

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-758

С.Б.Герасимов, А.Б.Говорков

**РАДИАЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ (η - η')-МЕЗОНОВ.
ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ
ДЛЯ СРАВНЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ**

1986

1. Введение

Данная работа является развитием и детализацией общей схемы анализа радиальных возбуждений ^{/1,2/}, в применении к интересной и весьма актуальной, но вместе с тем и наиболее трудной задаче – анализу псевдоскалярных изосинглетных легких резонансов. Хорошо известно, что объяснение свойств O^- -изосинглетных мезонов и их взаимодействий давно является одним из важных полигонов для проверки динамического аппарата и методов КХД, не опирающихся на теорию возмущений. Экспериментальные открытия последнего времени породили новые проблемы, связанные с существованием целой группы таких состояний в интервале масс от 1 ГэВ до 2 ГэВ (см. обзор ^{/3/}). В связи с тем, что некоторые из них наблюдаются в реакциях аннигиляции тяжелых кварков (радиационных J/ψ -распадах), идущих через промежуточные мультиглюонные состояния, возник вопрос о возможной роли возбуждений глюонных степеней свободы в формировании свойств таких состояний. В то же время в том же интервале масс может находиться также несколько радиальных возбуждений $q\bar{q}$ -системы с квантовыми числами η (или η') – мезона. По этой причине адекватная интерпретация и систематика наблюдаемых изоскалярных резонансов существенно зависят от решения общей проблемы установления спектра масс радиальных возбуждений легких мезонов, построенных из легких (u, d, s) кварков. Первоочередной задачей остается надежная идентификация первого радиального возбуждения таких мезонов.

Для выработки качественной оценки ситуации мы считаем целесообразным следовать феноменологическому подходу, основанному на простых модельных соображениях ^{/1,2/} и позволяющему на общей основе проанализировать различные процессы с участием рассматриваемых резонансов. К сожалению, из-за отсутствия экспериментальной информации о высших возбуждениях легких мезонов мы вынуждены ограничиваться лишь наиболее близкими к основному состоянию возбуждениями. В ^{/2/} подробно рассмотрены 2 альтернативных варианта, условно называемых нами 2- и 3-уров-

невыми схемами. В первой из них в интервале масс до $\sim 1,8$ ГэВ расположено только одно ($I-e$) радиальное возбуждение легких мезонов; например, для ρ -мезона - ρ (1600). Во второй схеме в этом же интервале находятся два радиальных возбуждения ($I-e$ и $2-e$), например, ρ (1250) и ρ (1600). С добавлением основного состояния мы получаем систему из 2 или 3 низших по массе состояний, на базе которых производилась диагонализация массового оператора $q\bar{q}$ -системы с орбитальным моментом $L = 0$.

Ключом к окончательному выбору между двумя указанными схемами могло бы явиться выяснение статуса ρ (1250) - резонанса, в настоящее время все еще не определенного (см. обзор /4/). Совсем недавно стали известны результаты экспериментов на встречных e^+e^- -пучках по обнаружению этого резонанса по доминирующей $\omega\pi^0$ -моду распада /5,6/. Оценки на ширину лептонного распада $\Gamma(\rho(1250) \rightarrow e^+e^-) \cdot B(\rho(1250) \rightarrow \omega\pi^0) > 13$ эВ /5/ и $\Gamma(\rho(1250) \rightarrow e^+e^-) < 170$ эВ /6/ резко отличаются от рассмотренной нами ранее /1,2/ величины $\Gamma(\rho(1250) \rightarrow e^+e^-) = 660 \pm 190$ эВ и, казалось бы, исключают возможность существования ρ (1250)- резонанса или его интерпретации как первого радиального возбуждения ρ -мезона. Мы, однако, полагаем, что окончательный отказ от 3-уровневой схемы без дополнительного исследования возможности моделирования наблюдаемых сечений с учетом допустимой вариации параметров низших ρ -резонансов и вкладов еще не идентифицированных вышеуказанных ρ -возбуждений в районе 2 ГэВ был бы преждевременным /7/. Кроме того, мы хотим обратить внимание на то обстоятельство, что в случае отказа от ρ (1250) возникает проблема с интерпретацией недавно объявленного странного K^* (1410) - резонанса /8/, рассматриваемого в настоящее время как радиальное возбуждение K^* (892), аналогичное ρ (1250). Подобного рода проблемы, возникающие с адекватной интерпретацией вышеупомянутых изосинглетных псевдоскалярных резонансов, будут предметом последующего обсуждения. По этим причинам мы далее приводим следствия обоих рассмотренных ранее вариантов, не отдавая заранее предпочтения ни одному из них.

Спецификой изосинглетного псевдоскалярного канала $q\bar{q}$ -взаимодействия является сильное аннигиляционное взаимодействие, приводящее, в частности, к существенному смешиванию изосинглетных $|\eta\rangle_{n,s} = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ и $|\eta'\rangle_s = s\bar{s}$ -кварковых конфигураций и увеличению массы η' -мезона ($U(1)$ -проблема). Выяснение характеристики этого взаимодействия представляет первостепенную важность для КХД. Феноменологическим представителем этого взаимодействия в нашем подходе является дополнительный член в массовом операторе $J^{PC}(1^G) = 0^{-+}(0^+)$ -сектора (см. /2/). Структура этого члена соответствует нашему пред-

ставлению о преимущественно короткодействующем характере аннигиляционного взаимодействия. Оставаясь в рамках намеренно консервативной схемы, мы пока что не предполагаем существования псевдоскалярного глобола среди состояний, присутствующих в рассматриваемом интервале масс, а задаемся вопросом: можно ли выбрать параметры аннигиляционного взаимодействия так, чтобы собственные функции полного массового оператора соответствовали бы всей совокупности экспериментальной информации, относящейся к наблюдаемым 0^- -изосинглетным резонансам, включая сюда число резонансов, их массы, вероятности их образования и распада в различных взаимодействиях? Тем не менее даже при выполнении этого требования остается значительный произвол в выборе параметров. Так, в предыдущей работе /2/ было указано 2 решения, сильно отличающихся друг от друга по своему характеру и в то же время достаточно хорошо согласующихся с экспериментом. В данной работе нам удалось уменьшить эту неоднозначность, исключив одно из указанных ($I-e$) решений /2/ на основе более тщательного рассмотрения радиационных и сильных распадов 0^- -изосинглетных резонансов.

План статьи таков. Для необходимой степени замкнутости изложения в разделе 2 кратко будут вновь сформулированы основные положения нашего подхода, однако без математической формулировки, разъясненной в деталях в предыдущей работе /2/. Мы лишь приводим используемые значения входных параметров, собственные значения и собственные функции массового оператора для мезонов, в том числе и для 0^- -изосинглетных резонансов, в рамках 2- и 3-уровневых схем. В разделе 3 обсуждаются процессы образования этих резонансов в радиационных J/ψ -распадах и в зарядово-обменных бинарных реакциях $\pi^-\rho$ -взаимодействия. В 4-м разделе получены ширины радиационных (одно- и двухфотонных) распадов. В разделе 5 рассматриваются сильные распады резонансов на основе модели рождения $q\bar{q}$ -пары из вакуума, описанной в деталях в /9/. В заключении обсуждаются полученные результаты и их сравнение с результатами близких к нашей по своей направленности и целям работ других авторов /10,11/.

Мы завершаем вступительную часть пояснениями к таблице I. В ней приведены известные нам к настоящему времени 0^{-+} -изосинглетные резонансы, которые мы будем в дальнейшем пытаться отождествить с радиальными возбуждениями $(\eta - \eta')$ -мезонов. Знак вопроса в соответствующем месте означает, что данный резонанс еще не наблюдался среди продуктов указанной реакции. Необходимо отметить предварительный характер информации о многих характеристиках, перечисленных в таблице I, включая, иногда, само существование данного резонанса. Особый интерес и важность для идентификации псевдоскалярного глобола может пред-

ставить E/ϵ - проблема: считать ли E (I420)-и ϵ (I460) - резонансы проявлениями в различных процессах одного и того же состояния или двух различных состояний? Более подробное обсуждение экспериментальной ситуации с O^{-+} -резонансами можно найти в обзорах^{/3,12/}

Таблица I. Наблюдаемые $J^{PC} = O^{-+}$ -резонансы

Резонанс (масса, МэВ)	Полная ширина (МэВ)	Образование	Наблюдавшаяся мода сильного распада
		$B(J/\psi \rightarrow \gamma \text{ Рез}) \times 10^3$	$R_{\text{пр}} (\text{Рез.}/\eta)$
η (549)	0	$0,87 \pm 0,15^a$	I
η' (958)	$0,28 \pm 0,10 / I3 /$ $0,22 \pm 0,03 / I4 /$	$4,5 \pm 0,6^a$	$0,52 \pm 0,06 / I5 /$ $\eta \pi \pi$ (70%/4/)
ζ (I275)	(70)прибл./I6/ $32 \pm 10 / I7 /$?	виден $\eta \pi \pi$
X (I380) (кв. числа не установлены)	$27 \pm 18 / I8 /$ (100)прибл./I9/	(2)прибл./I9/ $B(X \rightarrow \eta \pi \pi)$? $\eta \pi \pi$
E (I420)	$52 \pm 5 / 3 /$?	виден $\eta \pi \pi / I7 /$ $K \bar{K} \pi / 20 /$
ϵ (I460)	$97 \pm 13 / 3 /$	$4,3 \pm 0,7^a$ $B(\epsilon \rightarrow K \bar{K} \pi)$? $B(\epsilon \rightarrow \eta \pi \pi) < 26\% / 3 /$
X (I550)/I9/	(100)прибл./I9/	(2)прибл./I9/	? pp
X (I800)/I9/	(100)прибл./I9/	(2)прибл./I9/	? pp, $\omega \omega$

^{a)} Эти значения получены путем усреднения данных, представленных в^{/3/}

2. Спектр масс низших радиальных возбуждений псевдоскалярных и векторных мезонов: постановка задачи и сводка результатов

Для описания спектра масс радиальных возбуждений ($L = 0$) легких (псевдоскалярных и векторных) мезонов мы предполагаем линейный массовый оператор^{/2/}:

$$\hat{M} = M_0 + \hat{M}_{\text{спин-спин}} + \hat{M}_{\text{анниг.}} \quad (I)$$

Первое слагаемое M_0 представляет собой сумму масс составляющих кварка и антикварка и энергии связи ϵ_i не возмущенного двумя другими слагаемыми уровня i -го радиального возбуждения ($i = 0, 1, 2, \dots$; $i = 0$ соответствует основному невозмущенному состоянию). Для этой энергии связи мы предполагаем зависимость от приведенной массы, соответствующую линейно растущему потенциалу. Второе слагаемое в (I) определяет спин-спиновое расщепление таких уровней. Это взаимодействие характеризуется общим параметром C , умножаемым на $\langle \sigma_q \cdot \sigma_{\bar{q}} \rangle = 1$ для векторных и -3 для псевдоскалярных мезонов, и обратно пропорционально массам кварков. Мы предполагаем это взаимодействие имеющим короткодействующий характер и поэтому считаем его пропорциональным значениям волновых функций "в нуле" для невозмущенных радиальных состояний. Мы относим эти значения к соответствующему значению для основного состояния и характеризуем спин-спиновое взаимодействие i -го радиального состояния параметрами $\chi_i = \psi_i(0) / \psi_0(0)$. Отметим, что спин-спиновое взаимодействие смешивает между собой различные первоначальные собственные состояния M_0 . Наконец, третье слагаемое в (I) представляет собой аннигиляционное взаимодействие, обусловленное виртуальным переходом $q\bar{q}$ - системы в промежуточное глюонное состояние. Поскольку последнее является унитарным синглетом, такое взаимодействие имеет место лишь для изосинглетных мезонов. Оно смешивает между собой состояния странных и нестранных кварков, а также различные первоначальные собственные состояния M_0 . Кроме того, известно, что оно весьма существенно для псевдоскалярных (изосинглетных) мезонов η, η' и играет значительно меньшую роль для векторных ω, ϕ мезонов. По этой причине мы оставляем его для первых и пренебрегаем им для последних. Далее, мы предполагаем для аннигиляционного взаимодействия факторизованную форму

$$M_{\text{анниг.}} = \lambda \left[\sum_{i=0,1,2,\dots} \chi_i (\sqrt{2} | \eta_q \rangle + | \eta_s \rangle) \right] \cdot [i \rightarrow j]^+ \quad (2)$$

где $| \eta_q \rangle = (u\bar{u} + d\bar{d}) / \sqrt{2}$ и $| \eta_s \rangle = (s\bar{s})$ - векторы,

изосинглетных комбинаций нестранных и странных кварков в i -м радиальном (невозмущенном) состоянии. Различие аннигиляционного взаимодействия для различных радиальных состояний учитывается с помощью коэффициентов α_i ($i = 1, 2, \dots$; $\alpha_0 = 1$) и для странных и нестранных кварков с помощью коэффициента γ_s . Форма (2) указывает на то, что аннигиляционный переход $q\bar{q}$ -состояния в промежуточное глюонное состояние и обратный переход из этого состояния в новое $q\bar{q}$ -состояние не зависят друг от друга.

Теперь задача заключается в определении собственных значений и собственных функций

$$I\Psi\rangle = \sum_{i=0,1,2,\dots} \alpha_i |q\bar{q}\rangle_i \quad (3)$$

оператора (I). Неопределенными параметрами остаются: для всех мезонов

$$m_0, m_s (\alpha_s = m_0/m_s), C, \varepsilon_i (i=0,1,2,\dots), \chi_i (i=1,2,\dots), \quad (4)$$

где m_0, m_s - массы нестранных ($m_u = m_d$) и странного кварка; для O^- -изосинглетных мезонов еще

$$\lambda, \gamma_s, \alpha_i (i=1,2,\dots). \quad (5)$$

Как указывалось во Введении, в дальнейшем мы ограничимся лишь ближайшими к основному состоянию радиальными возбуждениями. Параметр (4) фиксируется в рамках той или иной схемы из условия совпадения собственных значений массового оператора со значениями масс известных физических псевдоскалярных (неизосинглетных) и векторных мезонов, а также значений волновых функций "в нуле" для векторных резонансов, полученных на основе данных о лептонных ширинах этих резонансов. Для

O^- -изосинглетных мезонов возникает дополнительный произвол, связанный с наличием неизвестных параметров (5), характеризующих аннигиляционный канал. Требование совпадения двух низших собственных значений массового оператора (I) с массами η (549) и η' (958) позволяет лишь определять параметры λ и γ_s как функции остальных параметров α_i .

2-уровневая схема ($i = 0, 1$). В этом случае, помимо основного состояния, мы учитываем единственное наименьшее радиальное возбуждение. Матрица масс, соответствующая массовому оператору (I), в данном случае будет 2×2 -матрицей. Массы мезонов, получавшиеся при диагонализации такой матрицы, приведены в таблице 2 (подчеркнуты входные значения). Кроме того, налагалось условие совпадения для векторного резонанса ρ' (1600) значения $\chi_{\rho'}$ с тем значением, которое мы извлекли

из экспериментальных данных (см. /1/):

$$\chi_{\rho'} = \Psi_{\rho'}(0) / \Psi_{\rho}(0) = - (m_{\rho'}^2 \Gamma_{\rho' \rightarrow e^+e^-} / m_{\rho}^2 \Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-})^{1/2} = -1,32 \pm 0,11. \quad (6)$$

Таблица 2. Массы легких мезонов и их радиальных возбуждений ($L=0$) в 2-уровневой схеме (входные значения подчеркнуты)

Мезон	Вычисленные значения массы, МэВ	Экспериментальное значение массы, МэВ /4/
π (140)	<u>140,0</u> \pm 0,2	{ 135(нейтр.) 140(заряд.) 1200 - 1300
π' (1240)	1240 \pm 40	
ρ (770)	<u>770</u> \pm 1,5	769 \pm 3
ρ' (1600)	<u>1590</u> \pm 20	1590 \pm 20
K (496)	<u>496</u> \pm 0,5	{ 498(нейтр.) 494(заряд.) 1400 - 1460
K'(1400)	1390 \pm 40	
K* (892)	890 \pm 1	892,1 \pm 0,4
K*(1650)	1640 \pm 20	1500 - 1700
φ (1020)	<u>1019,2</u> \pm 0,1	1019,5 \pm 0,1
φ' (1700)	1710 \pm 10	1685 \pm 10

Свободные параметры для этого варианта получились следующими:

$$m_0 = (300 \pm 3) \text{ МэВ}, m_s = (457 \pm 1) \text{ МэВ} (\alpha_s = 0,656 \pm 0,005), C = (126,5 \pm 4; 3) \text{ МэВ}, \varepsilon_0 = (62 \pm 1) \text{ МэВ}, \varepsilon_1 = (852 \pm 19) \text{ МэВ}, \chi_1 = -(0,97 \pm 0,007). \quad (7)$$

Эти значения несколько отличаются от значений, приведенных в нашей предыдущей работе /2/. Объясняется это тем, что для входной массы ρ' -мезона мы приняли теперь табличное значение $m_{\rho'} = 1590 \text{ МэВ}$ /4/. Коэффициенты α_i , определяющие конфигурационную структуру векторных состояний различных мезонов, приведены в приложении.

Для псевдоскалярных изосинглетных резонансов параметры λ и γ_s становятся в этом случае функциями единственного свободного параметра α , характеризующего участие в аннигиляционном взаимодействии

лишь одного радиального возбуждения. Эти зависимости показаны на рис. 1а. На рис. 2а показаны зависимости масс двух радиальных возбуждений $(\eta-\eta')$ -системы от того же параметра.

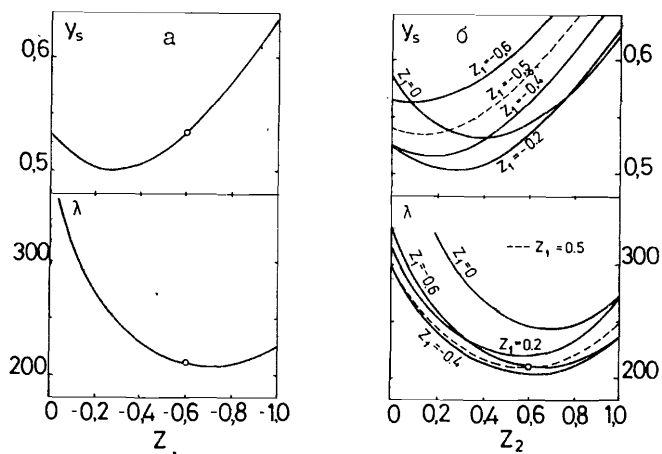


Рис. 1. Зависимости параметров λ и y_s от параметров z . Графики: а) для 2-уровневой схемы; б) для 3-уровневой схемы. Кружками обозначены принятые в расчетах значения.

Если отождествить 1-е радиальное возбуждение с ρ (I275) из таблицы I, то значение z , а следовательно и λ и y_s , фиксируется однозначно:

$$\lambda = 211 \text{ МэВ}, \quad y_s = 0,53, \quad z = -0,6. \quad (8)$$

Для масс в этом случае получаются значения: $m(\eta) = 549 \text{ МэВ}$, $m(\eta') = 958 \text{ МэВ}$, $m(\eta'') = 1278 \text{ МэВ}$, $m(\eta''') = 1553 \text{ МэВ}$. Обратим внимание на то, что знак и порядок величин параметров z и y_s , характеризующих ослабление аннигиляционного взаимодействия для радиальных возбуждений и странных кварков, согласуются с x_1 и x_2 в (7), входящими в контактное спин-спиновое взаимодействие для тех же возбуждений. Коэффициенты α_i , определяющие вклад нестранных кварков, и коэффициенты α'_i , определяющие вклад странных кварков в данный вектор состояния, приведены в приложении.

Резонанс η'' (1553), предсказываемый данной схемой, по своей массе близок к резонансной структуре X (1550), приведенной в таблице I. Подчеркнем то, что в рассматриваемой схеме отсутствуют состояния, которым можно было бы сопоставить X (1380) и E/ρ (1450) - резонансы.

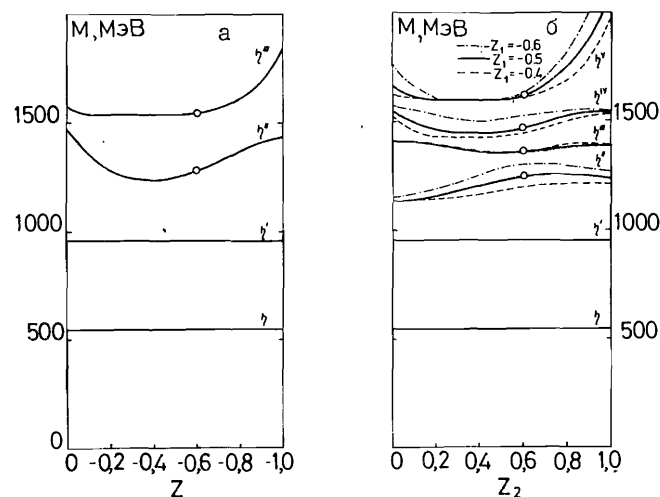


Рис. 2 Значения масс радиальных возбуждений $(\eta-\eta')$ -мезонов в зависимости от параметров, характеризующих их участие в аннигиляционном взаимодействии. Графики: а) для 2-уровневой схемы; б) для 3-уровневой схемы.

3-уровневая схема ($i = 0, I, 2$). В этом случае предполагается, что первым радиальным возбуждением ρ -мезона является ρ' (1260), а вторым - ρ'' (1590). Для отношений $x_{\rho'}$ и $x_{\rho''}$ принимались величины $1/I$:

$$\begin{aligned} x_{\rho'} &\equiv \Psi_{\rho'}(0) / \Psi_{\rho}(0) = -0,50 \pm 0,08, \\ x_{\rho''} &\equiv \Psi_{\rho''}(0) / \Psi_{\rho}(0) = 1,32 \pm 0,11. \end{aligned} \quad (9)$$

Определение свободных параметров дало следующие значения:

$$\begin{aligned} m_0 &= 301 \pm 3 \text{ МэВ}, \quad m_2 = 457 \pm 1 \text{ МэВ} \quad (x_2 = 0,659 \pm 0,005), \\ C &= 123 \pm 4 \text{ МэВ}, \quad \varepsilon_0 = 65 \pm 3 \text{ МэВ}, \\ \varepsilon_1 &= 634 \pm 11 \text{ МэВ}, \quad x_1 = -(0,53 \pm 0,07), \\ \varepsilon_2 &= 869 \pm 27 \text{ МэВ}, \quad x_2 = 0,86 \pm 0,07. \end{aligned} \quad (10)$$

Значения масс мезонов, соответствующие этим величинам параметров, приведены в таблице 3. Отметим, что из резонансов, соответствующих в

данном варианте первому радиальному возбуждению, существование ρ (I260), как уже указывалось во Введении, подвергается сомнению; недавно объявленный K^* (I410) - резонанс $^{1/8}$ требует независимого подтверждения, а возможность существования "пропущенных" π' (II00), K (I280) и φ' (I500) серьезному анализу, на наш взгляд, не подвергалась. Значения коэффициентов α_i , определяющих векторы состояний, вынесены в Приложение.

Таблица 3. Массы легких мезонов и их радиальных возбуждений ($L = 0$) в 3-уровневой схеме (входные значения подчеркнуты)

Мезон	Вычисленные значения массы, МэВ	Экспериментальное значение массы, МэВ $^{1/4}$
π (I40)	<u>I40,0</u> \pm 0,2	{ I35 (нейтр.) I40 (заряж.)
π' (II30)	I133 \pm 23	I200 - I300
π'' (I360)	I356 \pm 25	
ρ (770)	<u>770,0</u> \pm I,5	769 \pm 3
ρ' (I260)	<u>I264</u> \pm 5	I264,0 \pm 4,5
ρ'' (I600)	<u>I590</u> \pm 20	I590 \pm 20
K (496)	<u>496,0</u> \pm 0,3	{ 498 (нейтр.) 494 (заряж.)
K' (I280)	I280 \pm 2I	I400 - I460
K'' (I480)	I480 \pm 25	
K^* (892)	890,7 \pm 0,5	892, I \pm 0,4 $^{1/8}$
$K^{*'}$ (I370)	I373 \pm 5	I412 \pm 9 \pm 2 $^{1/8}$
$K^{*''}$ (I650)	I648 \pm I9	I500 - I700
φ (I020)	<u>I019,4</u> \pm 0,2	I019,5 \pm 0,1
φ' (I480)	<u>I479</u> \pm 6	I685 \pm I0
φ'' (I720)	I716 \pm I8	

Число изосинглетных O^{++} - состояний в рассматриваемом интервале масс равно 6. Зависимости λ , γ_3 и масс четырех радиальных возбуждений от двух свободных параметров z_1 и z_2 показаны на рис. Iб и 2б. Предлагаемый набор параметров

$$\lambda = 209 \text{ МэВ}, \gamma_3 = 0,589, z_1 = -0,5, z_2 = 0,6 \quad (II)$$

представляется нам наиболее удовлетворяющим поставленному условию согласия свойств вычисляемых состояний с экспериментальными характе-

ристиками резонансов из таблицы I. Данная схема с параметрами (II) дает четыре возбужденных состояния η - η' - системы со значениями масс, приведенными в скобках:

$$\begin{aligned} \eta'' (I247) &\rightarrow S (I275) \\ \eta''' (I365) &\rightarrow X (I380) \\ \eta'''' (I470) &\rightarrow E (I420) / \epsilon (I460) \\ \eta^v (I6I4) &\rightarrow X (I500) / X (I800) \end{aligned}$$

где мы сразу приводим также сопоставляемые этим состояниям резонансы из таблицы I. Коэффициенты соответствующих конфигурационных смесей вынесены в приложение. Отметим, что параметры γ_3 , z_1 и z_2 в (II) также близки к соответствующим значениям x_3 , x_1 и x_2 в (IO). Если E (I420) и ϵ (I460) окажутся отражением одного и того же резонанса в различных реакциях, то количество уровней в данной схеме соответствует наблюдаемому обилию изосинглетных резонансов с подтвержденными (или подозреваемыми - в отношении X (I380)) квантовыми числами $J^{PC} = 0^{-+}$. Если же E (I420) и ϵ (I460) суть различные резонансы, то единственным выходом из положения представляется добавление еще одного, скорее всего, столь желанного для теории глюбольного состояния. В этом случае, однако, высокая плотность состояний в рассматриваемом интервале масс и, соответственно, близость энергетических уровней должны приводить к сильному перемешиванию состояний различной природы, и по этой причине выявление глюонных компонент сразу в нескольких состояниях будет весьма сложной задачей. Что касается последнего состояния η^v , то на значение его массы и на его состав должны оказывать существенное влияние выше лежащие радиальные возбуждения, не учитываемые в рамках нашей схемы. По этой причине сопоставление свойств этого состояния со свойствами какого-либо экспериментально наблюдаемого резонанса проблематично.

3. Образование η, η' - мезонов и их радиальных возбуждений в J/ψ -радиационном распаде и $\pi^+\pi^-$ -реакции

Для определения доли радиационного распада J/ψ - мезона в тот или иной O^- - изосинглетный мезон $H (= \eta, \eta', \dots)$ мы воспользуемся простой формулой $^{1/2}$, основанной на аналогии этого процесса с аннигиляционным каналом (2):

$$B (J/\psi \rightarrow \gamma H) = \beta T^2 k_\gamma^3 \quad (I2)$$

где β - общий постоянный множитель, k_γ - импульс фотона и T - сумма

$$T = \sum_{i=0,1,\dots} z_i (\sqrt{2} \alpha_i + \alpha_i^2), \quad (I3)$$

причем коэффициенты α_i и α_i^s следует брать согласно конфигурационному составу данного мезона, приведенному в приложении. Однако мы считаем, что в π/ψ -распаде, в отличие от аннигиляционного канала, странные и нестранные кварки участвуют одинаковым образом и полагаем в (I3) параметр $y_s = 1$. Для исключения общего множителя \mathcal{G} мы вычисляем отношения вероятности образования в π/ψ -распаде данного мезона к вероятности образования η -мезона:

$$R_{\pi/\psi}(H/\eta) = B(\pi/\psi \rightarrow \pi H) / B(\pi/\psi \rightarrow \pi \eta). \quad (I4)$$

Результаты вычисления представлены в таблице 4. Поскольку параметры z_i в (I3), феноменологически описывающие вклады различных невозмущенных радиальных состояний в π/ψ -распаде, могут отличаться от аналогичных параметров в аннигиляционном канале, вычисления производились при предположении совпадения этих параметров (первые значения, приведенные в таблице 4) и совпадения параметров z_i , входящих в (I3), с параметрами x_i , характеризующими спин-спиновое взаимодействие (вторые значения).

Таблица 4. Образование O^- -изосинглетных мезонов в радиационном распаде π/ψ и адронной зарядово-обменной реакции

$$\pi^- p \rightarrow H (= \eta, \eta', \dots) n$$

Состояние	$R_{\pi/\psi}(H/\eta)^a$	$R_{\pi}(H/\eta)$
2-уровневая схема		
η' (958)	4,5/3,8	0,38
η'' (1278)	0,7/1,7	0,06
η''' (1553)	0,4/0,9	0,02
3-уровневая схема		
η' (958)	3,6/3,1	0,28
η'' (1247)	1,9/2,0	0,16
η''' (1365)	0,1/0,4	0,01
η^{IV} (1470)	1,6/2,0	0,08
η^V (1614)	0,6/1,1	0,03

a) Первое значение соответствует значениям параметров π/ψ -распада, взятым из аннигиляционного взаимодействия, второе - из спин-спинового взаимодействия.

Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными, приведенными в таблице I, демонстрирует удовлетворительно согласующееся с экспериментом отношение η'/η в π/ψ -распаде. Следует подчеркнуть, что согласно расчетам в этом же распаде с достаточно большой интенсивностью должно образовываться η'' -состояние, ко-

торому в рамках обеих схем мы сопоставили ζ -резонанс, не обнаруженный пока что в таком распаде.

В рамках 3-уровневой схемы состояние η''' , которому мы сопоставили X (I380)-резонанс, образуется в π/ψ -распаде в 5 или более раз слабее η'' -состояния. Но как раз этот X (I380)-резонанс наблюдался по моде $\eta''\pi$ (правда, квантовые числа этого резонанса $J^{PC} = 0^{-+}$ пока что не установлены). Возможно, однако, что наблюдавшаяся резонансная структура в этой моде, скорее, обусловлена конструктивной интерференцией двух соседних η'' - и η^{IV} -состояний, имеющих заметную моду распада $\eta''\pi$ (см. раздел 5). Что касается η^{IV} -состояния, которому мы сопоставляем ζ -мезон, то согласно нашим расчетам оно должно достаточно интенсивно образовываться в π/ψ -распаде, хотя полученное значение для отношения η^{IV}/η приблизительно в 2 раза меньше экспериментального. В моде $K\bar{K}\pi$ это состояние может проявиться уже как отдельный резонанс. Наконец, расчеты в рамках обеих схем показывают, что высоколежащее состояние X (I550 или I610) должно достаточно интенсивно образовываться в π/ψ -распаде, что соответствует наблюдению резонансной структуры в этой области масс.

Для описания образования исследуемых резонансов в адронном процессе

$$\pi^- p \rightarrow H (= \eta, \eta', \dots) n$$

мы применим простую аддитивную кварковую модель с обменом реджеоном с подходящими квантовыми числами (типа A_2 -мезона)^{12/}. В рамках этой модели мы получаем для отношения вероятностей образования

$$R_{\pi}(H/\eta) \equiv [d\sigma(\pi^- p \rightarrow H n) / d\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n)] \quad \text{без переворота спина} = \\ = \left[\sum_{i=0,1,\dots} \alpha_i(H) \alpha_i(\pi) / \sum_{i=0,1,\dots} \alpha_i(\eta) \alpha_i(\pi) \right]^2. \quad (I5)$$

Рассчитанные таким способом отношения также представлены в таблице 4.

Сравнение приведенных в ней результатов с имеющейся экспериментальной информацией, собранной в 4-й колонке таблицы I, демонстрирует, в целом, неплохое согласие. Например, в рамках 3-уровневой схемы мы получаем наибольшие значения для отношений (I5) как раз в случае состояний η' , $\eta''(\zeta)$ и $\eta^{IV}(\epsilon/\zeta)$, которые наблюдались экспериментально. Все же занижение по отношению к экспериментальной величине отношения η'/η свидетельствует о слишком приближенном характере используемой нами простой модели.

4. Радиационные распады η, η' -мезонов и их радиальных возбуждений

Однофотонные переходы

$$V(=\rho, \omega, \varphi) \rightarrow \eta \gamma \quad \text{и} \quad N(=\eta', \eta'', \dots) \rightarrow V \gamma \quad (I6)$$

и двухфотонные распады

$$N(=\eta, \eta', \dots) \rightarrow 2\gamma \quad (I7)$$

весьма чувствительны к внутренней структуре рассматриваемых мезонов и потому могут служить действенной проверкой тех или иных предположений о ней.

Однофотонные процессы

Для описания переходов (I6) воспользуемся простой нерелятивистской квантово-механической моделью M_1 -переходов с переворотом спина одного из кварков (см., например, /21/). Для ширины этих переходов имеем

$$\Gamma\{V(\Pi) \rightarrow \Pi(V)\gamma\} = \alpha k_r^3 M_{V\Pi}(k_r) / m_p^2 \times \frac{1}{3} \quad (\text{или } 1), \quad (I8)$$

где $\Pi(=\pi^0, K, \eta, \eta', \dots)$ - псевдоскалярный мезон, $V(=\rho, \omega, \varphi, K^*)$ - соответствующий векторный мезон, $\alpha \approx 1/137$, m_p - масса протона, k_r - импульс γ -кванта, $M_{V\Pi}(k_r)$ - переходный магнитный момент. Последний выражается через магнитные моменты кварков с учетом соответствующих $SU(3)$ -коэффициентов. Помимо этого в него входят также интегралы перекрытия радиальных волновых функций мезонов. Мы ограничимся статическим приближением, когда интегралы, включающие функции различных (невозмущенных) радиальных состояний обращаются в нуль вследствие их ортогональности, а интегралы с одинаковыми радиальными функциями равны 1. В этом приближении мы получаем

$$M_{V\Pi} = \mu_{V\Pi} \sum_{i=0,1,\dots} \alpha_i^V \alpha_i^\Pi; \quad (I9)$$

где $\mu_{V\Pi}$ - собственно $SU(6)$ -переходный момент. Для магнитных моментов кварков мы принимаем средние значения, полученные из величин магнитных моментов протона, нейтрона и Λ -гиперона /22/:

$$\mu_u = 1,85, \quad \mu_d = -0,97, \quad \mu_s = -0,61 \quad (\text{в ядерных магнетонах}).$$

В таблице 5 приведены результаты расчетов для распадов векторных мезонов $\omega, \rho \rightarrow \pi \gamma$, $K^* \rightarrow K \gamma$. При рассмотрении распада ω -мезона мы пренебрегаем наличием в нем небольшой примеси странных кварков, а также считаем конфигурационную смесь различных невозмущенных радиальных состояний для него одинаковой с аналогичной смесью для ρ -мезона. В таблице 5 приведены также соответствующие экспериментальные данные. Мы получаем хорошее согласие расчетов с экспериментом в

случаях распадов ω - и ρ -мезонов, тогда как для странных K^* -мезонов расчет дает значения, заметно большие экспериментальных. Возможно, что последние также нуждаются в уточнении.

Таблица 5. Ширины однофотонных распадов мезонов в основных состояниях

Распад	$M_{V\Pi}, SU(6)$ -переходный магнитный момент	Ширина распада (кэВ)		Эксперимент
		2-уровневая схема	3-уровневая схема	
$\omega \rightarrow \pi \gamma$	$\mu_u - \mu_d$	90I	85Q	$86I \pm 56/4/$
$\rho \rightarrow \pi \gamma$	$\mu_u + \mu_d$	83	78	$7I \pm 7/23/$
$K^{*+} \rightarrow K^+ \gamma$	$\mu_u + \mu_s$	105	101	$5I \pm 5/18/$
$K^{*0} \rightarrow K^0 \gamma$	$-\mu_u/2 + \mu_s$	171	166	$116 \pm 5,7 \pm 8,1/24/$
$\rho \rightarrow \eta \gamma$	$\mu_u - \mu_d$	87	85	55 ± 14 или $83 \pm 17/25/$
$\omega \rightarrow \eta \gamma$	$\mu_u + \mu_d$	9,8	9,5	$3,2 \pm 2,6$ или $29 \pm 7/25/$
$\varphi \rightarrow \eta \gamma$	$2\mu_s$	53	55	$55 \pm 3/26/$
$\eta' \rightarrow \rho \gamma$	$\mu_u - \mu_d$	106	126	$66 \pm 10/14/$
$\eta' \rightarrow \omega \gamma$	$\mu_u + \mu_d$	8,5	10	$6,1 \pm 1,4/14/$

Для распадов, включающих $N(=\eta, \eta', \dots)$ - мезоны, переходные магнитные моменты имеют вид

$$M_{\rho(\omega)N} = \mu_{\rho(\omega)N} \sum_i \alpha_i^H \alpha_i^{\rho(\omega)}, \quad M_{\varphi N} = \mu_{\varphi N} \sum_i \alpha_i^{sH} \alpha_i^{s\varphi}, \quad (20)$$

где α_i^H и α_i^{sH} - коэффициенты, определяющие вклады нестранных и странных кварков в данное состояние N (см. приложение). Данные для распадов, включающих η и η' , представлены в той же таблице 5 и показывают удовлетворительное, в целом, согласие результатов, полученных в рамках обеих схем для выбранных нами решений, с экспериментальными данными. Наибольшая разница наблюдается для распада $\eta' \rightarrow \rho \gamma$, но в этом случае экспериментальное значение, возможно, также нуждается в уточнении. Естественно также, что мы не можем ожидать слишком уж хорошего согласия с экспериментом результатов расчетов, выполненных на основе "наивной" (без учета факторов) нерелятивистской модели.

Здесь следует обратить внимание на отличие в выборе решения для изосинглетных O^- -мезонов в данной работе и в ^{12/}. Набор параметров (II) ("2-е решение" - по терминологии ^{12/}) признавался в ^{12/} неудовлетворительным в отношении описания распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$. Мы пересмотрели теперь этот аргумент, уточнив механизм двухфотонных распадов (см. ниже). Альтернативное решение, которому ранее отдавалось предпочтение ("1-е решение" - по терминологии ^{12/}) оказывается неудовлетворительным с точки зрения $\eta' \rightarrow \rho(\omega)\gamma$ -распадов (не изучавшихся ранее в ^{12/}), поскольку оно дает для них исчезающе малые значения ширины.

В таблице 6 приведены результаты расчетов для радиационных распадов радиальных возбуждений η - и η' -мезонов. В настоящее время надежные измерения таких распадов отсутствуют. Обратим внимание на очень малые значения ширины радиационных распадов η^{1V} (I470) - состояния, которое в рамках 3-уровневой схемы мы отождествляем с ϵ -мезоном.

Таблица 6. Ширины однофотонных распадов радиальных возбуждений η - и η' -мезонов

Радиальное возбуждение	Ширина распада (кэВ) на					
	$\rho\gamma$	$\omega\gamma$	$\varphi\gamma$	$\rho'\gamma$	$\omega'\gamma$	$\varphi'\gamma$
2-уровневая схема						
η'' (I278)	403	37	5,7			
η''' (I553)	35	3,3	51			
3-уровневая схема						
η'' (I247)	20	-	1,8	-	16	-
η''' (I365)	227	18	21	1,7	8,3	-
η^{1V} (I470)	II	2,6	1,0	0,3	0,8	-
η^{2V} (I614)	35	8,2	3,3	0,8	20	2,0

Двухфотонные распады

Для описания двухфотонных распадов псевдоскалярных нейтральных мезонов Π ($= \pi^0, \eta, \eta', \dots$) мы воспользуемся моделью векторной доминантности (ВДМ) (см., например, ^{121/}). Соответствующая диаграмма этого процесса изображена на рис.3. Амплитуда перехода определяется суммой произведений переходных магнитных моментов $M_{V\Pi}$, определяемых по формулам (19) и (20), и константы γ_V переходов "векторный мезон - фотон", которые могут быть извлечены непосредственно из экспериментальных ширины распадов векторных мезонов на лептонную пару. При этом суммирование распространяется на все векторные

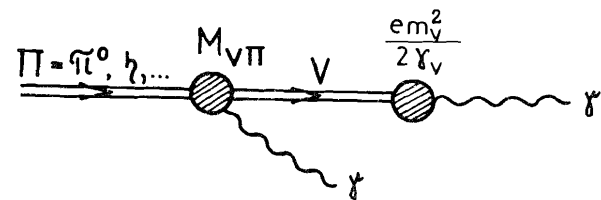


Рис. 3. Двухфотонный распад псевдоскалярных мезонов в модели векторной доминантности.

мезоны ρ, ω, φ и их радиальные возбуждения. Мы вновь воспользуемся простейшим статическим приближением, когда формфакторы полагаются равными единице. Кроме того, мы предполагаем, что магнитные моменты кварков не зависят от состояния.

Мы полагаем также массы ρ - и ω -мезонов равными, и будем считать для радиальных возбуждений $\gamma_\omega / \gamma_{\omega'} = \gamma_\varphi / \gamma_{\varphi'} = \gamma_\rho / \gamma_{\rho'}$. В соответствии с нашим выбором знаков волновых функций "в нуле" знаки этих отношений "чередуются" для последовательности радиальных возбуждений. Отметим, что знак $\gamma_\rho / \gamma_\varphi$ отрицателен (см. (24)).

Ширины двухфотонных распадов определяются тогда выражением

$$\Gamma(\Pi \rightarrow 2\gamma) = a m_\Pi^3 S_\Pi^2, \quad (21)$$

где m_Π - масса распадающегося мезона, а постоянная a выбирается из условия совпадения ширины распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ со средним (подчеркнутым) экспериментальным значением: $(7,34 \pm 0,18 \pm 0,11) \text{ эВ}^2 / 27$. Вышеуказанная амплитуда S_Π в случае π^0 -мезона составляет

$$S_{\pi^0} = \sum_{V=\rho, \rho', \dots} 1/(3\sqrt{2}) (\gamma_\rho / \gamma_V) (\sum_i \alpha_i^V \alpha_i^{\pi^0}), \quad (22)$$

для η - и η' -мезонов и их радиальных возбуждений

$$S_\Pi = 1/(3\sqrt{2}) \{ (\mu_{\rho\Pi} / \mu_{\rho\Pi}) / [1 + (\gamma_\rho / \gamma_\omega) \mu_{\omega\Pi} / \mu_{\rho\Pi}] + \{ [1 + (\gamma_\rho / \gamma_\omega) \mu_{\omega\Pi} / \mu_{\rho\Pi}] [\sum_{V=\rho, \rho', \dots} (\gamma_\rho / \gamma_V) (\sum_i \alpha_i^V \alpha_i^{\Pi})] + (\gamma_\rho / \gamma_\varphi) \mu_{\varphi\Pi} / \mu_{\rho\Pi} [\sum_{\Phi=\varphi, \varphi', \dots} (\gamma_\varphi / \gamma_\Phi) (\sum_i \alpha_i^\Phi \alpha_i^{\Pi})] \} \}. \quad (23)$$

Для лептонных ширины и констант были приняты значения ^{14/}:

$$\Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) = 7,02 \pm 0,27 \text{ кэВ}, \quad \gamma_\rho^2/4\pi = 0,49 \pm 0,02,$$

$$\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) = 0,66 \pm 0,04 \text{ кэВ}, \quad \gamma_\omega^2/4\pi = 5,27 \pm 0,32,$$

$$\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-) = 1,31 \pm 0,06 \text{ кэВ}, \quad \gamma_\varphi^2/4\pi = 3,46 \pm 0,16.$$

Для радиальных возбуждений использовались значения, принятые нами в /1/:

$$\Gamma(\rho_{1250} \rightarrow e^+e^-) = 0,66 \pm 0,19 \text{ кэВ}, \quad \gamma_{\rho_{1250}}^2/4\pi = 8,5 \pm 2,4,$$

$$\Gamma(\rho_{1600} \rightarrow e^+e^-) = 2,84 \pm 0,16 \text{ кэВ}, \quad \gamma_{\rho_{1600}}^2/4\pi = 2,49 \pm 0,14.$$

Результаты расчетов и экспериментальные данные приведены в таблице 7. Таблица 7. Ширины двухфотонных распадов η , η' и их радиальных возбуждений

Распад	Ширина распада (кэВ)		Эксперимент
	2-уровневая схема	3-уровневая схема	
$\eta \rightarrow 2\gamma$	$0,88 \pm 0,03$	$0,82 \pm 0,03$	$1,21 \pm 0,26 / 28 /$ $0,32 \pm 0,05 / 29 /$ $0,56 \pm 0,04 / 3 /$
$\eta' \rightarrow 2\gamma$	$3,60 \pm 0,12$	$2,8 \pm 0,15$	$3,80 \pm 0,26 \pm 0,43 / 30 /$ $5,10 \pm 0,4 \pm 0,7 / 31 /$
$\eta''(\tau) \rightarrow 2\gamma$	$0,31 \pm 0,06$	$1,65 \pm 0,25$	
$\eta'''(1365) \rightarrow 2\gamma$	-	$0,01 \pm 0,02$	
$\eta''(\omega) \rightarrow 2\gamma$	-	$1,6 \pm 0,10$	$\Gamma(\omega \rightarrow 2\gamma) \cdot B(\omega \rightarrow K\bar{K})$ $< 1,6 / 32 /$
$\eta^v \rightarrow 2\gamma$	$0,56 \pm 0,03$	$0,86 \pm 0,04$	

* Ошибки учитывают лишь неопределенности в константах лептонных распадов векторных мезонов.

Обе схемы дают для ширины двухфотонного распада η -мезона значения, заметно большие величины, извлеченной из экспериментов с использованием эффекта Примакова /29/. Однако эти значения не так уж сильно отличаются от величины, полученной усреднением данных прямых экспериментов со встречными фотон-фотонными столкновениями /3/. Для

η' -мезона, наоборот, расчетные значения оказываются меньшими экспериментальных величин, хотя для последних также намечается тенденция к понижению /30/. Для остальных изосинглетных псевдоскалярных мезонов двухфотонные распады пока что не обнаружены. Для ω -резонанса, которому мы сопоставили η'' -радиальное возбуждение в рамках 3-уровневой схемы, установлена верхняя граница для значения ширины такого распада /32/, близкая к полученному нами значению. Таким образом, наш расчет показывает, что малость этой величины не обязательно является признаком глюонной природы ω -мезона.

Мы можем сопоставить настоящий расчет двухфотонных распадов, основанный на ВДМ, с предыдущими расчетами /2/, основанными на модели с треугольной кварковой диаграммой. Для этого выразим константы через значения волновых функций "в нуле"

$$\sqrt{4\pi} / \gamma_v = 8 \sqrt{\pi} C_v \Psi_v(0) / m_v^{3/2}, \quad (24)$$

где C_v - известные множители ($\sqrt{2} C_\rho = 3 \sqrt{2} C_\omega = -3 C_\varphi = 1$) и

$$\Psi_v(0) \sim \sum_i \alpha_i^v x_i.$$

Если теперь перейти к $SU(6)$ -пределу, т.е. положить

$$\gamma_\rho^{-1} : \gamma_\omega^{-1} : \gamma_\varphi^{-1} = 3 : 1 : (-\sqrt{2}),$$

$$\mu_{\omega\pi} / \mu_{\rho\pi} = \mu_{\rho\pi} / \mu_{\rho\eta} = \mu_{\rho\eta} / \mu_{\omega\eta} = 3, \quad \mu_{\varphi\pi} / \mu_{\rho\pi} = -2\alpha_s / 3,$$

и, кроме того, считать массы всех промежуточных векторных мезонов, в том числе их радиальных возбуждений, равными друг другу, то выражения (22) и (23) с учетом ортогональности коэффициентов α_i^v для различных радиальных состояний переходят в соответствующие выражения работы /2/. Такое приближение, однако, сильно завышает роль радиальных возбуждений в данном процессе, что привело, в частности, к сильному подавлению двухфотонного распада η'' в рамках принятого в данной работе решения для 3-уровневой схемы. При более точном, на наш взгляд, учете вклада высших резонансов на основе ВДМ, этот аргумент против выбранного решения отпадает. Очевидно также, что наши оценки, основанные на упрощенном статическом варианте ВДМ, носят лишь качественный характер.

5. Сильные распады изосинглетных псевдоскалярных мезонов

Расчеты сильных распадов интересующих нас мезонов производились по схеме квазидвухчастичных реакций $A \rightarrow B + R, R \rightarrow C + D$,

где R — промежуточный резонанс с массой m_R , полной шириной Γ_R и долей распада по каналу $C+D$, равной $B(R \rightarrow C+D)$. Для ширины распада имеем

$$\Gamma(A \rightarrow B+C+D) = \int \frac{(m_A - m_B)^2}{(m_C + m_D)^2} ds \Gamma[A \rightarrow B+R(s)] (\sqrt{s}/\pi) \cdot \Gamma[R(s) \rightarrow C+D] / [(s - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2]. \quad (25)$$

Здесь $\Gamma[A \rightarrow B+R(s)]$ — ширина распада мезона A на мезон B и промежуточный резонанс $R(s)$ с эффективной массой \sqrt{s} , а $\Gamma[R(s) \rightarrow C+D]$ — парциальная ширина распада этого резонанса на конечные мезоны C и D . Первую из них мы рассчитываем по модели спонтанного рождения кварк-антикварковой пары из вакуума, ранее разработанной для расчетов сильных распадов других мезонов [9]. Парциальную же ширину мы вычисляем просто по эффективному лагранжиану, определяя константу распада из условия

$$\Gamma[R(m_R^2) \rightarrow C+D] = \Gamma_R B(R \rightarrow C+D). \quad (26)$$

В данной работе мы рассматриваем следующие распады (H означает η' , η'' , ... мезоны; очевидно, для некоторых из них определенные распады могут быть запрещены):

$$\begin{aligned} (i) \quad H \rightarrow \eta \varepsilon, \quad \varepsilon \rightarrow \pi \pi; & \quad (ii) \quad H \rightarrow \pi \delta, \quad \delta \rightarrow \eta \pi; \\ (iii) \quad H \rightarrow \pi \delta, \quad \delta \rightarrow K \bar{K}; & \quad (iv) \quad H \rightarrow \bar{K}^* K^* + K \bar{K}^*, \\ & \quad K^*(\bar{K}^*) \rightarrow K(\bar{K}) \pi. \end{aligned}$$

Процессы, завершающиеся одинаковыми конечными состояниями, могут интерферировать, однако расчет производился для каждого канала отдельно без учета интерференции. Ниже приведены выражения для эффективных лагранжианов, констант и ширин распадов, выраженных через соответствующие интегралы перекрытия $I(s)$ и $L(s)$, определенные в [9]; s — квадрат массы промежуточных резонансов.

$$(i) \quad \mathcal{L}(H \eta \varepsilon) = g_{H \eta \varepsilon} H \eta \varepsilon, \quad (27a)$$

$$g_{H \eta \varepsilon}(s) = (1/3\sqrt{3}) [m_H E_\eta(s) E_\varepsilon(s)]^{1/2} L(s) \quad (27б)$$

$$\Gamma(H \rightarrow \eta \varepsilon) = [g_{H \eta \varepsilon}^2(s)/4\pi] k_\varepsilon(s) / m_H^2, \quad (27в)$$

$$\Gamma(\varepsilon \rightarrow 2\pi) = (g_{\varepsilon \pi \pi}^2 / 4\pi) k_\pi(s) / s, \quad (27г)$$

$$g_{\varepsilon \pi \pi}^2 / 4\pi = 2 m_\varepsilon \Gamma_\varepsilon (1 - 4m_\pi^2 / m_\varepsilon^2)^{-1/2}; \quad (27д)$$

$$(ii) \quad \mathcal{L}(H \pi \delta) = g_{H \pi \delta} H \pi \cdot \vec{\delta}, \quad (28a)$$

$$g_{H \pi \delta}(s) = -(2/3\sqrt{3}) [m_H E_\delta(s) E_\pi(s)]^{1/2} L(s), \quad (28б)$$

$$\Gamma(H \rightarrow \pi \delta) = (3/2) [g_{H \pi \delta}^2(s)/4\pi] k_\delta(s) / m_H^2, \quad (28в)$$

$$\Gamma(\delta \rightarrow \eta \pi) = (1/2) (g_{\delta \eta \pi}^2 / 4\pi) k_\pi(s) / s, \quad (28г)$$

$$g_{\delta \eta \pi}^2 / 4\pi = 2 \Gamma_\delta B(\delta \rightarrow \eta \pi) m_\delta^2 / k_\pi(m_\delta); \quad (28д)$$

$$(iii) \quad \Gamma(\delta \rightarrow K \bar{K}) = (1/2) (g_{\delta K \bar{K}}^2 / 4\pi) k_K(s) / s, \quad (29a)$$

$$g_{\delta K \bar{K}}^2 / 4\pi = 2 \Gamma_\delta B(\delta \rightarrow K \bar{K}) m_\delta^2 / k_K(m_\delta^{***}); \quad (29б)$$

$$(iv) \quad \mathcal{L}(H K^* K) = g_{H K K^*} H (\partial_\mu K \bar{K}^{*\mu} + \partial_\mu \bar{K} K^{*\mu}) \quad (30a)$$

$$g_{H K K^*}(s) = -(1/3) [E_K(s) E_{K^*}(s) / m_H]^{1/2} I(s), \quad (30б)$$

$$\Gamma(H \rightarrow K K^*) = 2 [g_{H K K^*}^2(s)/4\pi] k_K^3(s) / s, \quad (30в)$$

$$\Gamma(K^* \rightarrow K \pi) = (g_{K^* K \pi}^2 / 4\pi) k_\pi^3 / s, \quad (30г)$$

$$g_{K^* K \pi}^2 / 4\pi = \Gamma_{K^*} m_{K^*}^2 / k_\pi^3(m_{K^*}). \quad (30д)$$

В (29б) для того, чтобы превзойти $K \bar{K}^*$ — порог, мы просто полагаем $m_\delta^{***} = m_\delta + \Gamma_\delta / 2$.

Для скалярного ε — мезона мы полагаем $m_\varepsilon = \Gamma_\varepsilon = 650$ МэВ. Для странного K^* — мезона принимаем табличные значения $m_{K^*} = 892$ МэВ, $\Gamma_{K^*} = 51$ МэВ⁴. Для δ — мезона $m_\delta = 980$ МэВ, но имеется большая неоднозначность при определении параметров Γ_δ ,

$B(\delta \rightarrow \eta\pi)$ и $B(\delta \rightarrow K\bar{K})$. Значения этих параметров существенно зависят от представлений о структуре δ -резонанса (краткий обзор этой проблемы см. в /4/, стр.151). Для полной ширины δ -мезона мы приняли значение $\Gamma_\delta = 190$ МэВ, существенно большее табличного /4/. Однако, как было разъяснено в /33,34/, форма этого резонанса сильно искажается из-за близости канала распада $K\bar{K}$, и истинная ширина δ -мезона может быть значительно больше ширины, наблюдаемой в пике. Принятое нами значение приблизительно соответствует вычисленному в /33/ и в то же время подтвержденному недавно в эксперименте /35/. Кроме того, в настоящее время полагают, что δ -мезон, помимо обычной $q\bar{q}$ -компоненты, имеет большую примесь состояний /33,34/, возможно, в виде виртуальных двухмезонных $K\bar{K}$, $\eta\pi$, $\eta'\pi$ -состояний /34/. Мы, однако, будем производить расчет для "идеализированного" δ -мезона, считая его имеющим лишь $q\bar{q}$ -компоненту. Усиление же $K\bar{K}$ -канала в его распаде мы приписываем резонансному усилению процесса возникновения $s\bar{s}$ -пары из вакуума, вследствие близости $K\bar{K}$ -порога и взаимодействия K -мезонов в конечном состоянии. Относительные вероятности различных каналов распада δ -мезона мы оставляем незафиксированными, деля на них расчетные парциальные ширины.

Результаты расчетов приведены в таблице 8.

Таблица 8. Парциальные ширины сильных распадов O^- -изосинглетных мезонов (в МэВ)

Резонанс.	$\Gamma(N \rightarrow \eta\pi \rightarrow \eta\pi\pi)$	$\frac{\Gamma(N \rightarrow \pi\delta \rightarrow \eta\pi\pi)}{B(\delta \rightarrow \eta\pi)}$	$\frac{\Gamma(N \rightarrow \pi\delta \rightarrow K\bar{K})}{B(\delta \rightarrow K\bar{K})}$	$\Gamma(N \rightarrow K\bar{K}^*)$
2-уровневая схема				
η' (958)	0,67	3,4	-	-
η'' (I278) = $\xi?$	1,12	66,3	11,4	-
η''' (I553)	2,85	45,0	13,6	274
3-уровневая схема				
η' (958)	0,44	1,95	-	-
η'' (I247) = $\xi?$	1,15	27,4	4,13	-
η''' (I365)	1,87	40,4	6,28	-
η'''' (I470) = $\epsilon?$	1,58	30,0	7,12	72,1
η'''' (I614)	1,47	25,8	7,84	16,6

Из сравнения результатов расчетов для $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$, представленных в этой таблице, и экспериментальных данных, приведенных в таблице I, мы заключаем, что расчет дает значительно большее значе-

ние для ширины этого распада, чем наблюдается на опыте. Существенную роль в этом распаде, однако, может играть процесс с непосредственным образованием трех мезонов, как это следует из кирально-инвариантного взаимодействия /37/. В используемой нами модели этому процессу должно соответствовать возникновение двух $q\bar{q}$ -пар из вакуума, которое мы не учитывали в рамках квазидвухчастичной модели. Однако для η' -мезона этот процесс может оказаться существенным и при деструктивной интерференции соответствующей амплитуды с амплитудами рассмотренных нами квазидвухчастичных процессов, включающих δ - и ϵ -резонансы, может привести к значительному уменьшению ширины распада $\eta' \rightarrow \eta\pi\pi$ /37/.

Для следующего радиального возбуждения η'' , которое мы в рамках обеих схем отождествляем с ξ -резонансом, доминирующим каналом распада должен быть $\pi\delta$ (с последующим распадом $\delta \rightarrow \eta\pi$ или $K\bar{K}$), так же, как и для η''' (I365) - состояния, появляющегося в рамках 3-уровневой схемы.

Особый интерес представляют сильные распады η'''' -состояния в рамках 3-уровневой схемы, которому мы сопоставляем ϵ -мезон. Основным каналом для него должен быть $K\bar{K}^*$ с полной шириной приближенно соответствующей полной ширине ϵ -мезона, как это видно из данных таблиц I и 8. Но, с другой стороны, эксперимент, казалось бы указывает на доминантность $\pi\delta$ -канала в распаде ϵ -мезона (см. /3/). Однако при этом загадочным оказывается отсутствие распада $\epsilon \rightarrow \eta\pi\pi$, который обязательно должен иметь место из-за распада $\delta \rightarrow \eta\pi$. Объяснение этого парадокса было предложено недавно /36/ на основе предположения о доминирующем распаде $\epsilon \rightarrow K\bar{K}^*$ и имитации " δ -структуры" в этом распаде из-за $K\bar{K}$ -взаимодействия в конечном состоянии. Как мы видим, наши расчеты также указывают на доминантность $K\bar{K}^*$ -канала распада ϵ -мезона при интерпретации его как η'''' -состояния.

6. Заключение

Выполненные расчеты показывают, что поиск и идентификация новых экзотических резонансов, включающих возбуждения глюонных степеней свободы (глюболы, гибридные состояния), оказываются сопряженными с необходимостью избавления от неопределенности, все еще существующей в картине радиальных возбуждений "стандартных" $q\bar{q}$ -состояний.

Как мы видели, в рамках 2-уровневой схемы имеется всего два радиальных возбуждения (η - η')-системы в рассматриваемом интервале масс. Если отождествить одно из них с ξ (I275) - резонансом, то второе оказывается лежащим в районе массы I550 МэВ и может быть отождествлено с наблюдавшейся в этом районе резонансной структурой $\rho\rho$ -системы, образующейся при радиационном распаде J/ψ . В такой схеме ϵ -ме-

зон оказывается "лишним" состоянием и наиболее вероятным кандидатом в глюболы. Заметим, однако, что вряд ли глюбол будет находиться в чистом виде. Скорее, из-за наличия аннигиляционного взаимодействия он будет перемешан с ближайшими $q\bar{q}$ -состояниями. В данной схеме не находят себе места еще два состояния X (I380) и E (I420), экспериментальный статус которых, однако, пока что не определен.

В рамках 3-уровневой схемы в рассматриваемом интервале масс возникает четыре возбужденных состояния ($\eta-\eta'$)-системы. Как было показано, в этом случае можно выбрать такое решение, которое ставит эти состояния в соответствие с четырьмя наблюдавшимися резонансами: ζ (I275), X (I380), E (I420)/ ζ (I460), X (I500)/X (I800). В такой ситуации, в отличие от авторов работы /38/, мы не можем утверждать, что простой подсчет числа O^- -изосинглетных состояний уже свидетельствует в пользу существования глюболов. Таким образом, экспериментальная проверка этой схемы, т.е. существования предсказываемых ею, но "пропущенных" в эксперименте резонансов: π (I130), ρ (I260), K (I280), K^* (I370), оказывается задачей, непосредственно связанной с фундаментальной проблемой существования глюболов.

В связи со сказанным большую остроту приобретает E/ ζ -проблема. Если будет установлено, что E (I420) и ζ (I460) представляют собой два различных O^- -резонанса, то один из них даже в рамках 3-уровневой схемы вновь окажется "лишним", и также потребуются введение глюбола. Если же E и ζ окажутся проявлениями одного состояния в различных реакциях, то потребности в новых состояниях не возникнет. Кроме того, в рамках этой схемы мы показали, что ζ -мезон может быть интерпретирован как η'' -радиальное возбуждение, представляющее собой конфигурационную смесь главным образом $3S$ -состояния $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ -системы и $2S$ -состояния $s\bar{s}$ -системы.

Предположение такого рода о составе ζ -мезона привлекалось ранее в /10/, чтобы объяснить обильное образование ζ в π/ψ -распаде по аналогии с когерентным сложением амплитуд возбуждения гигантских резонансов в ядерной физике. Наш анализ подтверждает и дает более детальную реализацию этой картины. Однако вероятность выхода ζ -мезонов получается приблизительно вдвое меньшей, чем обычно приводимые экспериментальные значения /3,18,19/. Окончательное заключение о наличии или отсутствии в ζ -мезоне глюонной компоненты в рамках данной схемы должно выводиться, таким образом, уже не на качественном уровне - по признаку его обильного образования в π/ψ -распаде - а посредством критериев количественного соответствия теоретических предсказаний с экспериментом. Малые величины ширины $\zeta \rightarrow 2\gamma$ и $\zeta \rightarrow (\rho, \omega, \phi)\gamma$ -распадов также не дают однозначного свиде-

тельства в пользу глюбольной природы ζ -мезона, поскольку естественно получаются при интерпретации ζ -мезона как η'' -радиального возбуждения.

Интерпретация ζ -мезона как $2S$ -состояния $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ -системы рассматривалась в /II/. В этой работе была принята схема радиальных возбуждений легких мезонов, близкая к нашей 2-уровневой схеме (на рис. 2а ей соответствует выбор значений $|\alpha| \geq 0,9$). Качественно результаты работы /II/ и настоящей работы, касающейся образования ζ -мезона в радиационном π/ψ -распаде и доминирующем сильном KK^* -распаде ζ -мезона, совпадают. Однако в рамках такой схемы не оказывается места для ζ -резонанса.

В данной работе мы предпочитаем отождествить с первым радиальным возбуждением $\eta-\eta'$ -системы именно ζ (I275)-резонанс, а не ζ -мезон, как предполагалось в /II/ и в одном из вариантов нашей предыдущей работы /2/.

Приложение. Собственные векторы массового оператора

В нижеследующих равенствах слева стоит столбец физических состояний - собственных векторов массового оператора (I), тогда как справа от матриц коэффициентов стоят столбцы радиальных волновых функций ψ_0, ψ_1, \dots и т.д. невозмущенных (собственных векторов M_0) состояний $q\bar{q}$ -системы, образующей данный мезон ($q = u, d, s$). Для псевдоскалярных изосинглетных мезонов ψ_i и ψ_i^s ($i = 0, 1, \dots$) означают невозмущенные радиальные состояния пары нестранных, $q\bar{q} = (u\bar{u} \pm d\bar{d})/\sqrt{2}$, и странных, $s\bar{s}$, кварков, и соответствующие им коэффициенты обозначаются как α_i и α_i^s . Значения коэффициентов в матрицах приведены для средних значений параметров (7) и (10). Погрешности составляют менее 5 единиц в последних значащих цифрах малых компонент и не приводятся.

2-уровневая схема

$$\begin{pmatrix} \pi \\ \pi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,93 & -0,36 \\ 0,36 & 0,93 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \end{pmatrix}_{q\bar{q}}$$

$$\begin{pmatrix} K \\ K' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,96 & -0,28 \\ 0,28 & 0,96 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \end{pmatrix}_{q\bar{s}}$$

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \\ \eta'' \\ \eta''' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,80 & -0,22 & -0,53 & 0,16 \\ 0,57 & 0,06 & 0,81 & 0,03 \\ 0,16 & 0,97 & -0,19 & -0,07 \\ 0,07 & -0,11 & -0,14 & -0,98 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_1^s \\ \psi_1^s \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \rho \\ \rho' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,99 & 0,15 \\ -0,15 & 0,99 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \end{pmatrix}_{q\bar{q}}$$

$$\begin{pmatrix} K^* \\ K^{*'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,99 & 0,11 \\ -0,11 & 0,99 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \end{pmatrix}_{q\bar{s}}$$

$$\begin{pmatrix} \phi \\ \phi' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0,08 \\ -0,08 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0^s \\ \psi_1^s \end{pmatrix}_{s\bar{s}}$$

3-уровневая схема

$$\begin{pmatrix} \pi \\ \pi' \\ \pi'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,92 & -0,23 & 0,31 \\ 0,35 & 0,84 & -0,42 \\ -0,16 & 0,50 & 0,85 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_{q\bar{q}}$$

$$\begin{pmatrix} \rho \\ \rho' \\ \rho'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,99 & 0,11 & -0,12 \\ -0,09 & 0,97 & 0,21 \\ 0,14 & -0,20 & 0,97 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_{q\bar{q}}$$

$$\begin{pmatrix} K \\ K' \\ K'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,95 & -0,19 & 0,25 \\ 0,27 & 0,89 & -0,36 \\ -0,15 & 0,44 & 0,90 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_{q\bar{s}}$$

$$\begin{pmatrix} K^* \\ K^{*'} \\ K^{*''} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,99 & 0,08 & -0,09 \\ -0,06 & 0,99 & 0,16 \\ 0,10 & -0,15 & 0,98 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}_{q\bar{s}}$$

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \\ \eta'' \\ \eta''' \\ \eta^{iv} \\ \eta^v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,79 & -0,08 & 0,16 & -0,55 & 0,13 & -0,15 \\ 0,58 & 0,29 & -0,14 & 0,74 & -0,16 & 0,06 \\ 0,05 & -0,87 & 0,22 & 0,36 & 0,22 & -0,13 \\ 0,12 & -0,35 & -0,87 & -0,13 & -0,27 & 0,12 \\ 0,09 & -0,14 & 0,36 & 0,02 & -0,91 & 0,08 \\ 0,07 & -0,09 & 0,14 & -0,07 & 0,16 & 0,97 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_0^s \\ \psi_1^s \\ \psi_2^s \end{pmatrix}_{q\bar{q}}$$

$$\begin{pmatrix} \varphi \\ \varphi' \\ \varphi'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0,06 & -0,06 \\ -0,05 & 0,99 & 0,11 \\ 0,07 & -0,11 & 0,99 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_0^s \\ \psi_1^s \\ \psi_2^s \end{pmatrix}_{s\bar{s}}$$

Литература

1. Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z.Phys., 1982, C13, p.43.
2. Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z.Phys., 1985, C29, p.61.
3. Cooper S. Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Laterza Bari, 1985, p.947; Preprint SLAC-PUB-3819,1985.
4. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, N 2.
5. Dolinsky S.I. et al. Phys.Lett., 1986, 174B,p.453.
6. Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986,43,с.497.
7. Говорков А.Б. ОИЯИ Р2-86-682, Дубна, 1986.
8. Aston D. et al. Nucl. Phys., 1984,B247, p.261; Preprint SLAC-PUB-3315, 1984.
9. Govorkov A.B. Z.Phys., 1986, C32, p.405.
10. Lipkin H.S., Cohen I. Phys.Lett., 1984, 135B, p.215.
11. Ono S., Pene O.Phys.Lett., 1982, 109B,p.101.
12. Neusch C. Preprint SLAC-PUB-3845, 1985.
13. Binnie D.M. et al. Phys. Lett., 1979, 83B,p.141.
14. Мы пользуемся сводкой данных , приведенных в работе Baltrusaitis R.M. et al. Phys. Rev., 1984, D32, p.2883.
15. Среднее значение из данных : Apel V.D. et al. Phys. Lett., 1979, 83B, p.131; Stanton N.R. et al. Phys. Lett., 1980, 92B, p.353; Daum C. et al, Z.Phys., 1981, C8,p.95.
16. Stanton N.R. et al. Phys. Lett., 1980, 92B, p.353.
17. Ando A. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, p.1296.
18. Hitlin D. Proc. 1983 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Ithaca, N.Y., 1983, p.746.
19. Köpke L. Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Laterza Bari, 1985, p.307.
20. Chung S.V. et al. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, p.779.
21. Коккедэ Я. Теория кварков."Мир", М., 1971.
22. Pondrom L. et al. Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с. 181.
23. Jensen T. et al. Phys.Rev., 1983, D27, p.26.
24. Carlsmith D. et. al. Phys.Rev.Lett., 1986,56,p.18.
25. Andrews D. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.198.
26. Druzhinin V.P. et al. Phys.Lett., 1984,144B, p.136.
27. Atherton H.W. et al. Phys. Lett., 1985, 158B, p.81.
28. Bomporad C. et al. Phys.Lett.,1967, 25B, p.380.
29. Browman A. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32,p.1067.

30. Berger Jb. et al. Phys.Lett., 1984,142B,p.125.
31. Althoff L. et al. Phys.Lett., 1984,147B,p.487.
32. Aihara H. et al. Phys.Rev.Lett., 1986, 57,p.51.
33. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. ЯФ, 1980, 32, с.1098; Phys. Lett., 1980, B96, p.168.
34. Tornqvist N.A. Phys.Rev.Lett., 1982,49,p.624.
35. Битюков С.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984,39,с.96.
36. Frank M. et al. Phys.Lett., 1985, 158B, p.442.
37. Volkov M.K. Ann.Phys. (N.Y.), 1984, 157, p.282.
38. Carlson E., Peterson J. Phys.Rev. Lett., 1985,55,p.355.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1986 года.

Герасимов С.Б., Говорков А.Б.
Радиальные возбуждения ($\eta - \eta'$)-мезонов.
Простая модель для сравнения с экспериментом

P2-86-758

В контексте развитого ранее феноменологического подхода к анализу радиальных возбуждений легких мезонов рассматриваются следствия возможного отождествления группы недавно обнаруженных 0^{-+} -изосинглетных резонансов ($\zeta(1275)$, $\iota(1460)$ и др.) с радиальными возбуждениями $\eta(549)$ -и $\eta'(958)$ -мезонов. Приведены результаты оценки ширин электромагнитных и сильных распадов рассматриваемых мезонов, а также относительных вероятностей их образования в радиационных $J/\psi(3096)$ -распадах и зарядово-обменной реакции πN -взаимодействия. Отмечено, что интенсивное образование ι -мезона в J/ψ -распадах и малая ширина $\iota \rightarrow 2\gamma$ -распада, часто выдвигаемые в качестве аргументов в пользу глобальной природы этого мезона, качественно могут быть получены в одной из рассмотренных схем радиальных возбуждений ($\eta - \eta'$)-системы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Gerasimov S.B., Govorkov A.B.
The Radial Excitations of ($\eta - \eta'$)-Mesons.
A Simple Model Versus Experimental Facts

P2-86-758

We investigate a possibility to identify a number of the recently discovered $J^{PC} = 0^{-+}$ isosinglet resonances (the $\zeta(1275)$, $\iota(1460)$ and others) as radial excitations of the $\eta(549)$ - and $\eta'(958)$ -mesons, using the earlier developed phenomenological approach to analysis of the radial excitations of light mesons. The widths of the electromagnetic and strong decays of these mesons and the branching ratios of their production in the radiative J/ψ decay, as well as the πN charge-exchange reaction, are estimated. It is pointed out that the abundant production of the ι -meson in the J/ψ -decays and the small width of the $\iota \rightarrow 2\gamma$ decay put forward repeatedly as an evidence for the glueball nature of this meson, can qualitatively be obtained in one of the considered schemes of the radial excitations of the ($\eta - \eta'$)-system.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986