1982 г. Июнь Том 137, вып. 2
УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.126.3

СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

А. Т. Филиппов

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Этот обзор посвящен спектроскопии легких мезонов, построенных из легких кварков u, d, s и глюонов g. Хотя кварки были изобретены именно для объяснения закономерностей спектра легких адронов (мезонов и барионов), сейчас их в основном изучают в реакциях при больших энергиях и передачах импульса («жесткие» процессы), особенно в рассеянии электронов и нейтрино на адронах, в аннигиляции электронов и позитронов и др. В этих реакциях структура адронов проявляется наиболее четко, и успехи модели кварков весьма наглядны (величина R в e^+e^--аннигиляции, кварковые и глюонные струи и т. п.). Одним из самых значительных достижений модели кварков явилось также предсказание и описание свойств семейства мезонов, состоящих из тяжелых кварков c и b. Все эти успехи вызвали быстрое развитие квантовой хромодинамики (КХД), которая была первоначально изобретена для объяснения парадоксов, возникших в кварковой спектроскопии легких адронов. Применение КХД к процессам с большими передачами импульса или с участием тяжелых кварков оказалось плодотворным по той причине, что во многих случаях удается использовать для расчетов стандартную теорию возмущений (ТВ), разработанную в квантовой электродинамике (КЭД). Строго говоря, такая «пертурбативная» КХД (или ПКХД) применима лишь к элементарным актам жесткого взаимодействия кварков и глюонов, в которых они приобретают или отдают большой импульс. При этом благодаря асимптотической свободе КХД эффективная константа связи кварков и глюонов в предельном случае оказывается достаточно малой и поправками высших приближений можно пренебречь. Хотя при достигнутых сегодня энергиях эффективная константа связи еще не очень мала и поправки в большинстве случаев велики, с этим затруднением можно в принципе справиться, используя многочисленные методы суммирования диаграмм теории возмущений, разработанные в КЭД. Более трудная проблема связана с тем, что в начальных и конечных состояниях наблюдаются не кварки и глюоны, а реальные адроны (легкие мезоны и барионы), для описания которых ПКХД принципиально непригодна не только из-за роста эффективной константы связи при малых передачах импульса, но главным образом из-за существования непертурбативных эффектов, вообще не проявляющихся в стандартной теории возмущений. Эти эффекты, по-видимому, связаны со сложной структурой вакуума в КХД, и задача состоит в том, чтобы построить теорию возмущений, которая учитывала бы вакуумные и другие непертурбативные эффекты уже в нулевом приближении. Такая теория (или даже реалистичная модель) пока не разработана, однако в некоторых случаях удалось более или менее надежно изолировать непертурбативные эффекты и оценить их величину. Эти исследования показали, что спектроскопия легких мезонов является одним из основных источников сведений о непертурбативных эффектах в КХД. Уже одно это обстоятельство определяет значение экспериментального изучения и теоретического анализа ее закономерностей как одной из важнейших задач физики высоких энергий. Помимо этого исследование спектра и распадов легких мезонов позволяет выяснить другие важные для построения последовательной теории эффекты — нарушение киральной и SU(3)-симметрии, смешивание кварковых конфигураций, спиновое расщепление и т. д. Наконец, принципиальное значение имело бы обнаружение многокварковых и особенно чисто глюонных состояний. Подчеркнем, что наблюдение чисто глюонных резонансов по существу однозначно подтвердило бы правильность основных идей КХД и открыло новый раздел физики резонансных состояний. Их, как и многокварковые состояния, надо искать среди легких мезонов, но отличить их от «обычных» мезонов, построенных из кварка и антикварка, совсем не просто. Ясное понимание закономерностей спектроскопии обычных мезонов абсолютно необходимо и для решения этой задачи. Основная цель этого обзора — выявление этих закономерностей на уровне феноменологии, основанной на модели кварков и использующей основные идеи КХД.

Почти все хорошо изученные мезонные резонансы можно считать составленными из кварка q и антикварка $\bar{q}$ ($q\bar{q}$-состояние). Примесь глюонных состояний в некоторых мезонах, видимо, имеется, но чисто глюонные состояния (глюоний) пока найти не удалось и их предполагаемые свойства ниже обсуждаются лишь кратко. Сложнее обстоит дело с экзотическими мезонами, состоящими из бо́льшего числа кварков, $q\bar{q}q\bar{q}$. Хотя существование таких состояний с достаточной достоверностью пока не установлено, имеются некоторые указания на то, что такие состояния, или их смеси с обычными кварк-антикварковыми состояниями, уже наблюдаются. К сожалению, все подозреваемые на экзотичность мезоны имеют квантовые числа (заряд Q, изоспин I, G-четность, спин J, четность P и C-четность), которые разрешены в нерелятивистской кварковой модели и для состояний $q\bar{q}$.

Поэтому, чтобы подозрения могли превратиться в уверенность, необходимо доказать невозможность интерпретации подозреваемых мезонов как кварк-антикварковых состояний. Для этого, естественно, требуется достаточно полное знание свойств мезонов, состоящих из кварка и антикварка. Одна из основных задач данного обзора — выявление этих свойств на феноменологическом уровне, без привлечения сложных или чересчур детальных динамических моделей. Результаты, полученные в подобных моделях, конечно, будут упоминаться, и ниже приводится очень беглый их перечень. В основном же используются простейшие предположения и аппарат, не выходящий за пределы современного курса общей физики (см., например, [1,2]). Оправданием такому отбору материала служит не только ограничение объема обзора, но и отсутствие последовательной теории, позволяющей с единой точки зрения объяснить все основные факты этой области физики. Хотя в отдельных направлениях более детальные модели достигли значительных успехов, достаточно полную и четкую картину состояния спектроскопии легких мезонов можно пока нарисовать, лишь ограничившись скудной палитрой красок феноменологии.

На сегодня нет ни одного опытного факта, не укладывающегося в представления о кварковой структуре адронов. Почти столь же несомненно, что помимо обычных квантовых чисел B, Q, I, J кварки обладают еще одной — цветовой — степенью свободы, так что каждый кварк — триплет цветовой группы SU_3^c, а все наблюдаемые адроны «бесцветны» (т. е. синглеты этой группы). Менее определенна ситуация с зарядами кварков. Скорее всего они дробные ($Q_u = +2/3$, $Q_d = Q_s = -1/3$, $Q_c = +2/3$, $Q_b = -1/3$, в единицах заряда электрона e), но с абсолютной достоверностью исключить целочисленные заряды цветных кварков пока не удается. В дальнейшем мы всегда будем говорить о кварках как объектах с указанными выше дробными зарядами.

В современных экспериментах на ускорителях свободные кварки не наблюдались. Поиски дробно заряженных частиц в космических лучах пока не дали достаточно определенных результатов, ввиду трудностей с интерпретацией наблюдений. Большинство экспериментов по поискам дробных зарядов в различных веществах (измерение зарядов малых частиц) не привели к их обнаружению (см., например, одну из последних работ [3], в которой использовались частицы железа). Исключение представляют опыты с шариками ниобия [4], в которых наблюдаются заряды $\pm 1/3$. Напомним, что похожая ситуация была и лет 60—70 назад, когда Эренхафт, одновременно с Милликеном и другими, наблюдавшими лишь целые заряды, видел в аналогичных опытах с частицами серебра дробные, «субэлектронные» заряды (см. дискуссию в работах [5]; экспериментальная техника с того времени заметно улучшилась).

Ясно, что поиски дробных зарядов необходимо продолжать, используя различные вещества. В работе [6] сделана попытка систематизировать химические свойства элементов, в которых с наибольшей вероятностью могли бы «застрять» кварки. Авторы этой работы считают, что отрицательные результаты выполненных до сих пор опытов по поискам кварков в различных веществах не накладывают существенных ограничений на распространенность кварков в природе *). В любом случае, если свободные кварки и существуют, то их масса, видимо, существенно больше масс известных сегодня мезонов. Когда мы называем кварки u, d, s легкими, то имеем ввиду их эффективную массу внутри адрона, которая, вообще говоря, может быть разной в разных адронах, а также зависит от условий наблюдения кварков. Например, эффективная масса кварка-партона, или токового кварка, наблюдаемого в процессах с большими передачами импульса, может существенно отличаться от эффективной массы структурного кварка, с которым мы имеем дело в спектроскопии мезонов, где передачи импульса, как правило, весьма малы. Масса свободных кварков, если они существуют, велика и не имеет никакого отношения к эффективным массам кварка внутри адрона.

---

*) См., однако, оценку распространенности кварков в работе [7]. О возможности снижения этой оценки см. [8]. Обзор экспериментов по поискам кварков см. в [9]. Последние эксперименты обсуждаются в раппортерском докладе Монтане [10] на конференции в Мэдисоне, США, июль 1980 г.

В дальнейшем речь идет почти всегда о структурных кварках. Мы стараемся делать как можно меньше предположений об их свойствах, чтобы оставить открытой возможность установления связи между, скажем, структурными и токовыми кварками. В некоторых конкретных динамических моделях такую связь удается найти, правда, ценой довольно далеко идущих и недостаточно обоснованных предположений. Стремление избежать этого и говорить на максимально общем языке, пригодном для формулировки самых разных моделей, конечно, приводит к тому, что, в отличие от токового кварка пертурбативной КХД, основной объект нашего анализа — структурный кварк — кажется определенным несколько расплывчато. К сожалению, при современном уровне понимания явлений с малыми передачами импульса в КХД, полностью избежать этой расплывчатости не удается. В самом деле, пока нет строгой теории структуры адронов, четко определить структурный кварк невозможно; когда она будет построена, это определение, скорее всего, станет ненужным.

Можно попытаться сравнить структурный кварк с элементарным возбуждением (квазичастицей) в конденсированном веществе. Хотя эта аналогия заведомо не полна и, вероятно, даже неправильна, она помогает уяснить, что структурный кварк отличается от токового не меньше, чем, скажем, электрон-квазичастица ферми-жидкости — от свободного электрона. Реально подобные представления ниже не используются. Мы просто постепенно вводим основные феноменологические характеристики структурного кварка, по мере того как их мотивированность становится достаточно ясной. Наиболее интересны, конечно, те характеристики, которые тесно связаны с пленением цветовых степеней свободы и с нетривиальными свойствами вакуума.

Большинство теоретиков придерживаются догмы вечного пленения кварков с дробными зарядами. Опровергнуть эту догму в принципе легко — достаточно найти свободные кварки. Обосновать ее экспериментально — задача принципиально иного рода. Необходимо построить соответствующую теорию и проверить все ее основные предсказания. Для понимания спектроскопии адронов, к счастью, не обязательно иметь такую теорию, достаточно, например, представлять себе, что свободные кварки очень тяжелые и «выбить» их из адронов очень трудно. Использование предположений о пленении кварков в различных моделях можно поэтому считать просто хорошим приближением к реальности. В таком ограниченном виде гипотеза о пленении кварков несомненно подтверждается спектроскопией адронов, и одно это уже определяет многие существенные отличия спектроскопии мезонов и барионов от спектроскопии молекул, атомов или ядер. Хотя нам и приходится часто прибегать к аналогиям с этими «старыми» спектроскопиями, не следует понимать эти аналогии слишком буквально или проводить их слишком далеко.

Прежде чем переходить к основному предмету обзора, подчеркнем, что список цитируемой литературы очень ограничен. За исключением отдельных экскурсов в историю, необходимых для понимания современной ситуации, автор вынужден почти полностью отказаться от ссылок на основополагающие и оригинальные работы, хорошо известные и освещенные в обзорной литературе и монографиях. Все экспериментальные данные, источники которых не указаны, взяты из обзора [11], где можно найти ссылки на оригинальные работы. Историю развития составных моделей адронов можно проследить по книге [12], по которой можно также познакомиться со многими расчетами в модели кварков. Очень ясное изложение кварковой модели адронов, не требующее предварительного знакомства с предметом, содержится в лекциях [13]. Краткое изложение основных результатов модели кварков и многочисленные литературные указания читатель найдет в [14]. Более новые идеи и результаты отражены в раппортерском докладе автора на конференции в Тбилиси [15], где приводится довольно обширный обзор литературы. Обсуждение экспериментальных данных и феноменологии бозонных резонансов можно найти в [10, 16–19] и в трудах международных конференций по физике высоких энергий (Лондон, 1974 г., Тбилиси, 1976 г., Токио, 1978 г., Мэдисон, 1980 г.). В трудах Лондонской конференции [20] особенно хорошо освещена феноменологическая теория распадов адронных резонансов, основанная на преобразовании от структурных кварков к токовым (так называемое преобразование Мелоша, см. также [18,19]). В трудах Токийской конференции [21] хорошо отражены идеи применения квантовой хромодинамики к спектроскопии адронных резонансов, особенно подробно обсуждаются экзотические состояния и очарованные частицы. Применение КХД к спектроскопии чармония рассмотрено в обзоре [22]. С основными результатами КХД и историей ее развития можно познакомиться по обзорам [23,24]. В конце этой работы мы коснемся некоторых новых теоретических идей, с которыми связаны надежды на более глубокое понимание спектроскопии легких мезонов на основе КХД, но сначала подробно рассмотрим экспериментальные данные и проанализируем их, не прибегая к помощи слишком детальных динамических моделей.

2. МЕЗОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ И ИХ ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Основные данные о мезонных резонансах приведены в таблице. Информация, не содержащаяся или отличающаяся от данной в [11], заключена в квадратные скобки, снабжена указанием на источник и обсуждается в тексте. В таблице, в основном, приведены лишь достаточно твердо установленные данные, а те, которые кажутся автору недостаточно надежными, сопровождаются вопросительным знаком и также обсуждаются в тексте. Необходимо учитывать, что некоторые из «достаточно твердо установленных данных» могут в будущем заметно измениться, особенно это относится к результатам, полученным в единственном эксперименте с небольшой статистикой. В подобных случаях либо имеется ссылка на соответствующий эксперимент, либо восклицательный знак («прочие опасности»). В последнем случае ссылку можно найти в [11]. Нужно также иметь в виду, что физика мезонных резонансов развивается сейчас быстро, и к моменту выхода этого обзора в свет появятся новые данные, которые возможно даже изменят картину в целом. Автор надеется как-то учесть это при корректуре. В основном в обзоре использованы данные, опубликованные до конца 1980 г. и в начале 1981 г. В немногих случаях используются результаты, доложенные на конференции в Мэдисоне (июль 1980 г.) и обсуждаемые в раппортерских докладах Монтане [10] и Беркельмана [25]. При этом указывается название экспериментальной группы и (или) фамилия первого из авторов работы и дается ссылка на указанные раппортерские доклады.

В таблице приведены не все известные результаты. Более полную информацию читатель может получить в [11]. Подробный обзор данных о стабильных или распадающихся за счет слабого или электромагнитного взаимодействия частицах имеется в [26].

Помимо экспериментально установленных квантовых чисел мезонов в таблице приведены в квадратных скобках: предполагаемый кварковый состав, например [$u\bar{d}$] и спектроскопическое обозначение квантовых чисел, связанных с относительным движением кварков в адроне; например, [$^3P_2$] означает, что орбитальный момент относительного движения L и полный спин кварков S равны 1. Использование последнего нерелятивистского

Таблица

Символ $(I^G J^{PC})[^{2S+1}L]$	M, МэВ	Γ_t, МэВ	Распады	B, %	Γ, МэВ
1. $\pi\ (1^-0^{-+})$ $[^1S]$	137 (3)	$7,95\,(55)\cdot10^{-6}\ (\pi^0)$	$\pi^0\to\gamma\gamma$	98,85 (5)	$7,86\,(54)\cdot10^{-6}$
2. $\eta\ (0^+0^{-+})[^1S]$ $[\eta_u c_\eta - \eta_s s_\eta]$	548,8 (6)	$0,85\,(12)\cdot10^{-3}$ [34] $[2,63\,(58)\cdot10^{-3}]$ [35]	3π	53,5 (1,3)	$0,455\,(65)\cdot10^{-3}$
			$\gamma\gamma$	38,0 (1,0)	$0,324\,(46)\cdot10^{-3}$
			$\pi^+\pi^-\gamma$	4,89 (13)	$0,042\,(6)\cdot10^{-3}$
			$\pi^0\gamma\gamma$	$[<0,1]$ [36]	$[<1\cdot10^{-6}]$
3. $\eta'\ (0^+0^{-+})$ $[^1S]$ $\eta'_u s_{\eta'} + \eta'_s c_{\eta'}$	957,6 (3)	[0,295 (85)]	$\rho\gamma$	29,8 (1,6)	$[0,88\,(26)\cdot10^{-3}]$
			$\omega\gamma$	2,7 (5)	$[8,0\,(2,8)\cdot10^{-3}]$
			$\gamma\gamma$	1,9 (2)	$[5,7\,(1,5)\cdot10^{-3}]$
4. $K\ (^1/_2 0^{-+})$ $[^1S]$ $[u\bar{s}]$	495,7 (2,8)	Стабилен	—	—	—
5. $\rho\ (1^+1^{--})$ $[^3S]$ $[u\bar{d}]$	776 (3)	158 (5)	$\pi\pi$	≈ 100	
			$\pi^-\gamma$	[0,042 (5)]	$[67\,(7)\cdot10^{-3}]$ [42]
			$\eta\gamma$	$[3,6\,(9)\cdot10^{-2}]$ [44]	$[57\,(14)\cdot10^{-3}]$
			e^+e^-	0,0043 (5)	$6,8\,(8)\cdot10^{-3}$
6. $\omega\ (0^-1^{--})$ $[^3S]$ $[\omega_u c_\omega - \omega_s s_\omega]$	782,4 (2)	10,1 (3)	$\pi^+\pi^-\pi^0$	89,8 (5)	9,07 (27)
			$\pi\gamma$	8,8 (5)	0,889 (62)
			$\pi^+\pi^-$	1,4 (2)	0,14 (2)
			$\eta\gamma$	$(3,0^{+2,5}_{-1,8})\cdot10^{-2}$ [44]	$3,0^{(2,5)}_{(1,8)}\cdot10^{-3}$
			e^+e^-	0,0076 (17)	$0,77\,(17)\cdot10^{-3}$
			$\pi\mu^+\mu^-$	$[9,6\,(2,3)\cdot10^{-3}]$ [45]	$[0,97\,(23)\cdot10^{-3}]$
7. $\varphi\ (0^-1^{--})$ $[^3S]$ $[\varphi_u s_\varphi + \varphi_s c_\varphi]$	1019,6 (1)	4,1 (2)	K^+K^-	48,6 (1,2)	1,99 (11)
			$K_L K_S$	35,2 (1,2)	1,44 (10)
			$\pi^+\pi^-\pi^0\ (\rho\pi)$	14,7 (7)	0,60 (4)
			$\eta\gamma$	1,5 (2)	$62\,(9)\cdot10^{-3}$
			$\pi^0\gamma$	0,14 (5)!	$5,7\,(2,0)\cdot10^{-3}$!
			e^+e^-	0,031 (1)	$1,27\,(7)\cdot10^{-3}$
8. $K_V\ (^1/_2 1^{--})$ $[^3S]$ $[u\bar{s}]$	895 (4)	50,3 (8)	$K\pi$	≈ 100	
			$K^-\gamma$	[0,12 (3)]	$[62\,(14)\cdot10^{-3}]$ [43]
			$K^0\gamma$	0,15 (7)	$75\,(35)\cdot10^{-3}$
9. $A_2\ (1^-2^{++})$ $[^3P]$ $[u\bar{d}]$	1317 (5)	102 (5)	$\rho\pi$	70,0 (2,2)	71,4 (2,2)
			$\eta\pi$	14,6 (1,1)	14,9 (1,1)
			$K\bar{K}$	4,8 (5)	4,9 (5)
			$\pi\gamma$	0,45 (11)!	0,46 (11)!
			$\eta'\pi$	<1	<1
10. $f\ (0^+2^{++})\ [^3P]$ $[f_u c_f - f_s s_f]$	1273 (5)	178 (20)	$\pi\pi$	83,1 (1,9)	148 (17)
			KK	2,8 (3)	5,0 (8)
			$\gamma\gamma$	$[1,3\,(3)\cdot10^{-3}]$ [47]	$[2,3\,(5)\cdot10^{-3}]$
				$[2,3\,(6)\cdot10^{-3}]$ [48]	$[4,1\,(1,0)\cdot10^{-3}]$
11. $f'\ (0^+2^{++})$ $[^3P]$ $[f'_u s_{f'} + f'_s c'_f]$	1516 (12)	67 (10)	$K\bar{K}$	$[\sim 70]$	
			$\pi\pi$	[0,5—1,0]	
12. $K_T\ (^1/_2 2^{++})$ $[^3P]$ $[u\bar{s}]$	1434 (5)	100 (10)	$\rho\pi$	49,1 (1,6)	
			$\eta\pi$	27,0 (2,2)	
			$K\bar{K}$	6,6 (1,5)	
			$\pi\gamma$	3,7 (1,6)	
			$\eta'\pi$	2,5 (2,6)!	
13. $A_1\ (1^-1^{++})$ $[^3P]$	$[\sim1280]$?	~ 300	$\rho\pi$	Главный	
14. $D\ (0^+1^{++})$ $[^3P]$ $[D_u c_A - D_s s_A]$	1284 (10)	27 (10)	$\eta\pi\pi$	49 (6)	
			$4\pi\ (\rho\pi\pi)$	41 (13)	
			$K\bar{K}\pi$	10 (2)	

Продолжение табл.

Символ $(I^G J^{PC})[^{2S+1}L]$	M, МэВ	Γ_t, МэВ	Распады	B, %	Γ, МэВ
15. E (0^+1^{++}) $[^3P]$ $[E_u s_A +$ $+ E_g c_A]$?	1418 (10)	50 (10)	$K_V\bar{K}$, $\delta\pi$	(См. текст)	
16. Q_1 $(^1/_2 1^+)$ $[^3P]$	~ 1280	~ 120	$K\rho$, $[K\omega]$	»	»
17. Q_2 $(^1/_2 1^+)$ $[^3P]$	~ 1400	~ 150	$K_V\pi$	»	»
18. B (1^+1^{+-}) $[^1P]$	1231 (10)	129 (10)	$\omega\pi$	Единственный	
19. H (0^-1^{+-}) $[^1P]$	1190 (60)	270—370	$\rho\pi$		
20. g (1^+3^{--}) $[^3D]$ $[u\bar{d}]$	[1680(20)]	200 (20)	$\pi\pi$ $K\bar{K}$	24,0 (1,3) 1,5 (3)?	
21. ω_g (0^-3^{--}) $[^3D]$	1666 (5)	166 (15)	$\rho\pi$, $B\pi$		
22. K_g $(^1/_2 3^{--})$ $[^3D]$	1785 (6)	126 (20)	$K\pi$	19 (5)!	
23. $[\rho_h (1^-4^{++})]$?	[~ 2000]?	[~ 250]?			
24. h (0^+4^{++}) $[^3F]$	[1980 (20)]	150 (50)	$\pi\pi$ $K\bar{K}$	17 (2)!	
25. K_h $(^1/_2 4^{++})$	[~ 2060]?	[150—300]?	$[K\pi]$		
26. δ (1^-0^{++})	981 (3)	52 (8)	$\pi\pi$ $K\bar{K}$		
27. S^* (0^+0^{++})	980 (10)	40 (10)	$K\bar{K}$ $\pi\pi$		
28. ε (0^+0^{++})	~ 1300	200—400	$\pi\pi$ $K\bar{K}$	~ 90 ~ 10	
29. $[\varepsilon' (0^+0^{++})]$?	[1425 (15)] ?	[160 (30)]?	$\pi\pi$, $K\bar{K}$		
30. $\varkappa$ $(^1/_2 0^+)$	~ 1500	~ 250	$K\pi$		

В круглые скобки заключены экспериментальные ошибки, например $7{,}95\,(55)\cdot 10^{-6} = (7{,}95 \pm 0{,}55)\cdot 10^{-6}$ и т. д.

обозначения конечно не означает, что движение кварков можно считать нерелятивистским. Это — просто удобный способ перечисления возможных состояний (см. [12–14]).

Каждому состоянию $^{2S+1}L_J$, где $J = L$ или $J = L \pm S$, соответствует 9 мезонов $q\bar{q}$ (q = u, d, s): изотриплет ($I = 1$), два зарядово-сопряженных изодублета ($I = 1/2$) и два изосинглета ($I = 0$). Заряды частиц определяются при этом формулой Гелл-Манна — Нишиджимы $Q = I_3 + (Y/2)$; $C = (-1)^{L+S}$, $P = (-1)^{L+1}$ и $G = C\,(-1)^I = (-1)^{L+S+I}$. Квантовые числа мезонов, которые нельзя представить таким способом, называются экзотическими. При этом экзотические заряды, изоспины и гиперзаряды относятся к экзотике первого рода ($Q \neq 0, \pm 1$; $I \neq 0, \frac{1}{2}, 1$; $Y \neq 0, \pm 1$). Для изосинглетов и изотриплетов квантовые числа $J^{PC} = 0^{--}$ и J^{PC} при $J \geqslant 1$, $P = (-1)^J$, $C = (-1)^{J+1}$ относятся к экзотике второго рода. Могут, конечно, существовать и состояния, все квантовые числа которых совпадают с квантовыми числами некоторого резонанса $q\bar{q}$, но которые состоят из $q\bar{q}q\bar{q}$ или, скажем, из двух глюонов gg. Такие состояния называют криптоэкзотическими. Простой пример: $(s\bar{s})_{0^{++}}(q\bar{q})_8$ где $s\bar{s}$ — в состоянии $J^{PC} = 0^{++}$, а $q\bar{q}$ — неэкзотическое мезонное состояние. Большинство двухглюонных и трехглюонных S-волновых конфигураций криптоэкзотичны. К экзотике второго рода относятся 1^{-+}-двухглюонное и трехглюонное S-состояния и 2^{+-}-трехглюонное S-состояние. Квантовые числа и гипотетические свойства четырехкварковых мезонов на языке модели массачусетского мешка обсуждаются в работах [27, 28]. Экзотические многокварковые состояния несколько иного типа, сильно связанные с барион-антибарионными парами $B\bar{B}$, подробно обсуждаются в [29] (см. также [30]). Экспериментальный статус мезонных резонансов, сильно связанных с $B\bar{B}$, сейчас весьма неясен, и здесь они не рассматриваются. Обзор предполагаемых свойств экзотических (в основном, криптоэкзотических) глюонных мезонов и дальнейшие литературные указания можно найти в работах [31–33].

Большинство хорошо изученных мезонов допускают $q\bar{q}$-интерпретацию, некоторые «подозрительные» состояния рассмотрены ниже. Следует иметь в виду, что криптоэкзотические состояния могут смешиваться в квантовомеханическом смысле с нормальными $q\bar{q}$-состояниями, подобно тому, как смешиваются состояния $R_u = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ и $R_s = s\bar{s}$ в изоскалярных мезонах ($R = \eta, \eta'$; ω, φ; f, f'; ...). В таблице в квадратных скобках под символом частицы указано лишь смешивание такого типа (мы используем сокращенное обозначение $s_R = \sin\theta_R$, $c_R = \cos\theta_R$, θ_R — угол смешивания странных и нестранных кварков). В некоторых случаях можно было бы добавить и другие состояния: $(c\bar{c})_R$, $(gg)_R$ и т. д. Хотя мы и учитываем эту возможность, определение соответствующих новых углов смешивания не кажется надежным, и такие примеси в таблице не указаны.

а) Псевдоскалярные (0^{-+})-мезоны

Мезоны π, K и η относятся к числу наиболее изученных частиц. Однако свойства η-мезона изучены недостаточно. Полная ширина $\sim$850 кэВ получена в единственном эксперименте [34]. В более раннем эксперименте с использованием такого же метода (эффект Примакова) была получена ширина в три раза большая. Было бы полезно измерить эту величину другим методом (например, рождение η в двухфотонном процессе в e^+e^--реакции). Для $B(\eta \to \pi^0\gamma\gamma)$ мы приводим результат новой работы [36], в таблицах [11] приведено значение $B(\eta \to \pi^0\gamma\gamma) = 3{,}1 \pm 1{,}1\,\%$. Преимущества методики работы [36] столь очевидны и велики, что старые результаты можно спокойно забыть; причины столь завышенной оценки обсуждаются в [36]. Свойства η'-мезона изучены совсем недавно. Работы, в которых установлены квантовые числа η', цитируются в [11]. Полная ширина определена в двух существенно разных экспериментах [37, 38], результаты которых хорошо согласуются. Мы принимаем для $\Gamma_{\eta'}$ взвешенное среднее этих экспериментов. Очень важны для понимания устройства η- и η'-мезонов данные по рождению этих мезонов при высоких энергиях (см., например, [39]). Наиболее четкая информация получена в опытах по рождению η и η' в реакциях $\pi^-p \to \eta\,(\eta')\,n$ [40,41]. Для отношения сечений при $t \to 0$ получены результаты

$$K_{\eta\eta'} \equiv \frac{\bar{\sigma}(\pi^-p \to \eta' n)}{\bar{\sigma}(\pi^-p \to \eta n)} = 0{,}55 \pm 0{,}06\,^{40} = 0{,}500 \pm 0{,}085 \pm 0{,}035\,^{41}. \qquad (1)$$

Данные ИФВЭ-ЦЕРН [40] относятся к широкому интервалу энергий ($p_L = 4 - 200$ ГэВ/с), данные [41] получены при $p_L = 8{,}45$ ГэВ/с. Прежние эксперименты по рождению η и η', выполненные в основном при более низких энергиях, ясной картины не давали (см. обзор в [39]).

б) Векторные (1^{--})-мезоны

Векторные мезоны ρ, ω, φ и K_V (или K^*) — наиболее ярко выраженные $q\bar{q}$-состояния. Их свойства изучены достаточно хорошо. Недавно получены новые данные о $\Gamma(\rho^- \to \pi^-\gamma)$ [42] и $\Gamma(K^-_V \to K^-\gamma)$ [43]. Величина $B(\rho \to \pi\gamma)$, приведенная в таблицах [11], в два раза меньше; усреднение данных [11] и [42] не имеет смысла. Мы приводим в таблице результат работы [42], принимая $\Gamma_{\rho^-} = \Gamma_{\rho^0}$. Величины $\Gamma(\rho \to \eta\gamma)$ и $\Gamma(\omega \to \eta\gamma)$ получены в единственном эксперименте [44]. Из двух приведенных в [44] решений мы взяли то, которое соответствует конструктивной $\omega - \rho$-интерференции и лучше согласуется с представлениями кварковой модели. Второе решение требует очень большого нарушения SU_3^f-симметрии и не согласуется ни с какими теоретическими моделями. Данные о $B(\omega \to \pi\mu^+\mu^-)$ получены недавно в ИФВЭ [45]. В этой же работе изучена зависимость формфактора $\omega\pi\gamma$ вершины от массы виртуального фотона $m_{\mu\mu}$ при $m_{\mu\mu} < 0{,}65$ ГэВ, что важно для детальной проверки предсказаний модели векторной доминантности (МВД), согласно которой $\omega \to \pi(\rho) \to \pi(\gamma) \to \pi\mu^+\mu^-$ (в круглые скобки взяты виртуальные частицы). Заметим, что важная для теории величина $B(\varphi \to \pi\gamma)$ получена в единственном эксперименте, более ранний эксперимент, не учтенный в таблице, дал в два раза большее значение (см. [11]).

Наконец, еще одно замечание о ширине очень хорошо изученного распада $\omega \to \pi\gamma$. В работе [46] предлагается вместо значения, полученного в [11] подгонкой всех существующих данных, брать несколько меньшее значение, основанное на усреднении прямых измерений отношения $\Gamma(\omega \to \pi\gamma)/\Gamma(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0)$ (см. [11]). С этим трудно согласиться, так как тогда приходится отбросить результаты девяти других экспериментов, в которых измерялась по существу та же величина $\Gamma(\omega \to \text{нейтр.})/\Gamma(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0)$, и четырех экспериментов по измерению $\Gamma(\omega \to \text{нейтр.})/\Gamma_\omega$ (см. [11]). Внимательный анализ всех данных убеждает, что проведенная в [11] статистическая обработка действительно дает наилучшее значение величины $\Gamma(\omega \to \pi\gamma)$. Наряду с $\Gamma(\pi^0 \to \gamma\gamma)$ эту величину следует считать наиболее надежно измеренной радиационной шириной в распадах мезонов. Дальнейшего исследования требуют распады векторных мезонов $K^0_V \to K^0\gamma$, $\rho \to \eta\gamma$, $\omega \to \eta\gamma$, полезны были бы методически новые исследования распадов $\varphi \to \pi\gamma$, $\rho^- \to \pi^-\gamma$, $K^-_V \to K^-\gamma$. Особенно важны для проверки теоретических моделей (см. ниже) $\omega \to \eta\gamma$ и пока не наблюдавшийся распад $\varphi \to \eta'\gamma$.

в) Тензорные (2^{++})-мезоны

Резонансы A_2, f, f′ и K_T (или K^{**}) также относятся к классическим $q\bar{q}$-состояниям, свойства которых установлены весьма надежно. Изучение радиационных распадов тензорных мезонов только начинается. Особенно перспективно определение ширин распадов $f \to \gamma\gamma$, $f' \to \gamma\gamma$, $A_2 \to \gamma\gamma$ в двухфотонных процессах на встречных e^+- и e^--пучках; напомним, что в таком процессе была измерена и ширина распада $\eta' \to \gamma\gamma$ [37]. В таблице приведены новые результаты [47, 48] такого измерения $\Gamma(f \to \gamma\gamma)$ (см. также [49, 50]). На рождение f, A_2 (и, возможно, ε) в двухфотонных процессах указывают также результаты работы [51], а также предварительные данные группы MARKII, SPEAR (см. обзорный доклад Б. Вийка на Мэдисонской конференции [50]). Упомянутые предварительные данные *) будут,

*) Для получения окончательного результата в работах [47,48] были привлечены некоторые дополнительные предположения (спиральность f-мезона, доминирование f-мезона), нуждающиеся в тщательном анализе.

видимо, в ближайшее время уточнены, и тогда можно будет заняться их теоретическим анализом. Основы анализа радиационных распадов мезонов с относительным моментом кварков $L = 1$ (2^{++}, 1^{++}, 0^{++}, 1^{+-}) изложены в работах [52, 53].

Данные о сильных распадах тензорных мезонов взяты из [11], причем опущены некоторые многочастичные распады; вероятно, они также идут через промежуточные двухчастичные каналы, которые могут быть и виртуальными, как в случае $\omega \to (\rho)\,\pi \to 3\pi$. Для распада $f' \to \pi\pi$ приведена оценка, основанная на работах [54–56]. В работе [55] на основании обработки данных [54] и в предположении, что $B\,(f' \to K\bar{K}) \sim 70\%$, получена величина $B\,(f' \to \pi\pi) = 0{,}75 \pm 0{,}25\%$. Оценка $B\,(f' \to K\bar{K})$ следует из точной SU_3^f-симметрии и правила непрерывности кварковых линий (НКЛ) [39], которое часто называют правилом Окубо — Цвейга — Изуки (ОЦИ). Из этих же соображений можно получить оценку $B\,(f' \to K_V\bar{K}) \sim 10\%$. Этот распад, так же как и сильно зависящий от угла смешивания θ_η распад $f' \to \eta\eta$, пока не наблюдался. Значение $B\,(f' \to \pi\pi)$, полученное в [55], согласуется с оценкой недавней работы [56] $B\,(f' \to \pi\pi) = 0{,}5 - 0{,}9\%$. В работе [57] приводится несколько большее значение: $2{,}7^{+7{,}1}_{-1{,}3}\%$. Помимо упомянутых выше, дальнейшего экспериментального изучения требуют распады $A_2 \to \eta'\pi$, $K_T \to K\eta$, очень чувствительные к углам $\theta_{\eta'}$ и θ_η.

Статус других состояний $q\bar{q}$ с $L = 1$ рассмотрим несколько позже, а сначала обсудим состояния с $L \geqslant 2$ и наибольшими значениями J при данном L (3^{--}, 4^{++}, 5^{--}).

г) Резонансы с большими спинами

Наиболее полно изучены состояния 3^{--} (семейство g-мезона). Для заполнения SU_3^f мультиплета не хватает лишь одного изоскалярного состояния φ_g. Для массы g-мезона в таблице приведено среднее значение по всем экспериментам, близкое к взвешенным средним, полученным в [11]. Ошибка указана не статистическая, она просто дает представление о разбросе существующих данных (в пределах утроенной ошибки). В распадах g-мезона не включены данные об основном канале $g \to 4\pi$ ($\sim 72\%$), который, по-видимому, складывается из двухчастичных каналов $\rho\rho$, $A_2\pi$, $\omega\pi$ (см. [11]). В работе [56] получена величина $B\,(g \to K\bar{K}) = 1{,}3 \pm 0{,}3\%$, хорошо согласующаяся с результатом, включенным в таблицу ([11]). Отметим, что в работе [57] получено значение $\Gamma\,(g \to K\bar{K})/\Gamma\,(g \to \pi\pi) = 19 \pm 4\%$, существенно отличающееся от величины, принятой в [11]: $6{,}3 \pm 1{,}3\%$, см. таблицу. В отличие от $B\,(g \to 2\pi)$ величину $B\,(g \to K\bar{K})$ трудно считать окончательно установленной, что и отмечено в таблице вопросительным знаком. Парциальные ширины K_g пока как следует не определены. Есть данные о существовании распадов $K_g \to K\rho$, $K_g \to K_V\,\pi$, $K_g \to K\pi\pi$ [11], последний распад, возможно, идет через каналы $K\rho$, $K_V\,\pi$, $K_T\,\pi$. Основные двухчастичные распады ω_g, — видимо, $\rho\pi$ и $B\pi$. Оценить их парциальные ширины пока невозможно.

Недавно начал заполняться мультиплет состояний 4^{++} (семейство h-мезона). Существование h-мезона твердо установлено, и его масса известна с неплохой относительной точностью *). Однако абсолютное значение массы определено не очень хорошо. Мы включили в таблицу взвешенное среднее значение массы, полученное в разных экспериментах [11].

*) Заметим, что для оценки тонких эффектов — спинового расщепления углов смешивания и т. п.— нужна существенно бо́льшая точность, т. к. абсолютная ошибка в m_h^2 для частицы с большой массой весьма велика.

Каналы распада изучены пока недостаточно. На Мэдисонской конференции были представлены предварительные данные, свидетельствующие о существовании 1^-4^{++}-резонанса в системе $K_sK^\pm$ (W. Cleland et al.; см. [10]). Мы обозначили этот резонанс символом ρ_h и включили в таблицу, хотя его существование пока нельзя считать установленным. Более надежны данные о K_h-резонансе, который наблюдался в $K_s\,\pi^\pm$ [58] и $K^-\pi^+$ [59]. Массы и ширины K_h, полученные в этих экспериментах, несколько расходятся, и в таблице приведены простое среднее значение M_{K_h} и грубая оценка Γ_{K_h}.

Недавно были получены указания на существование резонансов со спинами 5 и 6. В системе K^+K^- имеется пик, анализ углового распределения продуктов распада свидетельствует о наличии резонанса, у которого $M = 2307(6)$, $\Gamma = 245(20)$, $J^{PC} = 5^{--}$; вероятно, что $I^G = 1^+$ (см. [60]). Предварительные данные о $K^0_sK^\pm$-резонансе (1^-6^+, $M \sim 2515$ и $\Gamma \sim 450$) были представлены на Мэдисонской конференции (W. Cleland et al.; см. [10])

д) Аксиальные мезоны

Статус аксиальных мезонов $J^P = 1^+$ не столь ясен, как тензорных. Наиболее полно изучены D- и B-мезоны. Резонансы Q_1 и Q_2 твердо установлены, но требуют более детального изучения. H-мезон обнаружен совсем недавно в $\rho\pi$-канале [61]. С мезонами A_1 и E связаны некоторые интересные проблемы, которые обсудим в первую очередь.

Существование A_1-мезона можно считать твердо установленным, но измерения его массы дают значения, группирующиеся вблизи 1100 и 1300 МэВ. Обзор старых данных и их обработок можно найти в [11]. Новейшие данные [61-63] имеют на порядок большую статистику, но расхождение остается. В новых работах, как и в более ранних, резонанс A_1 ищут в реакциях двух типов: 1) в дифракционном рождении $\rho\pi$ в реакции $\pi^-p \to \to \pi^+\pi^-\pi^0n$ (см., например, [61, 62]); 2) в реакции с барионным обменом $K^-p \to \to \Sigma^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (см., например, [63]). Основная трудность анализа данных экспериментов первого типа — наличие большого нерезонансного фона (эффект Дека). На самом деле, видимо, наблюдается не чистый резонанс, а резонанс плюс фон. Для выделения фона в современных работах используется метод анализа, предложенный в [64]; аналогичным методом были заново обработаны и некоторые старые данные, см. [11]. В результате такого анализа основные эксперименты первого типа дают массу A_1 в интервале 1250—1300 МэВ; например, в эксперименте [62] с самой высокой статистикой получено значение $M_{A_1} = 1280 \pm 30$ МэВ. В реакциях второго типа получается меньшее значение, в интервале 1050—1100 МэВ, например в работе [63], приведено значение $M_{A_1} = 1040 \pm 13$ МэВ. Заметим, однако, что при анализе реакции с барионным обменом возникают свои проблемы (см., например, [65, 10]), которые пока не были достаточно тщательно изучены. A_1-мезон, по-видимому, наблюдался в распадах $\tau^\pm \to A_1^\pm\nu_\tau$ (см. [11]), однако надежно установить его массу по этому процессу пока трудно (см. обсуждение в работе [66]), грубая оценка: 1100—1200 МэВ. Пока нельзя исключить возможность того, что наблюдаются две разные частицы 1^{++}. В этом случае одна из них, по-видимому, экзотическая (см. [27]), при этом наблюдаемые состояния могут быть смесью $q\bar{q}$ и $q\bar{q}q\bar{q}$. Более подробный обзор экспериментальных данных и дальнейшие литературные указания читатель может найти в [11], см. также [63, 65].

Несколько более тонкие проблемы возникли в связи с E-мезоном, квантовые числа, масса и ширина которого достаточно твердо установлены. Приведенное в нашей таблице значение массы слегка отличается от [11], мы учли последний результат [67]. Для $\Gamma(E \to K_V\bar{K} + \text{к. с})/\Gamma(E \to K\bar{K}\pi)$ можно взять взвешенное среднее двух недавних экспериментов [67] и [68], хорошо согласующихся друг с другом: $80 \pm 8\%$. Примерно 20% распадов $E \to K\bar{K}\pi$ составляет, по-видимому, $E \to \delta\pi \to K\bar{K}\pi$, см. [67]. Эти данные не включены в таблицу, так как их нельзя считать достаточно надежными. Недавно частица с массой ~1440 МэВ и шириной ~50 МэВ наблюдалась [69] в распадах $J/\psi \to \gamma X$, $X \to \eta\pi\pi$ и $X \to K\bar{K}\pi$ *). Из этих данных следует, что отношение $\Gamma(X \to \eta\pi\pi)/\Gamma(X \to K\bar{K}\pi) \sim \frac{2}{3}$, т. е. $B(X \to \delta\pi)$ больше, чем $B(E \to \delta\pi)$, однако более точное утверждение пока сделать трудно. Существенно, что не наблюдался распад $J/\psi \to \gamma D$, хотя $B(J/\psi \to \gamma X) \sim B(J/\psi \to \gamma\eta')$. Все это вызывает подозрения, что X и E — не одна и та же частица. Напомним, что в $p\bar{p}$-аннигиляции в покое также наблюдалось $K\bar{K}\pi$-усиление с $M_{K\bar{K}\pi} \sim 1425$ МэВ и шириной ~80 МэВ, не сопровождавшееся эффектом от D-мезона [70] и сильно связанное с каналом $\delta\pi$; в $p\bar{p}$-аннигиляции налету, как и в $\pi^- p$-процессах при высоких энергиях (см., например, [67]), хорошо видны D- и E-мезоны. Возможно, что в распадах J/ψ и в $p\bar{p}$-аннигиляции в покое видят не E-мезон, а другую частицу с $J^{PC} = 1^{++}$ или 0^{-+}. В таком случае это состояние может быть радиальным возбуждением 0^{-+}, экзотическим $q\bar{q}q\bar{q}$-мезоном (заметим, что $M_{K_V} + M_K \sim 1400$ МэВ) или даже глюонием [71–73] (см. также [10, 25, 49]). Прежде чем можно будет утверждать что-либо более определенное, необходимо, конечно, хорошо изучить распады E-мезона. Как и в случае A_1-мезона, особенно полезной была бы информация о радиационных распадах, так как для $q\bar{q}$-состояний можно сделать достаточно надежные предсказания (см., например, [52, 53]).

В отличие от A_1 и E, D-мезон изучен достаточно хорошо и можно предположить, что это в основном $q\bar{q}$-состояние. D-мезон сильно связан с каналом $\delta\pi$, примерно 3/4 распадов $D \to \eta\pi\pi$ идут через промежуточный распад $D \to \delta\pi$ [11]; возможно, что распады $D \to K\bar{K}\pi$ также связаны с распадом $D \to \delta\pi \to K\bar{K}\pi$.

Странный мезон Q_A, входящий в один SU_3^f мультиплет с A_1, наблюдается в смеси с мезоном Q_B, относящимся к SU_3^f-мультиплету B (1^{+-}) мезона. На опыте наблюдаются Q_1 с основным каналом распада $K\rho$ и Q_2 с основным каналом $K_V\pi$. При анализе данных о Q-мезонах используют простой формализм смешивания [74]:

$$\begin{aligned} Q_1 &= \cos\theta_Q \cdot Q_A + \sin\theta_Q \cdot Q_B, \\ Q_2 &= -\sin\theta_Q \cdot Q_A + \cos\theta_Q \cdot Q_B. \end{aligned} \tag{2}$$

Если знать с достаточной точностью массы и ширины Q_1 и Q_2, то можно определить угол смешивания θ_Q и при некоторых дополнительных предположениях найти массы Q_A и Q_B [74]. Современные данные пока не позволяют найти θ_Q с достаточной точностью. Для ориентировки укажем, что вероятнее всего θ_Q лежит в интервале 35—40° [75, 76] (см., однако, [77], где получено меньшее значение).

Необходимо подчеркнуть, что извлечение данных о Q_A и Q_B из данных о Q_1 и Q_2 на самом деле сложнее, чем может показаться на первый взгляд. Для того чтобы получить достаточно надежные данные о массе и ширине этих резонансов, необходимо сначала достаточно детально изу-

*) См. также [10, 25, 49].

чить механизмы их рождения. Например, в дифракционном рождении обычно наблюдаются оба резонанса. В недифракционных процессах, например $\pi^- p \to K\pi\pi\Lambda$ [78], наблюдают либо Q_1, либо Q_2. Более подробное обсуждение можно найти в работе [79].

Недавно в $K^{\pm}p$-реакции наблюдался [75] распад $Q_1 \to K\omega$, авторы приводят отношение констант связи $g^2_{Q_1K\omega}/g^2_{Q_1K\rho} = 0{,}21-0{,}04$, что хорошо согласуется с предсказанием SU_3^f-симметрии для $q\bar{q}$-состояний. В недифракционных процессах распад $Q_1 \to K\omega$ пока не наблюдался [78].

Аксиальный изовекторный мезон B с отрицательной зарядовой четностью хорошо установлен, его вероятный изоскалярный партнер H обнаружен совсем недавно в $\rho\pi$ системе [61]. Более тяжелый изоскалярный мезон H′ пока не обнаружен.

е) Скалярные резонансы

В настоящий момент свойства скалярных резонансов — один из наиболее «темных» отделов спектроскопии легких мезонов. Хотя резонансы δ, S^*, $\varkappa$, ε можно считать достаточно хорошо установленными, их интерпретация на языке модели кварков не ясна. Естественное на первый взгляд предположение, что они составляют девятку $q\bar{q}$-состояний, нельзя согласовать с их массами. Масса ε слишком велика по сравнению с массами δ и S^*, но даже и при $M_\varepsilon = 1300$ масса $\varkappa$ должна быть ~ 1150, тогда как при $m_{K\pi} < 1400$ МэВ никаких указаний на существование странного скалярного $K\pi$-резонанса получить не удалось (см. [11, 10]). С другой стороны, недавно получены серьезные указания на существование резонанса ε' [80,81] (см. также [10]). Резонансы ε, ε' и $\varkappa$ можно было бы попытаться поместить в один $q\bar{q}$, $^3P_0$-мультиплет, если $M_\varkappa \leqslant 1400$ МэВ, однако при этом приходится решать судьбу S^* и δ. Эти резонансы расположены вблизи порога рождения пары K- и $\bar{K}$-мезонов, в связи с чем высказывалось подозрение, что они могут быть состояниями «молекулярного» типа [82], иными словами, $(u\bar{s})$ $(u\bar{s})$ и т. п. Пользуясь столь упрощенными представлениями, конечно, трудно построить количественную теорию всего сложного комплекса явлений, относящихся к этим резонансам (связанные каналы $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\pi\eta$, $\eta\eta$). Более перспективен другой подход, развиваемый в работах [83, 84], в которых учитываются связь между различными каналами, конечная ширина резонансов и пороговые эффекты. Оказывается, что экзотические $q\bar{q}\, q\bar{q}$-состояния, которые имеют большую ширину и массу, близкую к $2M_K$, могут имитировать наблюдаемые узкие резонансы S^* и δ [83, 84]. Происхождение этого эффекта связано именно с большой шириной исходных состояний. Для окончательного выяснения природы скалярных резонансов необходимо получить существенно более точные данные о поведении фаз $\pi\pi$, $K\bar{K}$-рассеяния и проанализировать их с учетом указанного эффекта (см. подробнее [83]).

Другой подход к анализу скалярных резонансов основан на использовании P-матрицы вместо S-матрицы [28]. В нерелятивистской одноканальной теории P-матрица просто сводится к величине

$$P = k \operatorname{ctg}(kb + \delta(k)),$$

где k — импульс в системе центра масс (СЦМ), а b — расстояние, на котором волновая функция обращается в нуль. В общем многоканальном случае P-матрица была впервые применена Вигнером и Айзенбудом [85] (см. также [86]) при анализе ядерных реакций. Как показано в [28], знание P-матрицы дает более полную информацию о $q\bar{q}$- и $q^2\bar{q}^2$-состояниях. В частности, даже те состояния $q^2\bar{q}^2$, которые не проявляются как настоящие резонансы, могут наблюдаться как полюсы Р-матрицы; авторы назвали их «примитивами». Некоторые примитивы соответствуют реальным резонансам, например все $q\bar{q}$-состояния (ρ-мезон), а также S*-мезон и, вероятно, δ-мезон, рассматриваемые как $q^2\bar{q}^2$-состояния. Среди скалярных примитивов, соответствующих $q^2\bar{q}^2$, Джаффе и Лоу [28] нашли не только криптоэкзотические состояния ($I = 0$: $M = 690$ и $M = 980$; $I = 1/2$: $M = 960$, второе изоскалярное состояние соответствует S*), но и примитивы с $I = 3/2$ (1190) и $I = 2$ (1040), т. е. настоящую экзотику первого рода. Найденные примитивы имеют массы, близкие к предсказанным для $q^2\bar{q}^2$-состояний [27]. Можно предположить, что изоскалярный примитив с массой 980 МэВ проявляется как S*-резонанс. Для того чтобы найти этим методом изовекторный примитив, связанный с δ-резонансом, необходимы данные о фазе рассеяния в системе $\pi\eta$.

Сопоставление анализа, выполненного в работах [83,84], с результатами Р-матричного подхода [28] позволяет сделать вывод, что S*-мезон, вероятно, является криптоэкзотическим. Возможно, что и δ-резонанс также соответствует криптоэкзотическому состоянию. Для окончательного выяснения природы этих резонансов необходимо получить более точные и полные данные о фазах рассеяния в основных каналах их распадов, провести их полный анализ как в Р-матричном формализме [28], так и в более традиционном дисперсионном подходе, но с учетом поправок на конечную ширину и пороговых эффектов [83]. Особенно важно найти и изучить радиационные распады скалярных мезонов, наиболее непосредственно выявляющие их кварковую структуру. Распады на два фотона, вероятно, вскоре удастся наблюдать в e^+e^--реакциях (см. [47–51]). Конечно, необходимо продолжать поиски $q\bar{q}$ скалярных состояний. Резонансы ε, $\varkappa$ и, возможно, ε' остаются вероятными кандидатами на эти состояния, однако их свойства изучены пока недостаточно и пока нет кандидата на изовекторный $q\bar{q}$-резонанс.

ж) Радиальные возбуждения

В нерелятивистской теории радиальные возбуждения соответствуют состояниям, радиальные волновые функции которых имеют нули, и номер N радиального возбуждения равен числу нулей; для основного состояния $N = 0$. Радиальные возбуждения состояний $q\bar{q}$ хорошо установлены для тяжелых кварков c и b — это, например, ψ', Υ' и т. д. (см. [11,25]). Для легких кварков ситуация не столь ясна. Наиболее надежный кандидат на радиальное возбуждение ρ-мезона — 1^{--}-изовекторный резонанс ρ' (1600): $M_{\rho'} \sim 1600$ МэВ, $\Gamma_{\rho'} \sim 300$, распадается на 2π ($\sim$15%) и 4π ($\sim$85%). Новейшие данные подтверждают существование ρ' (1600) и указанные выше параметры. Например, в работе [87] изучалось фоторождение ρ' (1600) и распад $\rho' \to \rho^0\pi^\pm\pi^\mp \to \pi^+\pi^-\pi^\pm\pi^\mp$. Обработка данных привела авторов [87] к результату $M_{\rho'} = 1520(30)$, $\Gamma_{\rho'} = 400(50)$. Между прочим, в предположении, что $\rho' \to \rho^0\pi^\pm\pi^\mp$ идет через двухчастичный распад $\rho' \to A_1^\pm\pi^\mp \to \rho^0\pi^\pm\pi^\mp$, этот эксперимент дает следующие параметры A_1-мезона: $M_{A_1} \sim 1300$, $\Gamma_{A_1} \sim 300$.

Судьба давно обсуждавшегося ρ' (1250)-мезона остается неясной. Хотя для описания данных о рождении 2π- и 4π-систем в e^+e^--реакциях в интервале $\sqrt{s} = 1 - 1{,}5$ ГэВ этот мезон, по-видимому, не нужен [88], трудно исключить его существование при достаточно малой величине Γ ($\rho' \to e^+e^-$) (см. [88, 10]). В некоторых работах получены новые указания на его существование (см. [89, 10]), однако если ρ' (1250) и существует, то его лептонная ширина весьма мала; согласно [90, 91] $\Gamma(\rho' \to e^+e^-) \sim 0{,}5$ кэВ. В этом случае его интерпретация как радиального возбуждения ρ-мезона кажется мало вероятной.

Менее ясна ситуация с радиальными возбуждениями ω- и φ-мезонов. Появились новые указания на наличие резонанса (или резонансов) с массой порядка 1650 МэВ в $\omega\pi^+\pi^-$ и $K\bar{K}$-каналах (J. C. Bizot et al.; см. [10], см. также [92–94]; ссылки на более ранние работы см. в [11]). Накапливаются данные о существовании изоскалярного векторного мезона в интервале 1800—1850 МэВ, сильно связанного с $K\bar{K}$ [10, 11, 95], и появились указания на существование векторного $K^-\pi^+$-резонанса с массой $\sim$1650 МэВ (D. Aston et al.; см. [10]). Если эти резонансы будут подтверждены, то они вместе с ρ' (1600), вероятно, составят полный SU_3^f-мультиплет радиально возбужденных векторных мезонов: ρ', ω', φ', K'_V. Окончательные выводы пока сделать трудно.

Еще менее ясны данные о радиальных возбуждениях псевдоскалярных мезонов. В одном эксперименте наблюдался изоскалярный $\eta\pi\pi$-резонанс с $J^{PC} = 0^{-+}$, $M \sim 1275$ МэВ, $\Gamma \sim 70$ МэВ [96]. Это — вероятный кандидат на радиально возбужденное состояние η-мезона. Совсем недавно в ИФВЭ были получены указания на существование резонанса π' в 3π системе, с квантовыми числами π-мезона: $M_{\pi'} \sim 1240$, $\Gamma_{\pi'} \sim 300$ МэВ [97]. В работе [98] были проанализированы данные о рождении трех π-мезонов в дифракционных [62] и в зарядово обменных реакциях (неопубликованные данные канадско-американской коллаборации CEX). Утверждается, что для описания этих данных необходимы два резонанса:

$$A_1,\ M_{A_1} = 1230(30),\ \Gamma_{A_1} = 350(60),\quad \pi',\quad M_{\pi'} = 1273(50),\quad \Gamma_{\pi'} = 580(100).$$

Ввиду особой природы псевдоскалярных мезонов (малая масса π, большая масса η, сильное смешивание странных и нестранных кварков в η- и η'-мезонах) дальнейшее изучение их возможных радиальных возбуждений $\eta_{R_1} \equiv \eta$ (1275) и π' (1240) представляется очень интересным.

з) Дополнительные замечания

На этом мы вынуждены закончить наше довольно беглое и неполное изложение основных экспериментальных данных о легких мезонах. Не обсуждались данные о $B\bar{B}$-резонансах, экспериментальный статус и теоретическая интерпретация которых далеки от ясности (см. [10, 29, 30]). За пределами обзора остались также некоторые результаты, которые, будучи интересными сами по себе, не очень существенны для описания общей картины спектроскопии легких мезонов.

Так, за небольшими исключениями, в обзоре не используются данные о рождении резонансов в инклюзивных и эксклюзивных реакциях, не приведены параметры траекторий Редже, извлеченные из данных о взаимодействиях при высоких энергиях, не рассмотрены электромагнитные и слабые формфакторы мезонов. Из данных, не включенных в таблицу и в текст этого раздела, отметим только то, что понадобится в дальнейшем.

Сейчас твердо установлена резонансная природа и квантовые числа состояния A_3 (1660): $I^GJ^{PC} = 1^-2^{-+}$, $M = 1660(10)$, $\Gamma = 200(50)$, $B(A_3 \to f\pi) \sim 60\%$, $B(A_3 \to \rho\pi) \sim 30\%$ (см. [11] и новые данные в [97]). Это почти несомненно $^1D_2$-состояние $q\bar{q}$, отщепленное от g-мезона спин-спиновым взаимодействием.

В таблицу не включены полученные недавно в ИФВЭ [99] данные о редких распадах η- и η'-мезонов: $\eta \to \mu^+\mu^-$, $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$, $\eta' \to \mu^+\mu^-\gamma$. Парциальные ширины и зависимость формфакторов этих распадов от $m_{\mu^+\mu^-}$ хорошо согласуются с предсказаниями модели векторной доминантности (МВД).

3. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МЕЗОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Наиболее яркая особенность описанного выше спектра мезонных состояний — наличие достаточно узких резонансов с квантовыми числами, предсказываемыми простейшей нерелятивистской моделью возбуждений системы $q\bar{q}$. Заполнены $^1S_0$-, $^3S_1$-, $^3P_2$-$^3P_1$-мультиплеты. Почти заполнены $^1P_1$, $^3D_3$, заполняется $^3F_4$. Определенно существуют радиальные возбуждения системы $q\bar{q}$. Криптоэкзотические состояния, $q^2\bar{q}^2$, по-видимому, существуют, но проявляются как обычные резонансы лишь в специальных условиях. Экзотические значения I^G и J^{PC} в спектре резонансов не наблюдаются. Современные данные не исключают существования чисто глюонных резонансов, но рождение их в обычных адронных реакциях, по-видимому, подавлено. Интересно, что основные каналы распадов $q\bar{q}$-резонансов — двухчастичные. Почти все известные многочастичные распады идут через промежуточные двухчастичные; иногда, как в случае распада $\omega \to 3\pi$, промежуточное двухчастичное состояние может быть виртуальным.

Устройство SU_3^f-мультиплетов 1^{--}, 2^{++}, 1^{++}, 1^{+-}, 3^{--}, 4^{++} представляется весьма простым. Изовекторное и легкое изоскалярное состояния имеют близкие массы $M_1 \sim M_0$, а массы состояния с изоспином 1/2 и тяжелого изоскаляра удовлетворяют неравенству $M_1 < M_{1/2} < M_0'$ и приближенному соотношению

$$M_1 + M_0' \sim M_0 + M_0' \sim 2M_{1/2}.$$

Простая интерпретация этих соотношений состоит в том, что

$$M_1 \sim M_0 \sim 2u_R, \quad M_{1/2} \sim (u_R + s_R), \quad M_0' \sim 2s_R,$$

где u_R и s_R обозначают эффективные массы соответствующих кварков и предполагается, что $u_R \neq d_R$. Псевдоскалярный нонет устроен существенно иначе: $M_\pi < M_\eta \sim M_K < M_{\eta'}$, причем массы M_π и $M_{\eta'}$ отличаются по величине почти на порядок. Это означает, что в псевдоскалярном мультиплете правило непрерывности кварковых линий (НКЛ) [39] нарушено сильно, тогда как его нарушение в остальных известных мультиплетах весьма мало. В соответствии с этим правилом в распадах φ, f', E основные каналы — $K\bar{K}$ и $K_V\bar{K}$.

Спин-спиновое расщепление весьма велико для S-состояний. Грубую оценку можно получить, взяв разность средних квадратов масс $^3S_1$ и $^1S_0$ нонетов: $\sim$0,49 ГэВ^2. Более точная оценка будет получена ниже, после того как мы подробно разберемся в устройстве псевдоскалярного нонета. Для P-мультиплетов это расщепление меньше. Оценивая средний квадрат массы $^3P_{2,1,0}$ состояний по A_2, f, A_1 и D и вычитая из него квадрат массы B-мезона, получим $\sim$0,14 ГэВ^2. Для D-мультиплета (расщепление g и A_3) эта величина $\sim$0,07—0,13 ГэВ^2. С точки зрения нерелятивистских представлений это расщепление, скорее всего, должно уменьшаться с ростом L.

Спин-орбитальное расщепление, по-видимому, есть, но не очень сильное. Оценить его мы сможем, только разобравшись в устройстве $^3P_2$- и $^3P_1$-нонетов более подробно. Возможно, что при нерелятивистском описании взаимодействий следует ввести и тензорные силы, однако установить это при теперешнем уровне знаний о P-состояниях вряд ли возможно.

Может быть, наиболее поразительная особенность спектра наблюдаемых резонансов — линейный рост траекторий Редже. Допуская некоторую вольность, мы называем траекторией Редже зависимость между M^2 и L. Легко убедиться, что квадраты масс резонансов ρ, ω, A_2, f, g, ω_g, h, ρ_h, как и недавно найденных кандидатов на изовекторные резонансы с $J^P = 5^-$ и 6^+, с неплохой точностью лежат на одной прямой

$$M^2(L) = \mu_0^2 + \mu_1^2 L,$$

где $\mu_0^2(u\bar{u}) \sim 0{,}548$ ГэВ^2, $\mu_1^2(u\bar{u}) \sim 1{,}153$ ГэВ^2. Для K-резонансов K_V, K_T, K_g эти параметры равны $\mu_0^2(u\bar{s}) \sim 0{,}829$, $\mu_1^2(u\bar{s}) \sim 1{,}193$. Для φ и f′ $\mu_0^2(s\bar{s}) \sim 1{,}040$, $\mu_1^2(s\bar{s}) \sim 1{,}259$. Хотя параметры μ_0^2 (пересечения) для этих траекторий сильно отличаются, наклоны близки по величине. В пределах ошибок в определении μ_1^2 ($\sim$10%) можно считать, что наклоны совпадают, однако, как будет показано ниже, наблюдаемая простая зависимость μ_1^2 от кваркового состава частиц, лежащих на траектории, не случайна.

Подобно массам самих частиц, параметры наклона удовлетворяют соотношениям

$$\begin{gathered}\mu_1^2(u\bar{u}) < \mu_1^2(u\bar{s}) < \mu_1^2(s\bar{s}'),\\ \mu_1^2(u\bar{u}) + \mu_1^2(s\bar{s}) \approx 2\mu_1^2(u\bar{s}).\end{gathered} \tag{3}$$

Заметим, что параметр $\mu_1^2(u\bar{u})$ обозначает наклоны как изовекторных, так и изоскалярных (ω, f, h) траекторий, которые в первом приближении можно считать вырожденными. Аналогичным соотношениям удовлетворяет $\mu_0^2(q\bar{q}')$, однако нарушение SU_3^f-симметрии в μ_0^2 очень большое. Если по массам χ/P_c и J/ψ найти наклон $\mu_1^2(c\bar{c})$ для очарованных частиц (см. [11]), то можно увидеть, что $\mu_1^2(c\bar{c}) \sim 2{,}8$. Хотя этот наклон существенно больше, чем наклон обычных траекторий, выполнено соотношение

$$\mu_1^2(c\bar{c}) - \mu_1^2(s\bar{s}) \ll \mu_0^2(c\bar{c}) - \mu_0^2(s\bar{s}) \sim M_\psi^2 - M_\varphi^2.$$

Линейность траекторий Редже также ясно выражена в спектре барионов. Анализируя последовательности резонансов Δ ($J^P = 3/2^+, 7/2^+, 11/2^+$), N ($1/2^+, 5/2^+, 9/2^+$), N′ ($3/2^-, 7/2^-, 11/2^-$), Λ ($1/2^+, 5/2^+, 9/2^+$), Σ ($1/2^+, 5/2^+$), Σ'($3/2^+, 7/2^+$) (см. [11]), получим средние наклоны $\mu_1^2(uuu)$ и $\mu_1^2(uus)$ соответственно траекторий Δ, N и Λ, Σ:

$$\mu_1^2(uuu) = 1{,}02(6), \quad \mu_1^2(uus) = 1{,}10(3).$$

Линейный рост траекторий Редже — одно из самых сильных свидетельств в пользу пленения кварков. В нерелятивистской теории линейно растущие траектории получаются лишь для осцилляторного потенциала. Нерелятивистская модель ничего, однако, не говорит о спиновой зависимости потенциала. Наличие большого спинового расщепления, сравнимого по величине с расщеплением, связанным с возбуждением орбитального момента L, видимо, требует существенно релятивистского описания.

Сформулируем теперь более точную теорию массовых формул, учитывающую указанные выше эффекты (см. [15], [100], [101], [102] и наиболее полное изложение в [103]). Предположим, что волновая функция кварков q_i и $\bar{q}_j$ в состоянии R подчиняется следующей системе уравнений:

$$[\hat{\mathcal{K}}_{ijR}^2 - k^2(M_R^2, m_i^2, m_j^2)]\,\Psi_{ijR} = \sum_{kl} \mathcal{M}_{ij,kl}^2(R)\,\Psi_{klR}. \tag{4}$$

Волновая функция Ψ зависит от относительных координат q_i и $\bar{q}_j$ и от $R = (J, L, S, N)$. В дальнейшем вместо набора квантовых чисел часто будут употребляться символы соответствующих мультиплетов $R = P$, V, T, A, S, P', V', ... (P — псевдоскалярный, T — тензорный V' — радиально возбужденный векторный и т. д.). В феноменологическом подходе оператор $\hat{\mathcal{K}}^2_{ijR}$ в явном виде не задается, но делаются некоторые предположения о зависимости его собственных значений $\mathcal{K}^2_{ijR}$ от i, j и R. Величина $k^2 (M^2_R, m^2_i, m^2_j)$ — квадрат относительного импульса кварков q_i и $\bar{q}_j$ в системе центра масс (с. ц. м.):

$$k^2 (M^2_R,\ m^2_i,\ m^2_j) = \frac{1}{4} M^2_R - \frac{1}{2} (m^2_i + m^2_j) + \frac{(m^2_i - m^2_j)^2}{4M^2_R}\ ; \tag{5}$$

m_i— масса i кварка, M_R — масса связанного состояния кварков, т. е. масса мезона, которая в принципе определяется решением операторного уравнения (4). Правая часть описывает смешивание кварковых конфигураций, например $u\bar{u} \leftrightarrow s\bar{s}$, т. е. нарушение правила НКЛ. Учет правой части отложим до следующего раздела и пока положим $\mathcal{M}^2_{ij,kl} (R) = 0$, что дает хорошее приближение для описания векторных мезонов ($R = V$) и довольно неплохое — для $R = T$.

Феноменологическое релятивистское уравнение (4) можно конкретизировать, задавшись определенной динамической моделью. Например, если описывать взаимодействие кварков с помощью релятивистских квазипотенциальных уравнений, то $\hat{\mathcal{K}}^2$ реализуется как дифференциальный или интегро-дифференциальный оператор (см., например, [15, 104], где можно найти дальнейшие литературные указания). В простейших случаях к дифференциальному уравнению для волновой функции кварков сводится и уравнение Бете — Солпитера (см., например, [15, 105]). Полезно иногда пользоваться простейшей реализацией оператора $\hat{\mathcal{K}}^2$:

$$\hat{\mathcal{K}}^2_{ijR} = -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{L(L+1)}{r^2} + V_{ijR}(r). \tag{6}$$

В тех случаях, когда говорится о «потенциале», имеется в виду функция $V_{ijR}(r)$, определяемая этой реализацией $\hat{\mathcal{K}}^2$. Подчеркнем однако еще раз, что для описываемой феноменологии не нужен не только потенциал, но и конкретная реализация уравнения (4).

Нарушение SU^f_3-симметрии уже включено в основное уравнение (4) — массы кварков m_i не предполагаются равными. Помимо этого, как указано выше, возможно нарушение симметрии в наклонах траекторий Редже, что должно быть отражено в предположениях о зависимости $\mathcal{K}^2_{ijR}$ от i, j и L. Предположим поэтому, что $\mathcal{K}^2_{ijR}$ можно представить в виде

$$\mathcal{K}^2_{ijR} = k^2_R + \frac{1}{2} (\mu^2_i + \mu^2_j) L_R, \tag{7}$$

где L_R — орбитальный момент относительного движения кварков в мультиплете R. Изотопическая инвариантность требует, чтобы $\mu_u = \mu_d$; зависимость k^2_R от R обсудим немного позднее. Предположение (7) было впервые высказано и феноменологически обосновано в [15, 100–103]. Аналогичное предположение для обратных величин (обычных траекторий Редже) высказывалось в [106]. Мультипликативное нарушение симметрии в траекториях Редже ($\mu_i\mu_j$ вместо $(\mu^2_i + \mu^2_j)/2$ в (7)) предлагалось в [107, 108], где была сделана попытка обосновать эту гипотезу. Недавно в работе [109] было показано, что соотношения (7) следуют из условия s-канальной факторизации планарных диаграмм дуального топологического разложения (см. об этом разложении в обзоре [110]). Как указано выше, оценить разность между μ_s^2 и μ_u^2 непосредственно по наклонам траекторий Редже трудно — слишком велики ошибки. Это можно легко сделать с помощью уравнения (4), если пренебречь смешиванием, ниже это будет сделано и при учете смешивания. При этом массовые формулы следуют из условия

$$\mathscr{K}_{ij\mathrm{R}}^2 = k^2(M_{\mathrm{R}}^2,\ m_i^2,\ m_j^2). \tag{8}$$

Положим

$$m_{i\mathrm{R}}^2 = m_i^2 + k_{\mathrm{R}}^2 + \mu_i^2 L_{\mathrm{R}}, \quad m_{i\mathrm{R}}^2 - m_{j\mathrm{R}}^2 = m_i^2 - m_j^2 + (\mu_i^2 - \mu_j^2) L_{\mathrm{R}} \equiv \Delta_{ij\mathrm{R}}^2, \tag{9}$$

так что

$$\Delta_{ij\mathrm{R}}^2 = \Delta_{ij}^2 + (\mu_i^2 - \mu_j^2) L_{\mathrm{R}}, \quad \Delta_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2. \tag{10}$$

Из (5), (7), (8) и (9) следует, что

$$M_{ij\mathrm{R}} = m_{i\mathrm{R}} + m_{j\mathrm{R}}, \tag{11}$$

откуда вытекают линейные массовые формулы (массы обозначены символами частиц, т. е. $M_\rho \equiv \rho$ и т. д.)

$$\rho = \omega, \quad \mathrm{K_V} = \frac{1}{2}(\varphi + \rho), \tag{12}$$

$$\mathrm{A_2} = \mathrm{f}, \quad \mathrm{K_T} = \frac{1}{2}(\mathrm{f}' + \mathrm{A_2}). \tag{13}$$

Массы векторных мезонов удовлетворяют соотношению (12) с хорошей точностью, (13) выполняется хуже.

Подчеркнем, что во все основные уравнения входят квадраты масс, как этого требует линейность траекторий Редже, тем не менее массовые формулы получились линейными. Это обстоятельство связано с наличием релятивистского соотношения (5) между k^2 и массами кварков и с отсутствием смешивания. При учете смешивания массовые формулы будут промежуточными между линейными и квадратичными.

При записи соотношений (9) и (10) было сделано предположение, что все нарушение $\mathrm{SU_3^f}$ в $\mathscr{K}^2$ описывается параметрами наклона $\mu_u = \mu_d$, μ_s. Если пользоваться аналогичными соотношениями в случае $\mathrm{SU_4^f}$ или $\mathrm{SU_5^f}$, необходимо также учесть нарушение симметрии в спиновом расщеплении. Для легких мезонов таким нарушением $\mathrm{SU_3^f}$ можно пренебречь.

Используя (11) и массы ρ, $\mathrm{A_2}$, $\mathrm{K_V}$, $\mathrm{K_T}$, можно теперь найти $\Delta_{su\mathrm{V}}^2 \equiv \Delta_{su}^2$ (в дальнейшем $\Delta_{su}^2 \equiv \Delta^2$) и $\Delta_{su\mathrm{T}}^2$, откуда получаем $\Delta^2 \sim 0{,}107$ ГэВ^2, $(\mu_s^2 - \mu_u^2) \sim 0{,}06$ ГэВ^2, т. е. нарушение $\mathrm{SU_3^f}$-симметрии в наклонах траекторий Редже $\backsim$ 20—30%. Заметим, что в формуле (7) нельзя заменить L_{R} на J_{R}, так как наблюдаемое расщепление между состояниями 2^{++} и 1^{++} (или 1^{+-}) невелико.

Рассмотрим теперь зависимость k_{R}^2 от R. Проще всего выяснить зависимость k_{R}^2 от N. В любой модели с заданным потенциалом зависимости от L и N связаны. Например, если мезон описывать уравнением (6) с потенциалом $V(r) \sim r^\gamma$, то $\mathscr{K}_{\mathrm{R}}^2$ зависит от комбинации $L_{\mathrm{eff}} = \sqrt{2+\gamma}\left(N + \frac{1}{2}\right) + \left(L + \frac{1}{2}\right)$. Это утверждение несложно проверить с помощью квазиклассического приближения (см., например, [111]). Однако при $L \gg 1$ траектория Редже для потенциала $\sim r^\gamma$ ведет себя как $L^{2\gamma/(2+\gamma)}$, так что γ должно быть близким к 2 (осцилляторный потенциал). Для обеспечения линейности траекторий Редже достаточно предположить, что $V \sim r^2$ при больших значениях r. При малых r потенциал может быть, например, пропорционален $-1/r$, как это следует из КХД. С учетом этих соображений можно попытаться заменить в (7) L_{R} на $L_{\mathrm{R}} + \beta N_{\mathrm{R}}$, где параметр β может отличаться от 2. Обсуждавшиеся выше данные о

ρ', π', η_{R1} не позволяют пока с полной ясностью установить структуру спектра радиальных возбуждений. Можно только сказать, что ρ' (1600) дает $\beta \sim 2$, а для описания π' и η_{R1} требуется меньшее значение, $\lesssim 1{,}5$. Возможно, однако, что при малых значениях L траектории Редже нельзя считать линейными и для описания спектра радиальных возбуждений необходимы более сложные предположения. Во всяком случае для описания возбужденных состояний очарованных частиц и Υ-семейства такие нелинейные эффекты действительно необходимы. Если вместо комбинации кулоновского и осцилляторного потенциала взять упоминавшийся эффективный потенциал $V \sim r^{\gamma}$, то $k_R^2 \sim L_{\text{eff}}^{2\gamma/(2+\gamma)}$. Нетрудно проверить, что величина γ должна быть довольно малой ($<1/4$), а эффект нелинейности довольно велик. Хотя такой потенциал и употребляется иногда для описания возбужденных состояний ψ и Υ-частиц [112, 113] (см. обсуждение и дальнейшие ссылки в [21, 25]), он совершенно непригоден для легких мезонов. Более оправданным кажется применение потенциала, связанного с обменом одним глюоном [114]. Такой потенциал одновременно дает зависимость собственных значений от R, которую легко получить, используя известные результаты теории позитрония (см., например, [115]). К сожалению, таким простым способом не удается воспроизвести наблюдаемое расщепление по R не только для легких, но и для очарованных мезонов. В связи с этим для более удачного описания спектров $c\bar{c}$- и $b\bar{b}$-состояний предлагались более сложные потенциалы, содержащие не только векторные, но и скалярные или псевдоскалярные части (см. [116, 117] и обзорный доклад: Jackson J. D. et al.; см. [21]). Параметры, которые при этом приходится вводить, определить из наблюдаемого спектра легких мезонов пока невозможно, так как устройство мультиплетов с $L = 1$ недостаточно понятно.

В феноменологической схеме можно было бы ввести зависимость от R в k_R^2 следующим образом: 1) выделить член $\mu_F^2 (\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j)$, описывающий расщепление V- и P-мультиплетов; 2) выделить член $\mu_F'^2 (\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j)(1 - \delta_{L0}) + \frac{\mu_L^2}{4} (\mathbf{L}, \mathbf{S})$, описывающий спиновое и спин-орбитальное расщепление в мультиплетах с $L \neq 0$; 3) учесть тензорное взаимодействие: $\frac{1}{4}\mu_T^2 X(J)$, где $X(J) = (J+2)/(2J+1)$ при $J = L - 1$, $X(J) = -1$ при $J = L$, $X(J) = (J+1)/(2J+1)$ при $J = L + 1$, L фиксировано. Ниже мы найдем μ_L^2 и получим некоторые оценки на $\mu_F'^2$ и μ_L^2 для мультиплетов с $L \geqslant 1$. Заметим, что эти параметры необходимо считать различными для разных L, кроме того, они могут зависеть от кваркового состава мезонов, но для легких кварков этой зависимостью можно пренебречь. Учитывая все сделанные предположения, можно написать для массы состояний с $I = 1$ и $I = 1/2$ формулу:

$$M_R^2 = m_0^2 + 2(m_i^2 + m_j^2) - \frac{(m_i^2 - m_j^2)^2}{M_R^2} + 2(\mu_i^2 + \mu_j^2)(L + \beta N) + \\ + 4[\mu_F^2 \delta_{L0} + \mu_F'^2 (1 - \delta_{L0})](\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j) + \mu_L^2 (\mathbf{L}, \mathbf{S}) + \mu_T^2 X(J). \quad (14)$$

Не выписанные в (14) поправки, например на нелинейность траекторий Редже, неявно содержатся в m_0^2. Часто применяемые квадратичные массовые формулы [12–14] можно получить из (14), если пренебречь третьим членом в правой части; если при этом еще заменить квадраты всех величин размерности массы на первые степени, то получатся линейные массовые формулы.

4. СМЕШИВАНИЕ КВАРКОВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ. РАСПАДЫ

Квантовая хромодинамика приводит к простому выражению для матрицы смешивания:

$$\mathcal{M}^2_{ij,\,kl}(\mathrm{R}) = -\varepsilon^2_{\mathrm{R}}\delta_{ij}\delta_{kl}. \tag{15}$$

В теории возмущений это очевидно (см. [114, 118, 119]), однако теория возмущений не позволяет получить даже правильный знак для величины $\varepsilon^2_{\mathrm{V}}$, не говоря уже о величине $\varepsilon^2_{\mathrm{P}}$ [120]. Однако к такой же матрице смешивания могут привести и непертурбативные эффекты, учитываемые с помощью эффективного лагранжиана [121–123] (см. также лекции [124]; другими способами непертурбативные эффекты изучались в [125, 126, 33]). Впервые матрица смешивания (15) была предложена Швингером [127], который получил на ее основе известную формулу для масс векторных мезонов:

$$(\omega^2-\rho^2)(\varphi^2-\rho^2) = 2\,[\varphi^2-(2\mathrm{K}^2_{\mathrm{V}}-\rho^2)]\,[(2\mathrm{K}^2_{\mathrm{V}}-\rho^2)-\omega^2].$$

Линейный вариант формулы Швингера «работает» несколько лучше квадратичного, но оба дают неплохие результаты: предсказание для массы ρ-мезона по массам ω, φ и K: $\rho \overset{\text{кв.}}{=} 0{,}774$ ГэВ. Для псевдоскалярных мезонов формула Швингера, однако, не годится: предсказание массы η' по M_π, K и η — $\eta' \overset{\text{кв.}}{=} 1{,}610$, $\eta' \overset{\text{мин.}}{=} 2{,}340$. В связи с этим содержащиеся в работах [118, 119, 123, 124] утверждения, что матрица смешивания (15) позволяет описать массы псевдоскалярного октета, неверны. Массовые формулы в этих работах совпадают с массовыми формулами Швингера, и масса η' должна быть очень большой. В работе [114], авторы которой пользовались линейными формулами, так что расхождение не заметить было невозможно, высказано предположение, что параметр $\varepsilon^2_{\mathrm{R}}$ сильно зависит от массы мезона $\varepsilon^2_{\mathrm{R}} = \varepsilon^2_{\mathrm{R}}(M^2_{\mathrm{R}})$. В КХД появление такой зависимости весьма естественно и может быть в принципе связано с зависимостью от M^2_{R} эффективной константы связи сильного взаимодействия α_{S}. Оказалось, однако, что зависимость эта должна быть чрезвычайно сильной: $\varepsilon^2_{\mathrm{P}}(\eta^2)/\varepsilon^2_{\mathrm{P}}(\eta'^2) \sim 8$ [114]. Для квадратичных формул эта зависимость может быть несколько слабее, $\varepsilon^2_{\mathrm{P}}(\eta^2)/\varepsilon^2_{\mathrm{P}}(\eta'^2) \sim 4$, но и в этом случае ее трудно согласовать с практическим отсутствием подобной зависимости для ω- и φ-мезонов и вряд ли можно надеяться на объяснение столь сильного эффекта в КХД.

Идея о зависимости $\varepsilon^2_{\mathrm{R}}$ от массы была использована в работах [101–103] для формулировки новой модели смешивания, в которой вместо U^f_3-синглетной матрицы (15) предложено пользоваться SU^f_3-синглетной матрицей

$$\mathcal{M}^2_{ij,\,kl}(\mathrm{R}) = -\varepsilon^2_{\mathrm{R}}(M^2_{\mathrm{R}})\left(\delta_{ij}\delta_{kl}-\frac{1}{3}\,\delta_{ik}\delta_{jl}\right). \tag{16}$$

Если $\varepsilon^2_{\mathrm{R}}$ не зависит от M^2_{R}, то различие между (16) и (15) на феноменологическом уровне чисто формальное — дополнительный член $\varepsilon^2_{\mathrm{R}}\delta_{ik}\delta_{jl}/3$ можно включить в m_0^2 (см. (14)), и все соотношения между массами сохраняются. Если $\varepsilon^2_{\mathrm{R}}$ зависит от M^2_{R}, то для масс частиц с изоспинами 1 и 1/2 из (4) и (14) следуют выражения

$$M^2_{\mathrm{R},\,1} = m^2_{\mathrm{R}} - 2\Delta^2_{\mathrm{R}} - \frac{4}{3}\,\varepsilon^2_{\mathrm{R}}(M^2_{\mathrm{R},\,1}), \qquad \Delta^2_{\mathrm{R}} = \Delta^2_{\mathrm{suR}}; \tag{17}$$

$$M^2_{\mathrm{R},\,1/2} = m^2_{\mathrm{R}} - \frac{\Delta^4}{M^2_{\mathrm{R},\,1/2}} - \frac{4}{3}\,\varepsilon^2_{\mathrm{R}}(M^2_{\mathrm{R},\,1/2}), \qquad \Delta^2 = \Delta^2_{\mathrm{su}} = s^2-u^2; \tag{18}$$

а для масс M_{R}, M'_{R} изосинглетных частиц получим ($\varepsilon^2_{\mathrm{R}} = \varepsilon^2_{\mathrm{R}}(M^2_{\mathrm{R}})$, $\varepsilon'^2_{\mathrm{R}} = \varepsilon^2_{\mathrm{R}}(M'^2_{\mathrm{R}})$)

$$M'^2_{\mathrm{R}} = m^2_{\mathrm{R}} + (14/3)\,\varepsilon'^2_{\mathrm{R}} + 2\sqrt{(\Delta^2_{\mathrm{R}}-\varepsilon'^2_{\mathrm{R}})^2+8\varepsilon'^4_{\mathrm{R}}}, \tag{19}$$

$$M^2_{\mathrm{R}} = m^2_{\mathrm{R}} + (14/3)\,\varepsilon^2_{\mathrm{R}} - 2\sqrt{(\Delta^2_{\mathrm{R}}-\varepsilon^2_{\mathrm{R}})^2+8\varepsilon^4_{\mathrm{R}}}. \tag{20}$$

Угол смешивания кварковых функций R_s и R_u в легкой изосинглетной частице определяется из соотношения

$$\operatorname{tg}\theta_{M'_R} = 2\sqrt{2}\,\varepsilon_R^2\,[\Delta_R^2 - \varepsilon_R^2 + \sqrt{[(\Delta_R^2 - \varepsilon_R^2)^2 + 8\varepsilon_R^4]}]^{-1}, \qquad (21)$$

а выражение для θ_{M_R} получается из (21) заменой $\varepsilon_R^2 = \varepsilon_R^2(M_R^2)$ на $\varepsilon_R'^2 \equiv \varepsilon_R^2(M_R'^2)$. Если ε_R не зависит от M_R, то пренебрегая вторым членом в правой части (18) и исключая из (17) — (20) параметры Δ^2, m_R^2 и ε_R^2, можно получить упоминавшуюся выше формулу Швингера. При учете члена Δ^4/M_R^2 соответствующая формула имеет вид (см. [103])

$$(\omega^2 - \rho^2)(\varphi^2 - \rho^2) = 2\,[\varphi^2 - (2K_V - \rho)^2]\,[(2K_V - \rho)^2 - \omega^2].$$

Ее предсказания одной из масс векторных мезонов по трем другим практически совпадают с предсказанием формулы Швингера. Отсюда следует, что $\varepsilon_V^2(M^2) = \varepsilon_V^2 \approx \mathrm{const}$, а из близости масс $\rho = M_{V,1}$ и $\omega = M_V$ вытекает, что величина ε_V^2 мала. По массам ω, K_V и φ легко найти $\Delta_V^2 = \Delta^2 = s^2 - u^2$, ε_V^2 и m_V^2:

$$\Delta^2 = 0{,}1085, \quad m_V^2 = 0{,}8161, \quad \varepsilon_V^2 = 0{,}0017. \qquad (22)$$

Заметим, что Δ^2 и m_V^2 определены с хорошей точностью ($\sim 0{,}6\%$), тогда как точность определения ε_V^2 невелика ($\sim 50\%$), ошибки в основном связаны с неопределенностью в экспериментальном значении массы K_V. Масса ρ-мезона предсказывается: $\rho_{\text{пр}} = 0{,}774$. Определяя по (21) угол $\theta_\omega = \theta_\varphi$, получим $\theta_\omega = \theta_\varphi = 0{,}6$—$1{,}8°$, что заметно меньше значения, полученного из квадратичных массовых формул ($\sim 5°$), и близко к углу, связанному с линейными формулами ($\sim 2°$) (см. [11]). Параметр Δ^2 равен K_V ($K_V - \rho_{\text{пр}}$), как это следует из (9), (11); ввиду малости ε_V^2, хорошо выполнены соотношения (11) и (12) и с хорошей точностью $\Delta^2 \approx (\varphi^2 - \rho^2)/4$.

Так как разброс масс в тензорном мультиплете не очень велик, то можно предположить, что $\varepsilon_T^2(M^2) = \varepsilon_T^2 = \mathrm{const}$. Тогда по массам f, f′ и A_2 можно определить

$$\Delta_T^2 = 0{,}1521, \quad m_T^2 = 2{,}038, \quad \varepsilon_T^2 = -0{,}0132. \qquad (23)$$

Масса K_T предсказывается: $K_T = 1{,}426$. Это предсказание несколько расходится со значением, приведенным в [11] и в таблице, однако оно хорошо согласуется с взвешенным средним по всем экспериментам, обработанным в [11]. Зная $\Delta_T^2 = \Delta^2 + (\mu_s^2 - \mu_u^2)$ и Δ^2, можно получить

$$\mu_s^2 - \mu_u^2 = 0{,}0436, \qquad (24)$$

что заметно больше грубой оценки этой величины, сделанной в третьем разделе ($\mu_s^2 - \mu_u^2 = [\mu_1^2(s\bar{s}) - \mu_1^2(u\bar{u})]/4 \sim 0{,}027$). Величина (24) хорошо согласуется, однако, с разностями наклонов барионных траекторий: $\mu_s^2 - \mu_u^2 = (1/2)\,[\mu_1^2(suu) - \mu_1^2(uuu)] \sim 0{,}04$. Разброс грубых оценок очень велик, тогда как ошибка в (24) мала. Очевидно, что (24) дает на сегодня наиболее надежную оценку нарушения SU_3^f-симметрии в наклонах траекторий Редже. Для угла смешивания из (23) и (21) получаем $\theta_f = \theta_{f'} \approx -6{,}4°$, что совпадает со значением, полученным для линейных массовых формул.

Так как $\Delta_A^2 = \Delta_T^2$, то полученные результаты можно применить к аксиальным мультиплетам. Если E и D — изоскалярные состояния этого мультиплета, то из (19) и (20) следует

$$E^2 - D^2 = 4\sqrt{(\Delta_T^2 - \varepsilon_A^2)^2 + 8\varepsilon_A^4} \geqslant \frac{8\sqrt{2}}{3}\,\Delta_T^2, \qquad (25)$$

причем равенство достигается при $\varepsilon_A^2 = \frac{1}{9}\Delta_T^2$. Таким образом, $E \geqslant 1{,}490$ (8). Если $\varepsilon_A^2 = 0$, то $E = 1{,}502$ (8). В последнем случае $A_1 = D$, тогда как при $\varepsilon_A^2 = (1/9)\Delta_T^2 \approx 0{,}017$ предсказывается $A_1 = 1{,}236$. При этом соответственно $Q_{A_{\text{пр}}} = 1{,}395$ и $Q_{A_{\text{пр}}} = 1{,}351$. В последнем случае A_1-мезон почти вырожден с B-мезоном, а это значит, что $Q_A \approx Q_B$. Тогда угол смешивания θ_Q равен $\pm 45°$, что не противоречит экспериментальным данным, но исключить возможность того, что $\varepsilon_A^2 \simeq 0$, т. е. $A_1 \approx D$, конечно, пока нельзя. Мы можем лишь с уверенностью сказать, что для чистого $q\bar{q}$-состояния значения массы $A_1 \leqslant 1{,}16$ исключено и весьма вероятно, что E-мезон с массой $\sim 1{,}43$ — не чистое $q\bar{q}$-состояние. Заключение о массе A_1 основано на том, что из (20) и (17) следует неравенство $A_1 \gg 1{,}16$ при $\varepsilon_A^2 \leqslant (1/2)\Delta_T^2$. Значение $(1/2)\Delta_T^2$ уже неприемлемо велико, в 6 раз больше, чем $|\varepsilon_T^2|$, и, как вскоре будет показано, даже больше чем ε_P^2 для η- и η'-мезонов.

Аналогично можно найти $\mu_s^2 - \mu_u^2$ по массам g и K_g. Пренебрегая смешиванием ε_g^2, из (17) и (18) находим $\Delta_g^2 \equiv \Delta^2 + 2(\mu_s^2 - \mu_u^2)$, откуда $\mu_s^2 - \mu_u^2 \approx 0{,}038$ в хорошем согласии с (24). Массы мезонов с более высокими спинами определены недостаточно точно для сравнения их с массовыми формулами. Определив наклон траекторий Редже и пренебрегая смешиванием, можно, наоборот, предсказывать массы частиц с большими значениями спинов. Мы не будем на этом останавливаться, а перейдем к анализу псевдоскалярного мультиплета.

Предположим сначала, что зависимостью ε^2 от масс мезонов K можно пренебречь, т. е. $\varepsilon_K^2 \approx \varepsilon_\eta^2 \approx \varepsilon_{\eta'}^2 = \varepsilon_P^2$, где $\varepsilon_K^2 \equiv \varepsilon_P^2(K^2)$ и т. д. Определив два неизвестных параметра m_P^2 и ε_P^2 по $(\eta^2 + \eta'^2)$ и K^2, найдем $m_P^2 = 0{,}3637$, $\varepsilon_P^2 = 0{,}0526$, что дает массы $\eta' \approx 963$, $\eta \approx 0{,}540$ и $\theta_\eta = \theta_{\eta'} = 34{,}7°$ (см. [15, 101]). Массы η и η' достаточно близки к наблюдаемым, а угол смешивания хорошо согласуется с углом, который получается из данных по рождению η и η' (см. (1)). Действительно, при небольшом нарушении правила НКЛ в матричных элементах рождения η и η', отношение $K_{\eta\eta'}$ в (1) связано с углами θ_η и $\theta_{\eta'}$ выражением [39]

$$K_{\eta\eta'} = \frac{\sin^2\theta_{\eta'}}{\cos^2\theta_\eta}\,\frac{1-\varepsilon'^2}{1-\varepsilon^2}, \tag{26}$$

где ε и ε' определяют величину примеси η- и η'-состояний, отличных от qq':

$$\eta = \sqrt{1-\varepsilon^2}\,(\eta_u c_\eta - \eta_s s_\eta) + \varepsilon\xi, \tag{27}$$

$$\eta' = \sqrt{1-\varepsilon'^2}\,(\eta_u s_{\eta'} + \eta_s c_{\eta'}) + \varepsilon'\xi'. \tag{28}$$

Напомним, что $\eta_u = \eta'_u = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$, $\eta_s = \eta'_s = s\bar{s}$, $s_\eta = \sin\theta_\eta$ и т. д.; ξ и ξ' обозначают все остальные состояния, например $2g$; состояния ξ, ξ' ортогональны к η_u и η_s. Из того, что массы η и η' хорошо описываются даже при постоянном ε_P^2, можно заключить, что θ_η мало отличается от $\theta_{\eta'}$, так что ε и ε' — достаточно малые величины. Полагая в (26) $\varepsilon = \varepsilon' = 0$ и $\theta_\eta = \theta_{\eta'} = 34{,}7°$, получим $K_{\eta\eta'} = 0{,}48$ в неплохом согласии с (1). Эта величина $K_{\eta\eta'}$ не согласуется, однако, с обычно принимаемым значением углов $\theta_\eta = \theta_{\eta'} \simeq 45°$ (см., например, [11, 14]).

Заметим, что в литературе чаще пользуются углами синглет-октетного смешивания $\theta_P(\eta)$, $\theta_P(\eta')$. Выражения (27) и (28) можно переписать в виде

$$\eta' = \sqrt{1-\varepsilon'^2}\,(\eta_8 \sin\theta_P(\eta') + \eta_0\cos\theta_P(\eta')) + \varepsilon'\xi', \tag{29}$$

$$\eta = \sqrt{1-\varepsilon^2}\,(\eta_8\cos\theta_P(\eta) - \eta_0\sin\theta_P(\eta)) + \varepsilon\xi, \tag{30}$$

где

$$\eta_8=\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}), \tag{31}$$

$$\eta_0=\frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}), \tag{32}$$

$$\theta_P(\eta)=\theta_\eta+\theta_0-90^\circ, \quad \theta_P(\eta')=\theta_{\eta'}+\theta_0-90^\circ, \quad \operatorname{tg}\theta_0=\frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{33}$$

Значению $\theta_\eta=\theta_{\eta'}\approx 45^\circ$ соответствует $\theta_P(\eta)=\theta_P(\eta')\approx -10^\circ$, тогда как из (21) следует $\theta_P(\eta)=\theta_P(\eta')\simeq -20^\circ$.

Смешивание, описываемое формулами (16), (19) — (21), в отличие от швингеровского обладает одним очень интересным свойством — существует конечное значение параметра ε_P^2, при котором масса η-мезона максимальна, и при этом η'-мезон содержит наибольшую возможную примесь $s\bar{s}$. Если ε_P^2 изменяется от $-\infty$ до $+\infty$, то $\operatorname{tg}\theta_\eta$ монотонно растет от $-1/\sqrt{2}$ до $\sqrt{2}$, причем θ_P монотонно растет от -90° до 0°. Если $\varepsilon_P^2=-\infty$, то $\eta'=-\eta_8$, $\eta=\eta_0$, а если $\varepsilon_P^2=+\infty$, то $\eta'=\eta_0$, $\eta=\eta_8$, так что примесь странных кварков в η' максимальна при $\varepsilon_P^2=-\infty$. Однако эта примесь максимальна и при значении $\varepsilon_P^2=\Delta^2/2$, когда $\operatorname{tg}\theta_\eta=+1/\sqrt{2}$. В этом случае η и η' равны соответственно η_0 и η_8, но с измененным знаком перед $s\bar{s}$ *), а масса η-мезона, определяемая по формуле (20), принимает максимальное значение:

$$\eta^2=m_P^2-\frac{2}{3}\Delta^2; \tag{34}$$

при этом $\eta'^2=m_P^2+16/3\Delta^2$, $K^2=\eta^2-\Delta^4/K^2$. Угол октет-синглетного смешивания равен $\theta_P\simeq-19{,}5^\circ$, а $K_{\eta\eta'}=1/2$, в хорошем согласии с (1). Если бы это описание давало правильное значение массы π-мезона, то им можно было бы вполне удовлетвориться. Однако значение M_π получается в два раза больше наблюдаемого (см. (17)) и необходимо учесть зависимость ε_P^2 от M^2. Разумное описание смешивания и масс K, η, η', отличное от результатов [114, 119, 124, 127], получилось благодаря тому, что при определении параметров не использовалась масса π-мезонов. Если применять обычные квадратичные массовые формулы (т. е. опустить в (18) добавку Δ^4/K^2), то, как уже отмечалось, получается формула Швингера, дающая предсказание $\eta'\sim 1{,}6$. Это не замечено в цитированных ранее работах из-за того, что в них фиксируется ε_P^2 по сумме квадратов масс $\eta^2+\eta'^2$. В итоге создается впечатление, что массовые формулы дают разумное описание псевдоскалярного мультиплета. Причина этого любопытного явления — близость массы η к максимальному значению, при небольшом изменении массы η масса η' меняется очень сильно.

Прежде чем переходить к изучению зависимости ε_P^2 от M^2, заметим, что имеется другая возможность улучшить описание псевдоскалярного мультиплета — можно попытаться ввести нарушение SU_3^f-симметрии в матрицу смешивания (15) [129]. При этом вместо одного параметра ε_P^2 необходимо ввести три параметра $\varepsilon_P^2(u\bar{u})$, $\varepsilon_P^2(u\bar{s})$, $\varepsilon_P^2(s\bar{s})$ и для определения всех неизвестных величин нужно задать не только массы π, K, η, η', но и угол смешивания θ_P. Пользуясь моделью смешивания, основанной

*) Так как волновые функции η_0 и η_8 пропорциональны матричным элементам операторов $\bar{q}\lambda_0\gamma_5 q$ и $\bar{q}\lambda_8\gamma_5 q$, то η и η' можно получить из η_0 и η_8 γ_5-преобразованием u- и d-кварков: $q\to\mathscr{P}\gamma_5 q$, $\bar{q}\to-\bar{q}\gamma_5\mathscr{P}$, где $\mathscr{P}=(\lambda_8+\sqrt{2}\lambda_0)/\sqrt{3}$ — проекционный оператор u- и d-кварков. Так как массы токовых кварков u и d очень малы [128], то лагранжиан при таком преобразовании почти инвариантен.

на эффективном лагранжиане в КХД [121–124], можно уменьшить число неизвестных параметров до двух [130] (см. также [131]). Нарушение симметрии в ε_P^2 оказывается, однако, очень большим (>50%), и источник его неясен.

Источник зависимости $\varepsilon_P^2(M^2)$ от M^2, напротив, кажется почти очевидным — зависимость от M^2 константы сильного взаимодействия $\alpha_S(M^2)$. Так как ε_P^2 определяется непертурбативными эффектами (см. [33, 121–126, 130, 131]), то разумно предположить, что

$$\varepsilon_P^2(M^2)=M_0^2\exp\left(-\frac{\bar{\lambda}}{\alpha_S(M^2)}\right), \tag{35}$$

где $\bar{\lambda}$, M_0 — неизвестные параметры. Функция $\alpha_S(M^2)$ известна лишь при $M^2\to\infty$ [23, 24]:

$$\alpha_S^{-1}(M^2)\sim c_f^{-1}\ln\frac{M^2}{\Lambda^2},\qquad c_f=\frac{12\pi}{33-2n_f}.$$

Этим выражением, конечно, нельзя пользоваться при $M^2\leqslant\Lambda^2$, однако можно попытаться его экстраполировать в область малых M так, чтобы α_S обращалось в ∞ лишь при $M^2=0$:

$$\alpha_S^{-1}(M^2)=c_f^{-1}\ln\left(\frac{M^2}{\Lambda^2}+1\right). \tag{36}$$

В слегка другой форме такая экстраполяция была предложена в работе автора [132, 103] и позже была использована для экстраполяции КХД потенциала взаимодействия тяжелых кварков из области малых расстояний, где он известен, в область больших расстояний [133–135]. В последних работах для Λ принималось значение 400—500 МэВ, тогда как в [103, 132] было взято $\Lambda\sim100$ МэВ. Чуть ниже будет показано, что такое значение Λ в действительности необходимо для описания псевдоскалярных мезонов. Малое значение Λ получается из данных по e^+e^--аннигиляции в области ψ и Υ (см. [136, 137]), а большое — из данных по глубоко неупругим процессам. Теоретически более обоснованным представляется определение Λ из e^+e^--аннигиляции (см. [137, 138, 33, 125]).

Прежде чем определять параметры $\bar{\lambda}$, M_0 и Λ по массам псевдоскалярных мезонов, заметим, что уравнение (17), определяющее массу π-мезона, обладает следующим примечательным свойством [103]. Если $-\varepsilon_P^2(M^2)$ — выпуклая возрастающая функция M^2 (а (35) этому свойству удовлетворяет), то при достаточно большом значении M_0^2 уравнение (17) не имеет решений. Если уменьшать M_0^2, то в некоторый момент появляется решение, которое определяет минимальное возможное значение M_π. (При дальнейшем уменьшении M_0 имеется два решения, но решение с меньшей массой неустойчиво.) Условие минимальности массы π-мезона имеет простой вид [103]:

$$\frac{d\varepsilon_P^2(M_\pi^2)}{dM_\pi^2}=-\frac{3}{4}. \tag{37}$$

Если ε_P^2 задано выражениями (35), (36), то отсюда следует простое уравнение:

$$\Lambda^2+M_\pi^2=\frac{4}{3}\lambda\varepsilon_P^2(M_\pi^2),\qquad \lambda\equiv\frac{\bar{\lambda}}{c_f}. \tag{38}$$

Зная массы π, η и η' и используя (17), (34), (20), (38) и найденное выше значение Δ^2, находим

$$\Lambda=0{,}0977,\quad M_0=0{,}3594,\quad \lambda=0{,}2055,\quad m_P^2=0{,}3735. \tag{39}$$

Отсюда следуют предсказания:

$$K_{\eta\eta'}=0{,}486,\quad \theta_\eta=37{,}9^\circ,\quad \theta_{\eta'}^{\gamma\gamma}=33{,}9^\circ. \tag{40}$$

Полученное значение $\Lambda \simeq 98$ МэВ также хорошо согласуется с экспериментальным [136].

Таким образом, на полуфеноменологическом уровне устройство псевдоскалярного мультиплета понятно. КХД частично объясняет введенные феноменологические параметры. К сожалению, при этом вводятся другие параметры, которые не могут быть вычислены на основе теории. Тем не менее уже сейчас ясно, что сложное устройство псевдоскалярного мультиплета отражает сложную структуру вакуума в КХД и тесно связано с пленением цвета, в частности, кварков. Параметр смешивания ε_P^2 непосредственно связан с вакуумными флуктуациями, не описываемыми теорией возмущений (подробней см. [33, 121–126, 130, 131]). Вероятно, аналогичные флуктуации определяют и нарушение SU_3^f-симметрии; об этом, в частности, говорит найденное выше соотношение $\varepsilon_P^2(\eta^2) \sim \frac{1}{2}\Delta^2$ (между прочим также $\varepsilon_P^2(M_\pi^2) \sim \Delta^2$ и $M_0^2 = \varepsilon_P^2(0) \sim \varepsilon_P^2(M_\pi^2)$). Заметим, что параметр μ_F^2, определяющий спин-спиновое расщепление, почти точно равен Δ^2: $4\mu_F^2 \approx \approx m_V^2 - m_P^2 = 0{,}445$. Если в (14) положить $m_0^2 = 0$, то можно определить массы u и s: $u \simeq 350$ МэВ, $s \approx 480$ МэВ, что близко к значениям масс структурных кварков, используемых в барионной спектроскопии. При этом $u^2 \simeq 0{,}12 \sim M_0^2 \sim \Delta^2$. Создается впечатление, что помимо основного размерного параметра $\Lambda \sim 0{,}1$ ГэВ необходим еще лишь один размерный параметр, скажем, $M_0 \sim 350$ МэВ, определяющий массы кварков, нарушение SU_3^f-симметрии, смешивание и т. п. Этот параметр определяется вакуумными флуктуациями и не может быть вычислен по теории возмущений. В точной теории оба параметра, по-видимому, связаны друг с другом.

Отделив в псевдоскалярных и векторных мезонах эффекты смешивания и спинового расщепления, можно оценить спин-орбитальное и спиновое расщепление в мультиплете $L = 1$ и найти наклон траектории Редже $4\mu_u^2$. Если, как обсуждалось выше, $\varepsilon_A^2 = \frac{1}{9}\Delta_T^2 \sim |\varepsilon_T^2|$, $A_1 \sim B$ и $\varepsilon_B^2 = -0{,}012 \approx \varepsilon_T^2$, то $\mu_L^2 \sim 0{,}083$, $\mu_F'^2 \sim 0{,}033$ и $4\mu_u^2 \sim 1{,}11$. Оценки μ_L и μ_F', конечно, нельзя считать окончательными, но наклон траектории Редже определен достаточно точно (точность не хуже $\sim 10\%$). Этот наклон хорошо согласуется со средним значением $\sim 1{,}15$, найденным выше по массам частиц с большими спинами. Любопытно, что $\varepsilon_B^2 \approx \varepsilon_T^2 < 0$, а $\varepsilon_A^2 > 0$ и имеет тот же порядок величины.

Напомним, что для определения абсолютных значений масс кварков приходится делать предположения, которые обосновать невозможно (скажем, $m_0 = 0$). Можно, однако, найти минимальное значение массы s-кварка: $s \geqslant s_{min} = \Delta = 0{,}330$; когда s близко к s_{min}, массы u- и d-кварков должны быть малыми и осуществляется киральный предел [139]. Эти массы нельзя, однако, непосредственно сравнивать с токовыми массами [128] $s^* = 150$ МэВ, $d^* = 7{,}5$ МэВ, $u^* = 4{,}2$ МэВ, так как они отличаются множителем перенормировки Z; мы можем оценить этот множитель: $Z = s^*/s_{min} \approx 0{,}46$. Вычислить константу Z можно лишь в конкретных моделях; например, в модели массачусетского мешка можно найти, что [140] $Z \sim 0{,}5$ в хорошем согласии с полученной нами оценкой.

Описанную феноменологию можно применить к анализу спектра очарованных частиц. Если $\mu_F^2(c\bar{c}) \sim \mu_F^2(c\bar{u}) \sim \mu_F^2(u\bar{u})$, то по массам J/ψ и D_V [11] находим $\Delta_{cu}^2 = c^2 - u^2 \approx 2{,}187$ и $m^2 \equiv \bar{m}_0^2 + 2u^2 + 2c^2 \approx 5{,}106$. (Мы не предполагаем, что $\bar{m}_0^2 = m_0^2$.) Отсюда следуют предсказания. $D \approx 1{,}83$, $\eta_c \approx 3{,}02$, $F \approx 1{,}97$, $F_V \approx 2{,}1$. Согласие с экспериментальными значениями [11] следует признать достаточно хорошим, особенно если учесть исключительную простоту модели. Обратим внимание на довольно большую величину η_c. Даже учет нарушения симметрии в спиновом взаимодействии не позволяет понизить η_c. Этот феноменологический результат был получен в [15] и затем подробно обсуждался в [100–102], где было показано, что массу псевдоскалярного состояния $c\bar{c}$ нельзя сделать меньше 3 ГэВ. В простейших потенциальных моделях расщепление $J/\psi - \eta_c$ также предсказывалось малым [114], но позднее, увеличив число параметров, удалось понизить массу η_c до $\sim 2{,}8$ ГэВ, как того, казалось, требовали экспериментальные данные. Феноменология этого сделать не позволяет, если только J/ψ, D_V, D и η_c — чистые кварк-кварковые состояния [100–102]. Учет смешивания $\psi - \psi'$, $\eta_c - \eta_c'$ и т. п. может слегка изменить предсказания, но в любом случае остается $\eta_c \gg 3$ ГэВ. Впоследствии этот результат был получен с помощью дисперсионных правил сумм в КХД [141]; наиболее надежная оценка массы η_c: $2{,}98 \leqslant \eta_c \leqslant 3{,}02$ [142].

Взяв среднее значение квадратов масс χ/P_c частиц [11], чтобы исключить вклады спин-орбитальных и тензорных членов, можно оценить наклон траектории Редже: $4\mu_c^2 \approx 2{,}89$. По массе ψ' [11] оценивается параметр β в (14) для $c\bar{c}$ состояния: $\beta\,(c\bar{c}) \sim 1{,}37$ *). Как отмечалось выше, для радиального возбуждения ρ' (1,6) получается $\beta\,(u\bar{u}) \sim 1{,}80$. Эта оценка не очень точна из-за неопределенности массы ρ' и спинового взаимодействия радиальных возбуждений, однако неравенство $\beta\,(c\bar{c}) < \beta\,(u\bar{u})$ представляется разумным, если учесть обсуждавшиеся выше эффекты нелинейности траекторий. Заметим также, что наклон $4\mu_c^2$, определенный по массе D состояния ψ' (3,77), заметно меньше величины, найденной по P-состояниям.

Это короткое отступление в область, не относящуюся к теме данного обзора, было сделано для оценки надежности феноменологии. Мы убедились, что даже при большом нарушении симметрии феноменологические массовые формулы дают надежные предсказания и разумные оценки масс кварков.

В заключение кратко обсудим распады легких мезонов. Имеющиеся данные в принципе позволяют оценить нарушение правила НКЛ (в частности, углы смешивания) и нарушение SU_3^f-симметрии. Наиболее заметно нарушение SU_3^f в распадах $V \to e^+e^-$, что не удивительно, так как эти процессы связаны с аннигиляцией кварков, массы которых сильно отличаются. Чтобы яснее увидеть общую закономерность, полезно рассмотреть распады не только $V = \rho$, ω, φ, но и $V = \psi$, Υ. В нерелятивистской модели кварков $\Gamma_V^e \equiv \Gamma\,(V \to e^+e^-) \sim Q_V^2 \mid \Psi_V(0)\mid^2/m_V^2$ [143, 144] (см. также [13, 14]), где Q_V — эффективный заряд кварков в мезоне V: $Q_\rho^2 = 1/2$, $Q_\omega^2 = 1/18$, $Q_\varphi^2 = Q_\Upsilon^2 = 1/9$, $Q_\psi^2 = 4/9$ **). Аналогичное выражение для $\Gamma\,(V \to e^+e^-)$ получается и в релятивистской теории, однако вместо $\mid \Psi_V(0)\mid^2$ релятивистский результат содержит интеграл от $\mid \Psi_V(r)\mid^2$ по области с размером порядка комптоновской длины соответствующих кварков (нерелятивистское выражение получается при достаточно большой массе кварка) [145–147]. Эксперимент указывает на то, что величина Γ_V^e/Q_V^2 примерно постоянна для $V = \rho$, ω, φ, ψ, Υ и равна 11—13 кэВ. Это означает, что $SU_{n_f}^f$-симметрия сильно нарушена в волновых функциях Ψ_V. Нарушение симметрии можно попытаться связать с массой кварков [148–150]. Заметим, что можно связать его и с нарушением симметрии в наклонах траекторий Редже, достаточно взять осцилляторный потенциал, правильно описывающий эмпирические наклоны. Аналогичные

*) Пользуясь этими значениями μ_c и β, можно предсказать массу радиального возбуждения $\eta_c' \approx 3{,}59$ ГэВ.

**) Малым углом смешивания $\theta_\omega = \theta_\varphi$ можно здесь пренебречь.

эффекты нарушения SU_3^f-симметрии наблюдаются в распадах $P \to l\bar{\nu}_l$, например $\pi \to \mu\bar{\nu}_\mu$, $K \to \mu\bar{\nu}_\mu$ и т. д. [143–150].

Выявить эффекты нарушения SU_3^f в сильных распадах мезонов гораздо труднее. Во-первых, недостаточна точность измерения их ширин. Во-вторых, не вполне ясно, как учитывать кинематические факторы, в которых, конечно, содержится нарушение SU_3^f, иногда весьма большое. Чаще всего в двухчастичных распадах его учитывают с помощью кинематического фактора: $\Gamma = |\mathcal{M}_{fi}|^2 p_f^{2J+1}/M^2$, где $\mathcal{M}_{fi}$ — матричный элемент распада, p_f — импульс конечных продуктов распада в с. ц. м., а M — масса распадающейся частицы [16, 39]. С точки зрения кварковой модели могут оказаться более естественными несколько иные кинематические факторы [18, 19]. Необходимо также учитывать поправки на конечную ширину резонансов и связь между различными каналами распада. Если пренебречь всеми этими неясностями и поправками и просто вычислить отношения матричных элементов, используя SU_3^f [151] и известные углы смешивания для P-, V- и T-нонетов, то можно убедиться, что предсказания SU_3^f выполняются с неплохой точностью. Достаточное число надежных данных имеется по распадам $V \to PP$, $T \to VP$, $T \to PP$ и $3^- \to PP$; SU_3^f-соотношения соответствующих ширин с учетом углов смешивания приведены в работе Окубо [39]. Сравнивая их с экспериментальными данными, видим, что в пределах ошибок можно считать SU_3^f-симметрию в указанных распадах не нарушенной. Правда, на 2—3 стандартных ошибки отличаются теоретические и экспериментальные отношения $\Gamma(f \to K\bar{K})/\Gamma(f \to \pi\pi)$, $\Gamma(g \to K\bar{K})/\Gamma(g \to \pi\pi)$, $\Gamma(\rho \to \pi\pi)/\Gamma(K_V \to K\pi)$, $\Gamma(A_2 \to K\bar{K})/\Gamma(K_T \to K\pi)$. Однако ширины распадов g, A_2, $f \to K\bar{K}$ нельзя считать окончательно установленными, и, кроме того, поправки на конечную ширину в распадах f, g, $\rho \to \pi\pi$ могут быть довольно большими. Расхождение может быть связано и с кинематическим фактором, который особенно важен в двух первых из упомянутых отношений. С помощью модели, основанной на преобразовании Мелоша, можно получить дальнейшие соотношения между ширинами двухчастичных распадов, которые не противоречат существующим данным примерно на том же уровне точности, на каком выполнены соотношения SU_3^f-симметрии (см. [18, 19]).

К сожалению, извлечь из обсуждавшихся данных значения углов смешивания не удается. Можно лишь убедиться, что найденные по массовым формулам углы не противоречат данным о распадах. Более точную информацию об угле смешивания $\theta_\omega = \theta_\varphi$ можно получить, сравнив ширины распадов φ, $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Предполагая, что оба распада идут через промежуточные двухчастичные состояния $\rho\pi$, находим, что $\theta_\omega = 2{,}4 \pm 0{,}3^\circ$ (см. [152]).

Рассмотрим радиационные распады $V \to P\gamma$, $P \to V\gamma$, $P \to \gamma\gamma$, анализу которых посвящена обширная литература (см., например, [12, 14, 19, 39, 151–156]). В модели кварков ширины этих распадов выражаются через магнитные моменты кварков, которые определяются по магнитным моментам барионов (см. [12, 14, 147, 154, 156]). Для этого, однако, приходится пользоваться чересчур упрощенными гипотезами о структуре мезонов и барионов, которые трудно обосновать. Кроме того, существующие данные о магнитных моментах барионов [11] *), по-видимому, не согласуются со столь простыми представлениями о структуре барионов. Если вычислить магнитные моменты u, d, s по магнитным моментам μ_p, μ_n и μ_Λ, то предсказываемые значения μ_{Ξ^-} и μ_{Σ^-} отличаются от экспериментальных в полтора

*) Недавно был определен с хорошей точностью и магнитный момент Ξ^-; см. [10].

раза (при этом расхождение для μ_Ξ-превышает 4 стандартных ошибки). Наконец, в этой примитивной модели легко учесть нарушение SU_3^f-симметрии, но невозможно ввести нарушение правила НКЛ в матричные элементы (исключая нарушение, описываемое углами смешивания). Как показано в [157], этим нарушением НКЛ пренебречь нельзя. Не удивительно, что согласие модели с опытом не очень хорошее, особенно для распадов $\omega \to \pi\gamma$, $\rho \to \pi\gamma$, не зависящих ни от $\eta - \eta'$ смешивания, ни от нарушения SU_3^f в магнитных моментах (см. [154]). Можно, конечно, предположить, что магнитные моменты кварков в мезонах и барионах различны, но при этом модель становится менее привлекательной и по существу сводится к феноменологическому описанию распадов $V \to P\gamma$, $P \to V\gamma$ с простейшим нарушением SU_3^f.

Обратимся поэтому к феноменологическому анализу радиационных распадов, учитывая нарушения НКЛ и некоторое специальное нарушение SU_3^f-симметрии. Если SU_3^f сохраняется, то ширины $\Gamma\ (V \to P\gamma)$ и $\Gamma\ (P \to V\gamma)$ можно выразить через матричные элементы октетного векторного тока J_i^μ $(i = 1, \ldots, 8)$

$$\langle V_i \mid J_j \mid P_k \rangle = g d_{ijk},\quad \langle V_0 \mid J_j \mid P_i \rangle = (g+\varepsilon)\, d_{0ij},\quad \langle V_i \mid J_j \mid P_0 \rangle = (g+\delta)\, d_{0ij}, \qquad (41)$$

где $d_{0ij} = \sqrt{2}/3\ \delta_{ij}$, V_i, P_i— октетные состояния, а V_0, P_0— синглетные; зависимость от поляризации и импульсов, а также нормировочные множители опущены. Точному правилу НКЛ соответствует $\varepsilon = \delta = 0$, так что ε и δ описывают нарушение НКЛ, не учтенное в $\omega - \varphi$ и $\eta - \eta'$ смешивании. В стандартных обозначениях [158] $g = g_{\rho\pi\gamma} = -\frac{1}{2} g_{K_V^0 K^0 \gamma} = g_{K_V^- K^- \gamma}$, $g_{\omega\pi\gamma} \approx 3g + 2\varepsilon$, $g_{\varphi\pi\gamma} \approx 3g \operatorname{tg} \theta_\omega + \sqrt{2}\,\varepsilon$ и т. д. (в выражениях для $g_{\omega\pi\gamma}$ и $g_{\varphi\pi\gamma}$ учтена малость θ_φ и ε).

В работе [15] был указан следующий механизм нарушения SU_3^f-симметрии, который изменяет соотношение между константами $g_{\omega\pi\gamma}$ и $g_{\rho\pi\gamma}$. Рассмотрим переходы $V \to (V'P'^{\pm}) \to (V'P'^{\pm})\,\gamma \to P\gamma$, $P \to (V'P'^{\pm}) \to (V'P'^{\pm})\,\gamma \to V\gamma$, где в скобки взяты виртуальные частицы, а $P'^{\pm}$ есть $\pi^{\pm}$ или $K^{\pm}$. Так как массы π и K достаточно малы, то эти переходы могут дать заметные поправки. При $M_\pi = M_K = 0$ такие поправки очень велики, $\sim 100\%$, а с ростом массы P' они быстро убывают.

Оценка простейших диаграмм, описывающих эти переходы ($VV'P$- и $V'P'P$-вершины оцениваются с помощью SU_3^f по $g_{\rho\pi\pi}$ и $g_{\omega\rho\pi}$ или $g_{K_V K\pi}$), показывает, что этот механизм может увеличить константу $g_{\omega\pi\gamma}$ на 15—20% *).

Можно ввести один параметр λ так, что наиболее существенные эффекты учитываются сдвигом константы $G \equiv 3g$ в $\omega\pi$-переходе на 8λ, в $K_V^- K^-$ — на 6λ, в $K_V^0 K^0$— на 3λ, в $\eta'\omega$ — на -8λ и т. д. Теоретическая оценка параметра λ дает $\lambda \sim 0{,}04$—$0{,}05$ ГэВ$^{-1}$. В работе [157] были определены параметры $G = 3g$, ε и δ по всем известным данным, при заданных углах $\omega - \varphi$ и $\eta - \eta'$ смешивания (см. (22), (40)). При этом λ-поправка учитывалась лишь в $\omega\pi\gamma$, а распады $P \to \gamma\gamma$ вычислялись с помощью модели векторной доминантности. Все распады, кроме $\eta \to \gamma\gamma$, удалось описать неплохо, а предсказание $\Gamma\ (\eta \to \gamma\gamma) \approx 720$ эВ близко к среднему двух

*) Расходящиеся интегралы были обрезаны по импульсу π-мезона: $|p_\pi| \leqslant \Lambda \sim M_\rho$. Обоснование такого обрезания можно найти в работе [159], где вычислена сумма лестничных диаграмм в другой модели, математически эквивалентной обсуждаемой. Было показано, что сумма не содержит расходимостей и что ее оценку можно получить, вычислив простейшую диаграмму при определенном обрезании.

экспериментов [34, 35] и примерно в 2 раза больше значения, принятого в [11]. Последнее хорошо согласуется со стандартным углом $\theta_P = -10°$, если в распадах $P \to \gamma\gamma$ слабо нарушается SU_3^f. Это обстоятельство отмечалось также в работах [160, 161], в которых, однако, распады $V \to P\gamma$, $P \to V\gamma$ не изучались. Заметим, что МВД, алгебра токов и киральная модель [161] для распадов $P \to \gamma\gamma$ дают эквивалентные результаты [157]. Принимая во внимание хорошее согласие данных по $V \to P\gamma$, $P \to V\gamma$, $\pi^0 \to \gamma\gamma$, $\eta' \to \gamma\gamma$ с результатами (1) и (40), приходим к выводу, что необходимо новое измерение $\Gamma(\eta \to \gamma\gamma)$, желательно с помощью новой методики (например, двухфотонный процесс $\gamma\gamma \to \eta$ в e^+e^--столкновениях).

Так как за последний год данные, использованные в [157], были несколько уточнены ($K_V^- \to K^-\gamma$, $\rho^- \to \pi^-\gamma$, $\eta^- \to \omega\gamma$), автор совместо с О. Расизаде выполнил их новую обработку. При этом значения углов θ_η, $\theta_{\eta'}$ не фиксировались, были учтены все λ-поправки (λ не фиксировалось), при обработке были использованы ширины распадов $V \to e^+e^-$ (γ_V не фиксировались), ширина $\Gamma(\eta \to \gamma\gamma)$ в «фит» не включалась, а использовалась лишь относительная ширина $B(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma)$, вычисленная по МВД; $\Gamma(\pi \to \gamma\gamma)$ и $\Gamma(\eta' \to \gamma\gamma)$ также вычислялись по МВД. Всего, включая (1) и (26) — (28) мы положили $\varepsilon = \varepsilon' = 0$), было использовано 18 экспериментальных значений. В качестве независимой величины было включено отношение $\Gamma(\eta' \to \rho\gamma)/\Gamma(\eta' \to \omega\gamma)$, измеренное с более высокой точностью, чем сами ширины. Наилучшие значения 9 свободных параметров (при $\theta_\omega = \theta_\varphi = 1{,}5°$) следующие:

$$\left.\begin{aligned} &G = 1{,}983, \quad \delta = 0{,}228, \quad \varepsilon = 0{,}054, \quad \lambda = 0{,}059\ (\text{ГэВ}^{-1}),\\ &\qquad\qquad \theta_\eta = 34{,}0°, \quad \theta_{\eta'} = 37{,}5°,\\ &\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} = 0{,}509, \quad \frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} = 5{,}25, \quad \frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} = 3{,}57. \end{aligned}\right\} \qquad (42)$$

Для этого фита $\chi^2/9 = 1{,}66$, причем наибольший вклад в χ^2 дают распады $K_V^0 \to K^0\gamma$ и $\omega \to \eta\gamma$, ширины которых получены в единственных экспериментах с малой статистикой. Если не учитывать их, то получим для того же фита $\chi^2/7 = 0{,}893$. Предсказываемая ширина распада $\rho^- \to \pi^-\gamma$ меньше экспериментальной на $\sim 1{,}5$ стандартной ошибки, а $K^-_V \to K^-\gamma$ — на 1,3. Ширины этих распадов определены в одном, очень трудном эксперименте, с использованием эффекта Примакова *). Остальные предсказания отклоняются от экспериментальных данных менее чем на стандартную ошибку, и в целом фит весьма хороший. Углы θ_η, $\theta_{\eta'}$ хорошо согласуются с (40), величина параметра λ близка к теоретической оценке $0{,}04 \div 0{,}05$. Максимальное нарушение правила НКЛ ($2\delta/G \sim 0{,}23$) сравнимо с максимальным нарушением SU_3^f ($8\lambda/G \sim 0{,}24$). Было бы интересно понять происхождение δ-поправки на языке КХД. Напомним, что эта поправка описывает нарушение НКЛ в переходе Р-синглета в V-октет, и ее относительно большая величина, возможно, связана с теми же механизмами, которые порождают большое смешивание в Р-мультиплете. С этой точки зрения интересны следующие численные соотношения:

$$\left(\frac{2\delta}{G}\right)^2 \approx \frac{\varepsilon_{\eta'}^2}{\overline{M}^2}, \quad \left(\frac{2\varepsilon}{G}\right)^2 \sim \frac{\varepsilon_\varphi^2}{\overline{M}^2},$$

где $\overline{M}^2 = m_0^2 + 2(u^2 + s^2) \approx 0{,}71$, величина $\overline{M}$ — порядка средней массы векторного мультиплета.

*) Заметим, что фит дает $\Gamma(\rho^- \leftrightarrow \pi^-\gamma)/\Gamma(K_V^- \leftrightarrow K^-\gamma) = 1{,}28$, тогда как экспериментальное значение этого отношения $1{,}08 \pm 0{,}27$. Согласие заметно лучше.

Очень интересны и другие распады псевдоскалярных мезонов $\eta \to 3\pi$, $\eta' \to \eta\pi\pi$, $\eta \to \pi^0\gamma\gamma$. Полезную информацию о структуре и взаимодействиях Р-мезонов можно извлечь из данных о слабых и электромагнитно-слабых распадах π и K. Наиболее полные результаты по этим распадам получены в киральных кварковых моделях (см., например, [139, 162], связь с КХД см. в [121–124, 130, 131]). К сожалению, пользуясь лишь феноменологией, нельзя почти ничего сказать о таких сложных процессах, как $\eta \to 3\pi$, $\eta' \to \eta\pi\pi$. Однако легко оценить $\Gamma(\eta \to \pi^0\gamma\gamma)$, воспользовавшись МВД и известными константами $g_{V\eta\gamma}$ и $g_{V\pi\gamma}$: $\eta \to (V)\gamma \to \pi^0\gamma\gamma$, $V = \rho$, ω, φ. Такая оценка дает $\Gamma(\eta \to \pi^0\gamma\gamma) \sim 0{,}5$ эВ, что примерно совпадает с верхней оценкой, полученной в ИФВЭ [36] (см. таблицу). В работе [164] (см. также [162]) утверждается, что в киральной модели предсказывается гораздо меньшая ширина $\sim$0,01 эВ. Если эта оценка верна, то должен существовать какой-то неизвестный механизм, сокращающий вклад перехода $\eta \to (V)\gamma \to \pi^0\gamma\gamma$.

Данные о радиационных распадах других мезонов будут, вероятно, столь же интересными для теории, как рассмотренные выше. Например, измерение ширины $\Gamma(f \to \gamma\gamma)$ [47, 48] (см. таблицу) позволяет отвергнуть модели, в которых предсказывается ширина $\leqslant 1$ кэВ [165] или $\geqslant 7$ кэВ (например, [166, 167]). Простые оценки в модели кварков дают наилучшее согласие (например, [160, 168]).

В последнее время появились новые данные, существенно меняющие некоторые детали общей картины спектроскопии легких мезонов. Мы приведем те, которые были представлены на Международной конференции по лептонным и фотонным взаимодействиям при высоких энергиях (Бонн, август 1981 г.) и отражены в обзорных докладах [182–184].

Группа «Crystal Ball» установила [182], что обсуждавшаяся выше частица X (1440), которая наблюдалась ранее [69] в распадах $J/\psi \to \gamma X$, является псевдоскалярным $\delta\pi$-резонансом ($J/\psi \to \gamma\pi^\mp\delta^\pm \to \gamma\pi^\mp K_0K^\pm$) и тем самым не может быть отождествлена с аксиальным мезоном E (1420). Рассматривается возможность интерпретации этой частицы, обозначенной авторами [182] ι (1440), как псевдоскалярного глюония, однако весьма вероятно, что это — радиальное возбуждение $s\bar{s}$ (0^{-+}). Напомним, что имеются кандидаты на другие псевдоскалярные радиальные возбуждения π' (1200), η_{R_1} (1275). Та же группа нашла новый резонанс θ (1640) в распаде $J/\psi \to \gamma\theta \to \gamma\eta\eta$; $M_\theta = 1640\ (50)$, $\Gamma_\theta = 220^{+100}_{-70}$; наиболее вероятно, что $J^{PC} = 2^{++}$ [182]. Не исключено, что эта частица является глюонием. Чтобы это установить, необходимо показать, что θ — синглет SU_3^f. Для этого надо найти остальные каналы распада и проверить правила отбора по SU_3^f [185]. Другая возможность состоит в том, что θ — экзотическое состояние $qq\bar{q}\bar{q}$. Такие состояния с массой $\sim$1650 были предсказаны ранее [27], и сейчас обсуждается возможность объяснения известных аномалий в реакции $\gamma\gamma \to \rho^0\rho^0$ вблизи порога [183] рождением этих экзотических мезонов [186]. Трудность этой интерпретации — довольно малая величина Γ_θ. С другой стороны, если θ — глюоний, то следует ожидать довольно малой ширины $\Gamma(\theta \to \gamma\gamma)$, и рождение θ в двухфотонных процессах не должно быть интенсивным.

На том же детекторе «Crystal Ball» были получены ясные данные, свидетельствующие о существовании η_c и η_c' в распадах $\psi' \to \gamma\eta_c$, $\gamma\eta_c'$. Массы $M_{\eta_c} = 2984\ (4)$ и $M_{\eta_c'} = 3592\ (5)$ хорошо согласуются с приведенными выше предсказаниями, особенно хорошо выполнено непосредственно вытекающее из массовых формул соотношение $M_{\psi'}^2 - M_\psi^2 = M_{\eta_c'}^2 - M_{\eta_c}^2$. Ширины $\Gamma_{\eta_c} = 12{,}4\ (4{,}1)$ МэВ и $\Gamma_{\eta_c'} < 8$ МэВ (95%-ный уровень достоверности) также не противоречат теоретическим оценкам [22, 142].

В двухфотонных процессах на e^+e^--пучках были получены новые данные о распадах f^0, A_2^0 и η' мезонов: [183] $\Gamma(f^0 \to \gamma\gamma) \approx 4$ кэВ (4 эксперимента); $\Gamma(A_2^0 \to \gamma\gamma \approx 1$ кэВ (2 эксперимента); $\Gamma(\eta' \to \gamma\gamma) = 5{,}9 \pm 1{,}6 \pm \pm 1{,}2$ кэВ, $\Gamma(\eta' \to \gamma\gamma) = 7{,}5 \pm 0{,}7$ кэВ. Результаты для f^0 и η' согласуются с включенными в нашу таблицу.

Получено много новых данных о ρ' (1600) [184], в частности установлено, что в распаде $\rho' \to \rho\pi\pi$ не может быть главным канал $\rho' \to \rho\varepsilon \to \rho\pi\pi$, и основной канал, видимо, $\rho' \to \pi A_1 \to \pi\pi\rho$. Имеются указания на распад $\rho' \to \eta\pi^+\pi^-$, и получена грубая оценка лептонной ширины ρ': $\Gamma(\rho' \to e^+e^-) \sim 5$ кэВ [184]. Статус резонанса ρ' (1250) по-прежнему неясен. Пока нет данных, для объяснения которых этот резонанс необходим, но полностью исключить его существование также нельзя. Отметим, что недавно была детально разработана теоретическая модель, в которой ρ' (1250) — первое радиальное возбуждение, а ρ' (1600) — второе [187]. Для прояснения ситуации очень важно было бы найти радиальные возбуждения K_V', ω' и φ'. Недавно появились новые указания на существование векторного резонанса с массой $\sim$1650 в системах $K_S^0K^\pm\pi^\mp$ и K^+K^- (см. [184]), возможно, что это — радиальное возбуждение φ'.

Авторы работы [36] закончили обработку данных по распаду $\eta \to \pi^0\gamma\gamma$ и нашли, что $B(\eta \to \pi^0\gamma\gamma) = (0{,}095 \pm 0{,}025)\%$ [190]. Заметим, что результаты упоминавшегося в тексте расчета, дававшего в киральной модели [162, 164] малую величину $\Gamma(\eta \to \pi^0\gamma\gamma) \sim 0{,}01$ эВ, пересмотрены в работе [188], в которой киральная модель переделана в духе гибридной кварковой модели [189]. В [188] $\Gamma(\eta \to \pi^0\gamma\gamma)$ оценивается по векторной доминантности $\eta \to \gamma(\rho, \omega) \to \gamma\gamma\pi^0$, но константы $g_{VP\gamma}$ вычисляются с помощью кварковых петель, оценка $\Gamma(\eta \to \pi^0\gamma\gamma)$ близка к векторно-доминантной [163] (см. текст).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше данные и их феноменологический анализ несомненно говорят о том, что объяснить основные закономерности мезонной спектроскопии модель кварков способна. Количественная теория может быть построена, вероятнее всего, лишь на основе КХД. Для этого необходимо прежде всего обосновать гипотезу пленения кварков, хотя бы с помощью численных расчетов, и научиться вычислять без помощи теории возмущений основные феноменологические параметры — наклон траекторий Редже, массы кварков, параметры смешивания, спиновое и спин-орбитальное расщепление и т. п. Оценивая то, что известно сегодня (см. [33, 103, 121–131]), можно смело предположить, что эта цель будет достигнута в недалеком будущем.

Наиболее близко подводит к решению этих задач идея о разложении по числу цветов ($1/N_c$-разложение; см., например, [169–172]). Это разложение позволяет понять основные качественные закономерности спектроскопии легких мезонов: малую ширину $\Gamma_R \sim m_R/N_c$ и само существование $q\bar{q}$-резонансов, подавление в них многокварковой и глюонной компонент, правило НКЛ, подавление многочастичных распадов резонансов [172]. В $1/N_c$-разложение естественно вписывается гипотеза о пленении цвета, а главное приближение содержит основные ингредиенты реджевской и дуальной феноменологии.

Существенный прогресс в количественном понимании спектроскопии легких мезонов был достигнут благодаря выяснению роли непертурбативных вакуумных флуктуаций, классические примеры которых — инстантоны [173, 174] и грибовские неоднозначности [175]. Эти идеи позволили обосновать и уточнить, в главных чертах, [176–178] основные представления модели

КХД-мешка [179, 180] и качественно объяснить происхождение сильного смешивания в псевдоскалярном мультиплете [33, 125, 126]. Особенно плодотворным представляется объединение этих идей с $1/N_c$-разложением [121–124, 130, 131], позволившее вплотную подойти к решению известной U_1-проблемы [128] и существенно глубже понять роль псевдоскалярного мультиплета в КХД.

Менее ясно, как будут решаться проблемы, связанные с нарушением SU_3^f-симметрии — происхождение масс кварков и их расщеплений, происхождение нарушений симметрии в наклонах траекторий Редже, в распадах частиц и т. п. Довольно широко распространено убеждение, что принципиальные проблемы КХД достаточно решить в мире без кварков. Возможно, однако, что кварки с нулевой затравочной массой играют не последнюю роль в механизме пленения цвета (см. в связи с этим работу В. Н. Грибова [181] об экранировании безмассовых зарядов в калибровочных теориях). Во всяком случае, детальную количественную теорию легких мезонов едва ли можно построить без четкого понимания механизма нарушений SU_3^f. То же самое можно сказать о динамических эффектах, связанных со спином кварков. Своеобразная структура спинового и спин-орбитального расщепления в мезонах, по-видимому, указывает на более глубокую связь этих эффектов с основными свойствами КХД. Природа этой связи пока не выяснена. Вероятно, для этого понадобится более последовательная и учитывающая калибровочную инвариантность и пленение цвета релятивистская теория связанных состояний.

В заключение выражаю искреннюю благодарность С. Б. Герасимову, В. Н. Грибову, В. И. Захарову и Ю. Д. Прокошкину за полезные обсуждения и О. Расизаде за помощь в численных расчетах.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Perkins D. H. Introduction to High Energy Physics.— Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1972; перевод: Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий.— М.: Мир, 1975.
2. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика, Т. 2.—М.: Атомиздат, 1974.
3. Marinelli M., Morpurgo G.— Phys. Lett. Ser. B, **1980**, v. 94, p. 427, 433.
4. La Rue G. S., Phillips J. D., Fairbank W. M.— Phys. Rev. Lett., **1977**, v. 38, p. 1011; **1979**, v. 42, p. 142, 1019; **1981**, v. 46, p. 967.
5. Mattauch J.— Zs. Phys., **1926**, Bd. 37, S. 803.
Ehrenhaft F.— Ibid., S. 816.
6. Lackner K. S., Zweig G.— The Chemistry of Free Quarks: CALTECH preprint 68-781.—1980.
7. Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Пикельнер С. Б.— УФН, 1965, т. 87, с. 115.
8. De Rujula A., Giles R. C., Jaffe R. L.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 285.
9. Ландсберг Л. Г.— УФН, **1973**, т. 109, с. 569.
10. Montanet L.— Light Quark-Hadron Spectroscopy: CERN preprint EP/80-163.—1980.
11. Particle Data Group.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, No. 2.
12. Feld B. T. Models of Elementary Particles.— Waltham, Mass.: Blaisdell, 1969; перевод: Фелд Б. Модели элементарных частиц.— М.: Мир, 1971.
13. Боголюбов Н. Н.— В кн. Физика высоких энергий и элементарных частиц, Киев: Наукова думка, 1965.
14. Kokkedee J. J. J. The Quark Model — N. Y.: W. A. Benjamin, 1969; перевод: Коккедэ Я. Теория кварков.— М.: Мир, 1971.
15. Filippov A. T.— In: Proc. of the 18th Intern. Conference on High Energy Physics. Tbilisi.- Dubna; JINR, 1977.—V.1, p. C129.
16. Шехтер В. М. Резонансные состояния элементарных частиц.— М.: ИНИ АН СССР, 1965.

17. Гришин В. Г.— УФН, 1965, т. 86, с. 71.
18. Rosner J. L.— Phys. Rept., 1974, v. 11, p. 190.
19. Hey A. J. G., Morgan D.— Rept. Progr. Phys., 1974, v. 11, p. 190.
20. Proc. of the 17th Intern. Conference on High Energy Physics.— Lnd., 1974.
21. Proc. of the 19th Intern. Conference on High Energy Physics.— Tokyo, 1978.
22. Novikov V. A. et al.— Phys. Rept., 1978, v. 41, p. 1.
23. Politzer H. D.— Phys. Rept., 1974, v. 14, p. 130.
24. Marciano W., Pagels H.— Ibid., 1978, v. 36, p. 137.
25. Berkelman K.— New Flavor Spectroscopy: Cornell University preprint CLNS 80/470.—1980.
26. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.— М.: Наука, 1981.
27. Jaffe R. L.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 15, p. 267; 281; v. 17, p. 1444.
28. Jaffe R. L., Low F. E.— Ibid., 1979, v. 19, p. 2105.
29. Montanet L., Rossi G. C., Veneziano G.— Phys. Rept., 1980, v. 63, p. 149.
30. Shapiro I. S.— Ibid., 1978, v. 35, p. 131.
31. Robson D.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 130, p. 328.
32. Bjorken J. D.— Elements of Quantum Chromodynamics: SLAC preprint 2372.—1979.
33. Вайнштейн А. И. и др. Препринты ИТЭФ 87, 88.— Москва, 1980.
34. Browman A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1067.
35. Bemporad C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1967, v. 25, p. 380.
36. Бинон Ф. и др. Препринт ИФВЭ 81-12.— Серпухов, 1981.
37. Abrams G. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 477.
38. Binnie D. M. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 83, p. 141.
39. Okubo S.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 2336.
40. Апель В. Д. и др.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 366.
41. Stanton N. R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 92, p. 353.
42. Berg D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 706.
43. Berg D. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 98, p. 119.
44. Andrews D. E. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 198.
45. Викторов В. А. и др.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 239.
46. Oshima T.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 707.
47. Berger Ch. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 94, p. 254.
48. Hilger E.— Two Photon Results from TASSO: DESY-Report 80/34.—1980.
49. Sau Lan Wu.— Selected Topics in e^+e^--Physics: DESY-Report 81-003.—1981.
50. Wiik B.— New e^+e^--physics: DESY-Report 80/124.—1980.
51. Biddik C. J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 97, p. 320.
52. Babcock J., Rosner J.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 14, p. 1286.
53. Rosner J.— Ibid., 1981, v. 23, p. 1127.
54. Pawlicki A. J. et al.— Ibid., 1977, v. 15, p. 3196.
55. Martin A. D., Ozmutlu E. N.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 158, p. 520.
56. Costa G. et al.— Ibid., 1980, v. 175, p. 402.
57. Görlich L. et al.— Ibid., 1980, v. 174, p. 16.
58. Cleland W.— et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 97, p. 465.
59. Aston D. et al.— Ibid., 1981, v. 99, p. 502.
60. Alper B. et al.— Ibid., 1980, v. 94, p. 422.
61. Dankowych H. A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 580.
62. Daum C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 89, p. 281.
63. Foster B. et al.— Rutherford Laboratory preprint RL-80-072.—1980.
64. Bowler M. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1975, v. 97, p. 227.
65. Cashmore R. J.— In: Proc. of the Experimental Meson Spectroscopy Conference.— Brookhaven, 1980.
66. Geffen D. A., Wilson W. J.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 2488.
67. Bromberg C. et al.— CALTECH preprint CALT-68-747.— 1980.
68. Dionisi C. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 169, p. 1.
69. Partrige P. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 712.
70. Bailon P. et al.— Nuovo Cimento Ser. A, 1967, v. 50, p. 393.
71. Scharre D. L. et al.— SLAC preprint SLAC-PUB-2514.—1980.
72. Chanowitz M.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 981.
73. Ishikawa K.— Ibid., p. 987.
74. Bowler M. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 74, p. 493.
75. Otter G. et al.— Ibid., 1981, v. 181, p. 1.
76. Carnegie R. K. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 68, p. 287.
77. Mazzucato M. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 156, p. 532.
78. Rodebäck S. et al.— CERN preprint CERN/EP-80-231.—1980.
79. Irving A. C.— J. Phys. Ser. G, 1980, v. 6, p. 153.
80. Wicklund A. B. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 2595.
81. Wicklund A. B. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1469.

82. Расизаде О. Ш.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 725.
83. Ачасов Н. Н., Девянин С. А., Шестаков Г. Н.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 1098.
84. Ачасов Н. Н., Девянин С. А., Шестаков Г. Н.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 56.
85. Wigner E. P., Eisenbud L.— Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 29.
86. Lane A. M., Thomas R. G.— Rev. Mod. Phys., 1958, v. 30, No. 2, pt. 1, p. 257.
87. Aston D. et al.— CERN preprint CERN/EP/81-13.— 1981.
88. Kurdadze L. M. et al.— Inst. of Nucl. Phys. Novosibirsk preprint 79-69.— 1979.
89. Barber D. P. et al.— Zs. Phys. Ser. C, 1980, Bd. 4, S. 169.
90. Budnev N. M. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 365.
91. Bartalucci S. et al.— Nuovo Cimento Ser. A, 1979, v. 49, p. 207.
92. Aston D. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 174, p. 269.
93. Esposito B. et al.— Lett. Nuovo Cimento, 1980, v. 28, p. 195.
94. Bacci C. et al.— Lab. Nazionali di Frascati preprint LNF-80/72, 1980.
95. Aston D. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 92, p. 219.
96. Stanton N. R. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 346.
97. Беллини Д. и др.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 511.
98. Aaron R., Longacre R. S.— BNL preprint 28420.—1980.
99. Dzhelyadin R. I. et al.— IHEP preprints 80-58, 80-59, 80-60.— Serpukhov, 1980.
100. Филиппов А. Т.— В кн. Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля.— Дубна: ОИЯИ. Д2-9788, 1976.
101. Filippov A. T.— In: Neutrino-77.— M.: Nauka, 1978.
102. Filippov A. T.— In: Neutrino-78.— Lafayette: Purdue Univ., 1978.
103. Филиппов А. Т.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 1035.
104. Ризов В. А., Тодоров И. Т.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1975, т. 6, с. 669.
105. Филиппов А. Т. Ibid., 1979, т. 10, с. 501.
106. Becher P., Böhm M.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 60, p. 189.
107. Pasupathy J.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1336.
108. Igi K.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 276.
109. Kaidalov A. B.— ITEP preprint ITEP-78.— Moscow, 1980.
110. Chew G. F., Rosenzweig C.— Phys. Rept., 1978, v. 41, p. 263.
111. Feldman G. et al.— J. Hopkins Univ. preprint JHU-HET 7811.—1978.
112. Martin A.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 93, p. 338.
113. Dias de Deus J.— Ibid., 1981, v. 98, p. 301.
114. De Rujula A., Georgi H., Glashow S.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 147.
115. Schwinger J.— Particles, Sources and Fields. V. 2.— Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1973.
116. Schnitzer H. J.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3482.
117. Beavis B. et al.— Ibid., 1979, v. 20, p. 743.
118. Isgur N.— Ibid., 1975, v. 12, p. 3770.
119. Fritzsch H., Minkowsky P.— Nuovo Cimento, Ser. A, 1975, v. 30, p. 393.
120. Arafune J. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 221.
121. Witten E.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 156, p. 269.
122. Veneziano G.— Ibid., 1979, v. 159, p. 213.
123. Di Vecchia P., Veneziano G.— Ibid., 1980, v. 171, p. 253.
124. Di Vecchia P.— Acta Phys. Austr. Suppl. 1980, v. 22, p. 341.
125. Shifman M. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 385, 448, 519.
126. Geshkenbein B. V., Ioffe B. L.— Ibid., 1980, v. 166, p. 340.
127. Schwinger J.— Phys. Rev. Ser. B, 1964, v. 135, p. 816.
128. Weinberg S.— In: Festschrift for I. I. Rabi.— N. Y.: Lloyd Motz, 1978.
129. Fritzsch H., Jackson J. D.— CERN-report TH. 2264.—1976.
130. Di Vecchia P. et al.— CERN preprint TH. 2898.—1980.
131. Дьяконов Д. И., Эйдес М. И.— В кн. Физика элементарных частиц: (Материалы 16 зимней школы ЛИЯФ).— Л.: ЛИЯФ, АН СССР, 1981.
132. Filippov A. T.— JINR preprint E2-11997.— Dubna, 1978.
133. Richardson J.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 272.
134. Levine R., Tomozawa Y.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1572.
135. Crater H., Alstine P. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 100, p. 166.
136. Eidelman S. I., Kurdadze L. M., Vainstein A. I.— Ibid., 1979, v. 82, p. 278.
137. Chetyrkin K., Kataev A., Tkachev S.— Ibid., 1979, v. 85, p. 277.
138. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А.— УФН, 1980, т. 180, с. 80.

139. Pagels H.— Phys. Rept., 1975, v. 16, p. 22.
140. Donoghue J. F., Johnson K.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 21, p. 1975.
141. Shifman M. et. al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 80.
142. Shifman M.— Zs. Phys. Ser. C, 1980, Bd. 4, S. 345.
143. Matveev V. A., Struminsky B. V., Tavkhelidze A. N.— JINR preprint P-2524.— Dubna, 1965.
144. Van Royen R., Weisskopf V.— Nuovo Cimento, 1967, v. 50, p. 617; v. 51, p. 583.
145. Struminsky B. V.— ITP preprint 68-46.— Kiev, 1968.
146. Llewellin-Smith C.— Ann. Phys. (N. Y)., 1969, v. 53, p. 521.
147. Боголюбов П. Н.— Пробл. физ. ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 144.
148. Abbe Y., et al.— Progr. Theor. Phys., 1980, v. 63, p. 1078.
149. Krasemann H. — CERN preprint TH. 2808—1980.
150. Bergström L. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 242; v. 82, p. 419.
151. Нгуен Ван Хьеу. Лекции по теории унитарной симметрии.— М.: Атомиздат, 1967.
152. Etim-Etim, Greco M.— Nuovo Cimento Ser. A, 1977, v. 42, p. 124.
153. O'Donnel P. J.— Can. J. Phys., 1977, v. 55, p. 301.
154. Borchardt S. R., Mathur V. S.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 2245.
155. Geffen D. A., Wilson W.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 370.
156. Соловьев Л. Д.— В кн.: Физика высоких энергий и теория элементарных частиц.— Киев: Наукова думка, 1967.— С. 451.
Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н.— Ibid.—С. 625.
157. Филиппов А. Т.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 74.
158. Physics Data.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 109, p. 1.
159. Епифанов Ю. Н., Филиппов А. Т.— ЯФ, 1972, т. 15, с. 1286; Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 601.
160. Budnev V. M., Kaloshin A. E.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 86, p. 351.
161. Волков М. К., Эберт Д.— ЯФ, 1980, т. 32, с. 503.
162. Ebert D., Volkov M. K.— Fortschr. d. Physik, 1981, Bd. 29, S. 127.
163. Oppo G., Oneda S.— Phys. Rev., 1967, v. 160, p. 1397.
164. Волков М. К., Эберт Д.— ЯФ, 1979, т. 30, с. 1420.
165. Bramon A., Greco M.— Lett. Nuovo Cimento, 1971, v. 2, p. 522.
166. Радуцкий Г. М.— ЯФ, 1968, т. 8, с. 115.
167. Новиков В. Н., Эйдельман С. И.— ЯФ, 1975, т. 21, с. 1029.
168. Berger S. B., Feld B. T.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 3875.
169. 'T Hooft G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 72, p. 461.
170. Veneziano G.— Ibid., 1976, v. 117, p. 519.
171. Migdal A. A.— Ann. Phys. (N. Y.), 1977, v. 109, p. 365; v. 126, p. 279.
172. Witten E.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 160, p. 57.
173. Belavin A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 59, p. 85.
174. Polyakov A. M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 120, p. 429.
175. Gribov V. N.— Ibid., 1978, v. 139, p. 1.
176. Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.— Phys. Rev., 1978, v. 17, p. 2717.
177. Callan C. G., Dashen R., Gross D. J.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 307.
178. Shuryak E. V.— Ibid., 1978, v. 79, p. 135.
179. De Grand T. et al.— Phys. Rev., 1975, v. 12, p. 2060.
180. Кобзарев И. Ю., Мартемьянов Б. В., Щепкин М. Г.— ЯФ, 1979, т. 29, с. 1620.
181. Грибов В. Н.— Цит. в [131] сб.
182. Scharre D. L. SPEAR Results.—1981.—SLAC preprint SLAC-PUB-2801.—1981.
183. Wedemeyer R. J.— Review of Experimental Results on Photon-photon Interactions.—Bonn University preprint HE-81-25.—1981.
184. Paul E.— Spectroscopy of ρ, ω and φ Families.— Bonn University preprint HE-81-26.—1981.
185. Lipkin H. J.— Glueballs vs. Quarkonium.— Argonne Natl. Lab. preprint ANL-HEP-PR-81-35.—1981.
186. Achasov N. N., Devyuanin S. A., Shestakov G. N.— Inst. for Mathematics, USSR Acad. of Sci., preprint ТФ-124.— Novosibirsk, 1981.
187. Герасимов С. Б., Говорков А. Б. Препринт ОИЯИ Р2-81-538.— Дубна, 1981.
188. Волков М. К., Креопалов Д. В. Препринт ОИЯИ Р4-81-697.— Дубна, 1981.
189. Иванов А. Н., Шехтер В. М.— ЯФ, 1980, т. 31, с. 530.
190. Бинон Ф. и др.— Препринт ИФВЭ 82-60.— Серпухов, 1982.