar{u} + d\bar{d} - s\bar{s})$ . Это соответствует углу смешивания  $\eta - \eta'$   $\theta_P = -19^\circ$  в хорошем согласии с новыми экспериментальными данными по этому углу<sup>51</sup>. На рис. 16, б представлены результаты расчетов переходных формфакторов для распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (2.15), выполненные в модели векторной доминантности (сплошная линия) и в модели кварковых треугольных петель по формуле (2.42) для масс кварков  $m_u = m_d = 0,25$  ГэВ и  $m_s = 0,35$  ГэВ (штриховая линия). Теоретические предсказания находятся в хорошем согласии между собой и с экспериментальными данными. Эти результаты довольно слабо зависят от сделанных в расчетах предположений, связанных с приближением «мягких мезонов» (т. е. использованием (2.42) вместо (2.41)) и выбранным значением угла смешивания  $\theta_P$ . Они хорошо подтверждают концепцию  $Q^2$ -дуальности и показывают, что оба подхода к описанию формфактора являются эквивалентными друг другу и не должны использоваться одновременно. Если ввести  $q^2$ -зависимость, обусловленную учетом и массы кварков и пропагатора векторного мезона («двойной счет»), то как видно из рис. 16, б (пунктирная кривая), такой теоретический формфактор имеет слишком крутой наклон, противоречащий экспериментальным данным.

В связи с попытками введения большой характерной массы в физику  $\eta$ -мезонов (см. гл. III) была рассмотрена также модель барионных петель<sup>43</sup>, которая в известной степени воскрешает старый «докварковый» подход к электромагнитным распадам адронов. В этой модели фотоны испускаются непосредственно виртуальной нуклонной петлей, и для наклона формфактора получается величина

$$\left. \frac{dF_P}{dq^2} \right|_{q^2 \approx 0} = \frac{1}{12} \frac{1}{m_N^2} \approx 0,1 \text{ ГэВ}^{-2} \quad (2.43)$$

( $m_N$  — масса нуклона).

Таким образом, модель барионных петель приводит к очень малому наклону формфакторов в распадах  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ , не имеющему ничего общего с экспериментальными результатами. Модель является совершенно неудовлетворительной и в теоретическом отношении, так как не имеет смысла рас-

смагивать точечное взаимодействие фотона и барионной петли. В любом случае следует отметить, что переходные электромагнитные формфакторы нейтральных мезонов позволяют почувствовать эффективную массу структурных элементов адронов, и эта масса оказывается существенно меньшей массы барионов.

### 3) Квантовохромодинамическое асимптотическое поведение переходных формфакторов и векторная доминантность

Результаты расчетов кварковых треугольных диаграмм, рассмотренных в предыдущем разделе, не могут, конечно, претендовать на точное количественное описание формфакторов конверсионных распадов. Развиваемая там концепция  $Q^2$ -дуальности является скорее качественной, чем количественной моделью. К сожалению, более последовательные квантовохромодинамические расчеты не могут быть выполнены в области переданных импульсов, характерных для  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ -распадов. Однако такие расчеты могут быть сделаны в области достаточно больших  $q^2$ <sup>34</sup>. Как мы увидим в дальнейшем, подобный подход окажется полезным при анализе  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ -распадов, где существенно поведение формфактора во всей области виртуальных переданных импульсов. В работе<sup>35</sup> асимптотический квантовохромодинамический подход был применен и для анализа формфакторов в  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ -распадах и позволил установить дополнительную связь с векторной доминантностью.

Следуя<sup>35</sup>, рассмотрим сначала распад  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ . Выражение, описывающее асимптотическое поведение переходного формфактора этого процесса в рамках пертурбативной КХД при больших значениях  $q^2$

$$|F_{\pi^0}(q^2)|_{q^2 \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{2f_\pi}{q^2 |f(0; 0; m_\pi^2)|} ; \quad (2.44)$$

здесь  $f_{\pi^0} = 93$  МэВ — константа  $\pi \rightarrow \mu\nu$ -распада, а величина  $f(0; 0; m_\pi^2)$  связана с вероятностью  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -распада:

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{4} \pi \alpha^2 |f(0; 0; m_\pi^2)|^2 m_\pi^3,$$

откуда  $|f(0; 0; m_\pi^2)| = (2,76 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$  МэВ<sup>-1</sup>. С другой стороны, в духе подхода, связанного с векторной доминантностью,  $F_{\pi^0}(q^2) = [1 - (q^2/m_{\text{eff}}^2)]^{-1}$ . Сравнивая оба эти выражения при  $q^2 \rightarrow \infty$ , получим

$$m_{\text{eff}}^{(\pi^0)} = \sqrt{\frac{2f_\pi}{|f(0; 0; m_\pi^2)|}} = 821 \pm 15 \text{ МэВ}^* \quad (2.45)$$

Это находится в согласии с ожидаемым в VDM значением  $m_{\text{eff}} \approx m_\rho = 769$  МэВ (хотя эксперимент, как уже говорилось, дает другую величину  $m_{\text{eff}}^{(\pi^0)} \approx 430 \pm 65$  МэВ. Для  $\eta$ -мезона асимптотическое выражение для переходного формфактора в КХД имеет вид

$$|F_\eta(q^2)|_{q^2 \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{2f_\pi}{q^2 \sqrt{3}} (\cos \vartheta_P - 2\sqrt{2} \sin \vartheta_P) |f(0; 0; m_\eta^2)|^{-1}. \quad (2.46)$$

Сравнивая с  $F_\eta(q^2) = [1 - (q^2/m_{\text{eff}}^2)]^{-1}$ , получим \*\*)

$$m_{\text{eff}}^{(\eta)} = \frac{2f_\pi}{\sqrt{3}} (\cos \vartheta_P - 2\sqrt{2} \sin \vartheta_P) |f(0; 0; m_\eta^2)|^{-1} = 827 \pm 35 \text{ МэВ}. \quad (2.47)$$

\*) Алгебра токов дает известный для аномальной треугольной кварковой диаграммы результат  $|f(0; 0; m_\pi^2)| \approx |f(0; 0; 0)| \approx \alpha/(\pi f_\pi \cdot 4\pi\alpha) = 1/(4\pi^2 f_\pi)$ . Тогда  $|F_{\pi^0}(q^2)| \xrightarrow{q^2 \rightarrow \infty} (8\pi^2 f_\pi^2)/q^2$  и  $m_{\text{eff}}^{(\pi^0)} = 2\sqrt{2}\pi f_\pi = 2\sqrt{2}\pi \cdot 93 \text{ МэВ} = 826 \text{ МэВ}$ .

\*\*) Для  $|f(0; 0; m_\eta^2)| = (2,84 \pm 0,24) \cdot 10^{-4}$  МэВ<sup>-1</sup>,  $\vartheta_P = -17,6^\circ$ <sup>51</sup>.

Эта величина  $m_{\text{eff}}$  находится в хорошем согласии как с моделью векторной доминантности, так и с экспериментальными данными <sup>7</sup>, согласно которым  $m_{\text{eff}}^{(\eta)} = 720 \pm 90$  МэВ (см. (2.27)).

Проводилось также квантовохромодинамическое исследование поведения  $F_{\pi^0}(q_1^2; q_2^2; m_\pi^2)$  при больших пространственноподобных и равных друг другу значениях  $q_1^2 = q_2^2 = -Q^2$  <sup>36</sup>. Было получено выражение

$$\begin{aligned} \Phi(Q^2) &\equiv F_{\pi^0}(-Q^2; -Q^2; 0) = \\ &= \frac{8\pi^2 f_\pi^2}{3Q^2} \left( 1 - \frac{5}{6} \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - \frac{1}{9} \frac{m_0^2}{Q^2} \right) \end{aligned} \quad (2.48)$$

и показано, что его область применимости соответствует  $Q^2 > 0,5$  ГэВ<sup>2</sup>; здесь  $\alpha_s(Q^2) = 4\pi/b \ln(Q^2/\Lambda^2)$  — «константа» сильного взаимодействия в КХД; параметры  $\Lambda \approx 0,1$  ГэВ и  $m_0 \approx 1$  ГэВ.

На рис. 17 приведена зависимость  $\Phi(Q^2)$  от  $Q^2$  в КХД-приближении (2.48) и в модели векторной доминантности  $\Phi(Q^2)_{\text{VDM}} = [1 - (q_1^2/m_\rho^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_\rho^2)]^{-1} = [1 + (Q^2/m_\rho^2)]^{-2}$ . Из рис. 17 видно, что в области  $Q^2 \approx 0,5$  ГэВ оба приближения сходятся между собой.

Приведенные примеры показывают, что асимптотическое поведение переходных формфакторов, согласующееся с предсказаниями квантовой хромодинамики при

Рис. 17. Зависимость  $\Phi(Q^2) = F_{\pi^0}(-Q^2; -Q^2; 0)$  от  $Q^2$  <sup>36</sup>.

Кривая 1 — квантовохромодинамические расчеты — см. (2.48); 2 — модель векторной доминантности

больших  $q^2$ , в области малых переданных импульсов (характерных для конверсионных распадов) естественным образом сшивается с предсказаниями модели векторной доминантности.

#### 4) Другие динамические модели

Остановимся еще на некоторых теоретических построениях, предложенных для описания переходных формфакторов в конверсионных распадах мезонов. В работе <sup>44</sup> была рассмотрена потенциальная модель, в которой легкие мезоны описывались как связанные состояния кварков с эффективными массами  $\approx 300$  МэВ. Расчеты при этом проводились в низшем приближении по КХД, в пренебрежении глюонными поправками. Так как формфактор нормирован условием  $F_\rho(q^2 = 0) = 1$ , можно надеяться, что глюонные поправки не приведут к существенным изменениям результатов расчета. В статическом пределе для формфактора  $\eta$ -мезона было получено выражение

$$F_\eta(q^2) \approx \left( 1 - \frac{q^2}{m_\rho^2} \right)^{-1} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{q^2}{m_\rho^2} \right). \quad (2.49)$$

При этом  $\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) \approx 3,3 \cdot 10^{-4}$ , а наклон переходного формфактора  $(dF_\eta/dq^2)|_{q^2 \approx 0} \approx (1/2) m_\eta^2 = 1,65$  ГэВ<sup>-2</sup>. Это не противоречит данным измерений, хотя в целом экспериментальные результаты лучше согласуются с VDM, чем с потенциальной моделью (рис. 18).

Интересной качественной чертой развиваемого в <sup>44</sup> подхода является соображение о том, что в конверсионных распадах в области максимальных переданных импульсов должны наблюдаться значительные отступления в поведении переходных формфакторов от предсказаний VDM. Как видно из рис. 18, для  $\eta$ -мезонов это соответствует значениям  $q^2 > 0,26$  ГэВ<sup>2</sup>, где из-за ограниченности статистики экспериментальные данные по формфактору  $F_\eta(q^2)$  отсутствуют. Однако такой вывод представляется не очень обос-

нованным. По-видимому, существование полюса при  $m_\pi^2$  (а не в области масс векторных мезонов) является недостатком модели, обусловленным сделанными в ней приближениями. Именно, в области граничных значений  $q^2$  модель должна быть сильно модифицирована. Следует помнить, что хотя потенциальные модели являются хорошим приближением для нерелятивистских тяжелых кваркониев, для легких мезонов они не могут претендовать

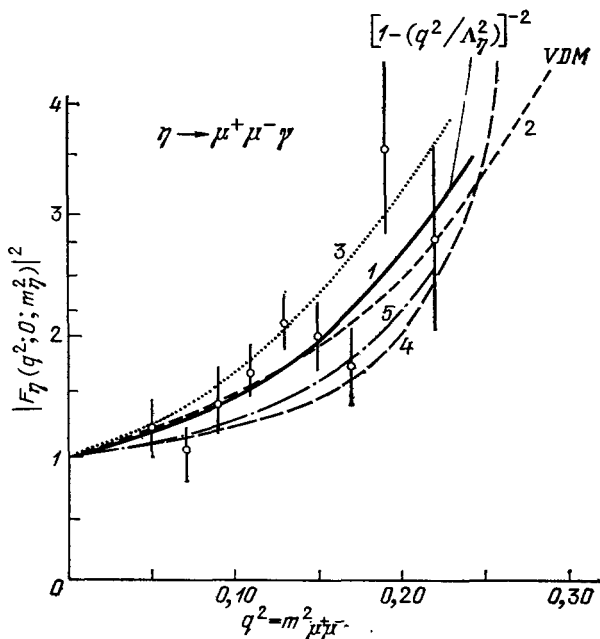


Рис. 18. Сравнение экспериментальных данных по электромагнитному переходному формфактору  $\eta$ -мезона  $|F_\eta(q^2; 0; m_\pi^2)|^2$  в распаде (2.15) с предсказаниями ряда теоретических моделей.

Сплошная кривая 1 — экспериментальный фит по формулам (2.26), (2.27); штриховая кривая 2 — VDM; пунктирная кривая 3 — нелокальная кварковая модель <sup>46</sup>; штриховая кривая 4 — потенциальная модель <sup>44</sup>; штрихпунктирная кривая 5 — модель связанных состояний <sup>45</sup> ( $q^2$  — в ед. ГэВ<sup>2</sup>)

на количественное описание. В частности, для  $\pi^0$ -мезонов модель <sup>44</sup> дает совершенно неправильные результаты, сильно противоречащие экспериментальным данным для формфактора.

В работах <sup>45</sup> расчеты переходных формфакторов для распадов  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$  были выполнены в рамках одновременной формулировки квантовой теории поля с использованием релятивистских волновых функций связанных кварк-антикварковых состояний, описываемых квазипотенциальным уравнением. Рассмотрен квазипотенциал одноглюонного обмена и запирающий потенциал осцилляторного типа. Получены общие выражения для переходных формфакторов  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ - и  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ -распадов. Для формфактора  $\eta$ -мезона рассматриваемая модель согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 18). Особенностью этой модели является предсказание возможного немонотонного поведения переходного формфактора с ростом  $q^2$ : в области очень малых переданных импульсов  $q^2/m_\pi^2 < 0,1$  формфактор сначала несколько убывает и становится меньше единицы, а затем уже начинает расти. Величина этого эффекта обусловлена формой волновой функции связанного состояния кварка и антикварка, а сам эффект — проявлением структуры мезона. Оценки показывают, что наблюдение такого необычного поведения переходного формфактора (если оно действительно имеет место) в принципе возможно в  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ -распадах при очень большой статистике.

В работах <sup>46</sup> была развита нелокальная кварковая модель (NQM), представляющая собой самосогласованную релятивистскую схему квантовополевого мешка, в котором кварки существуют в виртуальном состоянии. Адроны, являющиеся связанными кварковыми образованиями, взаимодействуют между собой путем обмена кварками. В этой модели, при наличии двух свобод-

ных параметров, характеризующих кварковые поля, удается единым образом описать много адронных процессов.

В NQM были рассмотрены распады  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$  и  $\omega \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ , и получены выражения для переходных формфакторов и их наклонов при  $q^2 \approx 0$ . Результаты соответствующих расчетов представлены в табл. III и на рис. 10, 11 и 18, где их можно сравнить с результатами экспериментов и другими моделями.

Упомянем еще попытку описания переходного формфактора  $\omega l^0$ -вершины в конверсионном распаде  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ , выполненную в модели мешков <sup>47</sup>. Оказалось, что в этой модели величина квадрата формфактора получается в несколько раз меньшей, чем в модели векторной доминантности и резко расходится с экспериментальными данными по  $|F_{\omega \pi^0}(q^2)|^2$  <sup>9</sup>.

### 3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

В этой главе будут рассмотрены электромагнитные распады мезонов более высокого порядка, в которых лептонная пара связана с адронной вершиной двумя виртуальными  $\gamma$ -квантами. Примеры таких распадов приведены на диаграммах рис. 19 и 24. Первым процессом этого типа, обнаруженным и исследованным экспериментально <sup>52</sup>, явился распад  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .

а) Лептонные распады псевдоскалярных мезонов  $P \rightarrow l^+ l^-$

#### 1) Общее описание

Редкие электромагнитные распады псевдоскалярных мезонов

$$P \rightarrow l^+ l^- \quad (3.1)$$

представляют собой электромагнитные процессы четвертого порядка, тесно связанные с радиационными распадами  $P \rightarrow 2\gamma$ , которые происходят во втором порядке по электромагнитному взаимодействию, и с конверсионными распадами третьего порядка  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$  (см. рис. 19, а — е). Напомним, что матричный элемент  $R_{\gamma\gamma}$  перехода для реальных или виртуальных фотонов имеет вид

$$M(P \rightarrow \gamma\gamma) = 4\pi i \alpha \epsilon^{\mu\nu\delta\beta} q_{1\mu} q_{2\nu} \epsilon_{1\delta} \epsilon_{2\beta} f_{\gamma\gamma} F_P(q_1^2; q_2^2; P^2); \quad (3.2)$$

здесь  $q_1, q_2$  — 4-импульсы фотонов,  $\epsilon_{1\delta}, \epsilon_{2\beta}$  — их векторы поляризации;  $P$  — 4-импульс псевдоскалярного мезона ( $P = q_1 + q_2$ ; в дальнейшем будем обозначать  $P^2 = s$ ). Константа связи  $f_{\gamma\gamma}$  выбрана так, чтобы выполнялось условие нормировки формфактора

$$F_P(0; 0; m_P^2) = 1. \quad (3.3)$$

Относительная вероятность распада (3.1) может быть представлена в форме

$$\begin{aligned} \text{Br}(P \rightarrow l^+ l^-) &= \frac{\Gamma(P \rightarrow l^+ l^-)}{\Gamma(P \rightarrow \text{все каналы})} = \\ &= \text{Br}(P \rightarrow \gamma\gamma) \cdot 2\alpha^2 \xi^2 \sqrt{1 - 4\xi^2} (|X|^2 + |Y|^2) = \\ &= \text{Br}(P \rightarrow \gamma\gamma) \cdot 2\alpha^2 \xi^2 \beta (|X|^2 + |Y|^2); \end{aligned} \quad (3.4)$$

здесь  $\xi = m_l/m_P$ ;  $\beta = \sqrt{1 - 4\xi^2}$ ;  $Y$  и  $X$  — мнимая (абсорбтивная) и действительная (дисперсионная) части приведенной безразмерной амплитуды  $P \rightarrow l^+ l^-$ -распада.

Из соотношения унитарности, выражающего мнимую часть амплитуды  $Y$  через амплитуду двухфотонного распада  $P \rightarrow 2\gamma$  (рис. 19, з) следует, что <sup>14, 53</sup>

$$|Y|^2 = (1 - 4\xi^2)^{-1} \ln^2 \frac{1 + \sqrt{1 - 4\xi^2}}{2\xi} = \frac{1}{4} \beta^{-2} \left( \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right)^2. \quad (3.5)$$

Отсюда может быть непосредственно получена нижняя граница для относи-

тельной вероятности распада  $P \rightarrow l^+ l^-$  — так называемая унитарная граница или унитарный предел

$$\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-) \geq \text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)|_{\text{унит}} = 4,75 \cdot 10^{-8}, \quad (3.6)$$

$$\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) \geq \text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-)|_{\text{унит}} = \text{Br}(\eta \rightarrow 2\gamma) \cdot 1,07 \cdot 10^{-5} = 4,0 \cdot 10^{-6}, \quad (3.7)$$

$$\text{Br}(\eta \rightarrow e^+ e^-) \geq \text{Br}(\eta \rightarrow e^+ e^-)|_{\text{унит}} = \text{Br}(\eta \rightarrow 2\gamma) \cdot 4,5 \cdot 10^{-9} = 1,7 \cdot 10^{-9}. \quad (3.8)$$

Отметим, что электронные распады псевдоскалярных мезонов из-за малой массы  $m_e$  сильно подавлены условием сохранения спиральности. Для полной

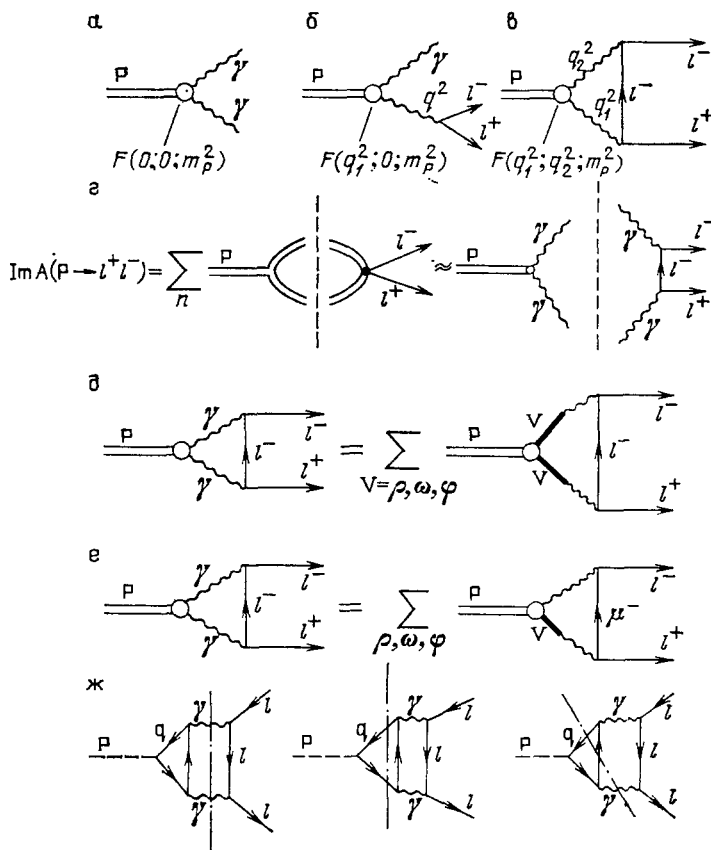


Рис. 19. Фейнмановские диаграммы электромагнитных распадов псевдоскалярных мезонов  $P$ .

а:  $P \rightarrow 2\gamma$ ; б:  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ ; в:  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ ; г — соотношение унитарности для  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ -распадов; д — распад  $P \rightarrow l^+ l^-$  в VDM — оба фотона связаны с  $P$  через векторные мезоны (табл. IV, п. 3); е — то же самое, но только один фотон связан с  $P$  через векторные мезоны (табл. IV, п. 4); ж — учет вклада промежуточных  $\gamma\gamma$ -,  $q\bar{q}$ -,  $q\bar{q}\gamma$ -состояний в дисперсионном соотношении для  $X(m_P^2)$  (см. табл. IV, п. 10) <sup>40</sup>

относительной вероятности распада (3.1) имеет место выражение

$$\text{Br}(P \rightarrow l^+ l^-) = \text{Br}(P \rightarrow l^+ l^-)|_{\text{унит}} \left( 1 + \frac{|X|^2}{|Y|^2} \right). \quad (3.9)$$

Величина действительной части амплитуды распада  $X$  для точечной вершины логарифмически расходится, и при ее расчетах должно быть введено обрезание, определяемое структурой вершины, т. е. формфактором  $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2)$ .

Теоретические оценки дисперсивной амплитуды были выполнены в целом ряде работ, результаты которых систематизированы в табл. IV. В первых

Теоретические модели для  $P \rightarrow l^+l^-$ -распадов

Модель	Формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; s)$ для $P\gamma\gamma$ -вершины	Оценка $ X ^2/ Y ^2$
1. <sup>55</sup> (1959)	Для оценки $X$ использовано дисперсионное соотношение без вычитания по переменной $s$ . Вводится феноменологическое обрезание для формфактора $F_P(0, 0, s) = \begin{cases} 1, & s < \Lambda^2, \\ 0, & s > \Lambda^2. \end{cases}$ Физический смысл параметра обрезания $\Lambda$ не определен	$ X ^2/ Y ^2 \gtrsim 1$ при $\Lambda \gtrsim 1,6$ ГэВ. Зависимость $\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$ от $\Lambda$ — на рис. 20
2. <sup>56</sup> (1960)	Феноменологический формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = \Lambda^2/(\Lambda^2 - q_1^2 - q_2^2).$ Из данных по $P \rightarrow l^+l^-\gamma$ следует, что должно быть $\Lambda \approx m_P$	$ X ^2/ Y ^2 \approx 0,1$ при $\Lambda \approx m_P$ . Зависимость $\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$ от $\Lambda$ — на рис. 20. $ X ^2/ Y ^2 \gtrsim 1$ при $\Lambda \gtrsim 1,6$ ГэВ
3. <sup>14</sup> (1968). VDM. Оба виртуальных фотона связаны с $P$ через векторные мезоны (рис. 19, б)	а) Модель с одним векторным мезоном с массой $m_V$ в промежуточном состоянии: $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = [1 - (q_1^2/m_V^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_V^2)]^{-1}.$ б) Модель векторной доминантности (VDM): $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = \sum_{V=\rho, \omega, \phi} (g_{PV\gamma}/2g_{V\gamma}) \times$ $\times [1 - (q_1^2/m_V^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_V^2)]^{-1} \left[ \sum_{V=\rho, \omega, \phi} (g_{PV\gamma}/2g_{V\gamma}) \right]^{-1}.$ Для $\eta$ -мезона в приближении $SU_3$ с углом смешивания $\vartheta_P \approx 0$ $F_\eta(q_1^2; q_2^2; m_\eta^2) = \left\{ [1 - (q_1^2/m_\rho^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_\rho^2)]^{-1} + \right.$ $+ \frac{1}{9} [1 - (q_1^2/m_\omega^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_\omega^2)]^{-1} -$ $\left. - \frac{4}{9} [1 - (q_1^2/m_\phi^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_\phi^2)]^{-1} \right\} [1 + (1/9) - (4/9)]^{-1}.$ Результат слабо зависит от точного значения $\vartheta_P$	а) В модели с одним векторным мезоном для $\frac{ X ^2}{ Y ^2} = \begin{cases} 0,06, & V = \rho, \\ 0,09, & V = \omega, \\ 0,21, & V = \phi. \end{cases}$ б) В VDM: 1) для $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ , $X(SU_3; VDM) = (3/2) [X(\rho) + (1/9) X(\omega) - (4/9) X(\phi)]$ , $ X ^2/ Y ^2 \approx 10^{-2}$ (VDM; $SU_3$ ); 2) для $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ , $ X ^2/ Y ^2 \approx 0,4$

Модель	Формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; s)$ для $P\gamma\gamma$ -вершины	Оценка $ X ^2/ Y ^2$
4. <sup>14</sup> (1968). Только один фотон связан с мезоном через виртуальный векторный мезон (рис. 19, e)	<p>а) Модель с одним векторным мезоном:  <math display="block">F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = 0,5 \{ [1 - (q_1^2/m_V^2)]^{-1} + [1 - (q_2^2/m_V^2)]^{-1} \}.</math></p> <p>б) VDM:  <math display="block">F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} 0,5 (g_{PV\gamma}/2g_{V\gamma}) \{ [1 - (q_1^2/m_V^2)]^{-1} + [1 - (q_2^2/m_V^2)]^{-1} \} \left[ \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} (g_{PV\gamma}/2g_{V\gamma}) \right]^{-1}</math></p>	<p>Эта модель приводит к формфактору <math>P \rightarrow l^+ l^- \gamma</math> <math>F_P(q^2; 0; m_P^2)</math> с наклоном</p> $\frac{dF}{dq^2} \Big _{q^2 \approx 0} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{m_P^2} \approx \frac{1}{2} \frac{dF}{dq^2} \Big _{q^2 \approx 0}; \text{VDM.}$ <p>Это противоречит экспериментальным данным по <math>\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma</math></p>
5. <sup>43</sup> (1972). Модель барионных петель. Исправление <sup>40</sup> (1983)	<p>Эта модель приводит к формфактору в <math>P \rightarrow l^+ l^- \gamma</math>-распаде <math>F_P(q^2; 0; m_P^2)</math> с наклоном <math>dF/dq^2 _{q^2 \approx 0} = (1/12) m_N^{-2} \approx 0,1 \text{ ГэВ}^{-2}</math>, что резко противоречит экспериментальным данным для <math>\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma</math> и <math>\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma</math></p>	<p>Распад <math>\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-</math>: <math> X ^2/ Y ^2 \approx 2,4</math>.          Распад <math>\pi^0 \rightarrow e^+ e^-</math>: <math> X ^2/ Y ^2 \approx 2,0</math>.          В работе <sup>40</sup>, где исправлены численные ошибки расчетов <sup>43</sup>, в той же модели получено</p> $\frac{ X ^2}{ Y ^2} = \begin{cases} 1,67, & \eta \rightarrow \mu^+ \mu^-, \\ 0,08, & \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \end{cases}$
6. <sup>37</sup> (1980). Модель доминантности треугольных кварковых аномалий	<p>Показано, что для формфакторов псевдоскалярных мезонов в конвексионных распадах эта модель очень близка к VDM (см. гл. 2, г, 1)). Расчеты <math>X</math> для <math>P \rightarrow l^+ l^-</math> распадов проводились с формфакторами</p> $F_\pi(q_1^2; q_2^2; m_\pi^2) = (1/2) \{ [1 - (q_1^2/m_\rho^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_\omega^2)]^{-1} + [1 - (q_1^2/m_\omega^2)]^{-1} [1 - (q_2^2/m_\rho^2)]^{-1} \},$ $F_\eta(q_1^2; q_2^2; m_\eta^2) = (9/2) \{ [1 - (q_1^2/m_\rho^2)] [1 - (q_2^2/m_\rho^2)]^{-1} + (1/2) \{ [1 - (q_1^2/m_\omega^2)] [1 - (q_2^2/m_\omega^2)]^{-1} \mp (\sqrt{2}/\lambda) \{ [1 - (q_1^2/m_\phi^2)] [1 - (q_2^2/m_\phi^2)]^{-1} \} [5 \mp (\sqrt{2}/\lambda)]^{-1} \} \}$ <p>(<math>\lambda \approx 1,5</math>; нижний знак — для <math>\eta'</math>)</p>	<p>Результаты расчетов</p> $ X ^2/ Y ^2 = \begin{cases} 0,29, & \pi^0 \rightarrow e^+ e^-, \\ 0,03, & \eta \rightarrow \mu^+ \mu^-, \\ 2,05, & \eta \rightarrow e^+ e^-, \\ 0,50, & \eta' \rightarrow \mu^+ \mu^-, \\ 6,64, & \eta' \rightarrow e^+ e^- \end{cases}$

Модель	Формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; s)$ для $P\gamma\gamma$ -вершины	Оценка $ X ^2/ Y ^2$
7. <sup>46</sup> (1980, 1981). Нелокальная модель кварков	В нелокальной модели кварки существуют в виртуальных состояниях, и адроны взаимодействуют только с кварками. Структурные факторы определяются соответствующими кварковыми диаграммами. Предсказания для формфакторов конверсионных распадов довольно близки к VDM (см. гл. 2, г) 4))	Результаты расчетов: $ X ^2/ Y ^2 = \begin{cases} 0,17, & \pi^0 \rightarrow e^+e^-, \\ 0,98, & \eta \rightarrow \mu^+\mu^-, \\ 1,30, & \eta \rightarrow e^+e^-, \\ 1,0, & \eta' \rightarrow \mu^+\mu^-, \\ 4,62, & \eta' \rightarrow e^+e^- \end{cases}$
8. <sup>35</sup> (1982). Векторная доминантность и квантовая хромодинамика (модель удовлетворяет асимптотическому пределу по КХД)	$F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = [1 - (q_1^2 q_2^2 / 3m_{\text{eff}}^2 Q^2)] \{ [1 - (q_1^2 / m_{\text{eff}}^2)] [1 - (q_2^2 / m_{\text{eff}}^2)] \}^{-1},$ $Q^2 = (1/2) (q_1 - q_2)^2 \approx (1/2) \left( q_1^2 + q_2^2 - \frac{1}{2} m_P^2 \right);$ <p>здесь для распада <math>P \rightarrow l^+l^-\gamma</math> формфактор</p> $F_P(q_1^2; 0; m_P^2) = [1 - (q_1^2 / m_{\text{eff}}^2)]^{-1}.$ <p>В соответствии с VDM и асимптотическими предсказаниями КХД <math>m_{\text{eff}} = 821 \pm 15</math> МэВ для <math>\pi^0</math>-мезонов и <math>m_{\text{eff}} = 827 \pm 35</math> МэВ для <math>\eta</math>-мезона (<math>m_{\text{eff}}</math> — некоторая эффективная масса в VDM) — см. гл. 2, г), 3).</p> $ F_P(q_1^2 \rightarrow \infty; q_2^2 \rightarrow \infty; m_P^2)  \approx \frac{m_{\text{eff}}^2}{3Q^2} \begin{cases} \text{и удовлетворяет} \\ \text{асимптотическим} \\ \text{предсказаниям} \end{cases}$	Для $m_{\text{eff}} \approx m_P$ $ X ^2/ Y ^2 = \begin{cases} 0,32, & \pi^0 \rightarrow e^+e^-, \\ 0,12, & \eta \rightarrow \mu^+\mu^- \end{cases}$
9. <sup>57</sup> (1982). Релятивистская модель связанных кварковых состояний	В статическом пределе в этой модели формфактор имеет вид $F_P^{\text{stat}}(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = m_P^2 [m_P^2 - q_1^2 - q_2^2]^{-1}.$ <p>Учет поправок высшего порядка по КХД:</p> $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = m_P^2 N(q_1^2, q_2^2) (m_P^2 - q_1^2 - q_2^2)^{-1}.$ <p>Асимптотическое поведение <math>N(q_1^2 \rightarrow \infty; 0) = N(0; q_2^2 \rightarrow \infty) = 3/2</math>.  <math>N(q^2, 0)</math> приведена в работе в виде графика.          Полюс в <math>F_P(q_1^2; 0; m_P^2)</math> при <math>q^2 \rightarrow m_P^2</math> — недостаток модели связанного состояния. Более правильный вид формфактора  <math display="block">F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = m_V^2 (m_V^2 - q_1^2 - q_2^2)^{-1}</math></p>	$ X ^2/ Y ^2 = \begin{cases} \approx 0, & \eta \rightarrow \mu^+\mu^-, \\ 2,8, & \eta \rightarrow e^+e^-, \\ 0,3, & \pi^0 \rightarrow e^+e^- \end{cases}$

Модель	Формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; s)$ для $P\gamma\gamma$ -вершины	Оценка $ X ^2/ Y ^2$
10. <sup>40</sup> (1983). Модель кварковых треугольных диаграмм с конститuentными массами кварков	<p>Получено выражение для <math>F_P(q^2; 0; m_P^2)</math> и подтверждена концепция <math>Q^2</math>-дуальности (см. гл. 2, а), 2)). Проведен расчет <math>X(m_P^2)</math> с помощью дисперсионного соотношения без вычитания</p> $X(m_P^2) = \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{Y(t) dt}{t - m_P^2}$ <p>с учетом вклада промежуточных состояний <math>\gamma\gamma</math>, <math>q\bar{q}</math> и <math>q\bar{q}\gamma</math> (рис. 19, ж). Проведены также прямые расчеты амплитуды <math>A(P \rightarrow l^+l^-)</math> для кварковой петли в приближении мягких мезонов (<math>m_P \rightarrow 0</math>) и методом численного интегрирования с использованием метода Монте-Карло. Показано, что расчеты в приближении мягких мезонов для распада <math>P \rightarrow l^+l^-</math> являются некорректными</p>	$\frac{ X ^2}{ Y ^2} = \begin{cases} 0,23, & \pi^0 \rightarrow e^+e^-, \\ 0,27, & \eta \rightarrow \mu^+\mu^- \end{cases}$
11. <sup>39,62</sup> (1983, 1984). Кварковые петли с конститuentными кварками, $Q^2$ -дуальность, дисперсионные соотношения. Примечание: Безразмерная амплитуда $R$ , используемая в <sup>39,62</sup> , связана с нашими амплитудами $X$ и $Y$ соотношениями $\text{Re } R(s) = \pi X(s)$ , $\text{Im } R(s) = \pi Y(s)$	<p>Расчет действительной части амплитуды <math>\pi^0 \rightarrow e^+e^-</math> для треугольных кварковых диаграмм в различных вариантах VDM (в соответствии с <math>Q^2</math>-дуальностью, для <math>m_V \approx 2m_q</math>). Для оценки действительной части амплитуды использовано также дисперсионное соотношение по <math>s</math> с вычитанием</p> $X(s) = X(0) + \frac{s}{\pi} \int_0^\infty ds' \frac{Y(s')}{(s' - s)s'}$ <p>Показано, что</p> $X(m_P^2) = \underbrace{X(0)}_{\text{приближение «мягких мезонов»}} + \underbrace{X^{(PL)}(m_P^2)}_{\text{обусловлено промежуточными } \gamma\gamma\text{-состояниями}} + \underbrace{rX^{(\Lambda)}(m_P^2)}_{\text{обусловлено промежуточными состояниями с адронами}} \quad (0 \leq r \leq 1).$	<p>Для распада <math>\pi^0 \rightarrow e^+e^-</math> <math> X ^2/ Y ^2 = 0,26 \pm \pm 0,12</math>. Для согласования с экспериментом по <math>\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-)</math> (см. (3.13) и (3.14)) надо выбрать <math>\Lambda = 4 \cdot 10^5</math> ГэВ. Но такой параметр обрезания дает для распада <math>\eta \rightarrow \mu^+\mu^-</math> <math> X ^2/ Y ^2 \approx 700</math> в резком противоречии с результатами экспериментов.</p> <p>Для распада <math>\eta \rightarrow \mu^+\mu^-</math> модель дает (при разумных значениях параметра обрезания) <math> X ^2/ Y ^2 \approx 0,3 \pm 0,3</math> в хорошем согласии с экспериментом</p>

Модель	Формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; s)$ для $P\gamma\gamma$ -вершины	Оценка $ X ^2/ Y ^2$
	<p>Для <math>\pi^0 \rightarrow e^+e^-</math> распада <math>X(m_\pi^2) = (1/\pi) [3 \ln(m_e/\Lambda) + \ln^2(m_e/m_\pi)]</math>, где <math>\Lambda</math> — параметр обрезания (<math>m_\rho^2 \ll m_\pi^2 \ll \Lambda^2</math>). Сделан вывод, что действительная часть амплитуды зависит только от параметра обрезания <math>\Lambda</math> (причем зависит логарифмически), а не от деталей поведения формфактора. При <math>\Lambda \approx m_\rho</math> <math>X(m_\pi^2) = (1/\pi) (-22 + 3i) = (1/\pi) (9 \pm 2)</math> и находится в согласии с предсказаниями VDM.</p> <p>Для действительной части амплитуд распадов <math>\eta \rightarrow \mu^+\mu^-</math> и <math>\eta \rightarrow e^+e^-</math> получены соотношения</p> $\left. \begin{aligned} X_{\eta \rightarrow \mu^+\mu^-}(m_\eta^2) - X_{\eta \rightarrow e^+e^-}(m_\eta^2) &= 1/\pi [-30 \pm 2], \\ X_{\pi^0 \rightarrow e^+e^-}(m_\pi^2) - X_{\eta \rightarrow \mu^+\mu^-}(m_\eta^2) &= 1/\pi [+12 \pm 2], \end{aligned} \right\} \Lambda \approx m_\rho$	
<p>12. <sup>58</sup> (1982). Модель с прямой <math>P\gamma\gamma</math>-связью. См. также дискуссию 1984 г. <sup>59, 60</sup></p>	<p>Оценка <math>X(s)</math> для модели с прямой <math>P\gamma\gamma</math>-связью через дисперсионное соотношение с вычитанием при <math>s=0</math>. Расчеты проводились в предположении, что формфактор <math>F(0; 0, s) = 1</math> во всем диапазоне <math>s</math> (а не только при <math>s = m_P^2</math>).</p> <p>В <sup>59</sup> эта модель подвергается критике (с которой не согласились авторы, см. <sup>60</sup>): показано, что сделанные предположения эквивалентны представлению формфактора в виде</p> $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = m_P^4 [m_P^4 + q_1^4 + q_2^4 - 2m_P(q_1^2 + q_2^2) - 2q_1^2 q_2^2]^{-1}.$ <p>Тогда для <math>P \rightarrow l^+l^-\gamma</math> <math>F_P(q^2; 0; m_P^2) = [1 - q^2/m_P^2]^{-2}</math>, т. е. формфактор не согласуется с VDM и экспериментальными данными. Для больших <math>q^2</math> <math>F_P \propto q^{-4}</math>, а не <math>q^{-2}</math>, как это предсказывает КХД.</p>	<p>Предсказания модели:</p> $ X ^2/ Y ^2 = \begin{cases} 0,25 - 0,5, & \eta \rightarrow \mu^+\mu^-, \\ 4,3, & \eta \rightarrow e^+e^-, \\ 3,2, & \pi^0 \rightarrow e^+e^- \end{cases}$

Модель	Формфактор $F_P(q_1^2; q_2^2; s)$ для $P\gamma\gamma$ -вершины	Оценка $ X ^2/ Y ^2$												
13. <sup>61</sup> (1984). Кварковая модель, приближение мягких мезонов	<p>В приближении мягких мезонов (<math>s \rightarrow 0</math>) проведены расчеты <math>X</math>. При этом формфактор имеет вид</p> $F_P(k^2; k^2; s=0) = \frac{2\alpha m_q^2}{\pi f_\pi} \int_0^1 x [k^2 x(1-x) - m_q^2]^{-1} dx$ <p>(<math>f_\pi = 93</math> МэВ — постоянная <math>\pi \rightarrow \mu\nu</math>-распада; <math>m_q</math> — масса конститuentного кварка)</p>	<p>Результаты расчета;</p> $ X ^2/ Y ^2 = \begin{cases} 1,7, & \eta \rightarrow \mu^+\mu^-, \\ 1, & \pi^0 \rightarrow e^+e^-. \end{cases}$ <p>По-видимому, приближение мягких мезонов некорректно для анализа <math>P \rightarrow l^+l^-</math> <sup>40</sup></p>												
14. <sup>41</sup> (1984). Модель кварковых треугольных петель	$F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) =$ $= -2m_q^2 \int_0^1 d\beta_1 d\beta_2 \Theta(1-\beta_1-\beta_2) [\beta_1(1-\beta_1)m_P^2 + \beta_2(1-\beta_2)q_2^2 -$ $- 2\beta_1\beta_2(p \cdot q_2) - m_q^2 + i\varepsilon]^{-1}$ <p>(здесь <math>p</math> — 4-импульс <math>P</math>). Для распада <math>P \rightarrow l^+l^-\gamma</math> в пределе «мягких мезонов»</p> $F_P(q^2; 0; 0)_{\text{soft}} \approx 1 + \frac{1}{12m_q^2} \cdot q^2$ <p>(<math>m_q</math> — масса кварков)</p>	Для $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ -распада												
		<table><tr><th><math>m_q</math>, МэВ</th><th><math> X ^2/ Y ^2</math></th></tr><tr><td>100</td><td>0,52</td></tr><tr><td>150</td><td>0,39</td></tr><tr><td>200</td><td>0,32</td></tr><tr><td>250</td><td>0,28</td></tr><tr><td>300</td><td>0,24</td></tr><tr><td>350</td><td>0,21</td></tr></table>	$m_q$ , МэВ	$ X ^2/ Y ^2$	100	0,52	150	0,39	200	0,32	250	0,28	300	0,24
$m_q$ , МэВ	$ X ^2/ Y ^2$													
100	0,52													
150	0,39													
200	0,32													
250	0,28													
300	0,24													
350	0,21													
15. <sup>36</sup> (1982, 1984), КХД	<p>Поведение <math>F_{\pi^0}(q_1^2; q_2^2; m_{\pi^0}^2)</math> определяется в КХД для больших пространственноподобных и равных друг другу значений <math>q_1^2 = q_2^2 = -Q^2</math> (см. (2.48))</p>	<p>Для <math>\pi^0 \rightarrow e^+e^-</math>-распада</p> $ X ^2/ Y ^2 \approx 0,3$ <p>(М. Б. Волошин)</p>												

Экспериментальные исследования распадов  $P \rightarrow l^+l^-$ 

Работа и исследуемый распад	Краткая характеристика экспериментальной установки	Число событий распада $P \rightarrow l^+l^-$	$Br(P \rightarrow l^+l^-)$
1. <sup>52</sup> (1969), CERN, $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	Магнитный спектрометр с оптическими искровыми камерами; регистрация заряженных частиц; идентификация мюонов и измерение их импульса	$18 \pm 6$	$(2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$
2. <sup>54</sup> (1980), ИФВЭ, Серпухов, $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	Установка «Лептон-Г» (см. гл. 2, 6), 1), рис. 6). Магнитный спектрометр с пропорциональными и проводочными искровыми камерами и многоканальный $\gamma$ -спектрометр. Регистрация мюонов и $\gamma$ -квантов и измерение их энергий. Одновременно с распадом $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ на этой же установке исследовался распад $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ , что позволило хорошо изучить фоновые условия и провести надежную нормировку брэнчинга распада	$27 \pm 8$ (рис. 21)	$(6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}$
3. <sup>54</sup> (1978), CERN, $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$	Магнитный спектрометр с проводочными искровыми камерами и газовыми черенковскими счетчиками для идентификации электронов и измерения их импульсов (см. гл. 2, 6), 1)), рис. 5). Источник «меченых» $\pi^0$ -мезонов — распад на лету $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ . Одновременно с $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ на этой же установке исследовался интенсивный распад $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ , что важно для изучения фоновых условий	$\sim 6$ (см. рис. 22)	$\left( 2,23 \begin{smallmatrix} +2,4 \\ -1,1 \end{smallmatrix} \right) \cdot 10^{-7}$ (ошибки приведены на 90%-ном уровне достоверности)
4. <sup>55</sup> (1982), Los Alamos, $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$	Магнитный спектрометр с пропорциональными камерами и черенковскими газовыми счетчиками для идентификации электронов и измерения их импульсов. Опыты проводились в интенсивном пучке $\pi^-$ -мезонов «мезонной фабрики» LAMPF. Регистрируемые события $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ плохо выделяются над уровнем фона	$59 \pm 21$ (см. рис. 23)	$(1,8 \pm 0,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$

работах структура  $R\gamma\gamma$ -вершины описывалась феноменологическими структурными функциями или форм-факторами в модели векторной доминантности и т. д. Однако в последнее время наметился более систематический подход к этой проблеме <sup>35, 40, 54, 59</sup>, который в существенной степени опирается на экспериментальные данные по переходным формфакторам в  $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$ -распадах, обсуждавшиеся в предыдущей главе.

В самом деле, структура формфактора  $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2)$  могла бы быть экспериментально исследована в пространственно-подобной области в опытах на встречных  $e^+e^-$ -пучках в реакциях  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- P$ , т. е. в соударениях, при которых величины квадратов переданных импульсов  $q_1^2$  и  $q_2^2$  фиксировались бы при регистрации вторичных  $e^+$ - и  $e^-$ -частиц (двойное «мечение» виртуальных фотонов). К сожалению, такие данные в настоящее время отсутствуют и по-видимому, не будут получены и в ближайшем будущем из-за малой величины соответствующих дифференциальных сечений (особенно в области больших  $q_1^2$  и  $q_2^2$ ).

Однако можно потребовать, чтобы формфакторы  $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2)$ , которые используются в теоретических расчетах действительной части приведенной амплитуды распада (3.4)  $X$ , удовлетворяли следующим требованиям <sup>59</sup>:

1) в области малых  $q_1^2$  ( $q_2^2$ ) формфакторы  $F_P(q_1^2; 0; m_P^2)$ , как показали эксперименты, должны описываться моделью векторной доминантности, т. е.  $F_P(q_1^2; 0; m_P^2) = [1 - (q_1^2/\Lambda^2)]^{-1}$ , где  $\Lambda \approx m_\rho$  ( $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2) = \{[1 - (q_1^2/\Lambda^2)][1 - (q_2^2/\Lambda^2)]\}^{-1}$ );

2) в области больших  $q^2$ , как показывают расчеты по КХД, переходный формфактор должен иметь асимптотический вид (гл. 2, з), 3):

$$F_P(q_1^2; 0; m_P^2) \propto \frac{1}{q_1^2} \quad \text{или} \quad F_P(q^2; (r - q^2); m_P^2) \propto \frac{1}{q^2}.$$

Эти ограничения для формфактора  $F_P(q_1^2; q_2^2; m_P^2)$  оказываются достаточными для того, чтобы провести довольно надежные оценки дисперсивной амплитуды  $X$ .

Анализ результатов теоретических исследований, приведенных в табл. IV, показывают, что при выполнении сформулированных выше условий, ожидаемая величина отношения  $|X|^2/|Y|^2$  для распадов

$$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-, \quad (3.10)$$

$$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \quad (3.11)$$

(только эти распады были изучены экспериментально) достаточно мала (см. табл. IV, 3, 6—11, 14, 15). Это означает, что брэнчинги таких распадов не должны существенно превышать унитарный предел.

Перейдем теперь к рассмотрению экспериментальных данных. В табл. V представлены результаты четырех экспериментов, в которых исследовались распады (3.10) и (3.11).

## 2) Распад $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Распад (3.10) был впервые обнаружен в 1969 г. в эксперименте <sup>52</sup> (табл. V, 1), и было получено значение его относительной вероятности  $\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-5}$ . Эта величина в несколько раз превышала унитарный предел (3.7) и соответствовала большому значению отношения  $|X|^2/|Y|^2 \approx 2.5-6.5$ . Такой доминирующий вклад дисперсивной амплитуды  $X$  может быть объяснен только если параметр обрезания для этой логарифмически-расходящейся амплитуды лежит на уровне нескольких гигаэлектрон-вольт (рис. 20). Но, как правило, столь большие характерные массы приводят к очень малым значениям наклона формфактора конверсионного распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , что находится в прямом противоречии с экспериментом. Как мы видели в гл. 3, а), 1), любые совместимые с опытом разумные предложения о структуре  $\eta\gamma\gamma$ -вершины приводят к малому вкладу действительной

части амплитуды (3.10). Поэтому интерпретация результатов эксперимента <sup>52</sup> сталкивается со значительными теоретическими трудностями.

Новые экспериментальные исследования  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распада <sup>54</sup> были осуществлены на Серпуховском ускорителе в опытах на установке «Лептон-Г» одновременно с изучением других редких электромагнитных распадов. Источником  $\eta$ -мезонов по-прежнему служила реакция перезарядки  $\pi^- p \rightarrow \eta p$ .

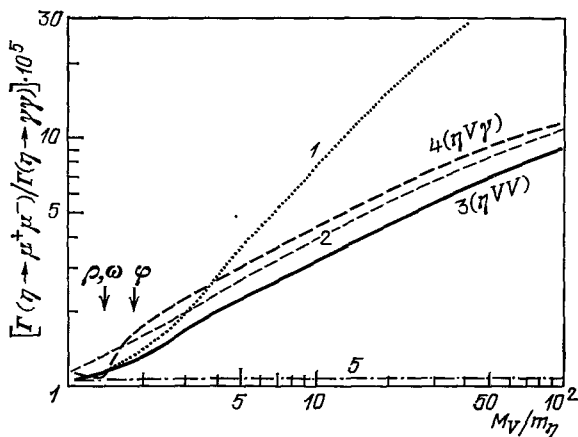


Рис. 20. Зависимость отношения вероятностей распада  $\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) [\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)]^{-1}$  от массы векторного мезона в моделях типа VDM или от характерных масс (параметров обрезания) в феноменологических моделях <sup>14</sup>.

1 — модель <sup>55</sup> (табл. IV, п. 1); 2 — модель <sup>56</sup> (табл. IV, п. 2); 3 — модель <sup>14</sup> (табл. IV, п. 3); 4 — модели <sup>14</sup> (табл. IV, п. 4); 5 — унитарный предел (3.7)

В процессе обработки данных выделялись события с двумя жесткими мюонами, образованными в мишени установки, и не сопровождающимися

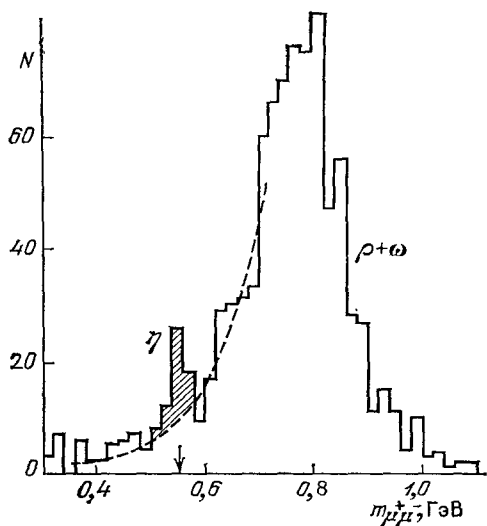


Рис. 21. Спектр масс  $\mu^+ \mu^-$ -пар в реакции (2.24) <sup>54</sup>.

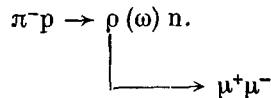
Стрелкой указано табличное значение массы  $\eta$ -мезона. Штриховая кривая — результат фитирования фона.  $N$  — число событий на массовый интервал 20 МэВ. Заштрихованный пик соответствует распаду  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

разрешением, а масса равная  $551 \pm 4$  МэВ, совпадает с табличным значением для  $\eta$ -мезона. Пик содержит  $27 \pm 8$  событий распада (3.10), возвышаясь над фоном более чем на пять стандартных отклонений.

Одновременно с изучением процесса (3.10) на той же установке регистрировались события более интенсивного распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (2.15) (см.

дополнительными треками заряженных частиц из вершины взаимодействия. Кроме того, требовалось, чтобы в годоскопическом  $\gamma$ -спектрометре установки «Лептон» (см. рис. 6) отсутствовали фотонные или адронные ливни, т. е.  $\gamma$ -спектрометр использовался в режиме «антисовпадений» с низким порогом по энергии (0,5 ГэВ для  $\gamma$ -кванта).

Для окончательного анализа были отобраны события, кинематика которых соответствовала эксклюзивной реакции  $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$ , и был исследован спектр эффективных масс мюонных пар. Как видно из рис. 21, в этом спектре доминируют события реакции



В области  $\eta$ -мезона в спектре выделяется пик, который соответствует распаду  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Ширина этого пика определяется аппаратным

гл. 2, б), 1)). Это позволило детально изучить фоновые условия для регистрации распада (3.10) и провести надежное измерение величины его относительной вероятности. Фон под пиком  $\eta$ -мезона имеет физическую природу и может быть описан в модели векторной доминантности как прямой процесс образования мюонных пар. Вклад распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (а также распадов  $\pi$ -мезонов налету с образованием мюонов) пренебрежимо мал.

Для определения относительной вероятности распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$  была использована нормировка на число зарегистрированных одновременно событий (2.15) и определенная ранее величина  $\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ . Эффективность установки для распадов (3.10) и (2.15) рассчитывалась методом Монте-Карло. Полученная в результате относительная вероятность распада (3.10) оказалась равной

$$\text{Br}(\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}. \quad (3.12)$$

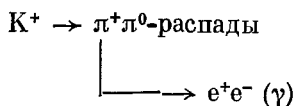
Эта величина втрое меньше предыдущего значения. При сравнении результатов двух экспериментов по изучению  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -распада следует иметь в виду, что данные, полученные в Серпухове, являются более надежными, так как они отнормированы по хорошо известной вероятности конверсионного распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (см. гл. 2, б), 1)). Кроме того, в опытах по измерению вероятности распада  $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$ <sup>63</sup>, проведенных в ЦЕРН'е на той же установке и одновременно с изучением распада (3.10), получена величина бренчинга  $\text{Br}(\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (0,97 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$ , которая существенно превышает среднее мировое значение  $\text{Br}(\rho \rightarrow l^+ l^-) = (0,428 \pm 0,045) \cdot 10^{-4}$ <sup>48</sup>. Поэтому можно думать, что в опытах<sup>52, 63</sup> имеется общая систематическая погрешность в нормировке, завышающая бренчинги  $M \rightarrow l^+ l^-$ -распадов.

Таким образом, результат (3.12) может быть использован как окончательное значение для относительной вероятности распада  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Эта величина бренчинга хорошо согласуется с указанными выше теоретическими оценками и полностью устраняет «проблему» большой действительной части амплитуды распада (3.10).

### 3) Распад $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$

Вероятности электромагнитных распадов псевдоскалярных мезонов с испусканием электронной пары, как уже отмечалось выше, сильно подавлены по сравнению с мюонными распадами из-за сохранения спиральности. Из-за очень малого бренчинга электронных распадов наибольшие шансы на успех имеют поиски распадов (3.11), так как существуют очень интенсивные источники образования  $\pi^0$ -мезонов — особенно на «мезонных фабриках» при низких энергиях. До настоящего времени были проведены два таких эксперимента (см. табл. V, 3, 4).

В первом из этих опытов<sup>64</sup>, который был выполнен в ЦЕРН'е одновременно с исследованием конверсионных распадов  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  (см. гл. 2, б), 1)) источником меченных  $\pi^0$ -мезонов служили



на лету. Напомним, что  $\gamma$ -кванты непосредственно не регистрировались, а восстанавливались кинематически. На рис. 22, а показана жесткая часть спектра электронных пар — для  $0,9 \leq (x = m_{e^+e^-}/m_{\pi^0}) \leq 1,06$ , изображенная на двумерном графике, в котором по второй координате отложено фитированное значение энергии  $\gamma$ -кванта из распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ + (\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma)$ . Сопоставление измеренного спектра с результатами расчетов по Монте-Карло (рис. 22, б—г) для процесса  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$  и основных фоновых процес-

сов  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  и  $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$  позволило авторам сделать вывод, что в области  $0,94 \leq x \leq 1,02$  (т. е. при массе  $\pi^0$ -мезона) наблюдается избыток в 5,6 событий над ожидаемым фоном (1,4 события), который интерпретируется как

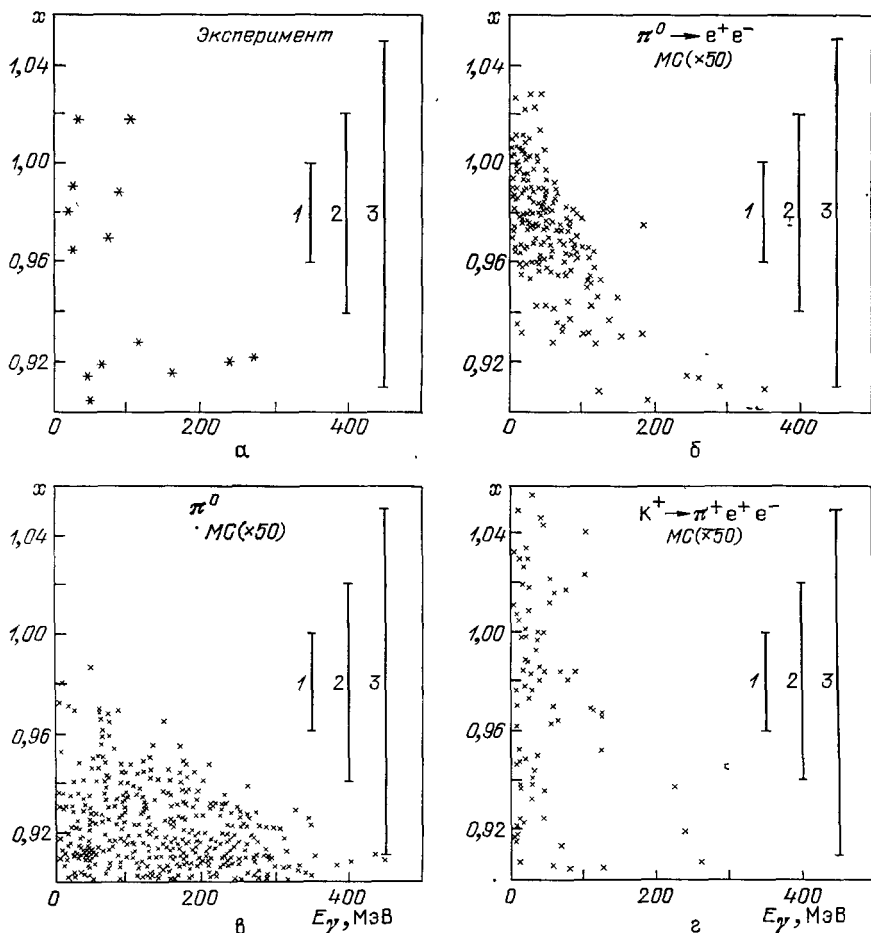


Рис. 22. Поиски  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ -распада при анализе процесса  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ;  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + (\gamma)$ <sup>64</sup>.  $\gamma$ -квант не регистрируется, а определяется из кинематического фита. Поэтому событиям  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  соответствует очень малая энергия « $\gamma$ -кванта». а — Двумерный плот для экспериментальных событий — кандидатов в  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  в переменных  $x = m_{e^+e^-}/m_{\pi^0}$  и  $E_\gamma$ ; б — г — то же самое для ожидаемых распределений согласно расчетам по методу Монте-Карло (МС) для следующих процессов:  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + (\gamma)$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ;  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + (\gamma)$  (с),  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  (г) (со статистикой, в 50 раз превышающей число событий в экспериментальном распределении). 1—3 — различные области отбора событий по  $x$

проявление распада  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ . Проведена оценка величины относительной вероятности

$$\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) = (2,23^{+2,4}_{-1,1}) \cdot 10^{-7} \quad (3.13)$$

(ошибки — чисто статистические и соответствуют 90%-ному уровню достоверности). Это примерно на два стандартных отклонения превышает унитарный предел (3.6).

Другой эксперимент по исследованию распада (3.11) был проведен на «мезонной фабрике» LAMPF (Лос-Аламос)<sup>65</sup>. В качестве источника  $\pi^0$ -мезонов служила реакция перезарядки  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$  при импульсе первичных пионов 300 МэВ. Для регистрации  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  распада был использован широкоапертурный спектрометр с пропорциональными камерами и газовыми черенковскими счетчиками для идентификации электронов. За время эксперимента

полный поток  $\pi^-$ -мезонов, пропущенных через мишень установки, составил  $2,4 \cdot 10^{13}$  частиц. Для анализа были отобраны события типа  $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- p$  с суммарной энергией двух электронов  $> 290$  МэВ. Таких кандидатов оказалось 1330, и для них был определен спектр эффективных масс  $e^+ e^-$  пар. Этот спектр обусловлен в основном фоном от конверсионных распадов  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ , от распадов  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  с внешней конверсией фотонов в веществе мишени, а также случайными совпадениями. Тщательный анализ полученных данных и сопоставление их с расчетами по методу Монте-Карло позволил авторам высказать утверждение, что они наблюдают превышение над фоном в области масс  $\pi^0$ -мезона, которое соответствует  $59 \pm 29$  событиям  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ -распада (рис. 23). Отсюда определен брэнчинг

$$\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-) = [1,8 \pm 0,6 \text{ (стат.)} \pm 0,3 \text{ (сист.)}] \cdot 10^{-7}. \quad (3.14)$$

Эта величина согласуется с результатами предыдущего эксперимента<sup>64</sup> и почти в четыре раза превышает унитарный предел (3.6). Такой большой брэнчинг трудно объяснить в рамках существующих теоретических представлений для распада (3.11) (см. табл. IV). Однако надо иметь в виду, что экспериментальные данные не обладают пока достаточной убедительностью и требуют дальнейшего уточнения. Поэтому результаты (3.13) и (3.14) следует рассматривать скорее как верхние пределы для  $\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)$ , соответствующие величине  $\leq (4-5) \cdot 10^{-7}$  (90 %-ная достоверность).

Тем не менее уже высказывались гипотезы, согласно которым большая величина вероятности  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$  может быть объяснена новыми аномальными взаимодействиями<sup>57</sup>. Анализ показал, что возможный вклад нейтральных слабых токов лежит на уровне  $\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-) \sim 10^{-15}$ , а механизмы, связанные с обменом аксионом, дают величину  $\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)_{\text{акс}} \approx 5 \cdot 10^{-11}$ . Поэтому, если большая величина  $\text{Br}(\pi^0 \rightarrow e^+ e^-)$  будет подтверждена в новых опытах, здесь, возможно, следует искать проявлений каких-то более экзотических механизмов. В настоящее время по крайней мере еще один эксперимент по  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ -распаду проводится в ЦЕРНе<sup>66</sup>. Предварительные результаты этого опыта также устанавливают пока только верхний предел для вероятности распада (3.11) примерно на том же уровне, что и предыдущие исследования<sup>64, 65</sup>.

Для надежного выделения  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ -распада определяющее значение имеет разрешение по эффективной массе электронной пары. Поэтому очень важно уменьшить до минимума многократное рассеяние в мишени-источнике  $\pi^0$ -мезонов. Весьма перспективными представляются будущие опыты на интенсивных пучках  $K^\pm$  и  $K^0$ -мезонов («меченые»  $\pi^0$ -мезоны, образующиеся в K-распадах налету). Можно надеяться, что в ближайшем будущем новые эксперименты позволят разрешить вопрос о существовании распада (3.11) и о его относительной вероятности.

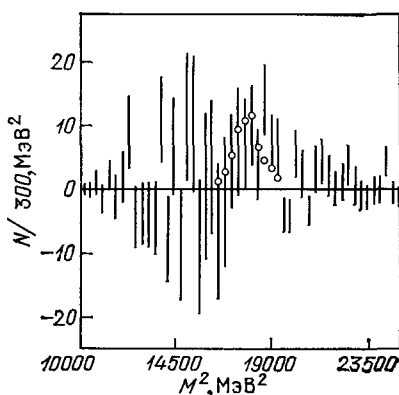


Рис. 23. Спектр эффективных масс  $e^+ e^-$ -системы в области массы  $\pi^0$ -мезона в работе<sup>65</sup>.

На рисунке представлена разность между экспериментальными данными и фоновой кривой. Кружки показывают «сигнал», соответствующий 59 событиям  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ .

#### б) Поиски распадов $P' \rightarrow Pl+l^-$

Распады псевдоскалярных мезонов

$$P' \rightarrow Pl+l^-$$

(3.15)

могут происходить в двухфотонном приближении согласно диаграмме рис. 24, а (однофотонный процесс, рис. 24, б, запрещен сохранением заряда-

вой четности). Ожидаемая ширина распада (3.15) зависит от структуры  $P' \rightarrow P\gamma\gamma$ -вершины. Для описания этой структуры может быть использована, например, модель векторной доминантности (рис. 24, б) <sup>67</sup> или близкая к ней модель  $\delta$  ( $\varepsilon$ )-доминантности (рис. 24, в). Следует иметь в виду, что для этого второго механизма, из-за сохранения спиральности лептонов, распады с испусканием электронной пары дополнительно подавлены по отношению к мюонным распадам примерно на два порядка <sup>67</sup>.

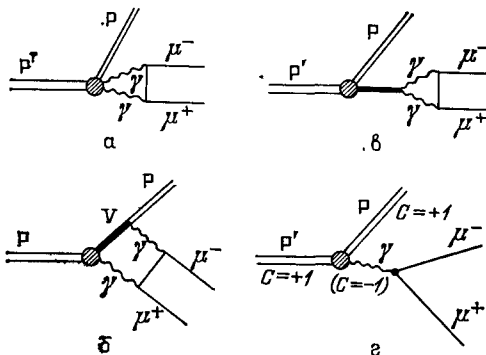


Рис. 24. Фейнмановские диаграммы для распадов  $P' \rightarrow P\mu^+\mu^-$ .

а — общий вид двухфотонной вершины; б — двухфотонная вершина в модели векторной доминантности ( $V$  — векторный мезон); в — двухфотонная вершина в модели  $\delta$  ( $\varepsilon$ )-доминантности; г — однофотонный процесс с нарушением  $C$ -четности (из-за отрицательной  $C$ -четности фотона)

Двухфотонный механизм приводит к очень малым ширинам распадов типа (3.15) ( $\text{Br} \ll 10^{-6}$ ), что делает эти процессы весьма чувствительными к проявлению различных экзотических механизмов.

Например, если существуют легкие хиггсовские частицы  $H$  ( $J^P = 0^+$ ), то они могут быть обнаружены в  $P' \rightarrow P$ -переходах по распаду на мюонную пару:

$$P' \rightarrow PH \quad (3.16)$$

$$\downarrow$$

$$\mu^+\mu^-$$

Другим примером экзотического распадного механизма для (3.15) является возможное нарушение зарядовой четности в электромагнитных взаимодействиях (как в модели <sup>68</sup>).

В этом случае рассматриваемые распады могли бы идти в однофотонном приближении (рис. 24, г) с вероятностью, намного превышающей двухфотонные оценки.

Поиски распадов типа (3.15) проводились во многих экспериментальных работах с очень разнообразной методикой — от первых и не слишком чувствительных опытов в пузырьковых камерах до сложных электронных экспериментов, обладавших высокой избирательностью и светосилой. Ни в одном из этих опытов электромагнитные переходы между псевдоскалярными состояниями с испусканием лептонной пары обнаружить не удалось. Были получены верхние границы для относительных вероятностей этих распадов. Данные самых чувствительных экспериментов приведены в табл. VI.

В качестве иллюстрации мы рассмотрим поиски распадов

$$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-, \quad (3.17)$$

$$\eta' \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-, \quad (3.18)$$

$$\eta' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-, \quad (3.19)$$

проведенные в 1980 г. в ИФВЭ на установке «Лептон-Г» <sup>69</sup> одновременно с исследованием ряда других редких электромагнитных распадов, о которых говорилось выше (гл. 2, б), 1) и гл. 3, а), 2)). Источниками  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов служили, как и раньше, бинарные реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta$  ( $\eta'$ )  $n$  (2.21). В течение эксперимента через мишень установки было пропущено  $5 \cdot 10^{11}$   $\pi^-$ -мезонов, что соответствовало образованию  $2 \cdot 10^7$   $\eta$ -мезонов и  $10^7$   $\eta'$ -мезонов в бинарных процессах (2.21).

В процессе обработки экспериментальных данных были отобраны события, соответствующие эксклюзивной реакции  $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ . На рис. 25 приведено двумерное распределение таких событий по эффективным массам  $\mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ - и  $\gamma \gamma$ -системам ( $m_{\mu^+ \mu^- \gamma \gamma}$  и  $m_{\gamma \gamma}$ ). Концентрация событий в области  $m_{\mu^+ \mu^- \gamma \gamma} \approx m_\omega$  и  $m_{\gamma \gamma} \approx m_{\pi^0}$  соответствует распаду  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ .

В области III, отвечающей, с учетом разрешения установки, распаду (3.19), содержится только одно событие. В области I, II для (3.17) и (3.18) нет заметного превышения событий над равномерным фоном.

Таблица VI

Верхние пределы вероятностей для электромагнитных распадов  $P' \rightarrow Pl+l^-$

Работа	Краткая характеристика установки	Верхние пределы для относительной вероятности $B_{\Gamma}(P' \rightarrow Pl+l^-)$ (90%-ный уровень достоверности)					
		$\eta \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	$\eta' \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$\eta' \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	$\eta' \rightarrow \eta e^+e^-$	$\eta' \rightarrow \eta \mu^+\mu^-$
1. <sup>69</sup> (1980)	Установка «Лептон-Г» (см. гл. 2, б), 1)). Автоматизированный спектрометр с регистрацией заряженных частиц и $\gamma$ -квантов; измерение их импульсов и энергий; идентификация мюонов	—	$5 \cdot 10^{-6}$	—	$6 \cdot 10^{-5}$	—	$1,5 \cdot 10^{-5}$
2. <sup>72</sup> (1976)	Ксеноновая 30-литровая пузырьковая камера	$1,6 \cdot 10^{-4}$	—	$0,8 \cdot 10^{-3}$	—	—	—
3. <sup>73</sup> (1975)	Спектрометр с оптическими искровыми камерами; идентификация электронов газовыми черенковскими счетчиками	$4,5 \cdot 10^{-5}$	—	—	—	—	—
4. <sup>74</sup> (1968)	Установка с искровыми камерами и железными фильтрами для измерения пробега мюонов и для их идентификации	—	$5 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	—
5. <sup>75</sup> (1965)	Жидководородная пузырьковая камера	—	—	$1,3 \cdot 10^{-2}$	—	$1,1 \cdot 10^{-2}$	—

Таким образом, в рассматриваемом эксперименте распады (3.17)—(3.19) не наблюдались. Высокая чувствительность опыта позволяет установить низкие границы для вероятностей этих процессов, на несколько порядков улучшающие существовавшие ранее пределы — (см. табл. VI).

Как отмечалось выше, распады (3.17)—(3.19) могут быть использованы для поисков легких хиггсовских бозонов. Хотя в существующих сейчас теориях слабых взаимодействий отдается предпочтение тяжелым хиггсовским

частицам, необходимо отметить, что в моделях с несколькими дублетами хиггсовских бозонов теоретических ограничений снизу на их массу не существует. Поэтому поиски хиггсовских частиц следует проводить во всем возможном диапазоне масс.

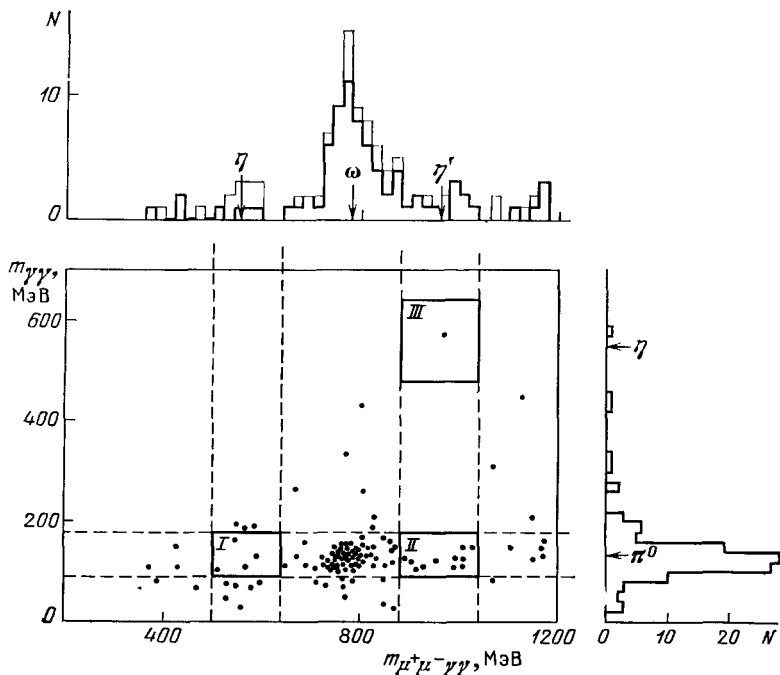


Рис. 25. Двумерное распределение событий типа  $\pi^-p \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma p$  по эффективным массам  $\mu^+\mu^-\gamma\gamma$ - и  $\gamma\gamma$ -систем ( $E_\mu > 4,5$  ГэВ;  $E_\gamma > 1,4$  ГэВ) <sup>69</sup>.

Области I—III соответствуют с учетом экспериментального разрешения распадам (3.17)—(3.19). Тонкая гистограмма — все события; жирная гистограмма — с отбором  $m_{\gamma\gamma} \approx m_{\pi^0}$ . Стрелками указаны табличные значения масс мезонов

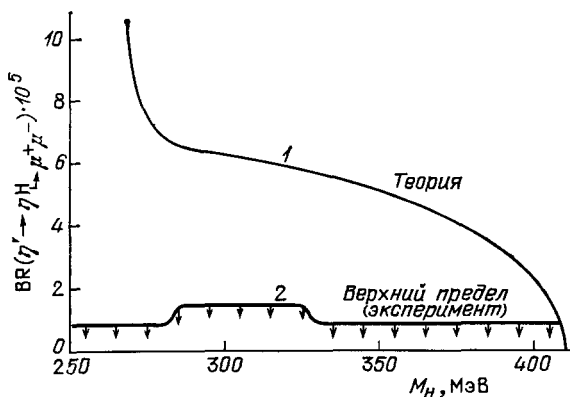


Рис. 26. Данные о распаде  $\eta' \rightarrow \eta H$ ;  $H \rightarrow \mu^+\mu^-$  <sup>69</sup>.

Кривая 1 — теоретическая оценка относительной вероятности распада; 2 — экспериментальные верхние границы (90%-ный уровень достоверности)

Теоретическая ситуация была подробно рассмотрена в работах <sup>70,71</sup>. Характерной особенностью взаимодействия хиггсовских бозонов с фермионными полями является рост константы связи с массой фермионов. Поэтому при не слишком больших массах ( $M_H \lesssim 0,5$  ГэВ) хиггсовские частицы распадаются, в основном, на мюонную пару

$$H \rightarrow \mu^+\mu^- \quad (3.20)$$

Легкие хиггсовские бозоны естественно прежде всего искать в процессах типа

$$\eta' \rightarrow \pi^0 H, \quad (3.21)$$

$$\begin{array}{c} \downarrow \\ \longrightarrow \mu^+ \mu^- \\ \rightarrow \eta H \\ \downarrow \\ \longrightarrow \mu^+ \mu^- \end{array} \quad (3.22)$$

Распады (3.21) — (3.22) — полуслабые и должны иметь вероятность  $\text{Br} \sim 10^{-5}$ .

На рис. 26 представлены результаты расчета дифференциальных вероятностей распада (3.22) и соответствующие экспериментальные граничные оценки<sup>69</sup>. Как видно из рисунка, эксперимент позволяет исключить существование хиггсовских бозонов во всем кинематически доступном в распаде (3.22) интервале \*), т. е. для

$$2m_\mu < M_H < 409 \text{ МэВ}. \quad (3.23)$$

Данные по распаду (3.21) не обладают достаточной чувствительностью для поисков хиггсовских частиц.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыты последних лет позволили впервые получить важную информацию об электромагнитной структуре нейтральных мезонов. Результаты этих исследований, с одной стороны, подтвердили правильность наших общих представлений о существенной роли векторных мезонов в механизмах взаимодействия с виртуальными фотонами, а с другой стороны, — выявили некоторые новые детали этого процесса, нуждающиеся в более подробном экспериментальном и теоретическом анализе. Рассмотрим кратко перспективы дальнейших исследований электромагнитной структуры нейтральных мезонов.

Опыты по изучению распадов  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  могут проводиться на «мезонных фабриках», где возможно существенное увеличение статистики. Однако, трудности, связанные с радиационными поправками и радиационными процессами в веществе установки, останутся. В этой связи представляется интересной возможность изучения конверсионных распадов  $\pi^0$ -мезонов, образующихся на очень тонких пленочных мишенях при многократном прохождении через них внутреннего протонного пучка ускорителя (я благодарен Л. Л. Неменову, обратившему мое внимание на эту возможность). Тщательное экспериментальное изучение  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  распадов является очень желательным для выяснения вопроса о том, существуют ли в этом процессе заметные нарушения векторной доминантности, противоречащие КХД-анализу<sup>33</sup>. Вызывает также большой интерес проверка теоретических предсказаний<sup>45</sup> о возможном немонотонном поведении переходного формфактора  $F_{\pi^0}(q^2)$  в области малых переданных импульсов.

В настоящее время новый эксперимент по  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  распаду проводится на «мезонной фабрике» TRIUMF на установке, в состав которой входят два спектрометра полного поглощения с пропорциональными камерами и большими кристаллическими детекторами NaI(Tl)<sup>76</sup>. Ожидаемая точность измерения параметра наклона переходного формфактора  $b_{\pi^0} = (dF_{\pi^0}/dq^2)|_{q^2 \approx 0}$  в этом опыте составляет  $\Delta b_{\pi^0} \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$  (т. е. в 1,6 раз лучше, чем в последнем эксперименте<sup>10</sup>).

В опытах по изучению конверсионных распадов  $\eta$ -,  $\eta'$ -,  $\omega$ -мезонов типа тех, которые проводились в ИФВЭ на установке «Лептон», дальнейшее продвижение осуществить довольно трудно. Напомним, что в уже выполненных

\*) При определенных теоретических представлениях о свойствах хиггсовских бозонов (более подробно см. <sup>69</sup> и ссылки там).

экспериментах полный поток  $\pi^-$ -мезонов составлял  $\sim 5 \cdot 10^{11}$  частиц, а эффективность установки к разным процессам лежала в интервале 10—20%. Поэтому очень существенного увеличения светосилы опытов достигнуть нельзя, и ценой весьма значительных усилий статистика для изучения распадов (2.15)—(2.17) может быть увеличена всего в несколько раз. Даже такое увеличение представляется желательным — особенно для распадов  $\eta'$  и  $\omega$ -мезонов.

Следует отметить, что в опытах на установке «Лептон» источниками исследуемых мезонов служили бинарные процессы перезарядки (2.21) при больших энергиях, сечения которых составляют несколько микробарн. В то же время в инклюзивных процессах при тех же энергиях сечения образования этих мезонов превышают сечения реакции (2.21) на 1—2 порядка. Однако при этом существенно ухудшаются фоновые условия опытов, а более мягкий спектр образующихся частиц требует для сохранения эффективности значительного увеличения размеров установки.

Примерно такого же роста сечений бинарных реакций образования мезонов можно достигнуть при малых начальных энергиях  $\pi^-$ -мезонов (1—2 ГэВ). Но при этих энергиях для светосильных опытов также нужны очень большие установки. Кроме того, при малых энергиях возникают трудности в идентификации вторичных частиц — мюонов и  $\gamma$ -квантов, растет фон от  $\pi \rightarrow \mu$  распадов на лету и т. д. Сложной задачей становится организация хорошего триггерного запуска аппаратуры.

Возможны поиски компромиссных путей — использования определенных полуинклюзивных процессов, оптимальный выбор размеров установки и энергии первичного пучка и т. д. Но все же, имея в виду многочисленные трудности, перечисленные выше, вряд ли можно рассчитывать на быстрый прогресс в исследовании форм-факторов частиц в подобных экспериментах.

Ожидаемые относительные вероятности ряда мезонных конверсионных распадов представлены в табл. VII. Следует отметить, что некоторые из них оказались довольно большими и могут быть изучены экспериментально. При этом, правда, следует помнить (см. гл. 2, а)), что для оптимального изучения переходных форм-факторов надо ориентироваться на распады с испусканием мюонных пар, вероятности которых в 10—20 раз меньше, чем вероятности электронных распадов. Но нужно также иметь в виду, что исследования распадов типа  $A_2 \rightarrow \omega e^+ e^-$  или  $f \rightarrow \rho e^+ e^-$  в области малых значений эффективных масс лептонных пар (т. е. при  $q^2 \rightarrow (2m_e)^2 \approx 0$ ) могут оказаться полезными для определения констант  $f_{A, \omega}(0)$  и т. д. и отсюда — для определения ширин соответствующих радиационных распадов в более благоприятных фоновых условиях, чем в опытах по прямой их регистрации.

Напомним, что расчеты радиационных переходов для тензорных мезонов (и для других нонетов с отличными от нуля значениями орбитального квантового числа  $L$  в системе  $q\bar{q}$ ) являются более сложными и менее определенными, чем для  $V \rightarrow \rho\gamma$  и  $P \rightarrow V\gamma$ -распадов, так как требуют учета электромагнитных процессов с разной мультипольностью. Теоретические оценки в различных моделях различаются между собой более чем на порядок. Как уже отмечалось выше, радиационные распады мезонов изучены пока еще совершенно недостаточно. Между тем эти данные представляют большой интерес для понимания кварковой структуры мезонов и механизмов смешивания различных кварковых и глюонных состояний, для определения углов смешивания в нонетах и ряда других важных вопросов. Поэтому дальнейшие экспериментальные усилия в этом направлении являются очень ценными и перспективными.

Электромагнитная структура нейтральных мезонов может изучаться и совсем в других опытах — в различных реакциях на встречных  $e^+e^-$ -пучках (см. гл. 2, б), 2)). В этих опытах пока получены только самые первые результаты, и в ближайшие годы здесь можно ожидать много новых интересных данных.

Т а б л и ц а VII

Вероятности некоторых конверсионных распадов мезонов

Распадный канал	$\Gamma(A \rightarrow Bl^+l^-)/\Gamma(A \rightarrow B + \gamma)$	$\text{Br}(A \rightarrow Bl^+l^-) = \Gamma(A \rightarrow Bl^+l^-)/\Gamma(A \rightarrow \text{все})$	Примечание
$\varphi \rightarrow \eta + \mu^+ + \mu^-$ $\varphi \rightarrow \eta + e^+ + e^-$ $\varphi \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \mu^-$ $\varphi \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ $\eta' \rightarrow \rho^0 + e^+ + e^-$	$4,7 \cdot 10^{-4}$ $8,5 \cdot 10^{-3}$ $9,0 \cdot 10^{-4}$ $9,01 \cdot 10^{-3}$ $6,8 \cdot 10^{-3}$	$9,4 \cdot 10^{-6}$ $1,7 \cdot 10^{-4}$ $1,2 \cdot 10^{-6}$ $1,3 \cdot 10^{-6}$ $2,1 \cdot 10^{-3}$	<p>15. Конверсионные распады <math>\varphi</math>-мезонов имеют малую вероятность. Кроме того, источники <math>\varphi</math>-мезонов не слишком интенсивные. Один из лучших источников — это резонансное образование <math>e^+e^- \rightarrow \varphi</math>. В экспериментах на нейтральном детекторе ИЯФ СО АН СССР зарегистрировано несколько событий распада <math>\varphi \rightarrow \eta e^+e^-</math> и определена его относительная вероятность</p> <p><math>\text{Br}(\varphi \rightarrow \eta e^+e^-) = (1,3^{+0,8}_{-0,8}) \cdot 10^{-4}</math> з0</p>
$A_2^0 \rightarrow \omega + e^+ + e^-$ $A_2^0 \rightarrow \omega + \mu^+ + \mu^-$ $f \rightarrow \rho^0 + e^+ + e^-$	$1,2 \cdot 10^{-2}$ $2 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4}$	<p>77. В этой работе радиационные ширины тензорных мезонов оценены очень высокими: 5–10% от их полных ширин. В других работах <sup>78</sup> предполагаются радиационные ширины на порядок меньше (что уменьшает также и брэнчинги конверсионных распадов)</p>

Возвращаясь к исследованию лептонных распадов мезонов, следует отметить, что результаты недавних экспериментов по изучению электромагнитных лептонных процессов высших порядков позволили ликвидировать существовавшую трудность объяснения большой вероятности распада  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ , т. е. устранить проблему большой действительной части амплитуды этого процесса. Новые данные хорошо согласуются с результатами по электромагнитной структуре  $\eta$ -мезона, полученными при анализе  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ .

Первые опыты по  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  распаду носят пока еще слишком предварительный характер, чтобы можно было всерьез обсуждать вопрос о существенном превышении относительной вероятности этого процесса над соответствующим унитарным пределом. Здесь нужны новые и более точные результаты.

В ряде опытов были установлены очень низкие границы для ширин других лептонных электромагнитных распадов псевдоскалярных мезонов, представляющих значительный интерес для поисков различных экзотических про-

цессов. Дальнейшее продвижение в этом направлении очень желательно, но связано с большими практическими трудностями как по увеличению светосилы и чувствительности опытов, так и по улучшению фоновых условий.

В заключение хотелось бы выразить надежду, что следующий этап экспериментального развития исследований лептонных распадов легких мезонов будет связан со слабыми взаимодействиями. Здесь в первую очередь следует отметить конверсионные распады  $K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  и  $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ . Пока было зарегистрировано только несколько событий этого типа и получены очень грубые оценки их брэнчингов  $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow e^+e^-\gamma) = (1,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-5}$  и  $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = 2,8 \pm 2,8 \cdot 10^{-7}$ <sup>79</sup>. Между тем, детальное изучение этих процессов представляется очень интересным как для получения информации об электромагнитной структуре  $K^0$ -частиц, так и для выяснения некоторых специфических вопросов теории слабых взаимодействий, и в частности, роли «пингвинных» диаграмм в нелептонных слабых распадах<sup>80</sup>. Тщательное исследование распадов  $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ , возможно, позволит получить информацию о механизмах слабых распадов высших порядков и проверить компенсацию GIM для нейтральных слабых токов, меняющих аромат, с учетом вклада t-кварков<sup>81</sup>. И, наконец, когда-нибудь станет возможным начать изучение не только электромагнитных, но и слабых распадов  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов<sup>82</sup>, хотя сейчас еще с трудом можно себе представить, как и когда эти мечты удастся реализовать.

Я благодарен А. И. Вайнштейну, М. Б. Волошину, Г. В. Ефимову, А. М. Зайцеву, В. И. Захарову, Б. Л. Иоффе, А. Е. Калосину, В. П. Кубаровскому, В. Ф. Образцову, Л. Б. Окуню, Ю. Д. Прокошкину, В. А. Хозе, М. А. Шифману за полезные обсуждения.

Институт физики высоких энергий,  
Серпухов

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иоффе Б. Л. Раппортерский доклад на XXII Международной конференции по физике частиц высоких энергий.— Лейпциг, 1984.
2. O'Donnell P. J.— Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, 673; Can. J. Phys., 1977, v. 55, p. 1301.
3. Azimov Y. I. Preprint LNPI-819.— Leningrad, 1982.
4. Филиппов А. Т.— УФН, 1982, т. 137, с. 201; Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 74.
5. Ohshima T.— Phys. Rev. Ser. D., 1980, v. 22, p. 707.
6. Budnev V. M. et al.— Phys. Rept. Ser. C, 1975, v. 15, p. 183.  
Dainton J. B.— In: Proc. of the Intern. Europhysics Conference on High Energy Physics. Brighton, UK, 20—27 July 1983; Rutherford Laboratory preprint RL 83-103-1983.
7. Kolanoski H. Preprint Bonn HE-84-06.— Bonn, 1984 (to be published in Springer Tracts in Modern Physics).
8. Бушнин Ю. Б. и др.— ЯФ, 1978, т. 28, с. 1507; Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 147.  
Викторов В. А. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 998; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 548.
9. Викторов В. А. и др.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 387; Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 88, p. 379.  
Викторов В. А. и др.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1005.
10. Викторов В. А. и др.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 1513; Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 84, p. 143.  
Викторов В. А. и др.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 239; Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 296.
11. Fisher J. et al.— Ibidem, 1978, v. 73, p. 359.
12. Dalitz R. H.— Proc. Phys. Soc. Ser. A, 1951, v. 64, p. 667.
13. Kroil N. M., Wada W.— Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 1355.
14. Jarlskog C., Pilkuhn H.— Nucl. Phys. Ser. B, 1967, v. 1, p. 264.
15. Quigg C., Jackson J. D. Preprint UCRL-18487.— 1968.
16. Lai C. H., Quigg C. Preprint FNAL FN-296 2000.000.— Batavia, 1976.
17. Образцов В. Ф. Препринт ИФВЭ 79-115.— Серпухов, 1979.
18. Ландсберг Л. Г. Электромагнитные распады легких мезонов. Тексты лекций.— М.: МИФИ, 1981.
19. Рекало М. П.— УФЖ, 1983, т. 28, с. 1308; Препринт ХФТИ-83-12.— Харьков, 1983.

19. Gell-Mann M., Zachariasen F.— *Phys. Rev.*, **1961**, v. 124, p. 953.
20. Фейнман Р. Взаимодействия фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.  
Сакураи Дж. Токи и мезоны.— М.: Атомиздат, 1972.  
Bauer T. H. et al.— *Rev. Modern Phys.*, **1978**, v. 50, p. 261.
21. Буднев В. М., Карнаков В. А.— *Письма ЖЭТФ*, **1979**, т. 29, с. 439.
22. Samios N. P. et al.— *Phys. Rev.*, **1961**, v. 121, p. 275.
23. Kobrak H. et al.— *Nuovo Cimento*, **1961**, v. 20, p. 1115.
24. Devons S. et al.— *Phys. Rev.*, **1969**, v. 184, p. 1356.
25. Burger J. NEVIS-190: Thesis.— 1972.
26. Scharadt N. A. et al.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1981**, v. 23, p. 639.
27. Kotlewski A. Preprint Columbia University.— New York, 1973.
28. Jane M. R. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1975**, v. 59, p. 103.
29. Berger Ch. et al. (PLUTO Collaboration).— *Phys. Lett. Ser. B*, **1984**, v. 142, p. 125.
30. Druzhinin V. P. et al. Preprint INP 84-93.— Novosibirsk, 1984.
31. Буднев В. М., Орлов А. И.— *Письма ЖЭТФ*, **1980**, т. 32, с. 390.
32. Иванов И. М. и др.— *Ibidem*, **1982**, т. 36, с. 91.  
Mang F. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1981**, v. 99, p. 261.
33. Shifman M. A., Vysotsky M. I.— *Zs. Phys. Ser. C*, **1981**, v. 10, p. 131.
34. Lepage G. P., Brodsky S. J.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1980**, v. 22, p. 2157.
35. Babu K. S., Ma E.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1982**, v. 119, p. 449.
36. Волошин М. Б. Препринт ИТЭФ-8.— Москва, 1982.  
См. также: Novikov V. A. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, **1984**, v. 237, p. 525.
37. Иванов А. И., Шехтер В. М.— *ЯФ*, **1980**, т. 31, с. 530; т. 32, с. 796.
38. Bramon A., Masso E.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1981**, v. 104, p. 311.
39. Bergstrom L. et al.— *Ibidem*, **1983**, v. 126, p. 117.
40. Ametller Ll. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, **1983**, v. 228, p. 301.
41. Pich A., Bernabeu J.— *Zs. Phys. Ser. C*, **1984**, v. 22, p. 197.
42. Bramon A. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1972**, v. 41, p. 609.  
Sakurai J. J.— *Ibidem*, **1973**, v. 46, p. 207.  
Greco M.— *Nucl. Phys. Ser. B*, **1973**, v. 63, p. 398.
43. Pratar M., Smith J.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1972**, v. 5, p. 2020.
44. Bergstrom L., Snellman H.— *Zs. Phys. Ser. C*, **1981**, v. 8, p. 363.
45. Kozlov G. A. et al.— *Ibidem*, **1983**, v. 21, p. 63.  
Kozlov G. A. et al. Preprint JINR E2-84-256.— Dubna, 1984.
46. Ефимов Г. В. и др.— *Письма ЖЭТФ*, **1980**, т. 32, с. 1, 60.  
Динейхан М. и др.— В кн. Труды международного семинара по проблемам высоких энергий и квантовой теории поля.— Протвино, 1981, т. 1, с. 240; Препринты ОИЯИ P2-81-131, P2-81-272.— Дубна, 1981.
47. Мартемьянов Б. В.— *ЯФ*, **1980**, т. 31, с. 999.
48. Review of Particle Properties.— *Rev. Mod. Phys.*, **1984**, v. 56, p. 304.
49. Корр G.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1974**, v. 10, p. 932.
50. Eletsky V. L. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1983**, v. 122, p. 423.
51. Апфель В. Д. и др.— *ЯФ*, **1979**, т. 30, с. 66.  
Weinstein A. et al.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1983**, v. 28, p. 2896.  
Olsson J. Доклад на XX Международной конференции по физике высоких энергий.— Лейпциг, 1984, B20/6/1.
52. Huams B. D. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1969**, v. 29, p. 128.
53. Geffen D. A., Young B. L.— *Ibidem*, **1965**, v. 15, p. 316.
54. Викторов В. А. и др.— *ЯФ*, **1980**, т. 32, с. 1002; *Phys. Lett. Ser. B*, **1980**, v. 97, p. 471.
55. Drell S. D.— *Nuov. Cimento*, **1959**, v. 11, p. 693.
56. Berman S., Geffen D.— *Ibidem*, **1960**, v. 18, p. 1192.
57. Bergstrom L.— *Zs. Phys. Ser. C*, **1982**, v. 14, p. 129.
58. Tupper G. B., Samuel M. A.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1982**, v. 26, p. 3302.
59. Bergstrom L., Ma E.— *Ibidem*, **1984**, v. 29, p. 1029.
60. Tupper G. B., Samuel M. A.— *Ibidem*, p. 1031.
61. Scadron M. D., Visinescu M.— *Ibidem*, p. 911.
62. Ametller Ll. et al.— *Ibidem*, v. 30, p. 251.
63. Huams B. D. et al.— *Phys. Lett. Ser. B*, **1967**, v. 24, p. 634.
64. Fisher J. et al.— *Ibidem*, **1978**, v. 73, p. 364.
65. Frank J. S. et al.— *Phys. Rev. Ser. D*, **1983**, v. 28, p. 423.
66. Experiments at CERN in 1983: Preprint CERN.— Geneva, 1983.  
Tanner N. W.— In: Particles and Nuclei: X International Conference. Heidelberg, July 30 — August 3, 1984. Book of Abstracts, v. II, K3.
67. Cheng T. P.— *Phys. Rev.*, **1967**, v. 162, p. 1734.
68. Bernstein J., Feinberg G., Lee T. D.— *Ibidem*, **1965**, v. 139, p. 1650.
69. Викторов В. А. и др.— *ЯФ*, **1981**, т. 33, с. 1529; *Phys. Lett. Ser. B*, **1981**, v. 105, p. 239.
70. Ellis J. et al.— *Nucl. Phys. Ser. B*, **1977**, v. 106, p. 292.
71. Вайнштейн и др.— *УФН*, **1980**, т. 131, с. 537.

72. Мартынов А. С. и др.— ЯФ, 1976, т. 23, с. 93.
73. Jane M. R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 99.
74. Wehmann A. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 748.
75. Rittenberg A. et al.— Ibidem, 1965, v. 15, p. 556.
76. Stetz A. et al.— TRIUMF proposal 217.— 1982.  
Poutisson J. M.— TRIUMF preprint TRI-pp-83-93.— 1983.
77. Alcock J. W. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 145, p. 85.  
Dunbar I. H.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 210.
78. Berger S., Feld B.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 3875.  
Levy N. et al.— Ibidem, 1976, v. 13, p. 2662.
79. Carroll A. S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 525.
80. Bergstrom L. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 131, p. 229.
81. Shrock R. E., Voloshin M. B.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 87, p. 375.  
Barger V. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 1860.  
Ma E., Pramudita A.— Ibidem, 1981, v. 24, p. 2476.  
Bergstrom L. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 134, p. 373.
82. Wolfram S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 117, p. 109.  
Hercseg P., Hoffman C. M.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 100, p. 347.  
Okun L. B. Preprint ITEP-149.— Moscow, 1983.