

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.126

ПРОБЛЕМА СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Н. Н. Ачасов, С. А. Деянни, Г. Н. Шестаков

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	361
2. Экспериментальные данные о скалярных мезонах. Общие сведения	366
3. О $q\bar{q}q\bar{q}$ - и $q\bar{q}$ -моделях скалярных мезонов	367
а) $q\bar{q}q\bar{q}$ -модель (368). б) $q\bar{q}$ -модель для $\epsilon(1300-1400)$ -резонанса (370). в) $\epsilon(1300-1400)$ -резонанс как глюоний (371).	
4. Резонансная параметризация амплитуд s-волн реакций $\pi\pi \rightarrow (\pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta)$, $K\pi \rightarrow (K\pi, K\eta)$	371
5. Обработка данных о скалярных мезонах	373
а) Скалярные мезоны с $I = 0$ в реакциях $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$; $S^*(980) \rightarrow \epsilon(1300-1400)$ -резонансный комплекс. Предсказания для реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$ (373). б) Может ли $\delta(980)$ -резонанс быть четырехкварковым объектом? (379). в) Скалярный κ (1500)-резонанс (381).	
6. Неоднозначность в поведении фазы s-волнового $\pi\pi$ -рассеяния выше порога $K\bar{K}$ -канала при больших константах связи $S^*(980)$ с $K\bar{K}$	383
7. Смешивание $S^*(980)$ - и $\delta^0(980)$ -резонансов как пороговое явление	384
8. Обсуждение	386
а) Анализ Тёрнквиста для скалярных мезонов (386). б) Широкий ($q\bar{q}q\bar{q}$) $\delta(980)$ -резонанс и распады $\eta' \rightarrow \pi\pi\pi$; $D, E \rightarrow \pi\pi\pi$ (387). в) Где скалярный $q\bar{q}$ -нонет? (390).	
9. Заключение	390
Цитированная литература	391

1. ВВЕДЕНИЕ

Адронная спектроскопия*) всегда играла существенную роль в формировании наших представлений о динамике сильных взаимодействий. Ярким примером этого является открытие тяжелых кварконий: семейств J/ψ - и Υ -мезонов. В последнее время резко обострился также интерес к адронной спектроскопии «до чарма» после некоторого затишья в период повального увлечения физикой малых расстояний. После того как стало ясно, что единственным реальным претендентом на роль теории сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика, КХД, главной стала проблема удержания цвета, физика больших расстояний, которая в конечном счете определяет спектр адронов. Одной из самых удивительных и до сих пор необъясненных динамических черт спектроскопии легких адронов является существование¹ пяти уже почти полностью заполненных нонетов в кварк-антикварковой $q\bar{q}$ -системе, предсказываемых в простейшей нерелятивистской кварковой модели: двух s-волновых и трех p-волновых. Причем в хорошо установленных $J^{PC} = 1^{--}$ и 2^{++} -нонетах реализуется «идеальное» смешивание $SU(3)$ -

*) Ниже мы ограничимся только мезонами.

синглета и изоскалярной компоненты октета, что означает подавленность переходов $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2} \leftrightarrow s\bar{s}$ в этих каналах (правило Окубо, Изуки, Цвейга). Надо сказать, что самая простейшая нерелятивистская кварковая модель предсказывает идеальные нонеты. 1^{++} -нонет, по-видимому, тоже идеальный. 1^{+-} -нонет еще не полностью заполнен, установлено 8 членов из 9.

Псевдоскалярный 0^{-+} -нонет не является идеальным. В настоящее время понятна причина этого, во всяком случае чисто теоретически. Она связана с решением $U(1)$ -проблемы в КХД, с инстантонными вкладами, см., например, ².

Конечно, в рамках простейшей кварковой модели следует ожидать нонеты — радиальные возбуждения. И, действительно, в последнее время были открыты 8 из 9 радиальных возбуждений псевдоскалярного нонета 0^{-+} . Есть также претенденты на роль 1^{--} -радиальных возбуждений, но здесь интерпретация менее очевидна, так как некоторые из 1^{--} -состояний могут быть орбитальными возбуждениями с $L = 2$.

Существуют и нонеты орбитальных возбуждений 3^{--} и 4^{++} , почти полностью заполненные (известны по 8 из 9 членов нонетов).

Простота спектра легких адронов во многих случаях объясняется, по-видимому, тем, что, с одной стороны, сильные взаимодействия за счет обмена глюонами еще малы вплоть до расстояний порядка $1/m_\rho$ *), как это показано с помощью правил сумм КХД ³, а, с другой стороны, для большинства каналов (квантовых чисел нонета) непертурбативные вклады прямых инстантонов отсутствуют ³.

Вместе с тем именно спектр легких адронов преподнес нам первый сюрприз. Оказалось, что нонет скалярных мезонов — δ (980), S^* (980), ε (1300—1400) и κ (1350—1500) ¹ трудно понять как систему двухкварковых состояний — p -волновой нонет, аналогичный 2^{++} -нонету. Главная проблема заключается в том, что изоскаляр S^* и изовектор δ имеют одинаковые массы и в то же время S^* значительно сильнее связан с $K\bar{K}$ -каналом, чем с $\pi\pi$ -каналом. Одновременно объяснить два эти обстоятельства невозможно в рамках простейшей двухкварковой модели, в которой массы резонансов и константы их связи с адронами определяются просто правилами «кваркового счета». По этим же соображениям массы ε - и κ -мезонов «неправильные», если помещать эти частицы в один нонет с S^* - и δ -мезонами. Конечно, едва ли можно думать, что 0^{++} -нонет должен быть идеальным, так как в КХД в скалярном канале, так же как и в псевдоскалярном канале, прямые инстантонные вклады приводят к смешиванию $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2} \leftrightarrow s\bar{s}$ (см., например, ³). Очевидно, что такое смешивание снимало бы вырождение изовектора и изоскаляра и не способствовало бы решению главной проблемы скалярных мезонов. Более того, в работе ⁴ было показано с помощью правил сумм КХД, что если считать скалярные мезоны $q\bar{q}$ -системой, то «затравочные» массы S^* - и δ -мезонов (т. е. массы без учета конечной ширины резонанса и взаимодействия в конечном состоянии) должны лежать в районе 1,7—1,8 ГэВ.

В то же время вырождение масс S^* - и δ -мезонов, а также подавление связи S^* с $\pi\pi$ -каналом по сравнению со связью S^* с $K\bar{K}$ -каналом просто и естественно объясняется их четырехкварковой природой, как это предсказывается в MIT-модели мешков для адронов ⁵ (см. третью часть данной работы). Вопрос о многокварковых адронах возник вместе с кварковой моделью. Многокварковые мезоны могут быть двух сортов: 1) явно экзотические, т. е. такие, квантовые числа которых невозможны в $q\bar{q}$ -системе, 2) со скрытой экзотикой, т. е. такие, квантовые числа которых возможны в $q\bar{q}$ -системе. В первом случае обнаружение многокварковых состояний очевидно, во втором — требует либо каких-то ярких эффектов, связанных с проявлением многокварковых состояний, либо искусного теоретического анализа экспериментальных

*) m_ρ — масса ρ -мезона.

данных по определению констант связи резонансов с адронами и т. д., т. е. характеристик, для которых различные модели дают разные предсказания.

За двадцать лет с момента появления кварковой модели не было обнаружено ни одного состояния с явной экзотикой и в подавляющем большинстве случаев не вызывала сомнений кварк-антикварковая интерпретация огромного количества обнаруженных мезонов. Первые трудности возникли при интерпретации скалярных мезонов.

Надо сказать, что хотя многокварковые состояния давно обсуждались, не существовало каких-либо надежных динамических расчетов их спектра, констант связи с адронами и т. д. Впервые это удалось сделать ⁵ в рамках МИТ-модели мешков для адронов, которая является релятивистской феноменологией пленения кварков. В работе ⁵ был получен богатый спектр низших (без орбитальных возбуждений) четырехкварковых состояний ($qq\bar{q}\bar{q}$).

Четырехкварковые мезоны в некотором смысле «состоят» из пар псевдоскалярных и векторных «белых» (и цветных) $q\bar{q}$ -мезонов и поэтому имеют суперразрешенную по Цвейгу связь с соответствующими парами. В большинстве случаев суперразрешенные по Цвейгу каналы распада не подавлены по фазовому объему продуктов распада и четырехкварковые состояния могут просто «разваливаться» (без рождения дополнительной $q\bar{q}$ -пары из вакуума) на свои «белые компоненты», $qq\bar{q}\bar{q} \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}$ (рис. 1). Ширины таких скалярных мезонов должны иметь порядок 1 ГэВ, и поэтому эти состояния не проявляются как пики в сечениях столкновений частиц, т. е. как обычные резонансы ⁵. Эти состояния проявляются как полюса P -матрицы ⁶. Информацию о них в настоящее время можно извлечь из фона только модельно зависимым способом (пока известен единственный — метод P -матрицы ⁶).

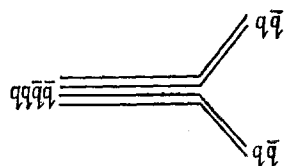


Рис. 1. Суперразрешенный по Цвейгу распад $qq\bar{q}\bar{q}$ -состояния на два $q\bar{q}$ -мезона.

И только в тех редких случаях, когда суперразрешенные каналы распада подавлены по фазовому объему, четырехкварковые «примитивные» состояния должны проявляться явно. Интересно отметить, что согласно предсказаниям ⁵ следует ожидать, что все явно экзотические состояния имеют неподавленные суперразрешенные каналы распада и не могут проявляться как узкие резонансы, за исключением, быть может, изотензорного мезона с массой 1650 МэВ, следы которого, возможно, обнаружили недавно в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$ ⁷.

Наиболее вероятными кандидатами на четырехкварковые состояния со скрытой экзотикой являются скалярные $S^*(980)$ - и $\delta(980)$ -мезоны. Кроме того, четырехкварковыми состояниями со скрытой экзотикой могут быть скалярные $\varepsilon(1400)$ - и $\kappa(1500)$ -мезоны (см. третью и пятую части).

Понятно поэтому, что проблема скалярных мезонов является одной из самых интригующих проблем адронной спектроскопии до чарма. Добавим еще, что в скалярном секторе в последнее время были предсказаны новые возбуждения — глюонии, которые «состоят» не из кварков, а из глюонов, с массами в районе 600 МэВ и в районе 1200—1400 МэВ.

Цель настоящего обзора — подробно разобрать ситуацию, сложившуюся в исследовании скалярных мезонов, проанализировать, какие теоретические предположения о их возможной динамической структуре не противоречат экспериментальным данным, и попытаться, по мере возможности, показать цену тех или иных выводов о динамической структуре скалярных мезонов, наконец, обратить внимание на ряд новых возможностей экспериментального исследования скалярных мезонов, которые, на наш взгляд, могли бы дать важную информацию о природе скалярных мезонов.

Основными для изучения скалярных мезонов являются периферические реакции с однопионным обменом в t -канале типа $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, $\pi N \rightarrow K\bar{K}N$. На деле оказывается, что получить ясную экспериментальную информацию об

этих состояниях весьма не просто. Трудность в том, что 0^+ -мезоны либо маскируются резонансами с высшими спинами, имеющими больший статистический вес ($2J + 1$) в сечении реакции, либо они непривычно широки и их трудно отделить от фона и друг от друга, либо они, например, как $S^*(980)$ - и $\delta(980)$ -резонансы лежат на порогах неупругих каналов и испытывают их сильное влияние, что затрудняет теоретическую интерпретацию таких феноменов. Даже расклассифицировать имеющиеся скалярные мезоны по $SU(3)$ -мультиплетам весьма не просто, так как зачастую одни и те же данные можно по-разному интерпретировать.

Мы попытаемся разобраться в экспериментальных данных, используя простые и наглядные формулы для их обработки. Амплитуды s -волновых процессов, например, $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi \rightarrow \eta\eta$ и т. д. мы будем записывать в виде суммы неупругих, т. е. связанных с несколькими каналами, резонансов, которые могут переходить друг в друга — смешиваться за счет общих каналов распада. Там, где это необходимо, будут учитываться нерезонансные фоновые вклады. Наши формулы явным образом унитарны и являются непосредственным обобщением на релятивистский случай хорошо известных в квантовой механике формул, применяющихся для описания системы резонансов с общими каналами распада. В сущности, отличие заключается лишь в релятивистской кинематике и учете поправок на конечную ширину, которые важны для рассматриваемого случая скалярных мезонов. Нам кажется такой подход наиболее адекватным для получения информации о массах и константах связи резонансов с различными каналами. Кроме того, он весьма удобен для проверки соотношений между константами связи, которые являются одной из самых важных характеристик той или иной кварк-глюонной модели резонансов. Особенность экспериментальных данных о скалярных мезонах состоит, в частности, в том, что здесь имеются и сильно искаженные за счет взаимодействия друг с другом резонансы, и плавный большой фон, и весьма узкие феномены, возникающие на порогах неупругих каналов. Все это — проявления сильной связи скалярных мезонов с одним или несколькими двухчастичными каналами распада. Естественно, что в случае сильной связи поправки на конечную ширину (FWC — finite width corrections) существенно искажают обычные резонансные формулы Брейта — Вигнера. Их учет приводит, например, к принципиально новым возможностям интерпретации данных о $S^*(980)$ - и $\delta(980)$ -резонансах (каспам), позволяет указать на новую теоретическую неоднозначность в поведении фазы упругого s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния выше порога $K\bar{K}$ -канала. Параметрами в наших формулах служат константы связи резонансов с псевдоскалярными и векторными мезонами и их массы. Основываясь на допустимых для них величинах и соотношениях, можно сделать весьма интересный вывод: экспериментальные данные о скалярных мезонах можно интерпретировать в пользу их четырехкварковой структуры. Думается, что этот факт следует рассматривать как новое физическое основание для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований этих интересных объектов. Конечно, мы обсуждаем и другие возможности, и некоторые трудности при описании данных, например, по реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ (или разногласия в данных?). Подчеркнем, что найденные свидетельства в пользу четырехкварковой модели являются косвенными, но получение даже таких свидетельств невозможно без подробного анализа экспериментальной ситуации, которая в данном случае является весьма сложной, иногда противоречивой и меняющейся со временем.

Теперь остановимся на содержании обзора по частям. Во второй части кратко перечислены основные экспериментальные данные о скалярных мезонах (общие сведения). Часть из них получена совсем недавно. Конкретная работа с данными и их обсуждение будут вестись фактически на протяжении всего изложения. В третьей части описана популярная четырехкварковая ($qq\bar{q}\bar{q}$) модель скалярных мезонов, предложенная Р. Л. Джаффе⁵. Обсужда-

ются также двухкварковая ($q\bar{q}$) модель для 0^+ -резонансов и возможность существования глюония 0^+ . В четвертой части приведены формулы, которые будут использоваться для обработки экспериментальных данных. Далее, в пятой части мы проводим обработку данных о скалярных мезонах. Здесь есть несколько пунктов. Прежде всего мы рассматриваем комплекс $S^*(980)$ - и $\epsilon(1300-1400)$ -резонансов с изоспином $I = 0$ в реакциях $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ и $\pi\pi \rightarrow \rightarrow K\bar{K}$. Данные определенно свидетельствуют в пользу сильной «суперразрешенной» связи S^* с $K\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -каналами. В то же время они указывают на сильное подавление связи S^* с $\pi\pi$. Все это — характерные черты четырехкваркового $S^*(980)$ -мезона — члена первого (самого «легкого») $(9, 0^+)$ -нонета скалярных $qq\bar{q}\bar{q}$ -мезонов, предсказываемого в модели мешков (в MIT-bag-модели) ⁵. Более того, мы показываем, что резонанс $\epsilon(1400)$ можно интерпретировать как член второго (более «тяжелого») четырехкваркового $(9^*, 0^+)$ -нонета. При этом для объяснения существующих экспериментальных данных по реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ не требуется введения еще одного нового 0^+ « $g_s(1240)$ »-резонанса наряду с $S^*(980)$ и $\epsilon(1470)$, как это сделано в ⁸, достаточно учесть $S^*(980)$ - и $\epsilon(1400)$ -резонансы, а также их смешивание. Отметим, что частицы из $(9^*, 0^+)$ — $qq\bar{q}\bar{q}$ -нонета должны иметь относительно небольшие ширины, так как «доля» пар псевдоскалярных мезонов в их волновых функциях примерно на порядок меньше, чем у членов $(9, 0^+)$ -нонета, а каналы распада на пары векторных мезонов, «доля» которых велика в $(9^*, 0^+)$, подавлены по фазовому объему ($\Gamma_{\epsilon(1400)\pi\pi} \approx 100-150$ МэВ). Что можно сказать о других моделях для $\epsilon(1400)$ -резонанса? Анализ данных показывает, что $\epsilon(1400)$ едва ли может быть глюонием (чистым $SU(3)$ -синглетом). В то же время двухкварковая $q\bar{q}$ -модель для него не противоречит экспериментальным данным. Что же касается $S^*(980)$, то нам не представляется возможным описать его как $q\bar{q}$ -резонанс (находящийся в одном нонете с $\epsilon(1400)$ - и $\delta(980)$ -мезонами), не отказываясь от простых общепринятых соображений, по которым массы и константы связи с различными каналами для членов одного мультиплета определяются просто их кварковым составом. Кроме того, в этой же части, используя результаты анализа реакций $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi$, мы предсказываем яркое проявление скалярных $S^*(980)$ - и $\epsilon(1400)$ -резонансов в сечении реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$ в области инвариантных масс $2m_\eta$ 1,5 ГэВ, где вклады тензорных f - и f' -мезонов оказываются сильно подавленными за счет фазового объема. Теоретическое предсказание для сечения $\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta)$ делается впервые. Экспериментально реакция $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$ еще не изучалась, однако, ее можно эффективно исследовать, например, с помощью нейтральных детекторов на ускорителе в Серпухове в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\eta p$ и $p \rightarrow 4\eta p$ с однопионным обменом в t -канале.

Затем мы рассматриваем данные о $\delta(980)$ -резонансе, который проявляется в каналах с изоспином $I = 1$ ($\pi\eta$ и $K\bar{K}$), и данные о реакции $\pi K \rightarrow \pi K$, содержащие информацию о $\kappa(1350-1500)$ -резонансе с $I = 1/2$. Имеющиеся данные не противоречат четырехкварковой схеме для $\delta(980)$ -резонанса, в которой $\delta(980)$, как и $S^*(980)$, принадлежит первому «легкому» $(9, 0^+)$ -нонету, а $\kappa(1500)$, как и $\epsilon(1400)$, принадлежит второму «тяжелому» $(9^*, 0^+)$ -нонету. Более определенного вывода о $\kappa(1500)$ -резонансе сделать пока не удастся. Подчеркнем, что данные о δ и S^* допускают совместное описание в рамках $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели с помощью больших («суперразрешенных») констант связи δ с $\pi\eta$ и $K\bar{K}$, S^* с $K\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -каналами.

Шестая и седьмая части содержат два вообще не зависящих от моделей замечания. В шестой части показано, что в реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ при сильной связи S^* с $K\bar{K}$ -каналом возникает теоретическая неоднозначность в интер-

претации данных о поведении фазы s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния выше порога $K\bar{K}$ -канала, разрешить которую можно только экспериментально, улучшая разрешение по инвариантной массе $\pi\pi$ -системы. В седьмой части рассмотрено смешивание $S^*(980)$ - и $\delta^0(980)$ -мезонов, нарушающее сохранение изотопического спина. Оно кардинально отличается, например, от хорошо известного ρ^0 - ω -смешивания. Смешивание S^* и δ^0 мезонов определяется сильными константами связи S^* и δ с $K\bar{K}$ -каналом и величиной $\sqrt{(m_{K^0} - m_{K^+})/m_{K^0}}$, а не $(m_{K^0} - m_{K^+})/m_{K^0}$, как можно было бы ожидать из общих соображений. Указаны реакции, в которых можно исследовать это явление.

В восьмой части мы обсуждаем анализ Тёрнквиста для скалярных мезонов⁹. Согласно мнению Particle Data Group¹ в⁹ разрешена проблема спектра скалярных мезонов, т. е. считается, что их можно описать как обычные $q\bar{q}$ -мезоны с большой примесью $q\bar{q}q\bar{q}$ -компоненты в виде виртуальных двухмезонных состояний без введения специального $0^+-q\bar{q}q\bar{q}$ -нонета. Мы показываем, приводя ряд убедительных, на наш взгляд, аргументов, что заключение, сделанное в¹, является преждевременным. В этой же части показано, что возражения, выдвинутые в¹⁰, против возможности интерпретации $\delta(980)$ -резонанса как широкого $q\bar{q}q\bar{q}$ -состояния, связанные с распадами $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ и $D, E \rightarrow \eta\pi\pi$, просто неверны в рамках $q\bar{q}q\bar{q}$ -модели.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНАХ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Начнем с общепризнанных резонансов, которые содержатся в таблицах^{1, 11, 12}. Известны несколько узких структур $S^*(980, I^G(J^P) = 0^+(0^+)) \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$, $\delta(980, 1^-(0^+)) \rightarrow \pi\eta, K\bar{K}$; $\Gamma_{S^*} \approx \Gamma_{\delta} \approx 50$ МэВ и более или менее обычные резонансы $\varepsilon(1300-1400?, 0^+(0^+)) \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$, $\Gamma_{\varepsilon} \approx 200-400$ МэВ; $\kappa(1350-1500? 1/2(0^+)) \rightarrow \pi K$, $\Gamma_{\kappa} \approx 250$ МэВ. Узкий феномен S^* в реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, проявляющийся на пороге $K\bar{K}$ -канала, указанные выше ε -резонанс в этой же реакции и κ -мезон в реакции $K\pi \rightarrow K\pi$ наблюдаются на фоне больших плавных (нерезонансных?) вкладов (рис. 2, а; см. рис. 8 из гл. 5). В более «чистом» виде S^* - и ε -резонансы проявляются в неупругой реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ (см. рис. 3, 4 из гл. 5). Наиболее явно, как пик в двухпионном спектре масс, S^* наблюдался в реакциях $K^-P \rightarrow \pi^+\pi^- (\Lambda, \Sigma^0)$ ¹³ и недавно в реакции $e^+e^- \rightarrow J/\Psi \rightarrow S^* + X \rightarrow \pi^+\pi^- X$ ¹⁴. В настоящее время широко обсуждается динамическая структура именно этой девятки скалярных мезонов (см., например, ^{1, 5, 6, 9, 15-25}). Мы также будем иметь дело главным образом с упомянутыми выше S^* -, ε -, δ - и κ -резонансами. Наряду с ними часто обсуждается статус $\varepsilon(700-900)$ — очень широкое и большое усиление в амплитуде $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, которое трудно интерпретировать как отдельную резонансную структуру^{16, 26, 27}. В последнее время был выполнен ряд экспериментов по реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0$ ^{8, 28, 29}, в которой обнаружился еще один 0^+ -резонанс $S^{*'} с массой 1770$ МэВ и шириной $200 \pm {}^{156}_{9}$ МэВ²⁹. Его мы не будем рассматривать, так как наш анализ ограничивается меньшими энергиями (фактически областью $\rho\rho$ -порога), а его распространение на большие энергии требует существенных технических усложнений. Кроме того, сами данные о $S^{*'}$ еще нуждаются в уточнении. Основные (известные нам) экспериментальные данные о скалярных мезонах, опубликованные к началу 1983 г., получены при изучении s -волн в указанных ниже двухчастичных реакциях с псевдоскалярными мезонами, а также при исследованиях спектров масс пары псевдоскалярных мезонов, рождающихся в различных реакциях и распадах:

реакции:	литература:
$\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$	27, 30-40
$\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$	26 27 40-45

$\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-$	35, 36, 46-51
$\pi^+\pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0$	8, 28, 29, 52-54
$\pi K \rightarrow \pi K$	55-58
$K^-p \rightarrow [(\eta\pi^-), (K^0K^-)] \Sigma_{1385}^-$	59
$D(0^+(1^+)), E(0^+(1^+)) \rightarrow \eta\pi\pi, K\bar{K}\pi$	60-64
$J/\Psi \rightarrow X + \pi\pi, \phi + \pi\pi$	14
$p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K_S^0 (n\pi)$	65
$K^-p \rightarrow \pi^+\pi^- (\Lambda, \Sigma^0)$	13

Первые пять реакций выделены из более сложных реакций $\pi^\pm N \rightarrow [(\pi\pi), (K\bar{K})] (N, \Delta)$, $KN \rightarrow K\pi N$ благодаря однопионному обмену в t -канале.

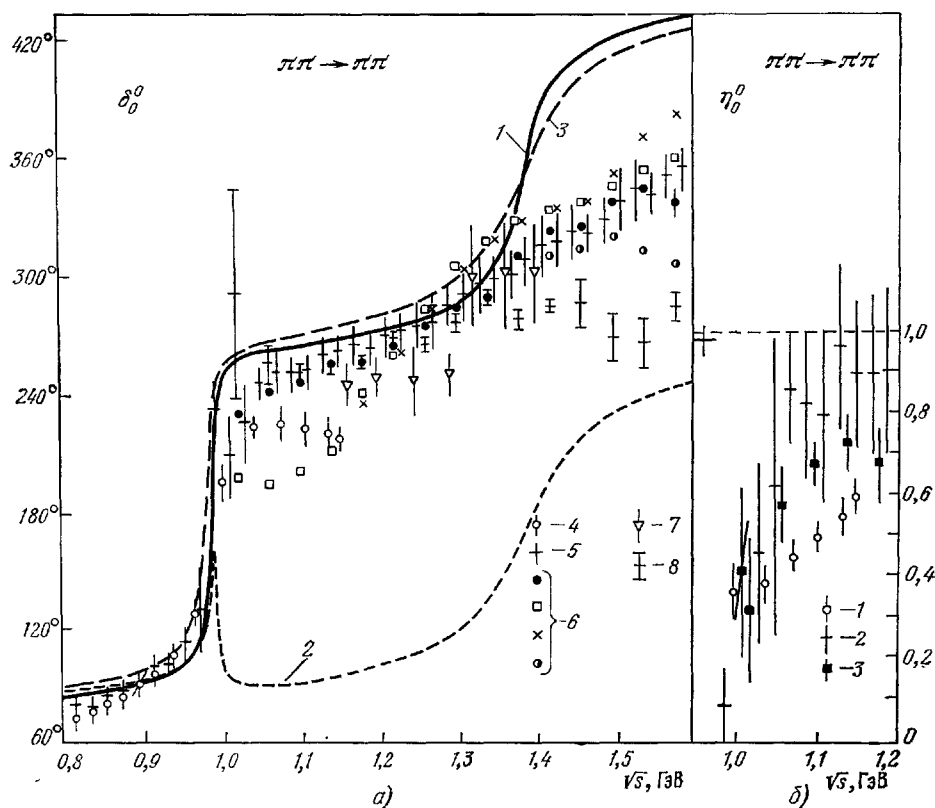


Рис. 2. а) δ_0^0 -фаза упругого s -волнового $\pi\pi$ -рассеяния с $I = 0$ (кривые 1—3 соответствуют вариантам, указанным в табл. III; подробности см. в тексте; данные: 4 — ³¹; 5 — ³², ³³; 6 — четыре решения для фазы из ³³; 7 — ⁴⁹, ³⁸; 8 — ³⁷); б) параметр упругости η_0^0 -амплитуды этой же реакции (данные: 1 — ³¹; 2 — ³³; 3 — ¹⁹).

Укажем также несколько последних обзоров по спектроскопии адронных резонансов, в которых так или иначе затрагивается проблема скалярных мезонов ²⁵, ²⁷, ⁶⁶⁻⁶⁹.

3. О $q\bar{q}q\bar{q}$ - И $q\bar{q}$ -МОДЕЛЯХ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Рассмотренные ниже теоретические схемы кварковой структуры скалярных мезонов будут использованы при анализе экспериментальных данных (см. гл. 5).

а) $q\bar{q}q\bar{q}$ -модель ⁶

Рассмотрим прежде всего эту популярную модель, в которой имеется большое количество нетривиальных соотношений между константами связи скалярных резонансов с различными каналами распада. Модель мешков (MIT-bag-модель) предсказывает ⁵ целый ряд скалярных четырехкварковых состояний с массами в области 0,6—2,4 ГэВ: это $(\underline{9}, 0^+)$, $(\underline{9}^*, 0^+)$, $\underline{36}(\underline{0}^+)$ и $(\underline{36}^*, 0^+)$ $U(3)$ -мультиплеты. Как уже говорилось во введении, «живыми» резонансными проявлениями $q\bar{q}q\bar{q}$ -состояний в $\pi\pi$ -, $\pi\eta$ - и $K\bar{K}$ -каналах могут являться $S^*(980)$ - и $\delta(980)$ -мезоны из первого («легкого») четырехкваркового нонета $(\underline{9}, 0^+)$, для которых суперразрешенный по Цвейгу $K\bar{K}$ -канал подавлен по фазовому объему ²¹⁻²³. Кроме того, ожидается существование узких скалярных мезонов из второго («тяжелого») четырехкваркового нонета $(\underline{9}^*, 0^+)$. Такое ожидание основано на двух обстоятельствах. Во-первых, из табл. I,

Таблица I

Коэффициенты разложения волновых функций $q\bar{q}q\bar{q}$ -мезонов на пары « $q\bar{q}$ -мезонов». Р- и V-синглетные, \underline{P} - и \underline{V} -октетные по цвету состояния псевдоскалярных и векторных $q\bar{q}$ -мезонов соответственно

Мультиплеты $q\bar{q}q\bar{q}$ -мезонов, J^P	$\underline{P}\underline{P}$	$\underline{V}\underline{V}$	$\underline{\underline{P}}\underline{\underline{P}}$	$\underline{\underline{V}}\underline{\underline{V}}$
$(\underline{9}, 0^+)$	0,743	-0,041	-0,169	0,646
$(\underline{9}^*, 0^+)$	-0,177	0,644	0,623	0,407

в которой приведены коэффициенты разложения волновых функций $q\bar{q}q\bar{q}$ -состояний для $(\underline{9}, 0^+)$ - и $(\underline{9}^*, 0^+)$ -мультиплетов на пары $q\bar{q}$ -мезонов ^{6, 7, 70}, видно, что «доля» псевдоскалярных мезонов ($\underline{P}\underline{P}$) в $(\underline{9}^*, 0^+)$ в 18 раз меньше, чем в $(\underline{9}, 0^+)$. Во-вторых, каналы распада на векторные мезоны, «доля» которых ($\underline{V}\underline{V}$) велика в $(\underline{9}^*, 0^+)$, подавлены по фазовому объему, так как их пороги выше ожидаемых масс скалярных резонансов из $(\underline{9}^*, 0^+)$ -мультиплета ⁵. В самом простейшем варианте связь четырехкварковых состояний из $(\underline{9}, 0^+)$ - и $(\underline{9}^*, 0^+)$ -мультиплетов с псевдоскалярными (и векторными) мезонами, из которых они как бы «состоят», определяется одной константой g_0 . С помощью

Таблица II

Структура по «ароматам» волновых функций четырехкварковых 0^+ -мезонов из $(\underline{9}, 0^+)$ -нонета (для $(\underline{9}^*, 0^+)$ -нонета аналогично),
 $\pi^0(\rho^0) = (\bar{u}u - \bar{d}d)/\sqrt{2}$, $\pi^+(\rho^+) = \bar{u}d$, $\pi^-(\rho^-) = \bar{u}d$, $\eta_0(\omega) = (\bar{u}u + \bar{d}d)/\sqrt{2}$,
 $\eta_8(\varphi) = \bar{s}s$, $K^+(K^{*+}) = \bar{u}s$, $K^0(K^{*0}) = \bar{d}s$, $\bar{K}^0(\bar{K}^{*0}) = \bar{d}s$, $K^-(K^{*-}) = \bar{u}s$

$$\begin{aligned}
 |S^*\rangle &= \left| \frac{1}{2} K^+ K^- + \frac{1}{2} K^0 \bar{K}^0 - \sqrt{\frac{1}{2}} \eta_0 \eta_8 \right\rangle \\
 |\varepsilon\rangle &= \left| \sqrt{\frac{1}{2}} \pi^+ \pi^- + \frac{1}{2} \pi^0 \pi^0 - \frac{1}{2} \eta_0 \eta_0 \right\rangle \\
 |\delta^0\rangle &= \left| -\frac{1}{2} K^+ K^- + \frac{1}{2} K^0 \bar{K}^0 + \sqrt{\frac{1}{2}} \eta_8 \pi \right\rangle \\
 |\kappa^0\rangle &= \left| \sqrt{\frac{1}{2}} K^+ \pi^- - \frac{1}{2} K^0 \pi^0 - \frac{1}{2} K^0 \eta_0 \right\rangle
 \end{aligned}$$

табл. I и II очевидным образом можно рассчитать константы связи $S^*(980)$ -, $\varepsilon(1300-1400)$ - и других резонансов с конкретными каналами. Например, $g_{S^*K+K^-} = 1/2 \times 0,743 \times g_0$ и т. д. Мы будем пытаться отождествить $S^*(980)$ - и $\varepsilon(1300-1400)$ -резонансы соответственно с самым тяжелым изоскалярным представителем $(9, 0^+)$ -мультиплета и с самым легким членом $(9^*, 0^+)$ -мультиплета. Может быть, кандидатами на другие состояния из $(9^*, 0^+)$ являются $\kappa(1350-1500, 1/2 (0^+))^{-1, 11}$ и недавно обнаруженный $^{29} S^{*'}(1770, 0^+ (0^+))$ -резонансы. В работе 5 предсказывается $m_{S^*} = m_\delta = 1100$ МэВ вместо наблюдаемых $m_{S^*} \approx m_\delta \approx 980$ МэВ, а для ε -, κ - и $S^{*'}$ -состояний из $(9^*, 0^+)$ -мультиплета массы предсказываются равными 1450, 1600 и 1800 МэВ соответственно. Тот факт, что наблюдаемые массы немного меньше теоретических, не может быть серьезным возражением, так как, с одной стороны, в модели были сделаны упрощающие предположения, а с другой — наблюдаемые пики могут быть сдвинуты за счет взаимодействия в конечном состоянии и перекрытия резонансов. Как следует из табл. I, в «идеальном» варианте $qq\bar{q}q$ -модели S^* связан с $K\bar{K}$ -, $\eta\eta$ -, $\eta\eta'$ - и $\eta'\eta'$ -, а ε с $\pi\pi$ -, $\eta\eta$ -, $\eta\eta'$ - и $\eta'\eta'$ -каналами. Экспериментальные данные прямо указывают, что связь S^* с $\pi\pi$ действительно значительно меньше, чем с $K\bar{K}$ $^{18, 19, 21, 22, 30, 31, 35, 36, 41, 48, 49, 71}$, и что абсолютная величина связи S^* с $K\bar{K}$ большая $^{21, 22, 71}$ (это — суперразрешенная связь). Есть указания также на большую связь S^* с $\eta\eta$ $^{21, 22, 71}$. $\varepsilon(1300-1400)$ -резонанс, согласно $^1, ^{11}$, главным образом связан с $\pi\pi$ -каналом $^1, ^{11, 38, 50}$. Чтобы ввести связь S^* с $\pi\pi$, примем следующую кварковую структуру (по аромату) для физического S^* -состояния:

$$S^* = s\bar{s} \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \cos \alpha + u\bar{u} d\bar{d} \sin \alpha. \quad (1)$$

Второе слагаемое в (1) ответственно за связь S^* с $\pi\pi$. Подчеркнем, что такое представление является осмысленным, если смешивание мало, т. е. $|\operatorname{tg} \alpha| \ll 1$:

$$\frac{g_{S^*\pi\pi}}{g_{S^*K+K^-}} = \sqrt{2} \operatorname{tg} \alpha, \quad \frac{g_{S^*\eta\eta}}{g_{S^*K+K^-}} = 1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha}{2\sqrt{2}}, \quad (2)$$

$$g_{S^*K+K^-} = \frac{1}{2} \cdot 0,743 g_0 \cos \alpha \approx \frac{1}{2} \cdot 0,743 g_0;$$

здесь мы учли $\eta - \eta'$ -смешивание, угол смешивания $\theta_{\eta\eta'} \approx -10^\circ$, взяв $\eta = [(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2} - s\bar{s}]/\sqrt{2} \equiv \eta_8 \cos \theta_{\eta\eta'} - \eta_1 \sin \theta_{\eta\eta'}$. Для ε -мезона можно аналогично (1) записать

$$\varepsilon = u\bar{u} d\bar{d} \cos \beta + s\bar{s} \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \sin \beta, \quad (3)$$

чтобы учесть (небольшую) связь ε с $K\bar{K}$. Здесь α и β — независимые параметры ($S^*(980)$ и $\varepsilon(1300-1400)$ принадлежат разным мультиплетам),

$$\frac{g_{\varepsilon K+K^-}}{g_{\varepsilon\pi\pi}} = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{2}}, \quad \frac{g_{\varepsilon\eta\eta}}{g_{\varepsilon\pi\pi}} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} (1 - 2 \operatorname{tg} \beta), \quad (4)$$

$$\cos \alpha g_{\varepsilon\pi\pi} = -\frac{0,177}{0,743} \sqrt{2} g_{S^*K+K^-} \cos \beta, \quad (5)$$

(5) следует из (1), (3) и табл. I, II. Сразу отметим, что хотя параметр $|\operatorname{tg} \alpha|$ будет $\ll 1$, но положить его равным нулю нельзя, а $\operatorname{tg} \beta$, равный нулю, вполне допускается экспериментальными данными ($\cos \alpha$ и $\cos \beta$ с хорошей точностью будут равны 1). При этом связь ε с $K\bar{K}$ -каналом возникает только за счет S^* — ε -смешивания, обусловленного наличием общих каналов распада $\pi\pi$, $\eta\eta$ и т. д. (см. следующую часть).

В $qq\bar{q}q$ -модели $\delta^0(980, 1^-(0^+))$ -резонанс имеет структуру $(u\bar{u} - d\bar{d})s\bar{s}/\sqrt{2}$ и принадлежит вместе с S^* к $(9, 0^+)$ -мультиплету. Так как $S^* \approx (u\bar{u} + d\bar{d})s\bar{s}/\sqrt{2}$

(см. (1)), то факт вырождения масс δ и S^* и сильная связь S^* с $K\bar{K}$ -каналом одновременно объясняются четырехкварковой моделью весьма естественным образом.

Что можно сказать о более легких $q\bar{q}q\bar{q}$ -состояниях из $(9, 0^+)$ -мультиплета $\varepsilon(650)$ - $u\bar{u}d\bar{d}$ и $\chi^+(900)$ - $\bar{s}u\bar{d}d$, для которых предсказываются массы 650 и 900 МэВ соответственно ⁵⁷? Прежде всего они должны быть чрезвычайно широкими, так как их массы лежат значительно выше порогов суперразрешенных каналов распада ($\varepsilon(650) \rightarrow \pi\pi$, $\chi(900) \rightarrow K\pi$). Если их ширины порядка 1 ГэВ, то резонансная интерпретация, проблема отделения от фона и даже вопрос о «массе» состояний должны рассматриваться с учетом динамики распада, т. е. уже в рамках какой-либо модели для сильных взаимодействий (квантовая хромодинамика на больших расстояниях). Примечательно, что в упругой[†] области s -волновых процессов $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $K\pi \rightarrow K\pi$ (для первого упругая область ограничена $K\bar{K}$ -порогом ³⁰⁻³⁴, для второго она доходит до 1300—1400 МэВ ⁵⁵⁻⁵⁸, а, может быть, в пределах ошибок данных и до $K^*\pi$ -порога) действительно есть очень широкие структуры, приводящие к большим по величине амплитудам. Фаза упругой амплитуды плавно проходит через 90° в $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ примерно при 850 МэВ, а в $K\pi \rightarrow K\pi$ при 1300 МэВ, при этом амплитуда достигает унитарного предела ^{27, 32-34, 55, 58} (см. рис. 2, а и 8). При феноменологическом анализе данных указанные вклады обычно учитывают, придавая им смысл плавного большого упругого фона. Отметим, что методом R -матрицы ⁶, используя данные о фазах, можно «проявить» четырехкварковые «примитивные»[‡] состояния $\varepsilon(650)$ и $\chi(900)$ из нонета $(9, 0^+)$ более или менее наглядным образом (подробности см. в ⁶).

При расчетах «на решетках» для массы скалярного глюония иногда получают значение ≈ 600 МэВ. Ширина его не предсказывается. Узкого состояния с такой массой нет, по крайней мере в $\pi\pi$ -канале. Если же он очень широкий, то интерпретация такого резонанса, так же как и четырехкваркового широкого 0^+ -состояния, связана со сложной динамикой процесса.

Кроме упоминавшихся выше $(9, 0^+)$ - и $(9^*, 0^+)$ -нонетов $q\bar{q}q\bar{q}$ -мезонов четырехкварковая модель предсказывает в области от 1,1 до 2 ГэВ еще и $(36, 0^+)$ -мультиплет ⁵. Массы всех его представителей лежат заметно выше порогов суперразрешенных каналов распада. Поэтому ситуация с этими состояниями аналогична рассмотренной для $\varepsilon(650)$ - и $\chi(900)$ -мезонов из $(9, 0^+)$ -мультиплета. В настоящее время сказать про них еще что-либо конкретное весьма затруднительно. Все сказанное относится и к самому тяжелому четырехкварковому мультиплету $(36^*, 0^+)$, расположенному в области масс от 1,8 до 2,4 ГэВ ⁵, связанному главным образом с каналами распада на векторные мезоны ⁷⁰. Мы будем использовать $q\bar{q}q\bar{q}$ -модель фактически только для явно резонансных структур, которые можно отнести к $(9, 0^+)$ - и $(9^*, 0^+)$ -нонетам (см., однако, гл. 8, п. б.)).

б) $q\bar{q}$ -модель для $\varepsilon(1300-1400)$ -резонанса

Мы рассмотрим $q\bar{q}$ -модель только для $\varepsilon(1300-1400)$ -резонанса, так как нам не представляется возможным описать S^* как $q\bar{q}$ -резонанс (с $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ - или $s\bar{s}$ -структурой), не отказываясь от простых общепринятых соображений ^{*}, по которым массы и константы связи с различными каналами для членов одного мультиплета (в случае $q\bar{q}$ -модели естественно считать $S^*(980)$, $\varepsilon(1300-1400)$, $\delta(980)$ и $\chi(1350-1500)$ членами одного нонета)

^{*} В гл. 8 мы обсуждаем попытку ⁹ описать наблюдаемый спектр 0^+ -резонансов в рамках $q\bar{q}$ -модели с учетом поправок на конечную ширину, в которой делается немотивированное, на наш взгляд, предположение о специфическом нарушении кварковой модели ($U(3)$ -симметрии) для констант связи 0^+ -резонансов с $(0-0^-)$ -каналами распада.

определяются просто их кварковым составом. Это хорошо известная трудность двухкварковой модели для S^* . С феноменологической точки зрения четырехкварковая структура для S^* кажется наиболее подходящей, если не в смысле MIT-bag-модели, то в смысле системы, состоящей в основном из виртуальных $K\bar{K}$ -пар^{9, 72}. Итак, пусть, например, $\varepsilon = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$. Тогда с учетом $\eta - \eta'$ -смешивания для констант связи ε -резонанса имеем

$$g_{\varepsilon\pi^+\pi^-} : g_{\varepsilon K^+K^-} : g_{\varepsilon\eta\eta} = 1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{2\sqrt{2}}. \quad (6)$$

За счет общих каналов он будет смешиваться с S^* -резонансом. Мы убедились, что соотношение между константами связи $g_{\varepsilon\pi^+\pi^-}$ и $g_{\varepsilon K^+K^-}$ в этой модели не противоречит экспериментальным данным по реакциям $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi$. Отметим, что отношение $g_{\varepsilon\eta\eta}^2/g_{\varepsilon\pi^+\pi^-}^2 \approx 1/8$ не зависит от того, имеет ли ε двухкварковую $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ - или четырехкварковую $u\bar{u}d\bar{d}$ -структуру (см. (4), (6)).

в) $\varepsilon(1300-1400)$ -резонанс как глюоний

Сейчас интенсивно обсуждается возможность существования в области 1300 МэВ глюонного состояния с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$. Надежность теоретических предсказаний не совсем ясна и здесь пока нет каких-либо качественных ярких указаний в пользу его проявления⁶⁸. Но из общих соображений о синглетной по «аромату» структуре волновой функции глюония следует ожидать одинаковую связь этого состояния со всеми псевдоскалярными мезонами. отождествим его с $\varepsilon(1300-1400)$ -мезоном. Тогда

$$g_{\varepsilon\pi^+\pi^-} = g_{\varepsilon K^+K^-} = \sqrt{2} g_{\varepsilon\eta\eta}. \quad (7)$$

Здесь, как и в предыдущих формулах, тождественность частиц учитывается непосредственно в определении констант. Отметим, что, используя соотношения (7), нам не удалось получить удовлетворительной подгонки данных по реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$.

4. РЕЗОНАНСНАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ АМПЛИТУД s -ВОЛН РЕАКЦИЙ $\pi\pi \rightarrow (\pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta)$, $K\pi \rightarrow (K\pi, K\eta)$

Пусть в амплитуду s -волны процесса $ab \rightarrow cd$ (a, b, c, d — псевдоскалярные мезоны) дает вклад несколько скалярных резонансов, связанных с несколькими каналами. Тогда такую резонансную амплитуду ($T_{ab \rightarrow cd}^{\text{res}}$) можно записать в следующем (удовлетворяющем условию унитарности) виде:

$$T_{ab \rightarrow cd}^{\text{res}} = \sum_{R, R'} \frac{g_{Rab} g_{R'cd}}{16\pi} G_{RR'}^{-1}(s), \quad (8)$$

где сумма ведется по резонансам R, R' ($R(R') = S^*, \varepsilon, \dots$), g_{Rab} — константа связи R с каналом ab , а $G_{RR'}(s)$ — матрица обратного пропагатора:

$$G_{RR'}(s) = \begin{pmatrix} D_{S^*}(s) & -\Pi_{S^*\varepsilon}(s) & \dots \\ -\Pi_{S^*\varepsilon}(s) & D_{\varepsilon}(s) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь мы вводим следующие обозначения:

$$D_R(s) = m_R^2 - s + \sum_{ab} [\text{Re} \Pi_R^{ab}(m_R^2) - \Pi_R^{ab}(s)],$$

$$\text{Im} \Pi_R^{ab}(s) = \sqrt{s} \Gamma_{Rab}(s) = \frac{g_{Rab}^2}{16\pi} \rho_{ab}(s), \quad (10)$$

$$\rho_{ab}(s) = \sqrt{s - m_+^2} \sqrt{s - m_-^2} \frac{1}{s}, \quad m_{\pm} = m_a \pm m_b,$$

$$\Gamma_R(s) = \sum_{ab} \Gamma_{Rab}(s), \quad \Pi_R(s) = \sum_{ab} \Pi_R^{ab}(s), \quad (11)$$

m_R , Γ_R и Γ_{Rab} — масса, полная ширина и парциальные ширины резонанса R . Поправки на конечную ширину (FWC) распада резонанса содержатся в выражениях $\Pi_R^{ab}(s) - \text{Re}\Pi_R^{ab}(m_R^2)$, представляющих собой однопетлевые вклады в собственную энергию резонанса R от двухчастичных промежуточных состояний ab , вычтенные в точке $s = m_R^2$. Подробное обсуждение их роли для скалярных резонансов см., например, в ^{21-23, 71}. Если a и b — 0-мезоны и $m_a \geq m_b$, $s > m_+^2$, то

$$\Pi_R^{ab}(s) = \frac{g_{Rab}^2}{16\pi} \left[\frac{m_+ m_-}{\pi s} \ln \frac{m_b}{m_a} + \rho_{ab} \left(i + \frac{1}{\pi} \ln \frac{\sqrt{s-m_-^2} - \sqrt{s-m_+^2}}{\sqrt{s-m_-^2} + \sqrt{s-m_+^2}} \right) \right]. \quad (12)$$

При $s < m_+^2$ $\Pi_R^{ab}(s)$ можно получить аналитическим продолжением ²¹. Функция $\Pi_R^{ab}(s)$ около ab -порога (как выше, так и ниже него) меняется гораздо резче, чем $m_R^2 - s$ (даже при $m_R \approx m_a + m_b$), и поэтому существенно модифицирует (искажает) пропагатор 0⁺-мезона при больших константах связи.

Недиагональные элементы матрицы $G_{RR'}(s)$ — амплитуды $R \leftrightarrow R'$ -переходов обусловлены смешиванием резонансов за счет взаимодействия в конечном состоянии, возникающим при наличии общих каналов распада, $R \rightarrow (ab) \rightarrow R'$ («унитарное смешивание»). Запишем их в следующем виде:

$$\Pi_{RR'}(s) = \left[\sum_{ab} \frac{g_{R'ab}}{g_{Rab}} \Pi_R^{ab}(s) \right] + C_{RR'}, \quad R \neq R'. \quad (13)$$

Все экспериментальные данные о скалярных S^* , ϵ , δ , κ , ... говорят о том, что при энергиях $\sim 1 - 1,5$ ГэВ самыми главными для них являются двухчастичные моды распада на псевдокалярные мезоны. Их мы и учитываем в первую очередь в суммах по промежуточным состояниям (ab) в (10) и (13). Подавление четырехчастичных и т. д. распадов типа $0^+ \rightarrow 40^-$, ... в указанной области энергий можно понять, предположив, например, что они происходят квазидвухчастичным образом через векторные мезоны $0^+ \rightarrow VV \rightarrow 40^-$ и, следовательно, подавлены под VV -порогом (при $\sqrt{s} < m_{V_1} + m_{V_2}$). Можно попытаться оценить вклад векторных мезонов в $\text{Im}\Pi_R(s)$ в конкретных моделях, например, так, как это будет сделано ниже для ϵ -резонанса, см. пятую часть. Что из себя представляют константы $C_{RR'}$ в (13), являющиеся у нас свободными параметрами? Во-первых, они включают в себя константы вычитания для диаграмм, соответствующих переходам $R \rightarrow (0-0^-) \rightarrow R'$, конечные части которых выписаны явно в квадратных скобках в (13). Во-вторых, $C_{RR'}$ эффективно учитывают вклады от всех других промежуточных состояний, например, VV , 40^- и т. д., которые мы не можем рассчитать, но которые естественно считать в области 1—1,5 ГэВ плавными функциями энергии и аппроксимировать константой. Отметим любопытный факт. В четырехкварковой модели для S^* - и ϵ -резонансов (в ее «идеальном» варианте ⁵), см. третью часть, сумма диаграмм, отвечающих $S^* \leftrightarrow \epsilon$ -переходу за счет общих суперразрешенных каналов распада на псевдоскалярные мезоны, оказывается сходящейся благодаря ортогональности волновых функций четырехкварковых S^* - и ϵ -резонансов. В этом случае часть константы, связанная с вкладом псевдоскалярных мезонов, оказывается известной (она равна $(g_{S^*\eta\eta} g_{\epsilon\eta\eta} / 16\pi^2) \ln(m_\eta^2 / m_\pi^2) \approx 0,045$ ГэВ²) и весь произвол в $C_{S^*\epsilon}$ обусловлен другими промежуточными состояниями.

Подчеркнем, что для подгонок данных параметр $C_{S^*\epsilon}$ оказывается весьма важным (его нельзя положить равным нулю), хотя по порядку величины (и знаку) он оказывается таким же, как Re -часть явно рассчитываемых вкладов в $\Pi_{S^*\epsilon}(s)$. Амплитуде (1) соответствует сечение

$$\sigma_{ab \rightarrow cd}^{\text{res}}(s) = \frac{16\pi}{s} \frac{\rho_{cd}}{\rho_{ab}} |T_{ab \rightarrow cd}^{\text{res}}(s)|^2. \quad (14)$$

Итак, в качестве подгоночных параметров у нас имеются массы резонансов m_R , константы связи g_{Rab} и константы смешивания $C_{RR'}$. Естествен-

но, что для уменьшения числа независимых параметров нужно использовать соображения, связанные с $SU(3)$ -или $U(3)$ -симметрией, или с той или иной кварковой моделью для скалярных резонансов. Фактически в любой схеме мы будем иметь некоторые связи, например, между константами $g_{R\pi\pi}$, $g_{KK\bar{K}}$, $g_{R\eta\eta}$, так что, используя данные о реакциях $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi$, сможем сделать предсказания для реакции $\pi\pi \rightarrow \eta\eta$. Наши формулы позволяют легко исследовать большое число каналов. Отметим, что до сих пор обработки данных (например, К-матричным методом) велись с учетом только двух каналов $\pi\pi$ и $K\bar{K}$ ^{15, 19, 24, 48-50}. Это с самого начала предполагает, что связь с $\eta\eta$ -каналом у резонансов отсутствует. Хотя, как уже говорилось, в любой составной модели она есть и может быть значительной, как мы увидим ниже на примере S^* -резонанса. Более того, дополнительная информация о скалярных мезонах в канале $\pi\pi \rightarrow \eta\eta$ в принципе может помочь даже в вопросе об их классификации по $SU(3)$ -мультиплетам, по которому в настоящее время, как уже отмечалось, нет единого мнения ^{8, 9, 15-25, 48-50, 67-69}.

5. ОБРАБОТКА ДАННЫХ О СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНАХ

а) Скалярные мезоны с $I=0$

в реакциях $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$;

$S^*(980)$ — $\varepsilon(1300-1400)$ -резонансный комплекс.

Предсказания для реакции $\pi\pi \rightarrow \eta\eta$

Как уже отмечалось, в амплитуде s -волны реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ наряду с S^* -и ε -резонансами имеется большой плавный фон, см., например, рис. 2, а, на котором показана фаза этой амплитуды δ_0^0 . Резкий «взлет» фазы в узкой области около $K\bar{K}$ -порога обусловлен вкладом S^* -резонанса. Интересно, что в сечении реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ резонансу S^* соответствует не пик, а узкий провал, благодаря тому, что фаза фона δ_B в этом районе порядка 90° , а упругость $\eta_0^0 = 1$ с очень хорошей точностью до $K\bar{K}$ -порога ^{15, 27, 30-34}. Мы представим амплитуду s -волны реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ с $I=0$ в виде суммы неупругой резонансной амплитуды $T_{\pi\pi \rightarrow \pi\pi}^{\text{рез}}$, см. (8), в которой будем учитывать вклады $S^*(980)$ - и $\varepsilon(1300-1400)$ -резонансов, и амплитуды упругого фона

$$T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi) = \frac{\eta_0^0 e^{2i\delta_0^0} - 1}{2i\rho_{\pi\pi}} = \frac{e^{2i\delta_B} - 1}{2i\rho_{\pi\pi}} + e^{2i\delta_B} T_{\pi\pi \rightarrow \pi\pi}^{\text{рез}}, \quad (15)$$

$\delta_0^0 = \delta_B + \delta_{\text{рез}}$. Формулы типа (15) с упругим фоном часто используются для подгонок в весьма широком интервале энергий ^{15, 18-22, 30, 31, 48, 49}. Конечно, это наиболее простое приближение, но оно хорошо работает в области S^* -резонанса как в $\pi\pi$ -, так и в $K\bar{K}$ -каналах. Амплитуды неупругих реакций $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ ($\eta\eta$) возьмем в следующем виде:

$$T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K}(\eta\eta)) = e^{i\delta_B} T_{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}(\eta\eta)}^{\text{рез}} e^{i\tilde{\delta}_B} \quad (16)$$

(согласно условию унитарности). $\tilde{\delta}_B$ — плавная фаза нерезонансного упругого фона в реакции $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$ (или $\eta\eta \rightarrow \eta\eta$), которой мы в дальнейшем пренебрегаем, так как пока нет явных указаний на ее заметную роль. Это заведомо можно делать по крайней мере вблизи $K\bar{K}(\eta\eta)$ -порога, где $\delta_B \ll \delta_{\text{рез}}$.

При определении модулей и фаз амплитуд s -волновых процессов $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, K^+K^- из экспериментальных данных по угловым распределениям псевдоскалярных мезонов в реакциях $\pi N \rightarrow (\pi\pi, K\bar{K}) + (N, \Delta)$ возникает, как правило, несколько возможных решений ^{26, 27, 32-34, 37, 40, 44-50, 66}. Обычно уменьшить число решений помогают данные по реакции с тождественными частицами в конечном состоянии $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0$ ^{26-29, 40-45, 52, 66}. Отметим, что у реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0$ есть некоторое преимущество — в ней

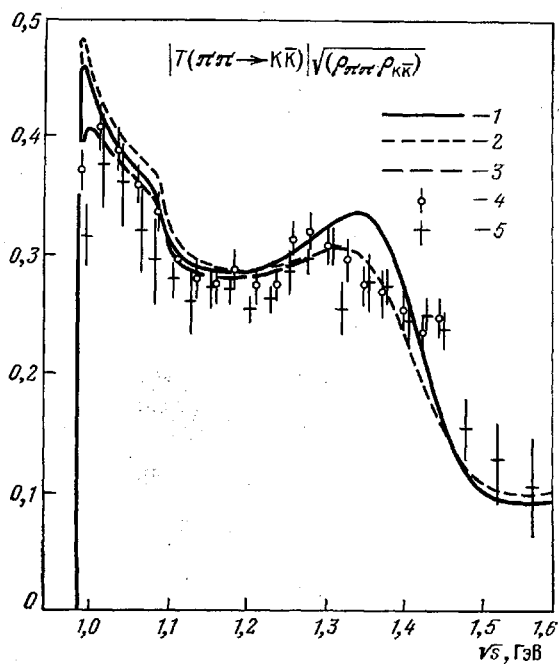


Рис. 3. Модуль амплитуды реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$. s-волна, $I = 0$; значение 0,5 является для нее унитарным пределом. Кривые отвечают вариантам подгонок, указанным в табл. III. Данные: 4 — 20 , 5 — 48,49 .

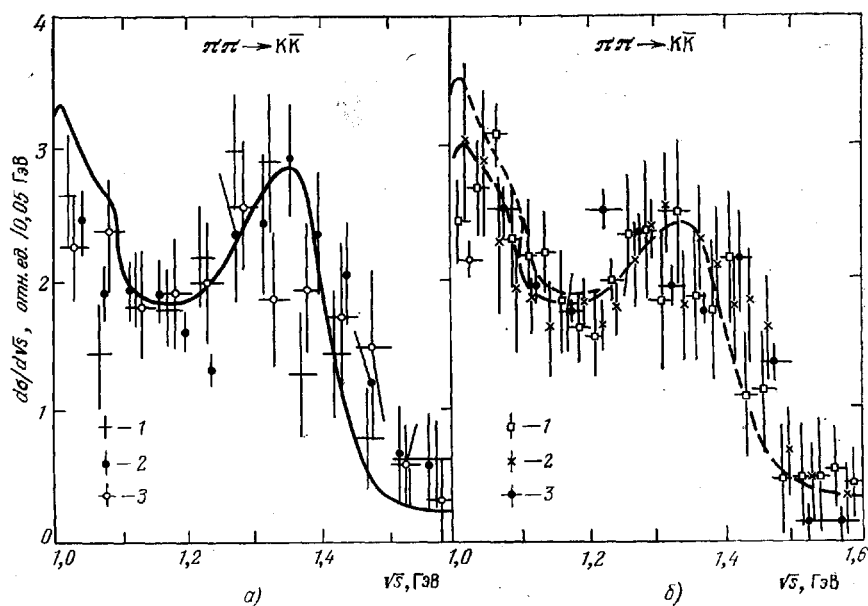


Рис. 4. Спектры масс $K\bar{K}$ в реакциях $\pi N \rightarrow K\bar{K}N$ с однопионным обменом в t-канале. \sqrt{s} — инвариантная масса $K\bar{K}$ -системы. $d\sigma/d\sqrt{s} = \text{const} \cdot \sqrt{s} \rho_{K\bar{K}} |T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|^2$. Кривые — те же, что и на рис. 3. Данные: а) 1 — 20 , 2 — 50 , 3 — 52 ; б) 1 — 20 , 2 — 48,49 , 3 — 51 .

нет вкладов с $I = 2$, которые усложняют анализ данных в случае $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$. Именно такая ситуация имела место, например, для $\epsilon(1300-1400)$ -резонанса, который интенсивно исследуется с 1976 г., в реакциях $\pi^\pm N \rightarrow K\bar{K}N$ ^{8, 28, 29, 46-54}. Часть решений для реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-$ содержала этот s-волновой резонанс, а в других решениях резонансное усиление «перекочевывало» в p-волну ⁴⁶⁻⁵⁰. В реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0$ нет p-волны, а D-волна (интерференция с которой s-волны очень важна для определения последней) хорошо известна — в ней доминируют f- и f'-резонансы. Последние данные по этой реакции подтверждают существование резонансного усиления в районе 1300—1400 МэВ ^{8, 29, 48-50}.

Рассмотрим прежде всего именно реакцию $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ (рис. 3—5). Здесь четко видны очень резкое и большое усиление амплитуды (его максимум достигает 80% от унитарного предела, см. рис. 3) вблизи порога, обусловленное

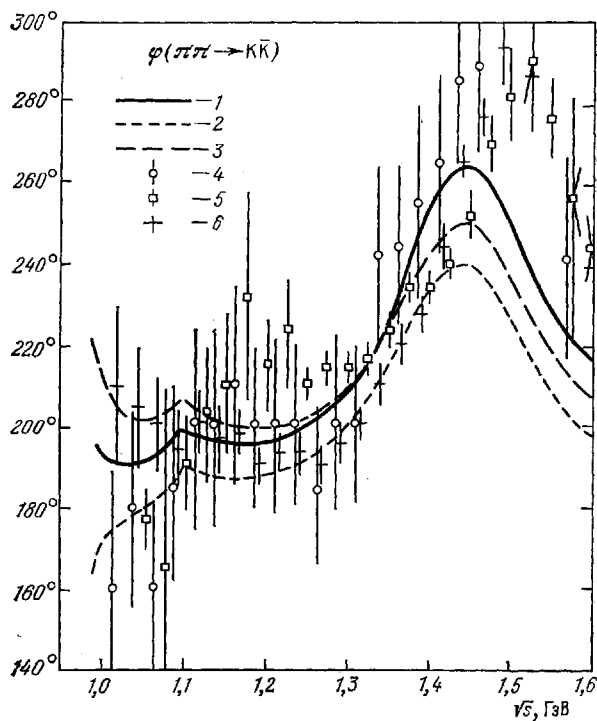


Рис. 5. Фаза амплитуды реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$.

s-волна, $I = 0$. Кривые отвечают вариантам подгонок, указанным в табл. III. Данные: 4 — ¹⁸, 5 — ²⁹, 6 — ^{48, 19}.

S^* -резонансом (большой связью S^* с $K\bar{K}$ -каналом), усиление в области 1250—1450 МэВ — ϵ -резонанс, а также следы их взаимного влияния — резкий спад амплитуды выше 1450 МэВ и явно конструктивная интерференция в области между резонансами. Естественно, что взаимное влияние S^* - и ϵ -резонансов усложняет исследование их индивидуальных свойств.

На рис. 3—5 показаны результаты подгонок с использованием формул (8)—(16) и ограничений (1)—(5) на константы связи S^* - и ϵ -мезонов, вытекающих из $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели (см. третью и четвертую части). В табл. III приведены три варианта значений подгоночных параметров для S^* - и ϵ -резонансов, соответствующие кривым на рис. 3—5. Возможны и другие (близкие) варианты, дающие удовлетворительные подгонки. Случай 2 (см. табл. III) с $m_{S^*} = 1,4$ ГэВ не должен вызывать удивления. Он отвечает S^* -«каспу» ^{21, 22, 71}. Все подобные нестандартные случаи, возникающие благодаря поправкам на конечную ширину в $D_{S^*}(s)$, достаточно подробно описаны в ^{21-23, 71}. Здесь скажем только, что $m_{S^*} \approx 1,4$ ГэВ отвечает нулю $\text{Re } D_{S^*}(s)$, который

Таблица III

Параметры S^* - и ε -резонансов в $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели, полученные из подгонок данных по реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ (с учетом данных о реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$)

Вариант подгонки	m_{S^*} , ГэВ	m_ε , ГэВ	$\frac{g_{S^*K^+K^-}^2}{4\pi \Gamma_{\text{ГэВ}^2}}$	$\text{tg } \alpha$	$\text{tg } \beta$	$C_{S^*\varepsilon}$, ГэВ ²
1	0,991	1,4	3	0,163	-0,12	-0,336
2	1,4	1,4	4,5	0,163	-0,098	-0,384
3	0,985	1,4	4,5	0,163	-0,098	-0,384

не проявляется в амплитуде реакции на фоне большой $\text{Im } D_{S^*}(s) \approx \sqrt{s} \Gamma_{S^*K\bar{K}}(s)$, и что $\text{Re } D_{S^*}(s)$ близка к нулю при $\sqrt{s} \approx 2m_K$. Близость же к нулю реальной части пропагатора S^* при $\sqrt{s} \approx 2m_K$ как раз и обеспечивает наблюдаемое резкое усиление сечения реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ около порога (так как $\Gamma_{S^*K\bar{K}}(s \approx 4m_K^2)$ мала). Варианты 1, 3 и вариант 2 приводят также к качественно разному поведению фазы амплитуды $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ ($T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K}) = e^{i\varphi} |T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|$ вблизи самого порога (см. рис. 5). Из-за больших ошибок в фазе φ около порога трудно отдать предпочтение какому-либо варианту. Следует, однако, отметить, что в разных экспериментах получено, вообще говоря, разное поведение φ около порога ^{15, 20, 29, 48, 49}. Это, например, подчеркивается в ²⁹.

Видно, что простейшая параметризация амплитуды $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ (16) с упругим фоном в канале $\pi\pi$ (фаза δ_V во всех вариантах бралась в самом простом виде: $\delta_V = a\rho_{\pi\pi}$, где $a \approx 80^\circ$ фиксировалось по данным о фазе $\delta_0^0(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$ ниже $K\bar{K}$ -порога) позволяет удачно воспроизвести все основные особенности поведения $|T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|$ и фазы φ . Подгонка показывает, что связь S^* с $K\bar{K}$ большая (суперразрешенная) и что $g_{S^*K^+K^-}^2/g_{S^*\pi^+\pi^-}^2 \approx 19 \gg 1$, как и должно быть в $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели. При этом, например, для варианта 1 ширина $\Gamma_{S^*\pi\pi}(\sqrt{s} \approx 1 \text{ ГэВ}) \approx 60 \text{ МэВ}$. Далее, $(\text{tg } \beta/\sqrt{2})^2 = g_{\varepsilon K^+K^-}^2/g_{\varepsilon\pi^+\pi^-}^2 \ll 1$, причем (как уже отмечалось) подгонка фактически не изменится, если $\text{tg } \beta$ положить равным нулю. Интересно, что наиболее жесткое ограничение $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели (5), $g_{\varepsilon\pi^+\pi^-}^2 \approx 0,11 g_{S^*K^+K^-}^2$, оказывается вполне допустимым. Для $\Gamma_{\varepsilon\pi\pi}(\sqrt{s} = 1,4 \text{ ГэВ})$ получаются значения порядка 90—140 МэВ. Согласно $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели ε -резонанс (принадлежащий $(9^*, 0^+)$ -мультиплету) имеет значительную связь с каналом распада на векторные мезоны, $\varepsilon \rightarrow VV$ (см. табл. I, II). Используя эту связь, мы учитываем распады $\varepsilon \rightarrow \rho\rho \rightarrow 4\pi$, $\varepsilon \rightarrow \omega\omega \rightarrow 6\pi$. Вклады таких распадов в полную ширину $\Gamma_\varepsilon^{\text{tot}}(s)$ при $\sqrt{s} < 2m_V$ подавлены фазовым объемом рождения нестабильных векторных мезонов, так что при $\sqrt{s} \approx m_\varepsilon \approx 1,4 \text{ ГэВ}$ они составляют около 25% в $\Gamma_\varepsilon^{\text{tot}}$, но с увеличением \sqrt{s} их роль нарастает, например, при $\sqrt{s} \approx 1,6 \text{ ГэВ}$ $\Gamma_{\varepsilon 4\pi}$ уже $\approx 2\Gamma_{\varepsilon\pi\pi}$. Подгонки дают вполне разумное значение для параметра $C_{S^*\varepsilon}$, см. (13), характеризующего $S^* \leftrightarrow \varepsilon$ -переход, обусловленный наличием общих каналов распада. $C_{S^*\varepsilon}$ (см. табл. III) оказывается одного порядка с вкладом в амплитуду $S^* \leftrightarrow \varepsilon$ перехода (13), который рассчитывается в ней явно (см. (12), (13)).

Таким образом, существующие данные по реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ вполне можно интерпретировать в духе $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели для S^* - и ε -резонансов.

Полученная нами подгонка ничуть не хуже, чем проделанная в ⁸ при помощи введения наряду с S^* (980) и ε (1470) еще одного нового скалярного « g_s (1240)»-резонанса. Почему в работе ⁸ авторы не смогли обойтись без

введения нового резонанса? Дело в том, что при обработке данных в ⁸ не учитывалось смешивание S^* - и ϵ -резонансов, что нельзя оправдать, когда резонансы имеют общие каналы распада. Интересно теперь посмотреть, как будет проявляться комплекс из S^* (980)- и ϵ (1400)-резонансов в реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$. Мы убедились, что связь S^* с $\eta\eta$ -каналом может быть большой (такой же, как с $K\bar{K}$, $g_{S^*\eta\eta}^2 \approx g_{S^*K+K-}^2$, см. (2) и табл. III). На большую связь S^* с $\eta\eta$, по-видимому, указывает резкое изменение хода амплитуды $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ на $\eta\eta$ -пороге ^{21, 22, 71} (см. рис. 3).

Сильная связь с $\eta\eta$, как мы знаем, характерна для четырехкваркового S^* -резонанса. ϵ -резонанс также имеет связь с $\eta\eta$, $g_{\epsilon\eta\eta}^2 \approx g_{\epsilon\pi^+\pi^-}^2/8$, см. (4) и п. б) гл. 3. Наши предсказания для $\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta)$ показаны на рис. 6. Характер S^* — ϵ -интерференции здесь однозначно определяется величинами и относительными знаками параметров резонансов, полученными по данным о реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ (при этом определяется также относительный знак констант $g_{S^*\pi^+\pi^-}$ и $C_{S^*\epsilon}$ (см. (2), (4), (13) и табл. III). Возможность изучения ϵ -резонанса в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\eta p \rightarrow 4\eta p$ (сечение которой при малых $|t|$ благодаря однонионному обмену в t -канале пропорционально $\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta)$) уже отмечалась в ⁷³. Напомним, что в реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$ вклады f - и f' -мезонов с $J=2$ имеют сильное подавление по отношению к вкладу s -волны, так как соответствующее им парциальное сечение пропорционально $p_{\eta\eta}^5$. Поэтому s -волновой S^* — ϵ -комплекс может оказаться доминирующим. В этом смысле реакция $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$ является уникальной. Сечения s -волновых процессов $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$ и $\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-$ по величине и характеру поведения при $\sqrt{s} \leq 1,5$ ГэВ предсказываются весьма близкими. Легко сделать оценку сечения реакции $\pi^-p \rightarrow (S^* + \epsilon)p \rightarrow \eta\eta p \rightarrow 4\eta p$, используя формулу для однонионного обмена. В области $|t|_{\min} \leq |t| \leq 0,1$ (ГэВ/с)² и $2m_\eta \leq m_{\eta\eta} \leq 1,6$ ГэВ при $q_{\text{лаб}} = 6,20, 40$ ГэВ/с

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow (S^* + \epsilon)p \rightarrow \eta\eta p \rightarrow 4\eta p) \approx 1,8; 0,16; 0,04 \text{ мкбн} \quad (17)$$

соответственно. Это вполне доступные для экспериментального изучения величины, например, на установках, приспособленных для регистрации нейтральных мод распадов резонансов, с помощью которых в Серпухове в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0p \rightarrow 4\eta p$ был открыт h -мезон ($J^P = 4^+$) и измерена доля распада η -мезона на $\pi^0\gamma\gamma$ ^{74, 75}. Отметим для сравнения, что сечения реакции $\pi^-p \rightarrow hp \rightarrow \pi^0\pi^0p \rightarrow 4\eta p$ и рассматриваемой здесь реакции примерно одинаковы.

Рассмотрим теперь s -волновую реакцию $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$. О S^* -резонансе здесь свидетельствует резкое изменение плавного хода фазы δ_0^0 в области $K\bar{K}$ -порога (см. рис. 2, а). Кроме того, независимо от реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ известно, что параметр упругости η_0^0 в амплитуде $T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$ также испытывает резкий

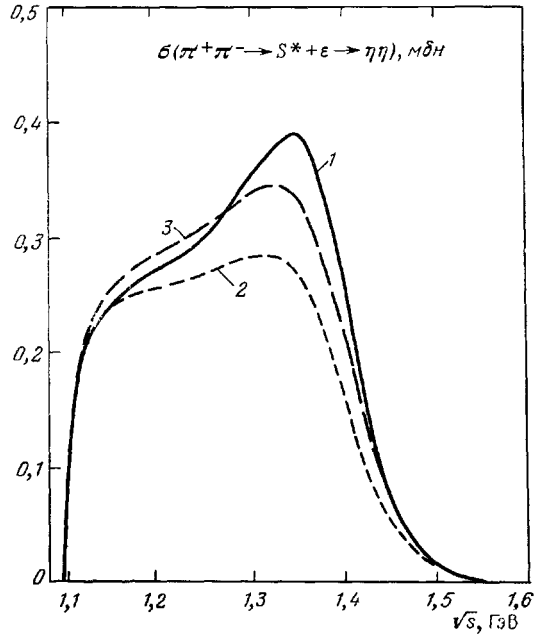


Рис. 6. Предсказания для s -волнового сечения реакции $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$.

Теоретические кривые соответствуют наборам параметров для S^* - и ϵ -резонансов из табл. III.

скачок (резкое уменьшение) при \sqrt{s} сразу выше $K\bar{K}$ -порога^{19, 27, 31, 32} (см. рис. 2, б). Общепринято, что канал $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ является первым главным неупругим каналом $\pi\pi$ -рассеяния в s -волне, т. е. что

$$\eta_0^0 = \sqrt{1 - 4\rho_{\pi\pi}\rho_{K\bar{K}}} |T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|^2 \quad (18)$$

по крайней мере до $\eta\eta$ -порога. Данные о η_0^0 около $K\bar{K}$ -порога, см. рис. 2, б, согласуются с экспериментальной информацией о $|T(\pi\pi \rightarrow K\bar{K})|$, и их описание совместно с данными о фазе δ_0^0 при $\sqrt{s} \leq 1,2$ ГэВ не представляет труда с помощью S^* -резонанса (сильно связанного с $K\bar{K}$ - и слабо с $\pi\pi$ -каналами) и упругого нерезонансного фона согласно формуле (15)^{19, 21, 22, 30, 71}. При $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ, как показывают данные о $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, важно учитывать ε -резонанс. К сожалению, в $\pi\pi$ -канале в области $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ пока не получено единственного решения для фазы и модуля амплитуды $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ ^{1, 15, 32-34, 37, 38, 40, 44, 45, 66}. Часто считается наиболее предпочтительным решение с почти упругим ε -резонансом^{11, 24, 38, 50, 34, 40, 44, 45, 66}, который благодаря значительной связи с $\pi\pi$ должен проявляться как еще один «всплеск» в фазе δ_0^0 примерно от 270° , которые она уже набрала до $\sqrt{s} \approx 1,2$ ГэВ, к 360° при $\sqrt{s} \approx m_\varepsilon$. Вместе с тем, если параметр η_0^0 в резонансной области не мал (на что указывают данные при $\sqrt{s} \approx 1,2-1,6$ ГэВ^{11, 33, 40, 50}), то в $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$ ε -резонанс должен проявляться как минимум при $\sqrt{s} \approx m_\varepsilon$ (аналогично S^* -резонансу). В целом ряде решений для реакций $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ ^{1, 11, 15, 32-34, 38, 40, 44, 66} такая картина имеет место, $\delta_0^0 \rightarrow 360^\circ$ при $\sqrt{s} \approx 1,5-1,6$ ГэВ, а $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$ при этих энергиях имеет глубокий минимум. Однако очевидно, что область, в которой разворачиваются события, связанные с ε -резонансом, в реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ гораздо шире, чем в реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, и масса резонанса m_ε , если ее отождествить с положением минимума в $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$, не совпадает с $m_\varepsilon \approx 1,4$ ГэВ, определенной из $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$. Если мы построим теоретические кривые для δ_0^0 (см. рис. 2, а), исходя из приведенных выше подгонок данных о $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, то не получим хорошего согласия с экспериментом при $\sqrt{s} > 1,35$ ГэВ, δ_0^0 (теор.) проходит через 360° при $\sqrt{s} \approx m_\varepsilon \approx 1,4$ ГэВ, и ее поведение резче, чем ход экспериментальных данных (здесь имеются в виду кривые 1 и 3 на рис. 2, а, по кривую 2 для δ_0^0 будет сказано особо в следующей части). Какой вывод отсюда следует? Напомним, что сейчас поведение δ_0^0 и $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$ более или менее определено лишь до $\sqrt{s} \approx 1400$ МэВ, как подчеркивается во многих работах^{33, 37, 38, 40, 44, 66}. При больших \sqrt{s} ситуация фактически такая: сколько разных экспериментов, столько разных наборов данных для $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$ и δ_0^0 и то при условии, что удастся получить единственное решение^{15, 32-34, 37-45, 66}. Модуль амплитуды фактически во всех экспериментах, где он определялся, известен с большими ошибками^{33, 37, 38, 42, 44, 45}. При выделении s -волны с $I = 0$ из данных по $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ существует также проблема правильной экстраполяции волны с $I = 2$ в область $\sqrt{s} \gtrsim 1,5$ ГэВ. Она особенно важна для решений с минимумом в $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$ при $\sqrt{s} \gtrsim 1,5$ ГэВ, так как при малой величине амплитуды с $I = 0$ правильное определение ее весьма проблематично. Есть, например, решения для δ_0^0 и $|T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)|$ вообще без намеков на резонансную структуру при $\sqrt{s} > 1,2$ ГэВ, $\delta_0^0 \approx \text{const}$ ³⁷. Часть решений нарушает унитарность^{33, 34, 45, 66}. Очень важной экспериментальной задачей в такой ситуации является приведение данных при $\sqrt{s} > 1,4$ ГэВ к «общему знаменателю». С другой стороны, мы конечно не можем считать наши предсказания в этой области для $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ (хотя они получены на основе хорошего описания данных по $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$) очень обязательными, главным образом потому, что наше предположение об упругом и примерно постоянном фоне

($\delta_B = a r_{\pi\pi}$) при больших \sqrt{s} не кажется убедительным. Аналогичная проблема есть и у других авторов^{15, 24, 48, 49}. Конечно, такой вывод не является достаточно конструктивным, но такова ситуация. Нам кажется, что проблема построения неформальной, т. е. не чисто подгоночной, модели фона в $\pi\pi$ -рассеянии для S^* -, ϵ - и других резонансов является действительно серьезной физической проблемой для будущих исследований *).

Отметим, что указанные трудности присущи отнюдь не только $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели, для ϵ -резонанса, но и $q\bar{q}$ -модели, и вообще любой модели, в которой ϵ -резонанс связан главным образом с $\pi\pi$.

б) М о ж е т л и
 δ (980)-резонанс быть
 четырехкварковым
 объектом?

Хотя в настоящее время нет сомнений в существовании δ -резонанса, данные о нем пока еще бедные. По сути дела δ -резонанс отчетливо наблюдался в спектрах масс $\pi\eta$ - и $K\bar{K}$ -мезонов в одном эксперименте по реакции $K^-p \rightarrow \delta - \Sigma_{1385}^+ \rightarrow [(\pi^- \eta), (K^- K^0)] \Sigma_{1385}^+$ ⁵⁹ (рис. 7) и в нескольких экспериментах по рождению аксиальных D (1285) - и E (1420)-мезонов, которые имеют моду распада на $\delta\pi \rightarrow \eta\pi\pi$, $K\bar{K}\pi$ ⁶⁰⁻⁶⁴. Обработка данных о $\pi^- \eta$ - и $K^- K^0$ -спектрах масс первой из указанных реакций проводилась в двухканальной параметризации многими авторами^{18, 19, 21-23, 59, 76}. Обработки^{19, 59, 76}, учитывающие соотношение $g_{\delta-K-K^0} = \sqrt{3/2} g_{\delta-\pi-\eta}$ (предсказание SU(3)-симметрии при $\theta_{\eta\eta'} = 0$), дают для $\Gamma_{\delta\pi\eta} \approx 80$ МэВ, а для полной эффективной ширины — наблюдаемого пика в $\pi\eta$ -канале — немного меньшее значение, $\Gamma_{\delta}^{\text{эфф}} \approx 50$ МэВ, из-за влияния $K\bar{K}$ -канала. Одна из таких подгонок⁵⁹ приведена на рис. 7. Как видно, подгонка очень хорошая. Ясно, что в случае δ -резонанса для четырехкварковой модели складывается наиболее критическая ситуация. Действительно, в данном случае фактически нельзя считать подавленный по фазовому объему распад $\delta \rightarrow \eta\pi$ суперразрешенным, так как $\Gamma_{\delta\pi\eta} \leq 100$ МэВ, что противоречит духу $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели,

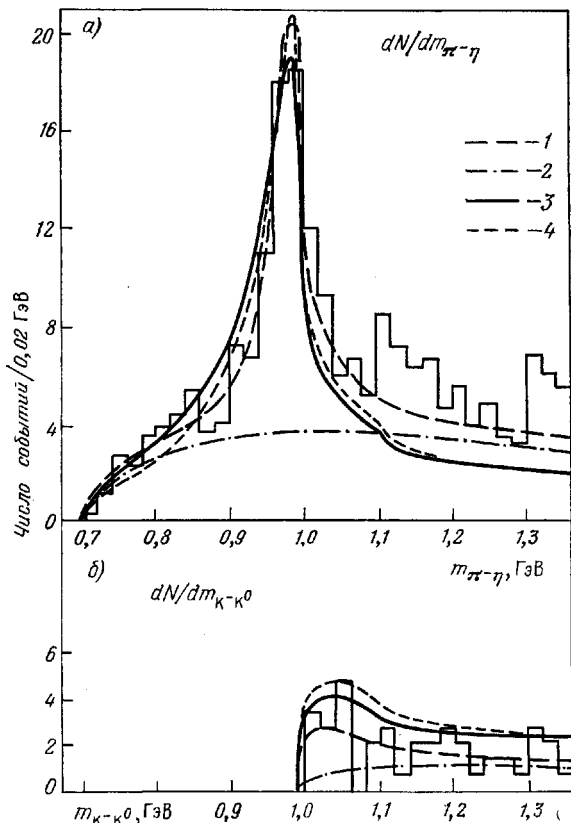


Рис. 7. $\pi^- \eta$ (а)- и $K^- K^0$ (б)-спектры масс в реакции $K^- p \rightarrow \delta - \Sigma_{1385}^+ \rightarrow [(\pi^- \eta), (K^- K^0)] \Sigma_{1385}^+$ ⁵⁹. 1 — подгонка⁵⁹, полученная с помощью узкого δ -резонанса ($\Gamma_{\delta\pi\eta} \approx 72$ МэВ) и большого некогерентного фона (см. кривую 2). Наши кривые 3 и 4 отвечают вариантам 1 и 2 из табл. IV.

*) Добиться формального согласия с данными о δ можно легко, предположив, например, что фаза фона δ_B быстро уменьшается в области $\sqrt{s} \gtrsim 1,3$ ГэВ. Чтобы при этом фаза амплитуды $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ не изменилась, следует ввести также фазу $\tilde{\delta}_B$, см. (16), налагая на нее требование $\delta_B + \tilde{\delta}_B \approx \text{const}$. Однако природа быстрого изменения δ_B остается в этом случае неясной.

предсказывающей суперразрешенные по Цвейгу связи скалярных мезонов с псевдоскалярными. Однако рассмотрим ситуацию более внимательно с разных сторон, следуя в основном ^{22, 23}.

Как обычно извлекалась информация из данных ⁵⁹? По существу, с самого начала считалось, что данные о спектре масс $\pi\eta$, рис. 7, а, описываются узким резонансом над большим некогерентным фоном, пропорциональным фазовому объему $\pi\eta$ ^{18, 19, 59, 76}. При этом требовался большой фон и для объяснения спектра $K\bar{K}$, рис. 7, б. Однако для поисков следов $qq\bar{q}\bar{q}$ -состояний такой анализ неприемлем. Мы должны пытаться объяснить данные, предполагая суперразрешенную (большую) связь δ с $\pi\eta$ - и $K\bar{K}$ -каналами. Узкий пик в спектре масс $\pi\eta$ в этом случае должен быть связан с влиянием порога $K\bar{K}$ -канала, который расположен рядом с массой резонанса, т. е. быть своего рода пороговым эффектом, сопутствующим широкому δ -резонансу. Оказывается, что качественно воспроизвести весь спектр масс $\pi\eta$ от порога до 1,1 ГэВ с помощью только одного сильно связанного с $\pi\eta$ и $K\bar{K}$ δ -резонанса (т. е. без введения какого-либо фона вообще) действительно можно (см. рис. 7, а) ^{22, 23}. Причем помогают это сделать поправки на конечную ширину в пропагаторе δ , см (10)–(12), проявляя таким образом свою важную роль при больших константах связи ^{18, 21, 22, 23}. Для спектра масс $\pi\eta$ мы использовали выражение

$$\frac{dN}{dm_{\pi\eta}} = \frac{2N}{\pi} \frac{s\Gamma_{\delta\pi\eta}(s)}{|D_{\delta}(s)|^2}, \quad s = m_{\pi\eta}^2 \quad (19)$$

(аналогичное выражение можно использовать и для $K\bar{K}$ -спектра масс), а для констант связи — предсказания четырехкварковой модели (в которой $\delta^0 = \bar{s}s$ ($u\bar{u} - d\bar{d}$)/ $\sqrt{2}$):

$$g_{\delta^0 K^+ K^-} = \sqrt{2} g_{\delta^0 K^+ K^-} = \frac{g_{\delta^0 \pi^+ \eta^-}}{\cos(\theta_q - \theta_{\eta\eta'})} = - \frac{g_{\delta^0 \pi^- \eta'}}{\sin(\theta_q - \theta_{\eta\eta'})}, \quad (20)$$

θ_q — «идеальный» угол смешивания, $\cos \theta_q = \sqrt{2/3}$, $\theta_q = 35,3^\circ$. При $\theta_q - \theta_{\eta\eta'} \approx 45^\circ$ ($\theta_{\eta\eta'} \approx -10^\circ$)

$$\frac{g_{\delta^0 K^+ K^-}}{\sqrt{2}} = g_{\delta^0 K^+ K^-} \approx g_{\delta^0 \pi^+ \eta^-} \approx -g_{\delta^0 \pi^- \eta'}. \quad (21)$$

Кроме того, в $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели (см. (1) и табл. II)

$$g_{\delta^0 K^+ K^-} \cos \alpha = -g_{S^* K^+ K^-} \quad \text{или} \quad g_{\delta^0 K^+ K^-} \approx -g_{S^* K^+ K^-}. \quad (22)$$

Отметим, что при подгонке мы учитываем также связь δ с $\pi\eta'$ -каналом.

Таблица IV

Параметры δ -резонанса, полученные с учетом соотношений (21) при обработке данных ⁵⁹ (см. также ^{22, 23})

Вариант подгонки	m_{δ} , МэВ	$\frac{g_{\delta^0 K^+ K^-}^2}{4\pi (\text{ГэВ})^2}$	$\Gamma_{\delta\pi\eta}$ при $s = 1 (\text{ГэВ})^2$, МэВ	$\Gamma_{\delta K\bar{K}}$ при $s = 1,2 (\text{ГэВ})^2$, МэВ
1	988	3	497	582
2	990	2,3	380	446

В табл. IV приведены значения константы $g_{\delta^0 K^+ K^-}^2/4\pi$ и вычисленные с помощью нее и (21) парциальные ширины δ -резонанса, которым соответствуют две кривые на рис. 7, а. Очевидно, что возможны и все промежуточные вари-

анты, т. е. соотношение (22) допустимо (значения $g_{S^*K^+K^-}$ см. в п. а) этой главы). Таким образом, при существующей статистике (см. рис. 7), на наш взгляд, нельзя отдать категорическое предпочтение описанию $\pi\eta$ -спектра масс с помощью узкого δ -резонанса и большого некогерентного фона. Подчеркнем, что данные о δ -резонансе накладывают более жесткие ограничения на величину суперразрешенной константы связи, чем, например, данные о S^*_{21-23} .

В эксперименте ⁵⁹ не было проведено отделение высших волн в $\pi\eta$ -системе. Здесь следует ожидать, что Р-волна очень мала, так как она соответствует экзотическим квантовым числам. В области 1,3 ГэВ нужно учитывать вклад D-волнового A_2 -мезона (см. рис. 7, а). Отметим, что в области до 1,3 ГэВ нашу подгонку доминирующего s-волнового вклада в $\pi\eta$ -спектр масс ⁵⁹ можно заметно улучшить, если предположить, что выше 1 ГэВ здесь наряду с δ -резонансом есть еще какие-то плавные s-волновые вклады. «Хвосты» от них будут и в области меньше 1 ГэВ. Тогда δ -резонанс может деструктивно интерферировать с ними при $m_{\pi\eta} < m_\delta \approx 2m_K$ и давать заметную конструктивную интерференцию при $m_{\pi\eta} > 1,5$ ГэВ, что, очевидно, улучшит описание данных (см. в связи с этим п. б) гл. 8).

Данные о K^-K^0 -спектре масс (см. рис. 7, б) в реакции $K^-p \rightarrow \delta^-\Sigma^+_{1385} \rightarrow \rightarrow [(\pi^-\eta), (K^-K^0)]\Sigma^+_{1385}$ очень бедные и на самом деле, как отмечено в ²², не являются критичными для нашего рассмотрения.

Предположим, будет показано, что $\Gamma_{\delta\pi\eta} < 100$ МэВ. Исключает ли это возможность четырехкваркового состава δ -резонанса полностью? В принципе в этом случае следует еще выяснить, не является ли связь δ с $K\bar{K}$ суперразрешенной, так как для подавления констант $g_{\delta\pi\eta}$ могут быть какие-то свои причины. Все существующие сейчас данные такой ситуации заведомо не противоречат ²¹⁻²³.

Сделаем еще одно замечание. Несколько лет назад в ¹⁸ было отмечено, что $\Gamma_{\delta\pi\eta}$ может быть большой (≈ 300 МэВ), но тем не менее узкую структуру в $\pi\eta$ -спектре ⁵⁹ можно воспроизвести за счет учета сильного влияния $K\bar{K}$ -канала. Поэтому иногда считается, что наш анализ является просто более рафинированным вариантом наблюдения, сделанного в работе ¹⁸. Однако это не так. Для описания узкого δ -пика в $\pi\eta$ -спектре масс при $\Gamma_{\delta\pi\eta} \approx 300$ МэВ в ¹⁸ необходимо было отказаться от предсказания $SU(3)$ -симметрии ($SU(3)$ дает $g^2_{\delta K^0 K^0}/g^2_{\delta\pi\eta} = 3/2$, в ¹⁸ $\theta_{\eta\eta'} = 0$), используя при подгонке соотношение $g^2_{\delta K^0 K^0}/g^2_{\delta\pi\eta} \approx 4$, чтобы максимально усилить влияние $K\bar{K}$ -канала на $\pi\eta$ -спектр масс. При этом в ¹⁸, как и в других анализах данных ⁵⁹, необходимо было вводить большой плавный некогерентный (?) фон в $\pi\eta$ -спектр масс, на котором «развивался» узкий δ -бик. Мы же показали ^{23, 22}, что нарушение $SU(3)$ -симметрии при больших $\Gamma_{\delta\pi\eta}$ вовсе не обязательно. $\pi\eta$ -спектр масс ⁵⁹ можно удовлетворительно воспроизвести, не отказываясь от $SU(3)$ -симметрии, если учесть в пропагаторе δ -резонанса поправки на конечную ширину и отказаться, как уже говорилось, от введения большого некогерентного фона для описания этого спектра.

в) С к а л я р н ы й κ (1500)-р е з о н а н с

Основные данные об амплитуде и фазе s-волны реакции $K\pi \rightarrow K\pi$ в широкой области энергий от 0,75 до 2,2 ГэВ получены сравнительно недавно двумя группами ^{55, 58} и обсуждались в ряде обзоров и теоретических работ ^{1, 6, 9, 15, 56, 57}. На рис. 8 приведены типичные экспериментальные данные для $|T(K^\pm\pi^\mp \rightarrow K^\pm\pi^\mp)|/3\rho_{K\pi}/2 = |T_{1/2} + (1/2)T_{3/2}|$ и фазы φ ($T = e^{i\varphi}|T|$), T_I — амплитуда с определенным изоспином I . Доминирует $T_{1/2}$, именно с ней связаны характерные особенности поведения $|T(K^\pm\pi^\mp \rightarrow K^\pm\pi^\mp)|$ и φ ⁵⁵⁻⁵⁸. $|T|$ медленно и плавно растет до максимума, расположенного в районе 1400 МэВ, затем в области 1400—1600 МэВ резко падает. В этой же облас-

ти меняется и поведение фазы ϕ . Эти особенности обычно ассоциируют с s -волновым резонансом κ ($m_\kappa \approx 1350\text{--}1500$ МэВ, $I = 1/2$)^{1, 11, 15, 55-58}, проявляющимся на большом плавном фоне^{15, 55-58}. Параметры резонанса (полная ширина, масса, упругость, парциальные ширины) точно не установлены, пока для них имеются только оценки^{1, 11, 55, 58}. Так же, как и в реакциях $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}$, здесь возникает несколько возможных решений для s -волны (несколько наборов данных) при $\sqrt{s} > 1,46$ ГэВ, как в⁵⁵, или при $\sqrt{s} > 1,8$ ГэВ, как в⁵⁸, отличающихся деталями поведения $|T|$ и ϕ . Оказывается, что наиболее предпочтительное решение (В) из⁵⁵ для s -волны с $I = 1/2$ нарушает условие унитарности в области $1,6\text{--}1,8$ ГэВ. Самым драматическим является то, что в последнем эксперименте⁵⁸ с большой статистикой удалось получить единственное решение вплоть до $\sqrt{s} \approx 1,8$ ГэВ, которое, однако, нарушает условие унитарности для s -волны с $I = 1/2$ при $\sqrt{s} \approx 1,5\text{--}$

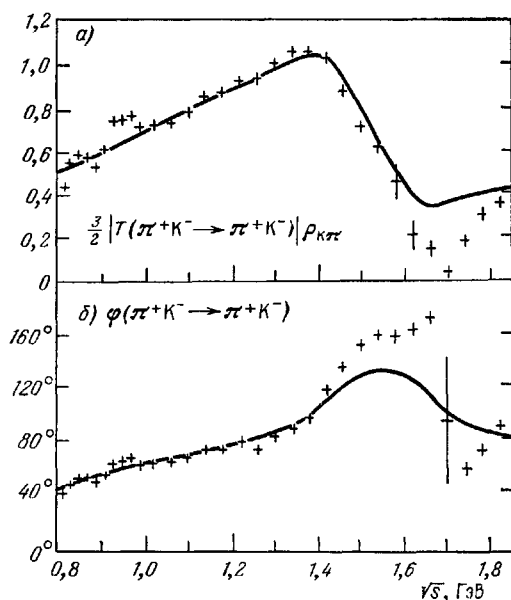


Рис. 8. Модуль (а) и фаза (б) амплитуды s -волны в реакции $\pi^+K^- \rightarrow \pi^+K^-$. Данные (значки) — по⁵⁸. О теоретических кривых см. в тексте.

Если все-таки попытаться провести теоретическую кривую, качественно описывающую данные⁵⁸ (см. рис. 8), то в простейшем варианте параметризации необходимо учесть большой упругий фон и достаточно широкий κ -резонанс, связанный главным образом с $K\pi$ -каналом, см. формулу (15). Мы учитывали также связь κ с $K\eta$ -, $K\eta'$ -, $K^*\rho$ - и $K^*\omega$ -каналами согласно $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели (см. табл. I, II), считая его представителем $(9^*, 0^+)$ -нонета. Подгонка дает при $m_\kappa = 1500$ МэВ $\Gamma_{\kappa K\pi} (m_\kappa^2) \approx 230$ МэВ, $g_{\kappa K\pi}^2/4\pi \approx 1,6$ (ГэВ)², что в $1,5\text{--}1,8$ раза больше, чем предсказывается в четырехкварковой модели,

$$g_{\kappa K\pi} = \sqrt{\frac{3}{2}} g_{\kappa^0 K^+ \pi^-} \approx 0,41 g_{S^* K^+ K^-} \approx 0,41 g_{\phi^0 K^+ K^-} \approx \sqrt{\frac{3}{2}} g_{\phi^+ \pi^-}, \quad (23)$$

если для $g_{S^* K^+ K^-}$ использовать результаты п. а) этой главы. Разумеется, никаких важных выводов отсюда не следует из-за того, что данные в области резонанса можно принимать только как качественные, так сказать, в «пиквиковском смысле».

Учет более тяжелых резонансов, которые здесь, возможно, существуют⁵⁸, и проблема, связанная с фоном, так же, как и в реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, — предмет для будущих теоретических исследований. Но самой первоочередной проблемой, конечно, является получение физически осмысленных и надежных данных в резонансной области.

6. НЕОДНОЗНАЧНОСТЬ В ПОВЕДЕНИИ ФАЗЫ s-ВОЛНОВОГО $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ ВЫШЕ ПОРОГА $K\bar{K}$ -КАНАЛА ПРИ БОЛЬШИХ КОНСТАНТАХ СВЯЗИ $S^*(980)$ С $K\bar{K}$

При подробном анализе данных о реакциях $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ вблизи $K\bar{K}$ -порога мы столкнулись с обстоятельством, которое представляется нам весьма важным ⁷¹. Оказывается, что допустимые варианты подгонок (как правило, данные допускают несколько вариантов подгонок — наборов параметров) можно разделить на два качественно разных типа. Часть вариантов приводит к фазе ($\delta_0^0 = \delta_{\text{рез}} + \delta_B$) упругого s-волнового $\pi\pi$ -рассеяния, поведение которой согласуется с общепринятым (стандартным) поведением экспериментальных данных для δ_0^0 по энергии в области $K\bar{K}$ -порога (см., например, варианты 1, 3 и рис. 2, а в п. а) гл. 5, а также рис. 9, б). В то же

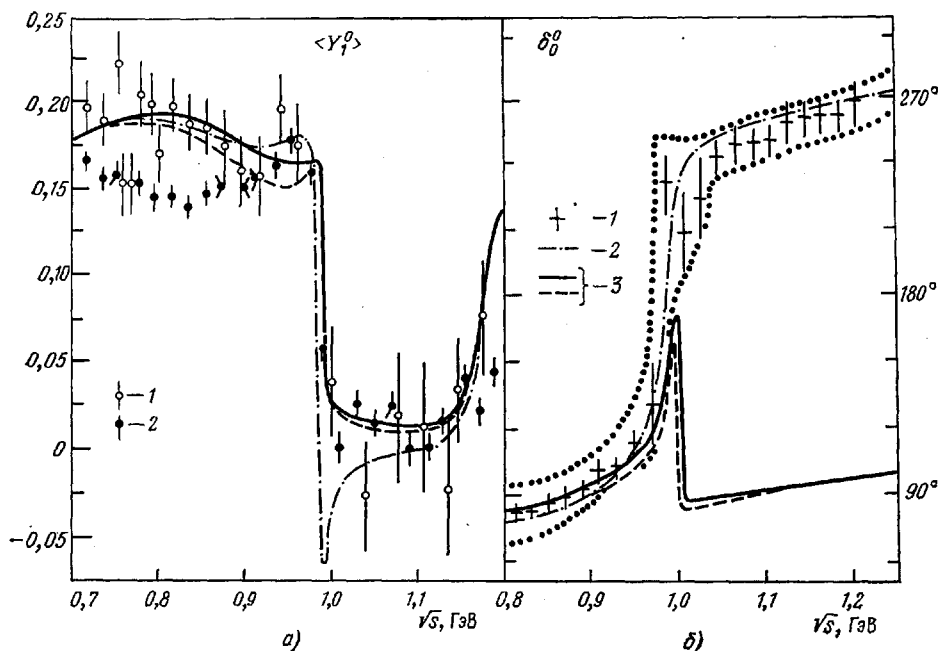


Рис. 9. а) Момент $\langle Y_1^0 \rangle$ (1 — экстраполированные в пионный полюс данные ³¹; для полноты приведены неэкстраполированные данные 2 ³², которые хорошо согласуются с неэкстраполированными данными ³¹); б) фаза δ_0^0 1 ³², ³³, точками ограничена полоса, в которой заключены другие наборы данных для фазы (см. ³², ¹²); кривые взяты из оригинальной работы ⁷¹; они соответствуют: 2 — варианту со «стандартным» поведением фазы δ_0^0 в области $K\bar{K}$ -порога (типа вариантов 1, 3; см. п. а) гл. 5, рис. 2, а); 3 — двум близким вариантам с «нестандартным» поведением δ_0^0 выше $K\bar{K}$ -порога (типа варианта 2; см. п. а) гл. 5, рис. 2, а); подробности см. в тексте; параметры S^* -резонанса в ⁷¹ очень близки к приведенным выше в табл. III.

время другие варианты (например, вариант 2 из п. а) гл. 5) описывали бы данные о δ_0^0 , которые меньше общепринятых на 180° при $\sqrt{s} \geq 2m_K$ (см. рис. 2, а, 9, б). В работах ²¹, ²², ⁷¹ было замечено, что эти нестандартные варианты и варианты с общепринятым поведением фазы δ_0^0 могут давать фактически одинаково хорошее описание существующих данных о $|T|$ ($\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$) (см. рис. 2—4) и, что, пожалуй, самое главное, данных о нормированных моментах сферических гармоник $\langle Y_l^0 \rangle$ (см. рис. 9, а), определяющих угловые распределения $\pi\pi$ -мезонов в реакциях с одноионным обменом в t-канале $\pi\pi \rightarrow \pi^+\pi^-$ (N, Δ). Подчеркнем, что именно в экспериментально наблюдаемых величинах $\langle Y_l^0 \rangle$ содержится первичная информация о S^* -явлении ²⁷, ³⁰⁻³³,

а данные о фазе δ_0^0 извлекаются из них уже посредством различных процедур обработки^{31-34, 66}. Напомним, что наиболее ярким проявлением S^* -феномена является резкое падение величины момента $\{Y_1^0\}$ до нуля непосредственно на пороге $K\bar{K}$ -канала^{27, 30-32} (см. рис. 9, а).

В связи с этим возникает вопрос: является ли обычно приводимое поведение фазы δ_0^{12} правильным? Дело в том, что фаза δ_0^0 в каждой точке s определяется с точностью до 1π и относительная величина в двух соседних точках определяется по непрерывности. В данном случае фаза резко (примерно на 100°) меняется в области шириной 20—40 МэВ около $K\bar{K}$ -порога (см. рис. 9, б), которая не исследована достаточно подробно (имеется в виду статистически обеспеченный шаг по инвариантной массе $\pi\pi$ -системы порядка 2—3 МэВ). Поэтому априори нельзя сказать, что δ_0^0 лежит в первом или третьем квадранте при $s \geq 4m_K^2$. Общепринятое поведение фазы при $s \geq 4m_K^2$ ¹² основывается в действительности на предположении, что экспериментальные данные около $K\bar{K}$ -порога описываются резонансными формулами, которые справедливы только в случае слабой связи S^* с $K\bar{K}$, т. е. без поправок на конечную ширину. К обсуждаемой же неоднозначности в поведении δ_0^0 выше $K\bar{K}$ -порога приводят именно новые возможности описания резонансных явлений при больших константах связи S^* с $K\bar{K}$, возникающие при учете FWC. Подробно все они описаны в работах^{21, 22, 71}. Указанную неоднозначность в поведении фазы упругого $\pi\pi$ -рассеяния выше порога $K\bar{K}$ -канала можно устранить только экспериментально. Для этого в реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ область $K\bar{K}$ -порога должна быть просканирована с шагом 2—3 МэВ в эксперименте с большой статистикой. Данные о фазе амплитуды $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$ около порога тоже могли бы помочь в решении этой проблемы. Однако они абсолютно несовершенны в настоящее время и трудно надеяться на какой-нибудь прогресс в этом направлении. Выяснению рассматриваемого вопроса способствовало бы и уточнение данных о фазе амплитуды реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ вблизи порога (см. п. а) гл. 5 и рис. 5). Пока же ошибки у порога велики, и поэтому какой-либо определенный вывод не выглядит вполне убедительно.

7. СМЕШИВАНИЕ $S^*(980)$ - И $\delta^0(980)$ -РЕЗОНАНСОВ КАК ПОРОГОВОЕ ЯВЛЕНИЕ

Смешивание резонансов с разными изотопическими спинами $S^* (I = 0)$ и $\delta^0 (I = 1)$ можно было не учитывать в наших предыдущих рассуждениях потому, что оно должно проявляться, например, в реакциях $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ только в очень узкой области (~ 10 МэВ) у самых порогов K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -рождения, приводя к незначительным эффектам, а в реакциях $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ оно вообще несущественно, так как сказывается в них лишь во втором порядке по $S^* - \delta^0$ -переходу. Однако существуют другие реакции, в которых тонкие эффекты нарушения изотопической инвариантности, обусловленные $S^* - \delta^0$ -смешиванием, могут быть более заметными. Их можно изучать в реакциях^{77, 78}

$$\pi^\pm N \rightarrow (S^*, \delta^0) + (N, \Delta) \rightarrow \pi^0 \eta + (N, \Delta),$$

$$(K^-, \bar{K}^0) + N \rightarrow (S^*, \delta^0) + (\Lambda, \Sigma, \Sigma_{1385}) \rightarrow \begin{cases} \pi^+ \pi^- + (\Lambda, \Sigma, \Sigma_{1385}), \\ \pi^0 \eta + (\Lambda, \Sigma, \Sigma_{1385}), \end{cases}$$

$$D(1285, I^G(J^P) = 0^+(1^+)) \rightarrow \delta^0 \pi^0 \rightarrow 3\pi,$$

$$\bar{p}p(\text{в покое}) \rightarrow (\pi^-, \rho^-) S^* \rightarrow (\pi^-, \rho^-) \pi^0 \eta,$$

хотя это и трудная задача. Наиболее предпочтительными являются реакции $\pi^\pm N \rightarrow (S^*, \delta^0) + (N, \Delta) \rightarrow (\pi^0 \eta) + (N, \Delta)$. В них за счет $S^* - \delta^0$ -смешивания появляется возможность одноопионного обмена в t -канале, что приводит к усилению эффекта $S^* - \delta^0$ -интерференции, который можно наблюдать как

в спектре масс $\pi^0\eta$ -системы, так и в дифференциальном сечении ($d\sigma/d|t|$) при $|t| \leq 0,1$ (ГэВ/с)². Кроме того, с теоретической точки зрения $S^* \rightarrow \delta^0$ -смешивание кардинально отличается, например, от известного $\rho^0 \rightarrow \omega$ -смешивания и представляет поэтому самостоятельный интерес. Подробно смешивание скалярных S^* - и δ^0 -резонансов рассмотрено в работах ^{77, 78}. Здесь же будут приведены только основные оценки этого явления.

Благодаря близости масс S^* - и δ^0 -резонансов к $K\bar{K}$ -порогу и их сильной связи с $K\bar{K}$ -каналом $S^* \rightarrow \delta^0$ -переход должен в значительной мере определяться K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -промежуточными состояниями (см. рис. 10, а). В области между K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -порогами, ширина которой 8 МэВ, амплитуда $S^* \rightarrow \delta^0$ -перехода $M_{S^*\delta}$ оказывается величиной первого порядка по «электромагнитному» взаимодействию, т. е. $\sim \sqrt{\alpha}$, а не α , как можно было бы ожидать

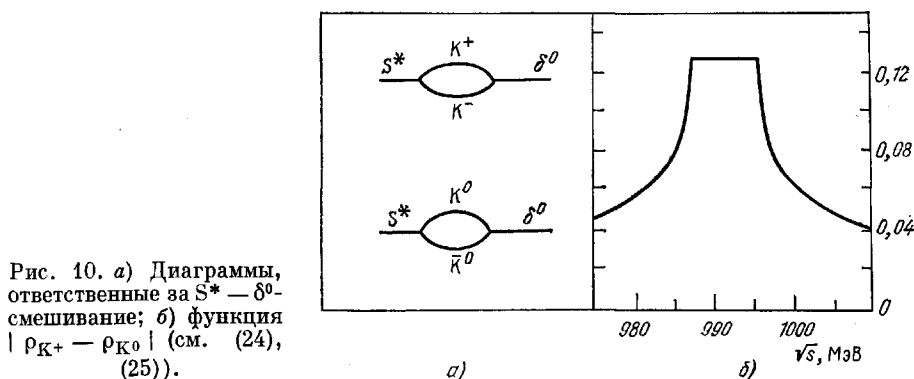


Рис. 10. а) Диаграммы, ответственные за $S^* \rightarrow \delta^0$ -смешивание; б) функция $|\rho_{K^+} - \rho_{K^0}|$ (см. (24), (25)).

из общих соображений*). Вне этой области $M_{S^*\delta}$ резко падает, стремясь к величине порядка α . Действительно, сумма диаграмм, приведенных на рис. 10, а, сходится и вблизи K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -порогов дает следующий вклад в амплитуду $S^* \rightarrow \delta^0$ -перехода ⁷⁷:

$$\langle S^* | T | \delta^0 \rangle = \sqrt{s} M_{S^*\delta} = \frac{g_{S^*K^+K^-} g_{\delta^0 K^+K^-}}{16\pi} \left[i(\rho_{K^0} - \rho_{K^+}) - \frac{1}{\pi} (\rho_{K^0}^2 - \rho_{K^+}^2) + o(\rho_{K^0}^4 - \rho_{K^+}^4) \right], \quad (24)$$

который мы представили в виде ряда по ρ_{K^0} и ρ_{K^+} ; $\rho_K = \sqrt{1 - (4m_K^2/s)}$.

Ниже соответствующего порога $\rho_K = i|\rho_K| = i\sqrt{-\rho_K^2}$. $|M_{S^*\delta}|$ мы будем называть «массой» $S^* \rightarrow \delta^0$ -перехода. «Резонансное» поведение выражения (24) наглядно демонстрирует рис. 10, б. В области между K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -порогами модуль первого члена в (24) равен

$$|\sqrt{s} M_{S^*\delta}| \approx \left| \frac{g_{S^*K^+K^-} g_{\delta^0 K^+K^-}}{16\pi} \right| \sqrt{\frac{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2}{m_{K^0}^2}} \approx \left| \frac{g_{S^*K^+K^-} g_{\delta^0 K^+K^-}}{16\pi} \right| 0,127. \quad (25)$$

Подчеркнем, что он теоретически однозначно определяется через константы связи S^* и δ^0 с $K\bar{K}$ -каналом условием унитарности. Другие промежуточные состояния дают, вообще говоря, вклад такого же порядка, как второй член в (24), т. е. на порядок меньше. Таким образом, если связь S^* - и δ^0 -мезонов с каналом $K\bar{K}$ не подавлена динамически, то $S^* \rightarrow \delta^0$ -переход практически полностью определяется первым членом в (24). С теоретической точки зрения

*) Сейчас ясно, что разница масс в изотопических мультиплетах, так же как и параметры смешивания частиц с разными изотопическими спинами (таких, как $\rho^0 \rightarrow \omega$, $\pi^0 \rightarrow \eta$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$), обусловлены в основном не электромагнитным взаимодействием, а разницей масс легких u - и d -кварков. Поэтому в наших рассуждениях величина α является эффективным параметром нарушения изотопической симметрии, который случайно совпадает по величине с электромагнитной константой $\alpha = 1/137$.

«масса» S^* — δ^0 -перехода должна быть велика в четырехкварковой модели для S^* - и δ -резонансов, так как константы $g_{S^*K+K^-}$ и $g_{\delta^0K+K^-}$ в этой модели большие.

Если использовать существующие подгонки для констант $g_{S^*K+K^-}$ и $g_{\delta^0K+K^-}$, получим ^{77, 78}

$$|M_{S^*\delta}| \approx 20 - 50 \text{ МэВ.} \quad (26)$$

Отметим, что известные «массы» ρ^0 — ω -, π^0 — η -, Σ^0 — Λ -переходов равны соответственно 2—3,5; 5 и 1 МэВ.

Поскольку $M_{S^*\delta}$ между K^+K^- и $K^0\bar{K}^0$ -порогами велика, то, вообще говоря, следует учесть все порядки по S^* — δ^0 -смешиванию в амплитудах процессов с участием S^* - и δ^0 -резонансов ⁷⁷. Например, сечение запрещенного по G -четности s -волнового процесса $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\eta$, считая, что он идет только благодаря S^* — δ^0 -смешиванию ($\pi^+\pi^- \rightarrow S^* \rightarrow \delta^0 \rightarrow \pi^0\eta$), можно представить в виде

$$\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\eta) = \frac{16\pi}{\rho_{\pi\pi}^2} \Gamma_{S^*\pi^+\pi^-} \Gamma_{\delta^0\pi^0\eta} \left| \frac{\sqrt{s} M_{S^*\delta}}{D_{S^*}(s) D_{\delta}(s) - s M_{S^*\delta}^2} \right|^2. \quad (27)$$

Между порогами K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -рождения

$$\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\eta) \approx 0,25 R_1 R_2 \text{ мбн,} \quad (28)$$

$R_1 = g_{S^*K+K^-}^2 / g_{S^*\pi^+\pi^-}^2$, $R_2 = g_{\delta^0K+K^-}^2 / g_{\delta^0\pi^0\eta}^2$. При этой оценке выражения (27) мы считали $m_{\delta} \approx m_{S^*} \approx 2m_K$ и оставили в D_{S^*} и D_{δ} только $\sqrt{s} \Gamma_{S^*\pi\pi}$ и $\sqrt{s} \Gamma_{\delta\pi\eta}$, а также пренебрегли $s M_{S^*\delta}^2$ в знаменателе, что можно делать, если $R_1 \times R_2 \leq 5$ ($R_i \leq \sqrt{5}$). Пусть, например, $R_1 \times R_2 \approx 4$, что в действительности возможно ⁷⁸. Тогда $\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\eta) \approx 1$ мбн. Это очень много для «запрещенного» процесса. Например, унитарный предел для сечения разрешенного s -волнового процесса $\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\pi^0$ при $\sqrt{s} \approx 2m_K$ равен 4,76 мбн. Вне области $2m_K \leq \sqrt{s} \leq 2m_{K^0}$ $\sigma(\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^0\eta)$ резко падает, так что в реакции появляется резонансный пик шириной 10—15 МэВ.

8. ОБСУЖДЕНИЕ

а) Анализ Тёрнквиста для скалярных мезонов

Выше мы получили ряд косвенных свидетельств в пользу $q\bar{q}q\bar{q}$ -природы S^* - и δ -резонансов. Однако, как уже подчеркивалось, самым важным аргументом в пользу необычной природы S^* -, δ -резонансов (может быть, $q\bar{q}q\bar{q}$ -природы) является тот простой факт, что массы S^* и δ вырождены, несмотря на значительно большую связь S^* с $K\bar{K}$ -каналом по сравнению с $\pi\pi$ -каналом. Объяснить же естественным образом свойства S^* , считая его «нормальным» $q\bar{q}$ -резонансом, по нашему мнению, еще никому не удалось. В частности, мы не согласны с мнением ¹ о том, что в работе ⁹ разрешена проблема скалярных мезонов, т. е. что их можно описать как обычные $q\bar{q}$ -мезоны с большой примесью $q\bar{q}q\bar{q}$ -компоненты в форме виртуальных двухмезонных состояний без введения специального 0^+ - $q\bar{q}q\bar{q}$ -нонета. В интересной, на наш взгляд, работе ⁹ была ярко продемонстрирована важность учета взаимодействия в конечном состоянии для скалярных мезонов. В ней было также показано, что необычный для двухкварковой системы спектр масс 0^+ -резонансов может быть объяснен с помощью унитарных поправок, если предположить для констант связи на массовой поверхности весьма необычные нарушения соотношений кваркового счета. Едва ли это можно считать решением проблемы описания скалярных мезонов. Здесь, на наш взгляд, проблема из одного места переносится в другое. В работе ⁹ принимается, что правила кваркового счета выполняются на порогах

распадных каналов:

$$g_{Rab}(s) = \gamma_{Rab} F(K_{cm}) = \gamma_{Rab} e^{-(K_{cm}/K_{cut off})^2}, \quad (29)$$

$m_R \Gamma_{Rab} = g_{Rab}^2 (K_{cm})^{2l+1} / \sqrt{s}^{9,79}$. γ_{Rab} — константы связи резонанса R , которые подчиняются правилам кваркового счета. Физические константы связи g_{Rab} содержат формфактор $F(K_{cm})^{9,79}$, нарушающий правила кваркового счета на массовой поверхности резонанса, K_{cm} — импульс частицы a (или b) в системе покоя резонанса R , $K_{cut off} = 0,7$ ГэВ⁹. Здесь можно сразу указать на трудность, с которой столкнется автор работы⁹ при описании нонета тензорных мезонов (f , A_2 , K^{**} , f'), которые в qq -модели совершенно подобны 0^+ -мезонам, поскольку общепризнано, что (ls) -связь незначительна, см., например⁹. Используя (29), мы получим для отношения $\Gamma_{fKK}/\Gamma_{f\pi\pi}$ величину, в 2,5 раза большую экспериментальной. В то же время простейший кварковый счет для констант связи на массовой поверхности (формула (29) без формфактора) великолепно согласуется с экспериментом: $(\Gamma_{fKK}/\Gamma_{f\pi\pi})_{\text{кв. счет}}/(\Gamma_{fKK}/\Gamma_{f\pi\pi})_{\text{эксп}} = 1,06 \pm 0,11$. Кварковый счет также хорошо согласуется и с данными для $\Gamma_{A_2 K\bar{K}}/\Gamma_{A_2 \pi\eta}$. Метод же⁹, несмотря на незначительную разницу фазовых объемов конечных состояний в распадах $A_2 \rightarrow K\bar{K}$, $A_2 \rightarrow \pi\eta$, приводит к величине $\Gamma_{A_2 K\bar{K}}/\Gamma_{A_2 \pi\eta}$, примерно в 1,5 раза большей экспериментального значения (если бы $K_{cm}(\pi\eta) = K_{cm}(K\bar{K})$, то предсказания⁹ совпадали бы с результатами кваркового счета на массовой поверхности).

Кроме того, анализ⁹ нельзя считать законченным потому, что автором не были рассмотрены обширные данные о реакции $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ (совместно с реакцией $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ в области $2m_K$ 1,6 ГэВ), которые дают наибольшую информацию о свойствах S^* - и ϵ -резонансов. По опыту мы знаем, что такое рассмотрение может преподнести ряд сюрпризов. Например, может оказаться, что и в схеме⁹ с феноменологическим формфактором, см. (29), в амплитуде $S^* \leftrightarrow \epsilon$ -перехода недостаточно учитывать вклады лишь промежуточных псевдоскалярных мезонов ($\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, . . .), как это сделано в⁹, т. е. что наряду с ними нужно вводить, например, дополнительную константу (типа $C_{S^*\epsilon}$, см. (13)), эффективно учитывающую вклады других промежуточных состояний, как это выяснилось в нашем анализе.

б) Широкий $(qq\bar{q}\bar{q})$ $\delta(980)$ -резонанс и распады $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$; D , $E \rightarrow \eta\pi\pi$

Возможность интерпретировать δ -резонанс как четырехкварковое состояние, рассмотренная в п. б) гл. 5, вызвала возражения¹⁰. В работе¹⁰ были рассмотрены следующие вопросы: 1) распад $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$, 2) распады D , $E \rightarrow \delta\pi \rightarrow \eta\pi\pi$, 3) вклады «головастиков» в электромагнитные разности масс и смешивания и сделан вывод, что широкий $qq\bar{q}\bar{q}$ -резонанс¹ $\delta(980)$ противоречит экспериментальным данным.

Мы не ставили ранее²¹⁻²³ и не ставили себе здесь цель во что бы то ни стало защитить $qq\bar{q}\bar{q}$ -модель. Однако мы хотим разобрать аргументы авторов работы¹⁰ и показать, что ни один из них не является убедительным, а некоторые просто неверны⁸⁰.

1) Распад $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ *). В работе¹⁰ предполагалось, что распад $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ происходит главным образом через промежуточный δ -мезон $\eta' \rightarrow \delta\pi \rightarrow \eta\pi\pi$. Экспериментальное значение $\Gamma_{\eta' \rightarrow \eta\pi\pi} \approx 180$ кэВ¹. Если взять

*) Замечание о кварковой структуре $\delta(980)$, сделанное в¹⁰ в связи с $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ -распадом, было повторено затем в⁸¹.

$g_{\delta\pi\eta}^2/4\pi$, соответствующее $\Gamma_{\delta\pi\eta} \approx 300$ МэВ, а $g_{\delta\pi\eta'}^2 \approx g_{\delta\pi\eta}^2$, как предсказывает $qq\bar{q}\bar{q}$ -модель (при угле η — η' -смешивания $\theta_{\eta\eta'} \approx -10^\circ$), то $\Gamma_{\eta' \rightarrow \eta\pi\pi}^{(\text{теор})}$ получается примерно на два порядка больше. Что отсюда следует? Прежде всего, отсюда прямо не следует, что $qq\bar{q}\bar{q}$ -модель для δ -резонанса неверна. Точно так же может быть неверным предположение о доминантности δ -резонанса в этом распаде. Отметив противоречие четырехкварковой MIT-bag-модели, авторы¹⁰ упустили из виду, что именно в ней нельзя ограничиться вкладом только одного δ -резонанса в $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ -распаде. Действительно, наряду с δ -резонансом в этой модели есть еще широкие скалярные резонансы с изоспином $I=1$ из других мультиплетов, а именно: $C_\pi(36)$, $C_\pi^s(36)$, $C_\pi^s(9^*)$ с массами 1150, 1550, 1800 МэВ соответственно⁵. $C_\pi(36)$ не связан с $K\bar{K}$ -каналом и поэтому не влияет на описание реакции $K^-p \rightarrow [\pi^-\eta], (K^-K^0)\Sigma_{1385}^+$. $C_\pi^s(36)$ (как и δ) связан с $\pi\eta$ -, $\pi\eta'$ - и $K\bar{K}$ -каналами. Его вклад в $\pi\eta$ -спектр масс в $K^-p \rightarrow \pi^-\eta\Sigma_{1385}^+$ в области δ -резонанса является небольшим плавным когерентным фоном, причем имеющим, согласно $qq\bar{q}\bar{q}$ -модели, такой знак, что его учет будет даже улучшать подгонку, сделанную в^{22, 23} (см. обсуждение в конце п. 6) гл. 5). $\pi\eta$ -спектры масс δ -, C_π - и обоих C_π^s -резонансов различаются между собой тем, что для первого из них в спектре есть резкое усиление вблизи $K\bar{K}$ -порога, а для других оно отсутствует (так как их массы лежат выше $K\bar{K}$ -порога). Но в распаде $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ работают «хвосты» от всех этих резонансов, и они, конечно, должны учитываться на одинаковом основании. Для того чтобы почувствовать, с какого сорта величинами мы действительно имеем дело, используем буквально полученные в MIT-bag-модели^{5, 70} предсказания для масс и констант связи δ -, $C_\pi(36)$ -, $C_\pi^s(36)$ -, $C_\pi^s(9^*)$ -резонансов, пренебрегая для простоты их нестабильностью. Тогда по отношению к вкладу одного δ -резонанса в амплитуде распада

$$\eta' \rightarrow [\delta + C_\pi(36) + C_\pi^s(36) + C_\pi^s(9^*)] \pi \rightarrow \eta\pi\pi$$

возникает подавляющий фактор

$$F = \left[1 - 1,50 \left(\frac{m_\delta^2 - s}{m_{C_\pi(36)}^2 - s} \right) + 0,75 \left(\frac{m_\delta^2 - s}{m_{C_\pi^s(36)}^2 - s} \right) + \right. \\ \left. + 0,057 \left(\frac{m_\delta^2 - s}{m_{C_\pi^s(9^*)}^2 - s} \right) \right] \Big|_{\sqrt{s}=754 \text{ МэВ}} \approx 1 - 1,28 + 0,26 + 0,01 \approx -0,01, \quad (30)$$

значение которого приведено для середины разрешенного интервала для инвариантной массы $\pi\eta$ -системы ($\sqrt{s}=754$ МэВ) в $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ -распаде. Еще раз подчеркнем, что относительные знаки и величины вкладов в (30) не подбирались, а были взяты согласно MIT-bag-модели *)^{5, 70} (см. также ?). Таким образом, очевидно, что MIT-bag-модель вообще не дает какого-либо жесткого предсказания для $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ -распада, хотя разумное значение для $\Gamma_{\eta' \rightarrow \eta\pi\pi}$ легко можно получить, немного варьируя массы резонансов, учитывая их нестабильность, возможные отклонения в соотношениях между константами связи и т. п.

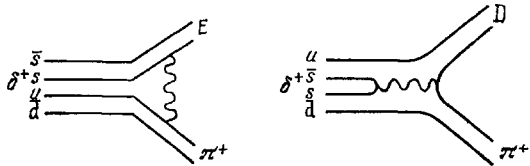
Если уж говорить о теоретических трудностях описания $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ -распада «примитивными» $qq\bar{q}\bar{q}$ -состояниями MIT-bag-модели, то они, конечно, в первую очередь связаны с резонансами в $\pi\pi$ -системе, $\eta' \rightarrow (\varepsilon + \dots) \eta \rightarrow \pi\pi\pi$. Трудности здесь те же, что и в s -волне $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$. У порога амплитуда

) Напомним, что в самом простейшем варианте связь низших скалярных четырехкварковых состояний (состояний, не возбужденных по орбитальному моменту или радиальному квантовому числу) из 9 , 9^ , 36 U(3)-мультиплетов с псевдоскалярными (и векторными) мезонами, из которых (ни как бы «состоят», определяется одной константой g_0^5 .

этой реакции мала, хотя вполне могла бы быть велика благодаря широкому ϵ (650)- $q\bar{q}q\bar{q}$ -резонансу ⁵. Однако весьма наивно искать здесь противоречие с MIT-bag-моделью, в которой, с одной стороны, не учитывались требования киральной симметрии ⁸², а с другой — суперразрешенная связь ϵ с $\pi\pi$ не позволяет рассматривать его как отдельный резонанс (полюсное приближение). ϵ -мезон как бы исчезает в фоне и проявляется как полюс в P -матрице ⁶.

2) Р а с п а д ы $D, E \rightarrow \delta\pi \rightarrow \eta\pi\pi$. В работе ¹⁰ утверждается, что $q\bar{q}q\bar{q}$ -модель для δ -резонанса предсказывает $R \equiv \Gamma(E \rightarrow \delta\pi)/\Gamma(D \rightarrow \delta\pi) \gg 1$ вместо $R_{\text{эксп}} \ll 1$. Поскольку обычно структура по ароматам для δ -мезона символически (кратко) изображается в виде $\delta^0 = ss(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$, авторам ¹⁰ кажется, что E -мезон, который является почти чистым ss -состоянием ($J^P = 1^+$), охотно распадается на $\delta\pi$, а D -мезон, который в основном является $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ -состоянием ($J^P = 1^+$), распадается на $\delta\pi$ только за счет

Рис. 11. Несуперразрешенные по Цвейгу диаграммы первого порядка по α_s , ответственные за связь δ -резонанса с $E\pi$ - и $D\pi$ -мезонами. Волнистая линия соответствует глюону.



небольшой примеси ss . Однако подобные рассуждения только кажутся естественными. Это было бы действительно так, если бы связь δ с 1^+0^- -системой была суперразрешенной по Цвейгу (как, например, связи δ с $\pi\eta$, $\pi\eta'$, $K\bar{K}$). В ¹⁰ не учитывалась структура волновой функции четырехкваркового δ -мезона, который в MIT-bag-модели как бы состоит лишь из пар 0^- и 1^- $q\bar{q}$ -мезонов, с которыми он имеет суперразрешенные связи ⁵, ⁷⁰. Волновая функция δ имеет вид ⁷⁰ (см. табл. I)

$$|\delta\rangle = |0,743PP - 0,041VV + 0,646V\bar{V} - 0,169P\bar{P}\rangle, \quad (31)$$

где P, V и \bar{P}, \bar{V} — бесцветные $0^-, 1^-$ и цветные $0^-, 1^-$ $q\bar{q}$ -состояния. В ней вообще нет 1^+0^- -компоненты. Связь δ с $E\pi$ и $D\pi$ может осуществляться в этом случае в одном порядке по α_s , например, за счет изображенных на рис. 11 диаграмм с обменом глюоном (так как в (31) есть $V\bar{V}$ -компонента). Конечно, рассчитать эти диаграммы в настоящий момент нет возможности, но, самое главное, видно, что никакого предпочтения к распаду на $\delta\pi$ у E -мезона по сравнению с D -мезоном нет. Ясно, что $R_{\text{эксп}} \ll 1$ не выглядит каким-либо вызовом четырехкварковой MIT-bag-модели.

3) В работе ¹⁰ обсуждается также возможность использовать δ^0 -мезон для объяснения электромагнитных разностей масс и смешиваний в векторном и псевдоскалярном мезонных нонетах в модели «головастиков». Сейчас общепринято, и с этим согласны авторы ¹⁰, что наилучшей реализацией старого механизма «головастиков» является схема с нарушением $SU(2)$ -симметрии для масс u - и d -кварков. Вклад «головастиков» в электромагнитные разности масс и смешивания, насколько мы понимаем, рассмотрен в ¹⁰, так сказать, для полноты отрицательных аргументов против широкого ($q\bar{q}q\bar{q}$) δ -резонанса. Мы не будем здесь останавливаться на этом вопросе подробно. Скажем только, что он возник также в результате недоразумения, связанного с наивным использованием символической записи волновой функции ($q\bar{q}q\bar{q}$) δ -мезона. Подчеркнем, что если бы и пришлось объяснять электромагнитные разности масс и смешивания $q\bar{q}q\bar{q}$ -«головастиками», то в MIT-bag-модели не существует для этого каких-либо принципиальных трудностей (подробности см. в ⁸⁰).

в) Где скалярный $\bar{q}q$ -нонет?

Несколько слов о скалярных мезонах в $\bar{q}q$ -системе. Предположим, что четырехкварковая интерпретация «табличных» скалярных мезонов правильна, тогда возникают два вопроса. Во-первых, куда девался p -волновой $\bar{q}q$ -нонет 0^{++} ? Во-вторых, почему не смешиваются $\bar{q}q$ - и $qqqq$ -скалярные мезоны?

На первый вопрос могут быть два ответа. Во-первых, если массы скалярных $\bar{q}q$ -мезонов велики (больше 1,7 ГэВ, как, например, в ⁴), то их просто еще не могли видеть в двухчастичных каналах, так как анализ фаз и неупругостей в этой области практически отсутствует. Кроме того, в этом случае очень вероятно, что эти резонансы сильно неупругие (т. е. распадаются на многочастичные состояния), так что их эффективнее искать не в двухчастичных реакциях. Вообще, надо отметить, что искать частицы со спином нуль и с массой в районе 2 ГэВ в адронных реакциях задача крайне трудная. Во-вторых, если массы скалярных $\bar{q}q$ -мезонов лежат в области 1,2—1,7 ГэВ, они тоже могут быть сильно неупругими (как, например, векторный ρ' (1600)), и поэтому их не видели в двухчастичных реакциях.

Теперь о смешивании. Если массы $\bar{q}q$ -нонета велики (больше 1,7 ГэВ), то их слабое смешивание с более легкими $qqqq$ -состояниями не слишком удивительно. Если же массы $\bar{q}q$ -нонета примерно такие же, как у $qqqq$ -нонета, то отсутствие смешивания, конечно, удивительно. Следует ли из анализа в пятой части, что ϵ , κ являются чистыми $qqqq$ -состояниями? Конечно, нет. В то же время трудно себе представить, что в S^* - и δ -мезонах есть большая примесь $\bar{q}q$ -компоненты. Непонятно, как одновременно объяснить вырождение масс S^* - и δ -мезонов и подавленность связи S^* -мезона с $\pi\pi$ -каналом.

Отметим еще одно обстоятельство. Если бы ϵ (1300—1400)-резонанс являлся членом «идеального» $\bar{q}q$ -нонета с $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ -кварковой структурой, то должен бы существовать и его партнер с $I = 1$ и массой 1300—1400 МэВ (состояние $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$). Намеки на такое состояние были ^{15, 20, 83}, однако они весьма ненадежны и оно не приводится в таблицах частиц ^{1, 11}. В то же время, если ϵ (1300—1400)-, κ (1350—1500)- и недавно найденный ²⁹ $S^{*'}(1770)$ -резонансы принадлежат $qqqq$ (9^* , 0^+)-нонету, то обнаружение резонанса с $I = 1$, массой ≈ 1770 МэВ и шириной 100—200 МэВ — партнера $S^{*'}(1770)$ было бы веским свидетельством в пользу четырехкварковой модели. Искать его нужно в спектрах масс $\rho\phi$ -, $K^*\bar{K}^*$ -, $K\bar{K}$ -, $\eta\eta$ -, $\eta\eta'$ -каналов.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все сказанное выше, как нам кажется, позволяет сделать вывод, что скалярные S^* -, ϵ -, δ -, κ -резонансы являются весьма необычными и интересными объектами, природа которых еще до конца не понята. Мы стремились также показать, что физика скалярных мезонов предоставила нам ряд задач, имеющих решающее значение для феноменологических моделей, построенных на основе идей современной теории сильных взаимодействий (пленение [цвета, квантовая хромодинамика). В заключение перечислим главные из них.

1) Несомненно, что среди 0^+ -резонансов есть один, а именно $S^*(980)$ -резонанс, который проявляет весьма необычные свойства. Как бы ни относиться к описанию других скалярных резонансов, но вырождение масс $S^*(980)$ -, $\delta(980)$ -мезонов и большая связь S^* с $K\bar{K}$ по сравнению с $\pi\pi$ наиболее естественно объясняются четырехкварковой структурой S^* .

2) Хотя в настоящее время уже имеются обширные данные о скалярных мезонах, но все же их еще недостаточно, чтобы надежно отбраковать различные возможности их описания. В области 1,3—2 ГэВ (как, впрочем, и вблизи

$K\bar{K}$ -порога) в реакциях $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ нужны еще некоторые усилия, чтобы получить более четкую экспериментальную картину поведения модулей и фаз амплитуд этих процессов. Теоретические (феноменологические) анализы данных о скалярных мезонах также небезукоризненны (некоторые их аспекты находятся, по существу, в зачаточном состоянии, например, проблема фона, если иметь в виду неформальное описание (подгонку данных)).

3) Интересно изучить новые процессы с участием S^* (980)- и ϵ (1300—1400)-резонансов, например, реакцию $\pi^+\pi^- \rightarrow \eta\eta$.

4) Современные данные не требуют никаких новых резонансов в области 1—1,6 ГэВ, кроме табличных ¹.

5) Нет указаний на существование в этой области энергий скалярного $SU(3)$ -синглетного состояния (глюония).

6) Очень интересную дополнительную информацию о кварковом составе S^* - и δ -резонансов следует ожидать из реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ соответственно. Здесь уже имеется весьма интригующий факт, который может быть связан с необычной природой S^* - и δ -резонансов: S^* и δ , в отличие от f - и A_2 -мезонов, не видели в $\gamma\gamma$ -столкновениях ⁸⁴⁻⁸⁶. Это обстоятельство легко понять в $q\bar{q}q\bar{q}$ -модели. Если скалярные S^* - и δ -мезоны являются четырехкварковыми состояниями из $(9, 0^+)$ — MIT -bag-нонета, то их связь с $\gamma\gamma$ должна быть сильно подавлена ⁷.

Институт математики СО АН СССР,
Новосибирск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Data Group.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 111, p. 9, 128, 137, 169, 170.
2. Crewther R. J. Preprint CERN TH.— 2791.— 1979.
3. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 385, 448.
Вайнштейн А. И. и др.— Физ. ЭЧАЯ, 1982, т. 13, с. 542.
4. Zhitnitsky A. R., Zhitnitsky I. R. Preprint Inst. Nucl. Phys. 82-65.— Novosibirsk, 1982.
5. Jaffe R. L.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 267, 281.
6. Jaffe R. L., Low F. E.— Ibid., 1979, v. 19, p. 2105.
7. Achasov N. N., Devyanin S. A., Shestakov G. N.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 108, p. 134; Zs. Phys. Ser. C, 1982, v. 16, p. 55.
8. Etkin A. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 2446.
9. Törnqvist N. A. Preprint University of Helsinki HU-TFT-82-1.— 1982; Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 624.
10. Bramer A., Masso E.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 120, p. 240.
11. Particle Data Group.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 22, p. 123, 134, 169, 170.
12. Particle Data Group.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 75, p. 6, 106, 115, 116.
13. Brandenburg G. W. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 104, p. 413.
14. Gidal G. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 153.
15. Estabrooks P.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 19, p. 2678.
16. Morgan D.— Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 51, p. 71.
Hey A. J. G., Morgan D.— Rept. Progr. Phys., 1978, v. 41, p. 675.
17. Ozaki S.— In: Proc. of the 19th Intern. Conference on High Energy Physics.— Tokyo, 1978.— P. 101.
18. Flatte S. M.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 63, p. 224, 228.
19. Martin A. D., Ozmutlu E. N., Squires E. J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 121, p. 514.
20. Martin A. D., Ozmutlu E. N.— Ibid., 1979, v. 158, p. 520.
21. Ачасов Н. Н., Девианин С. А., Шестаков Г. Н.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1098.
22. Achasov N. N., Devyanin S. A., Shestakov G. N.— Preprint Inst. for Mathematics, TP-121.— Novosibirsk, 1981.
23. Achasov N. N., Devyanin S. A., Shestakov G. N.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 96, p. 168.
24. Irving A. C., Martin A. D., Done P. J.— Zs. Phys. Ser. C, 1981, v. 10, p. 45.
25. Jaffe R. L. Rapporteur Talk at the 1981 Lepton Photon Symposium. Bonn, August 1981.

26. Biswas N. N. et al.—Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1387.
27. Petersen J. L.—CERN Yellow Report, 77-04.—Geneva, 1977.
28. Polychronakos V. A. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1317.
29. Etkin A. et al.—Ibid., 1982, v. 25, p. 1786.
30. Flatte S. M. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 38, p. 232.
31. Protopopescu S. D. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 7, p. 1279.
32. Grayer G. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 75, p. 189.
33. Hyams B. et al.—Ibid., 1973, v. 64, p. 134; 1975, v. 100, p. 205.
34. Estabrooks P., Martin A. D.—Ibid., 1975, v. 95, p. 322.
35. Leeper R. J. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 2054.
36. Buttram M. et al.—Ibid., 1976, v. 13, p. 1153.
37. Corden M. J. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 157, p. 250.
38. Becker H. et al.—Ibid., 1979, v. 151, p. 46.
39. Алексеева Е. А. и др.—ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1007.
40. Martin A. D., Pennington M. R.—Ann. of Phys., 1978, v. 114, p. 1.
41. Binnie D. M. et al.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1534.
42. Apel W. D. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 41, p. 542; 1975, v. 57, p. 398; Preprint BNL-25056 presented at the 19th Intern. Conference on High Energy Physics. Tokyo, 1978.
43. Borreani G. et al. Preprint Rutherford Lab. 78-026.—1978; Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 28.
44. Cason N. M. et al.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1316.
45. Apel W. D. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 201, p. 197.
46. Pawlicki A. J. et al.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1666; Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 3196.
47. Cohen D. et al. Preprint ANL-HEP-PR-78-22.—1978.
48. Wicklund A. B. et al.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1469.
49. Cohen D. et al.—Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 2595.
50. Görlich L. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 174, p. 16.
51. Costa G. et al.—Ibid., v. 175, p. 402.
52. Wetzel W. et al.—Ibid., 1976, v. 115, p. 208.
53. Cason N. M. et al.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1485; 1978, v. 41, p. 271.
54. Loverre P. F. et al.—Zs. Phys. Ser. C, 1980, v. 6, p. 187.
55. Estabrooks P. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 133, p. 490; Preprint SLAC-PUB-1886.—1977.
56. Lang C. B.—Fortschr. Phys., 1978, Bd. 26, S. 509.
57. Ratcliff B. N.—Invited Talk Presented at the Intern. Conference on Experimental Meson Spectroscopy.—Upton, N.Y.: BNL, April 1980; SLAC-PUB-2542.—1980.
58. Aston D. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 106, p. 235.
59. Gay J. B. et al.—Ibid., 1976, v. 63, p. 220.
60. Gordon M. J. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 144, p. 253.
61. Gurtu A. et al.—Ibid., 1979, v. 151, p. 181.
62. Stanton N. R. et al.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 346.
63. Dionisi C. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 169, p. 1.
64. Bromberg C. et al.—Preprint CALT-68-747, 1980.
65. Aguilar-Benitez M. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 140, p. 73.
66. Мухин К. Н., Патаракин О. О.—УФН, 1981, т. 133, с. 377.
67. Филиппов А. Т.—УФН, 1982, т. 137, с. 201.
68. Chanowitz M. S.—In: Proc. of Summer Institute on Particle Physics. July 27 — August 7, 1981; in: The Strong Interactions; SLAC Rept. No. 245.—January 1982.—P. 41.
69. Montanet L. Preprint CERN/EP 82-69, 7 June 1982, submitted to Rept. Progr. Phys.
70. Wong C. W., Liu K. F.—Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 2039.
71. Achasov N. N., Devyanin S. A., Shestakov G. N.—Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 102, p. 196.
72. Weinstein J., Isgur N.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 659; Preprint University of Toronto.—1981.
73. Ачасов Н. Н., Десянин С. А., Шестаков Г. Н.—Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 37.
74. Apel W. D. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 57, p. 398.
75. Davydov V. A. et al.—Lett. Nuovo Cimento, 1981, v. 32, p. 45.
76. Irving A. C.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 217.
77. Achasov N. N., Devyanin S. A., Shestakov G. N.—Ibid., 1979, v. 88, p. 367.
78. Ачасов Н. Н., Десянин С. А., Шестаков Г. Н.—ЯФ, 1981, т. 33, с. 1337.
79. Törnqvist N. A.—Ann. of Phys., 1979, v. 123, p. 1.
Ross M., Törnqvist N. A.—Zs. Phys. Ser. C, 1980, v. 5, p. 205.

80. A c h a s o v N. N., D e v y a n i n S. A., S h e s t a k o v G. N. — Phys. Scripta., 1983, v. 27, p. 330.
81. Д и н е й х а н М., Е ф и м о в Г. В. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 486.
82. J a f f e R. L. Lectures presented at the Erice Summer School «Ettore Majorana». Erice, Sicily, 1979; Preprint M.I.T. CTP-814. — 1979.
83. M a r t i n A. D. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 417; Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 140, p. 158.
84. F i e l d J. H. Rapporteur Talk at the Intern. Colloquium on Photon-Photon Interactions. Paris, April 1981; Preprint DESY 81/037. — July 1981.
85. H a i s s i n s k i J. Talk given at the 17th Rencontre de Moriond Les Arcs, March 1982; Preprint LAL-82/11. — 1982.
86. E d w a r d s C. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 110, p. 82.

