



**объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна**

**P2-84-565**

**С.Б.Герасимов, А.Б.Говорков**

**ПРОБЛЕМА РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ  
ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ  
И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЙОТА-МЕЗОНА**

Направлено в "Zeitschrift für Physik"

**1984**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Кварковая модель предсказывает существование мезонов с одинаковыми квантовыми числами и различающихся лишь числом узлов радиальных волновых функций  $q\bar{q}$ -системы. Состояния с отличными от нуля числами узлов называются радиальными возбуждениями данного мезона.

Для тяжелых  $J/\psi$ - и  $Y$ -мезонов такие состояния хорошо установлены. Для легких мезонов, состоящих из  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков, мы располагаем значительно более скудной экспериментальной информацией о таких возбуждениях. Восстановление же спектра радиальных возбуждений легких мезонов представляет значительный интерес как с точки зрения выяснения динамики легких кварков внутри мезонов и проверки различных моделей, так и для поисков экзотических глюонных или многокварковых состояний. Очевидно, что прежде чем делать вывод об экзотическом характере вновь открытого резонанса, необходимо вначале проанализировать возможность его объяснения на основе обычных представлений.

Радиальные возбуждения легких мезонов анализировались в работах <sup>1,2/</sup>. В <sup>1/</sup> расчет спектра таких возбуждений производился в рамках динамической кварковой модели, основанной на решении уравнения Клейна-Гордона с линейным потенциалом, тогда как в <sup>2/</sup> аналогичный расчет производился в рамках уравнения Шредингера с осцилляторным потенциалом. Мы же анализируем этот спектр на основе феноменологической формулы для массового оператора. В тех случаях, когда было необходимо использовать функциональные или масштабные зависимости между наблюдаемыми величинами, нами дополнительно привлекались некоторые общие результаты нерелятивистской кварковой модели. Мы надеемся, что феноменологический подход, с успехом применявшийся ранее к описанию основных состояний мезонов <sup>3/</sup> и барионов <sup>4/</sup>, может служить достаточно хорошим приближением для описания радиальных возбуждений. Такой подход был использован нами в предыдущей работе <sup>5/</sup>, посвященной радиальным возбуждениям  $\rho$ - и  $\pi$ -мезонов. В данной работе мы расширяем его на все члены нонетов псевдоскалярных и векторных мезонов.

Результаты анализа решающим образом зависят от интерпретации наблюдаемых резонансов  $\rho/1250/$  и  $\rho/1560/$  как радиальных возбуждений  $\rho/770/$ -мезона. В отношении существования  $\rho/1250/$ -резонанса в самое последнее время опять возникли сильные сомнения <sup>6/</sup>. Поэтому мы анализируем две возможные схемы: 1/ первое радиальное возбуждение  $\rho$ -мезона отождествляется с  $\rho/1560/$ -

резонансом; 2/ первое радиальное возбуждение  $\rho$ -мезона отождествляется с  $\rho/1250/$ , а второе - с  $\rho/1560/$ -резонансами. Отметим, что первая схема была принята в <sup>2/</sup>, тогда как вторая - в <sup>1,5/</sup>. При диагонализации массового оператора мы ограничиваемся только этими состояниями и поэтому с учетом основного состояния имеем 2-уровневую или 3-уровневую схемы, соответственно.

Особого рассмотрения требуют изосинглетные состояния, поскольку только среди них могут быть кандидаты на "глобол". Для обычных  $q\bar{q}$ -состояний в этом случае существен аннигиляционный канал, приводящий к смешиванию странных и нестранных кварков. Известно, что такое смешивание велико для псевдоскалярных  $\eta$ - и  $\eta'$ -мезонов и почти отсутствует для векторных  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов. С учетом радиальных возбуждений мы получаем четыре /в 2-уровневой схеме/ или шесть /в 3-уровневой схеме/ смешанных псевдоскалярных изосинглетных состояний. В литературе имелись указания на то, что  $\rho/1440/$  резонанс, часто предлагаемый в качестве кандидата на глобол <sup>7-9/</sup>, может оказаться на самом деле радиальным возбуждением  $\eta$  или  $\eta'$ -мезонов <sup>10,13/</sup>. Мы рассматриваем на основе нашего феноменологического подхода такую возможность с включением аннигиляционного канала и с учетом радиальных возбуждений. В связи с тем, что учет радиальных возбуждений приводит к сильному отличию от стандартной картины синглет-октетного смешивания, нам представляется целесообразным отметить соответствующие изменения в проблеме определения зарядов кварков на основе сопоставления результатов расчетов для двухфотонных распадов  $\eta(\eta') \rightarrow 2\gamma$  с данными эксперимента.

## 2. СПЕКТР МАСС РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Давно известно <sup>3/</sup>, что простая массовая формула

$$M = m_{q_1} + m_{\bar{q}_2} + C \cdot \langle \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \rangle / (m_{q_1} m_{\bar{q}_2}), \quad /1/$$

где  $m_{q(\bar{q})}$  - массы составляющих кварков,  $C$  - универсальная константа, неплохо описывает массы низших  $L=0$  векторных ( $\langle \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \rangle_V = +1$ ) и псевдоскалярных ( $\langle \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \rangle_{PS} = -3$ ) мезонов, составленных из легких ( $u, d, s$ ) или одного легкого и одного тяжелого ( $c, b$ ) кварков. То же самое имеет место и для барионов <sup>4/</sup>. Мы предлагаем минимальное обобщение <sup>1/</sup> посредством добавления энергии возбуждения  $\epsilon_i$  с тем, чтобы использовать ее для всей совокупности радиальных состояний. Константа  $C$  в <sup>1/</sup> также должна теперь зависеть от индексов  $i, j$ , нумерующих эти состояния.

По аналогии с нерелятивистской теорией будем полагать, что зависимость уровней  $\epsilon_i$  от массы кварков выделяется в виде фактора  $m_{red}^{-d}$ , где  $m_{red} = m_{q_1} m_{\bar{q}_2} / (m_{q_1} + m_{\bar{q}_2})$ ,  $d$  - числовой параметр. Далее, учитывая, что спин-спиновое взаимодействие является короткодействующим, будем считать, что параметры спин-спинового рас-

щепления в радиальных возбуждениях изменяются по сравнению с аналогичным расщеплением в основном состоянии на фактор, пропорциональный отношению соответствующих волновых функций "в нуле" /т.е. при  $|\vec{r}_q - \vec{r}_{\bar{q}}| \rightarrow 0$ /. Теперь для массового оператора имеем

$$\langle i | \hat{M} | j \rangle = M_i^0 \delta_{ij} + C \cdot \chi_i \chi_j \langle \vec{\sigma}_q \cdot \vec{\sigma}_{\bar{q}} \rangle x_q x_{\bar{q}}, \quad /2/$$

где

$$M_i^0 = m_0 (1/x_q + 1/x_{\bar{q}}) + \epsilon_i [(x_q + x_{\bar{q}})/2]^d, \quad /3/$$

$$x_q = m_0/m_q, \quad x_{\bar{q}} = m_0/m_{\bar{q}}, \quad /4/$$

$$\chi_i = |\psi_i(0)/\psi_0(0)|, \quad /5/$$

$m_0$  - масса нестранныго составляющего кварка ( $m_u = m_d = m_0$ ). Модель определяется набором параметров:

$$C; d; \epsilon_i (i = 0, 1, \dots); \chi_i (i = 1, 2, \dots); m_0; x = \frac{m_0}{m_s}, \quad /6/$$

где  $m_s$  - масса странного кварка.

Дальнейшая задача состоит в определении собственных значений и собственных векторов

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{i=0,1,\dots} a_i \psi_i(\vec{r}) \quad /7/$$

массовой матрицы /2/, где  $\{\psi_i\}$  - ее собственные векторы при "выключенном" спин-спиновом взаимодействии. Значения параметров определялись следующим образом. Точное определение параметра  $d$  из подгонки экспериментальных данных не производилось. Вместо этого был последовательно использован ряд "пробных" значений  $d = -1; 0; 1/3; 1/4$ , отвечающих масштабным законам двухчастичной нерелятивистской задачи со степенными потенциалами /кулоновским, логарифмическим, линейным и осцилляторным соответственно/. Только два последних значения дают правильное "сближение" радиальных возбуждений странных и нестранных мезонов, например,  $\rho/1560/$  и  $\phi/1680/$ . Мы остановились на значении  $d = 1/3$  /линейный потенциал/. Остальные параметры определялись заданием масс  $\pi, \rho, K^*, \phi$  - мезонов, а также масс и величин  $\chi$  для радиальных возбуждений  $\rho$ -мезона /процедура определения из экспериментальных данных подробно изложена в /5/ /.

#### Двухуровневая схема / $i = 0, 1$ /

Собственные значения 2x2-массовой матрицы /2/ совпадают с массами  $\rho/770/$  и  $\rho'/1560/$ -резонансов, а для отношения  $\chi_{\rho'} = \Psi_{\rho'}(0)/\Psi_{\rho}(0) = -(m_{\rho'}^2 \Gamma_{\rho' \rightarrow e^+e^-} / m_{\rho}^2 \Gamma_{\rho \rightarrow e^+e^-})^{1/2} = -1,323$ .

В этом случае получается следующий набор параметров:  $\epsilon_0 = 3$  МэВ,  $\epsilon_1 = 763$  МэВ,  $C = 126$  МэВ,  $\chi_1 = -0,96$ ,  $m_0 = 330$  МэВ,  $m_s = 482$  МэВ /  $x = 0,685/$ . В табл.1 приведены рассчитанные /в скобках/ и экспериментальные /взяты из /14/ / массы первых радиальных возбуждений всех мезонов. Проверкой используемой нами формулы /2/ является вычисление массы  $K$ -мезона. Как видим, можно рассчитывать на совпадение вычисленных и экспериментальных значений масс с точностью не лучше 20 МэВ. В то же время следует отметить определенное совпадение рассчитанных первых радиальных возбуждений легких мезонов с возможными, хотя и не твердо экспериментально установленными резонансами.

Символами  $\eta_s$  и  $\eta'_s$  обозначены изосинглетные состояния  $\bar{s}s$ . К вопросу о смешивании этих состояний с соответствующими изосинглетными состояниями нестранных кварков  $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$  мы вернемся в следующем разделе.

Таблица 1

Массы радиальных возбуждений легких мезонов в 2-уровневой схеме

Псевдоскалярные мезоны	Эксперим. значения, МэВ	Векторные мезоны	Эксперим. значения, МэВ	$M^0$ , МэВ; $\phi$ -ла /3/
$\pi/140/$	140	$\rho/770/$	770	663
$\pi'/1215/$	1200-1300	$\rho'/1560/$	1560	1423
$K/477/$	496	$K^*/892/$	892	814
$K'/1368/$	1400	$K^*/1623/$	1650	1533
$\eta_s/747/$	-	$\phi/1020/$	1020	966
$\eta'_s/1511/$	-	$\phi'/1696/$	1680	1636

Коэффициенты  $a_0$  и  $a_1$ , определяющие волновые функции в 2-уровневой схеме, имеют следующие значения

$$\begin{aligned} \pi &= 0,93\psi_0 - 0,37\psi_1, & \rho &= 0,99\psi_0 + 0,16\psi_1, \\ \pi' &= 0,37\psi_0 + 0,93\psi_1, & \rho' &= -0,16\psi_0 + 0,99\psi_1, \\ K &= 0,96\psi_0 - 0,29\psi_1, & K^* &= 0,99\psi_0 + 0,12\psi_1, \\ K' &= 0,29\psi_0 + 0,96\psi_1, & K^*' &= -0,12\psi_0 + 0,99\psi_1, \\ \eta_s &= 0,97\psi_0 - 0,23\psi_1, & \phi &= \psi_0 + 0,08\psi_1, \\ \eta'_s &= 0,23\psi_0 + 0,97\psi_1, & \phi' &= -0,08\psi_0 + \psi_1. \end{aligned}$$

Здесь под  $\psi_{0,1}$  следует понимать кварковую структуру, соответствующую данному мезону  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $K$ ,  $K^*$ ,  $\eta_s \equiv (ss)$ ,  $\phi$  в определенном радиальном состоянии.

Для отношения значения волновых функций в нуле для  $\phi$  и  $\phi'$ -мезонов, согласно данным табл.1, имеем

$$\chi_{\phi'} \equiv \Psi_{\phi'}(0) / \Psi_{\phi}(0) = [a_0(\phi') + a_1(\phi')\chi_1] / [a_0(\phi) + a_1(\phi)\chi_1] \approx -1,14,$$

что для отношения соответствующих лептонных ширин дает

$$\Gamma_{\phi' \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\phi \rightarrow e^+e^-} = (\chi_{\phi'} M_{\phi} / M_{\phi'})^2 \approx 0,47.$$

Такое отношение ширин соответствует оценке  $\approx 0,5$ , полученной из предварительных экспериментальных данных<sup>/15/</sup>.

### Трехуровневая схема /i=0,1,2/

Собственные значения 3x3-массовой матрицы /2/ совпадают с массами \*  $\rho/770/$ ,  $\rho'/1220/$  и  $\rho''/1560/$ -мезонов, а отношения:

$$\chi_{\rho'} \equiv \Psi_{\rho'}(0) / \Psi_{\rho}(0) = -0,505, \quad \chi_{\rho''} \equiv \Psi_{\rho''}(0) / \Psi_{\rho}(0) = 1,323.$$

/В первом отношении мы изменили знак по сравнению с<sup>/5/</sup>/. В этом случае получается следующий набор параметров:  $\epsilon_0 = 8$  МэВ,  $\epsilon_1 = 534$  МэВ,  $\epsilon_2 = 781$  МэВ,  $C = 123$  МэВ,  $\chi_1 = -0,50$ ,  $\chi_2 = 0,86$ ,  $m_0 = 330$  МэВ,  $m_s = 480$  МэВ / $x = 0,689/$ . Рассчитанные /в скобках/ и экспериментальные массы радиальных возбуждений приведены в табл. 2.

Коэффициенты  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ , определяющие волновые функции в 3-уровневой схеме, имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \pi &= 0,92\psi_0 - 0,23\psi_1 + 0,32\psi_2, & \rho &= 0,98\psi_0 + 0,12\psi_1 - 0,13\psi_2, \\ \pi' &= 0,35\psi_0 + 0,85\psi_1 - 0,39\psi_2, & \rho' &= -0,09\psi_0 + 0,98\psi_1 + 0,20\psi_2, \\ \pi'' &= -0,18\psi_0 + 0,47\psi_1 + 0,86\psi_2, & \rho'' &= 0,15\psi_0 - 0,18\psi_1 + 0,97\psi_2, \\ K &= 0,95\psi_0 - 0,19\psi_1 + 0,28\psi_2, & K^* &= 0,99\psi_0 + 0,08\psi_1 - 0,10\psi_2, \\ K' &= 0,28\psi_0 + 0,90\psi_1 - 0,34\psi_2, & K'^* &= -0,07\psi_0 + 0,99\psi_1 + 0,15\psi_2, \\ K'' &= -0,17\psi_0 + 0,40\psi_1 + 0,90\psi_2, & K''^* &= -0,11\psi_0 - 0,14\psi_1 + 0,98\psi_2, \end{aligned}$$

\* В<sup>/14/</sup> для массы  $\rho'$  дается среднее значение  $1264+4,5$  МэВ. Мы, однако, сохранили значение, принятое нами ранее  $\bar{v}^{/5/}$ . Очевидно, это приводит к неопределенности положения уровней  $\approx 40$  МэВ.

Таблица 2

Массы радиальных возбуждений легких мезонов в 3-уровневой схеме

Псевдоскалярные мезоны	Эксперим. значение массы, МэВ	Векторные мезоны	Эксперим. значение массы, МэВ	M°, МэВ
$\pi/140/$	140	$\rho/770/$	770	668
$\pi'/1105/$	1200-1300	$\rho'/1220/$	1220	1194
$\pi''/1321/$		$\rho''/1560/$	1560	1442
$K/477/$	496	$K^*/892/$	892	818
$K'/1249/$		$K'^*/1333/$	1420	1315
$K''/1448/$	1440	$K''^*/1625/$	1650	1549
$\eta_s/746/$	-	$\phi/1020/$	1020	967
$\eta'_s/1385/$	-	$\phi'/1445/$		1432
$\eta''_s/1569/$	-	$\phi''/1700/$	1680	1650

$$\begin{aligned} \eta_s &= 0,97\psi_0 - 0,15\psi_1 + 0,20\psi_2, & \phi &= \psi_0 + 0,06\psi_1 - 0,07\psi_2, \\ \eta'_s &= 0,21\psi_0 + 0,94\psi_1 - 0,29\psi_2, & \phi' &= -0,06\psi_0 + 0,99\psi_1 + 0,11\psi_2, \\ \eta''_s &= -0,15\psi_0 + 0,32\psi_1 + 0,94\psi_2, & \phi'' &= 0,08\psi_0 - 0,11\psi_1 + 0,99\psi_2. \end{aligned}$$

На первые радиальные возбуждения есть два кандидата:  $\rho/1260/$  и  $K^*/1420/$ . Как указывалось выше, относительно резонанса  $\rho/1260/$  возникли сильные сомнения<sup>/6/</sup>. В то же время следует заметить, что обычно выдвигавшийся аргумент против существования этого резонанса, основанный на его отсутствии в  $2\pi$ -системе, может быть отведен. Теория дает объяснение подавлению распада этого резонанса на 2 пиона в динамической модели спонтанного рождения  $q\bar{q}$ -пары из вакуума<sup>/1,5/</sup>. Кроме того, недавний более тщательный анализ реакции  $e^+e^- \rightarrow 2\pi^{/16/}$  указывает на присутствие в этом районе энергий некоторой структуры, которая, возможно, обусловлена этим резонансом.

Совсем недавно появились сведения о существовании резонанса  $K^*/1420/^{/17/}$ . Его подтверждение составило бы, на наш взгляд, один из веских аргументов в пользу 3-уровневой схемы. Мы полагаем, что этот резонанс имеет недостаточно большую массу, чтобы его можно интерпретировать как D-волновое состояние с  $J^P = 1^-$  в 2-уровневой схеме /появление D-волновых резонансов более естественно ожидать в районе 1600-1700 МэВ/.

Отметим, что ввиду больших /в несколько сотен МэВ/ шириин резонансы, отвечающие первым и вторым радиальным возбуждениям, сильно перекрываются и могут выступать как один эффективный резонанс со сложным поведением различных парциальных мод распада.

Для  $\phi$ ,  $\phi'$ ,  $\phi''$  - резонансов отношения значений волновых функций "в нуле" составляют  $\chi_{\phi'} \equiv \Psi_{\phi'}(0)/\Psi_{\phi}(0) \approx -0,51$ ,  $\chi_{\phi''} \equiv \Psi_{\phi''}(0)/\Psi_{\phi}(0) \approx 1,1$ . Им соответствуют отношения лептонных шириин  $\Gamma_{\phi' \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\phi \rightarrow e^+e^-} \approx 0,13$ ,  $\Gamma_{\phi'' \rightarrow e^+e^-} / \Gamma_{\phi \rightarrow e^+e^-} \approx 0,43$ . Таким образом,  $\phi' / 1445$ -резонанс должен был бы образоваться в  $e^+e^-$ -аннигиляции с сечением, втрое меньшим сечения образования  $\phi'' / 1700$ -резонанса. Возможно, что некоторые особенности, наблюдавшиеся в поведении резонансного сечения  $e^+e^-$ -аннигиляции в этой области энергии /18/, могли бы найти свое объяснение в существовании не одного, а двух резонансов  $\phi'$  и  $\phi''$ .

Таким образом, для окончательного установления схемы уровней радиальных возбуждений легких мезонов необходимо добиться более определенного экспериментального решения вопроса о существовании /или отсутствии/ резонансов, отвечающих в табл.2 первым радиальным возбуждениям.

### 3. ИЗОСИНГЛЕТНЫЕ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЕ МЕЗОНЫ И ИХ РАДИАЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Для изосинглетных псевдоскалярных мезонов наряду со спин-спиновым взаимодействием весьма существенную роль играет аннигиляционный канал, приводящий к сильному смешиванию  $ss$ - и  $qq$ -состояний ( $q = u, d$ ). Влияние этих факторов на свойства  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонов и возможная интерпретация  $\eta / 1440$ -мезона как одного из высших радиальных возбуждений  $\eta$  или  $\eta'$ -мезонов уже затрагивались в ряде работ /2,10-13/. В данном разделе мы также обсуждаем возможность описания спектра изоскалярных  $0^-$ -мезонов без предположения о существовании  $J^P = 0^-$ -глюбола в рассматриваемом интервале масс.

Обозначим невозмущенные спин-спиновым взаимодействием состояния символами

$$|\pi_0^>_i = (u\bar{u} + d\bar{d})_i / \sqrt{2}, \quad |\eta_s^>_i = (s\bar{s})_i, \quad i = 0,1,2,\dots \quad /8/$$

Индекс  $i$  указывает номер радиального состояния. Как мы видели, спин-спиновое взаимодействие смешивает эти состояния с соответствующими коэффициентами  $a_i$ .

Предположим, что оператор аннигиляционных переходов имеет вид:

$$\hat{M}_{\text{анн.}} = \lambda \cdot \left[ \sum_{i=0,1,2,\dots} (\sqrt{2} |\pi_0^>_i + y |\eta_s^>_i) z_i \right] \left[ \sum_{j=0,1,2,\dots} z_j (\sqrt{2} \langle \pi_0^>_j + y \langle \eta_s^>_j) \right], \quad /9/$$

где  $\lambda$  - параметр, характеризующий силу аннигиляционного перехода,  $z_i$  - коэффициенты, учитывающие ее различие для различных радиальных состояний / $z_0 \approx 1$ /, а коэффициент  $y$  - различие для странных и нестранных кварков. Теперь задача состоит в нахождении комбинаций

$$\Psi = \sum_{i=0,1,2,\dots} (\alpha_i |\pi_0^>_i + \beta_i |\eta_s^>_i), \quad /10/$$

которые диагонализировали бы полный массовый оператор с учетом как спин-спиновой связи /2/, так и аннигиляционных переходов /9/. К прежним параметрам задачи /6/ добавляются новые параметры

$$\lambda, y, z_i \quad (i = 1,2,\dots). \quad /11/$$

Условие совпадения двух собственных значений массового оператора с массами  $\eta / 549$ - и  $\eta' / 958$ -мезонов позволяет определить параметры  $\lambda$  и  $y$  как функции остающихся произвольными параметров  $z_i$ .

Возникает вопрос - можно ли распорядиться параметрами  $z_i$  так, чтобы описать по возможности все те данные об изоскалярных  $0^-$ -мезонах, которые известны или на которые имеются определенные экспериментальные указания? Численный анализ позволяет дать утвердительный ответ на поставленный вопрос, и последующее изложение призвано это проиллюстрировать. Мы не налагаем заранее никаких модельных ограничений на значения параметров или связи между ними. Мы считаем, что значения свободных параметров должны сами подсказываться, в какую теоретическую схему они легче всего вписываются.

В качестве одного из условий фиксации параметров, естественно, выбиралась близость одного из радиальных возбуждений к массе  $\eta$ -мезона. В дополнение к этому производилось сравнение вычисленных и экспериментальных характеристик радиационных распадов  $\eta(\eta') \rightarrow 2\gamma$ , образования  $\eta, \eta'$  и  $\eta$ -мезонов при радиационном распаде  $J/\psi$ -мезона и образование  $\eta'$  и  $\eta$ -мезонов в реакции  $\pi^- p \rightarrow \eta(\eta') n$  при высоких энергиях.

Ширины двухфотонных распадов псевдоскалярных мезонов  $M(\equiv \eta, \eta', \dots)$  рассчитывались по формуле

$$\Gamma(M \rightarrow 2\gamma) = a \cdot M^3 S^2, \quad /12/$$

где  $M$  - масса мезона, а  $S$  - сумма квадратов зарядов кварков, взятых с соответствующими данному мезону коэффициентами из формулы /10/:

$$S = \frac{5}{9\sqrt{2}} (\alpha_0 + \chi_1 \alpha_1 + \chi_2 \alpha_2 + \dots) + \frac{x}{9} (\beta_0 + \chi_1 \beta_1 + \chi_2 \beta_2 + \dots). \quad /13/$$

Как видно из формулы /13/, учет того, что аннигиляция кварка и антикварка в два фотона зависит от их сорта, а также от радиального состояния, производился с помощью тех же параметров  $x, \chi_1, \chi_2$ , которые были найдены ранее при расчете спин-спинового расщепления. Такой расчет в какой-то степени отвечает картине распада  $0^-$ -мезона на два фотона посредством известной треугольной кварковой диаграммы. Коэффициент  $a$  в /12/ подбирался так, чтобы ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  с учетом примесей в  $\pi^0$ -мезоне радиальных возбуждений за счет спин-спинового взаимодействия/ составляла экспериментальное значение  $7,95 \pm 0,55$  эВ<sup>14/</sup>. Следует подчеркнуть, что включение в рассмотрение радиальных возбуждений существенно изменяет картину смешивания странных и нестранных кварков в  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонах, что, в свою очередь, требует пересмотра проблемы определения зарядов кварков из наблюдений процессов  $\eta(\eta') \rightarrow 2\gamma$ . Для целозаряженных кварков коэффициенты в /13/ должны быть заменены на  $1/\sqrt{2}$  и  $1/3$  у первой и второй скобок соответственно.

При оценке относительных вероятностей распадов  $J/\psi \rightarrow \gamma + M(\eta, \eta', \dots)$  мы исходим из аналогии между этим процессом и обсуждавшимся выше процессом аннигиляционного взаимодействия кварков. Выражение для относительной вероятности перехода  $J/\psi \rightarrow \gamma + M$  параметризуется следующим образом:

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma M) = bT^2 k_\gamma^3, \quad /14/$$

где  $b$  - некоторый нормировочный коэффициент,  $k_\gamma$  - импульс фотона, а  $T$  представляет собой сумму

$$T = \sqrt{2}(a_0 + z_1 a_1 + z_2 a_2 + \dots) + y'(\beta_0 + \beta_1 z_1 + z_2 \beta_2 + \dots). \quad /15/$$

Параметры  $z_1, z_2, \dots$  мы принимаем теми же, что и в аннигиляционном переходе /9/, однако параметр  $y'$ , определяющий аннигиляцию  $c\bar{c}$ -пары в  $s\bar{s}$ -пару, предполагался отличным от аналогичного параметра, определяющего аннигиляцию  $q\bar{q}$ -пары обычных кварков в  $s\bar{s}$ -пару. Для исключения постоянной  $b$  мы составляем отношение  $R_{J/\psi}(M/\eta) = B(J/\psi \rightarrow \gamma M) / B(J/\psi \rightarrow \gamma \eta)$ .

Для описания процессов перезарядки  $\pi^+ p \rightarrow M(\eta, \eta', \dots) p$  при высоких энергиях привлекаем аддитивную модель кварков. Согласно этой модели, один из кварков непосредственно переходит из налетающего пиона в конечный мезон  $M$ , а другой кварк взаимодействует с нуклоном посредством обмена реджионом с подходящими квантовыми числами /типа  $A_2$ -мезона/. Из этой картины следует, что экстраполяция амплитуды без переверота спина нуклона в точку  $t = 0$  /  $t$ -квадрат переданного 4-импульса/ пропорциональна интегралу перекрытия волновых функций начального и конечного мезонов. Каждая из функций представляется смешиванием конфигураций типа /7/ и /10/. Условие ортонормированности базисных функций  $\psi_i$  /  $i = 0, 1, \dots$ / оставляет только диагональные члены

и потому в результате будем иметь для отношения сечений образования мезона  $M(\eta', \dots)$  и мезона  $\eta$ :

$$R_{\pi}(M/\eta) = \frac{d\sigma(\pi^- p \rightarrow M n)}{d\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n)} \Bigg|_{\substack{\text{без переверота} \\ \text{спина} \\ t=0}} = \quad /16/$$

$$= \left[ \frac{\sum_i a_i(M) a_i(\pi)}{\sum_i a_i(\eta) a_i(\pi)} \right]^2.$$

Сравнение производилось с экспериментальными данными, приведенными в табл.3.

Таблица 3

Экспериментальные данные о псевдоскалярных изосинглетных мезонах, сравниваемые с результатами расчетов

Резонанс	Ширина радиационного распада $\Gamma(M \rightarrow 2\gamma)$ , кэВ	Отношения образования данного резонанса $M$ к $\eta$ -мезону	
		$R_{\psi}(M/\eta)$	$R_{\pi}(M/\eta)$
$\eta/549/$	$1.21 \pm 0,26^{/19/}$ $0,324 \pm 0,046^{/20/}$ $0,56 \pm 0,12 \pm 0,10^{/21/}$	1	1
$\eta'/958/$	$5,1 \pm 1,9^{/22/}$ $5,0 \pm 2,0^{/23/}$	$4,15 \pm 0,68^{/14/}$	$0,55 \pm 0,06^{/26/}$ $0,500 \pm 0,085 + 0,047^{/27/}$ $0,5 \pm 0,1^{/28/}$
$\zeta/1275/^{/24/}$			виден в $\eta 2\pi$ -моде
$M/1380/^{/25/}$ Квантовые числа $J^{PC}$ не установлены			виден в $\eta 2\pi$ моде
$\iota/1440/^{/25/}$		$4,3 \pm 1,7$	виден в $KK\pi$ моде и невиден в $\eta 2\pi$ моде
$M/1710/^{/29/}$		$6,8 \pm 0,8$	виден в $\eta 2\pi$ моде и невиден в $KK\pi$ моде

Далее сравнение радиальных возбуждений и их характеристик, полученных на основе вышеуказанных рецептов, с экспериментальными данными производится последовательно для обеих обсуждавшихся ранее схем радиальных возбуждений легких мезонов.

#### Двухуровневая схема / i = 0, 1 /

В этом случае параметры  $\lambda$  и  $u$  оказываются функциями лишь одного параметра  $z$ . Если положить его равным нулю, т.е. считать, что радиальное возбуждение вообще не участвует в аннигиляционном канале, то для  $\lambda$  и  $u$  получаются значения:  $u = 0,547$ ,  $\lambda = 418$  МэВ и возникает четыре состояния, массы и другие характеристики которых приведены в табл. 4 /массы  $\eta$  - и  $\eta'$ -мезонов подчеркнуты как входные данные/. Соответствующие собственные функции являются комбинациями

$$\eta = 0,64\psi_0 - 0,44\psi_1 - 0,62\psi_0^s + 0,12\psi_1^s,$$

$$\eta' = 0,21\psi_0 - 0,68\psi_1 + 0,66\psi_0^s - 0,22\psi_1^s,$$

$$\eta''(1) = 0,50\psi_0 + 0,46\psi_1 + 0,01\psi_0^s - 0,74\psi_1^s,$$

$$\eta''' = 0,59\psi_0 + 0,41\psi_1 + 0,42\psi_0^s + 0,55\psi_1^s,$$

Таблица 4

Радиальные состояния изосинглетных псевдоскалярных мезонов и их характеристики в 2-уровневой схеме

Состояние	Масса, МэВ	Ширина радиационного распада, $\Gamma(M \rightarrow 2\gamma)$ , кэВ*		Отношения образования мезона $M$ к $\eta$ мезону	
		дробнозаряженные кварки	целозаряженные кварки	$R_{\psi}(M/\eta)$ ( $\gamma' = 0,9$ )	$R_{\pi}(M/\eta)$
$\eta$	<u>549</u>	0,77+0,05	2,0+0,14	1	1
$\eta'$	<u>958</u>	5,2+0,4	21 + 1,4	5,6	0,35
$\eta''(1)$	1467	0,65+0,05	4,6+0,3	2,2	0,15
$\eta'''$	1600	0,69+0,05	1,9+0,1	5,5	0,27

\* Погрешность связана с ошибкой в определении ширины распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

где  $\psi_0$  и  $\psi_1$  представляют собою основное и первое радиальные состояния системы  $(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$ , а  $\psi_0^s$  и  $\psi_1^s$  - аналогичные состояния системы  $s\bar{s}$ .

Из сравнения результатов, приведенных в табл. 4, с экспериментальными данными табл. 3, можно сделать следующие выводы:

Во-первых, для  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонов все полученные характеристики хорошо согласуются с экспериментальными данными. В модели с дробнозаряженными кварками ширины радиационных распадов на  $2\gamma$  в пределах погрешностей соответствуют наблюдаемым, тогда как в модели с целозаряженными кварками они в 4-5 раз больше последних. Однако и в этом случае ширины распадов  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонов имеют правильное отношение друг к другу  $\sim 0,1/$ . Поскольку нельзя a priori исключить возможность того, что общий коэффициент в /12/ при экстраполяции от  $\pi^0$  до  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонов не изменяется в несколько раз, мы не можем сделать окончательный вывод о величине зарядов кварков на основе измерения указанных ширин.

Во-вторых, состояние  $\eta''$  вполне соответствует  $1/1440/$  резонансу: оно достаточно интенсивно должно образовываться в радиационном распаде.  $J/\psi$ .

В-третьих, следующее  $\eta'''$ -состояние, возможно, участвует в формировании вышележащего резонанса с массой 1710 МэВ <sup>129/</sup>. Следует, однако, отметить, что помимо  $\eta'''$ , на свойства этого резонанса могут оказывать заметное влияние высшие радиальные возбуждения, не учитываемые в нашей "урезанной" 2-уровневой схеме.

Наконец, в рамках данной схемы нет места для  $\zeta/1275/$  и  $M/1380/$ -резонансов как радиальных возбуждений  $\eta$ - $\eta'$ -мезонов.

#### Трехуровневая схема / i = 0, 1, 2 /

В этом случае параметры  $\lambda$  и  $u$  являются функциями уже двух независимых параметров  $z_1$  и  $z_2$ . Оказывается, что в этом случае наиболее приемлемыми являются значения, близкие к нулю, т.е. соответствующие слабому участию радиальных возбуждений в аннигиляционном канале. Мы приводим характерное решение со следующими параметрами:  $z_1 = 0$ ;  $z_2 = 0,14$ ;  $u = 0,571$ ;  $\lambda = 389$  МэВ. Возникающие в рамках данной схемы 6 состояний и их характеристики приведены в табл. 5.

Собственные функции, отвечающие этим состояниям, представляют собою комбинации

$$\eta = 0,62\psi_0 - 0,30\psi_1 + 0,33\psi_2 - 0,63\psi_0^s + 0,08\psi_1^s - 0,12\psi_2^s,$$

$$\eta' = 0,12\psi_0 - 0,63\psi_1 + 0,44\psi_2 + 0,60\psi_0^s - 0,15\psi_1^s + 0,15\psi_2^s,$$

$$\eta''(\zeta) = 0,20\psi_0 + 0,69\psi_1 + 0,63\psi_2 + 0,14\psi_0^s - 0,23\psi_1^s + 0,11\psi_2^s,$$

$$\eta''' = 0,38\psi_0 + 0,01\psi_1 - 0,43\psi_2 + 0,01\psi_0^s - 0,77\psi_1^s + 0,27\psi_2^s,$$

Таблица 5

Радиальные состояния изосинглетных псевдоскалярных мезонов и их характеристики в 3-уровневой схеме /1-е решение/

Состояние	Масса, МэВ	Ширина радиационного распада, $\Gamma(M \rightarrow 2\gamma)$ , кэВ*		Отношения образования мезона $M$ к $\eta$ -мезону	
		дробнозаряженные кварки	целозаряженные кварки	$R_{\psi}(M/\eta)$ ( $y' = 0,9$ )	$R_{\pi}(M/\eta)$
$\eta$	549	0,707 $\pm$ 0,05	1,8 $\pm$ 0,1	1	1
$\eta'$	958	4,3 $\pm$ 0,3	16,9 $\pm$ 1,2	4,1	0,28
$\eta''(\zeta)$	1300	2,5 $\pm$ 0,2	9,6 $\pm$ 0,7	1,4	0,09
$\eta'''$	1360	0,23 $\pm$ 0,02	2,0 $\pm$ 0,1	1,1	0,08
$\eta^{IV}(1)$	1453	1,4 $\pm$ 0,1	5,1 $\pm$ 0,4	6,0	0,35
$\eta^V$	1569	0,17 $\pm$ 0,01	1,6 $\pm$ 0,1	0	10 $^{-4}$

\* Погрешность связана с ошибкой в определении ширины распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

$$\eta^{IV}(1) = 0,63\psi_0 + 0,19\psi_1 - 0,30\psi_2 + 0,45\psi_0^s + 0,52\psi_1^s - 0,07\psi_2^s,$$

$$\eta^V = 0,01\psi_0 + 0,14\psi_0^s - 0,32\psi_1^s - 0,94\psi_2^s,$$

где  $\psi_i, \psi_i^s/i = 0, 1, 2/$  имеют тот же смысл, что и в случае 2-уровневой схемы.

Сравнение результатов расчета, приведенных в табл.5, с экспериментальными данными табл.3 показывает, что полученное при данном выборе параметров решение вполне удовлетворительно описывает свойства  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонов. Опять-таки в модели с дробнозаряженными кварками величины ширин радиационных распадов  $\eta(\eta') \rightarrow 2\gamma$  оказываются близкими к экспериментальным. В модели с целозаряженными кварками вычисленные величины этих ширин в 3-4 раза больше экспериментальных, но их отношение имеет правильное значение. И в данном случае мы не можем сделать окончательный вывод о величине зарядов кварков без дополнительного предложения о постоянстве коэффициента  $a$  в /12/ при переходе от  $\pi^0$  к  $\eta$  и  $\eta'$ -мезонам.

В рамках данной схемы /1440/ - резонанс естественно отождествляется с  $\eta^{IV}$ -состоянием, которое должно весьма обильно образовываться при радиационном распаде  $J/\psi$ . Кроме того, мы имеем три дополнительных состояния  $\eta'', \eta'''$  и  $\eta^V$ . Характеристики последнего менее надежны, поскольку мы не учитывали вышележа-

щие радиальные возбуждения. Два других состояния располагаются удивительно близко к двум экспериментально наблюдавшимся резонансам:  $\zeta$  /1275/  $^{24}$  и резонансу 1378 $\pm$ 14 МэВ, который виден в  $J/\psi$  - радиационном распаде  $^{25}$ . Уместно отметить, что и в  $^{24}$  помимо  $\zeta$ /1275/, указывается на возможное состояние еще одного  $0^-$ -мезона с массой 1400 МэВ и доминирующей модой распада  $\eta\pi\pi$ . Если впоследствии подтвердятся /в настоящее время не измеренные/ квантовые числа  $J^P = 0^-$  для  $M$ /1380/  $^{25}$  и  $\zeta$ /1275/ будет обнаружен в радиационном распаде  $J/\psi$  на уровне, предсказываемом теорией /см. табл.5/, то это можно было бы расценить не иначе, как установление 3-уровневой схемы.

Приведенное выше решение было получено в предположении о слабом участии радиальных возбуждений в аннигиляционном переходе. В рамках 3-уровневой схемы, однако, можно найти решение, для которого такое участие усиливается. Мы приводим наиболее подходящее решение со следующими параметрами:  $z_1 = -0,5; z_2 = 0,6; y = 0,598; \lambda = 227$  МэВ. Характеристики возникающих при этом 6-состояний приведены в табл.6.

Таблица 6

Радиальные состояния изосинглетных псевдоскалярных мезонов и их характеристики в 3-уровневой схеме /2-е решение/

Состояние	Масса, МэВ	Ширина радиационного распада, $\Gamma(M \rightarrow 2\gamma)$ , кэВ*		Отношения образования мезона $M$ к $\eta$ -мезону	
		дробнозаряженные кварки	целозаряженные кварки	$R_{\psi}(M/\eta);$ $y' = 1$	$R_{\pi}(M/\eta)$
$\eta$	549	0,509 $\pm$ 0,035	1,23 $\pm$ 0,08	1	1
$\eta'$	958	0,83 $\pm$ 0,06	4,0 $\pm$ 0,3	3,6	0,31
$\eta''(\zeta)$	1240	4,1 $\pm$ 0,3	14,1 $\pm$ 1,0	2,2	0,20
$\eta'''$	1333	2,9 $\pm$ 0,2	8,8 $\pm$ 0,6	0,2	0,02
$\eta^{IV}(1)$	1455	7,2 $\pm$ 0,5	28,2 $\pm$ 1,9	2,3	0,15
$\eta^V$	1593	4,3 $\pm$ 0,3	20,1 $\pm$ 1,4	1,0	0,05

\* Погрешность связана с ошибкой в определении ширины распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ .

Собственные функции, отвечающие этим состояниям, представляют собой комбинации:

$$\eta = 0,75\psi_0 - 0,07\psi_1 + 0,16\psi_2 - 0,60\psi_0^s + 0,14\psi_1^s - 0,17\psi_2^s,$$



$$\eta' = 0,61\psi_0 + 0,38\psi_1 - 0,16\psi_2 + 0,67\psi_0^s - 0,01\psi_1^s + 0,05\psi_2^s,$$

$$\eta'' = 0,13\psi_0 - 0,85\psi_1 + 0,07\psi_2 + 0,40\psi_0^s + 0,28\psi_1^s - 0,14\psi_2^s,$$

$$\eta^{III} = 0,11\psi_0 - 0,27\psi_1 - 0,87\psi_2 - 0,18\psi_0^s - 0,33\psi_1^s + 0,14\psi_2^s,$$

$$\eta^{IV} = 0,13\psi_0 - 0,20\psi_1 + 0,40\psi_2 + 0,08\psi_0^s - 0,88\psi_1^s + 0,07\psi_2^s,$$

$$\eta^V = 0,10\psi_0 - 0,12\psi_1 + 0,17\psi_2 - 0,06\psi_0^s + 0,11\psi_1^s + 0,96\psi_2^s.$$

Хотя и в этом случае массы получающихся состояний оказываются близкими к массам наблюдавшихся резонансов, все же это решение представляется нам менее удовлетворительным по следующим причинам. Во-первых, ширина распада  $\eta' \rightarrow 2\gamma$  оказывается близкой к экспериментальной лишь в модели с целозаряженными кварками. Но в рамках последней для ширины распада  $1 \rightarrow 2\gamma$  получается слишком большое значение /~ 30 кэВ/, не согласующееся с экспериментом /см. табл. 3 и /25/. Кроме того, в этом случае и для распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  получается значение, вдвое /или более/ превышающее наиболее правдоподобное экспериментальное значение. Следует, однако, отметить, что при оценке 2-фотонных ширин в модели целозаряженных кварков мы учитываем только вклад от электромагнитного тока кварков и не затрагиваем возможного проявления глюонных степеней свободы в этих распадах. Нарушение цветовой симметрии, появление электрических зарядов у глюонов и роль заряженных глюонов в  $\eta'(\eta) \rightarrow 2\gamma$  - распаде обсуждаются в /30/. Во-вторых,  $\eta'''$  - состояние, которое можно было бы отождествить с M/1380/-резонансом, очень плохо должно образовываться в радиационном распаде J/ψ /в отличие от  $\eta'' = \zeta$  -резонанса/, тогда как этот резонанс как раз и наблюдался в данном распаде. Противоречия, однако, не будет, если квантовые числа этого резонанса окажутся отличными от 0<sup>-</sup>.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общее заключение, относящееся к обеим рассмотренным нами схемам радиальных возбуждений легких мезонов, состоит в следующем. Основной энергетический уровень  $\epsilon_0$  близок к нулю, тогда как следующие уровни имеют значения ~500, ~800 МэВ. При потенциальном описании такая ситуация может возникнуть лишь при наличии сингулярного /например, "кулоновского"/ отрицательного потенциала на малых расстояниях и достаточно быстро растущего /например, линейного/ положительного потенциала на больших расстояниях. Отношение значений волновых функций в нуле для основного и возбужденных радиальных состояний также указывает на такого типа комбинацию потенциалов. Кроме того, расчеты подтверждают наличие принятого нами "изотопического понижения" уровней для странных кварков, соответствующего линейному /или, возможно, осцилляторному, как это было принято в /21/ / потенциалу.

С другой стороны, мы полагаем, что выполненные расчеты спектра радиальных возбуждений, по существу, не решают, а скорее ставят проблему выбора между 2- и 3-уровневыми схемами. Во второй схеме появляется много "лишних", т.е. пока что не обнаруженных состояний. Анализ в этом случае усложняется тем, что резонансы, отвечающие первым и вторым радиальным возбуждениям, имеют значительные ширины и сильно перекрываются, выступая как один эффективный резонанс /возможно, это имеет место в случаях  $\pi'$ - и  $\phi'$ -резонансов/. Подтверждение существования резонансов K\*/1420/ /17/ и K\*/1650/ явно свидетельствовало бы в пользу трехуровневой схемы и существования резонанса  $\rho$ /1250/.

Исследование изосинглетных псевдоскалярных мезонов показало, что в обеих схемах имеется радиальное возбуждение  $\eta$ - $\eta'$  -системы, весьма близкое по массе и по своим свойствам к  $1$ /1440/-резонансу. В частности, получает объяснение /особенно успешное в 3-уровневой схеме/ обильное образование этого резонанса при радиационном распаде J/ψ -мезона. Это заключение согласуется с аналогичным результатом работы /13/, где впервые была подчеркнута важная роль конфигурационного смешивания радиальных состояний для этого процесса. В этом смысле нет необходимости в интерпретации 1-мезона как глюбола. В трехуровневой схеме возникают два дополнительных состояния, близкие по своим массам к наблюдавшимся резонансам  $\zeta$ /1275/ и M/1380/. Однако, для отождествления этих состояний с наблюдавшимися резонансами необходимо подтверждение совпадения их свойств: образование  $\zeta$ /1275/ в радиационном распаде J/ψ -мезона примерно с той же, что и для  $\eta$ -мезона, вероятностью и подтверждение 0<sup>-</sup> -квантовых чисел для резонанса M/1380/.

Наконец, учет смешивания основного состояния с радиальными возбуждениями в  $\eta$  и  $\eta'$  -мезонах потребовал пересмотра вопроса об определении зарядов кварков из данных о распадах этих мезонов на  $2\gamma$ . Отношение соответствующих ширин одинаково хорошо объясняется как моделью с дробнозаряженными, так и моделью с целозаряженными кварками. Если, однако, при переходе от  $\pi^0$ -мезона к  $\eta$ - и  $\eta'$  -мезонам принять дополнительное предположение о неизменности коэффициента в формуле /12/, определяющей их распады на  $2\gamma$ , то абсолютные значения ширин распадов  $\eta$  и  $\eta'$  -мезонов свидетельствуют в пользу модели с дробнозаряженными кварками. При этом ширина распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  получается ~700 эВ, что вдвое больше экспериментального значения /20/, но не противоречит новым данным /21/.

Следует отметить, что решение для  $\eta$ - $\eta'$ -1 -проблемы было получено в предположении, что радиальные возбуждения, в отличие от основных состояний, очень слабо участвуют в аннигиляционном канале, что само по себе требует объяснения. Если же, напротив, основные и радиальные состояния дают сравнимые вклады в аннигиляционное взаимодействие, то получающееся при этом решение /в 3-уровневой схеме/ приводит к трудностям в объяснении малой

ширины распада  $\eta' \rightarrow 2\gamma$  в модели с дробнозаряженными кварками и больших ширин распадов  $\eta \rightarrow 2\gamma$  и  $\tau \rightarrow 2\gamma$  в модели с целозаряженными кварками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bradley A.J. Phys., 1978, G4, p. 1517.
2. Frank M., O'Donnell P.J. Phys.Rev., 1984, D29, p. 921.
3. Ono S. Phys.Rev., 1978, D17, p. 888.
4. Glashow S.L. Physica, 1979, 96A, p. 27.
5. Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z.Phys., 1982, C13, p. 43.
6. Paul E. Proc. 1981 Int.Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Bonn, 1981, p. 301.
7. Chanowitz M. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p. 981.
8. Carlson C.E. et al. Phys.Lett., 1981, 99B, p. 353.
9. Donoghue J.F., Gomm H. Phys.Lett., 1982, 112B, p. 409.
10. Говорков А.Б. ЯФ, 1981, 33, с. 1126.
11. Филиппов А.Т. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, с. 96.
12. Ono S., Pene O. Phys.Lett., 1982, 109B, p. 101.
13. Lipkin H.J., Cohen I. Phys.Lett., 1984, 135B, p. 215.
14. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B.
15. Bloom E.D.J. de Physique, 1982, Colloque C-3, Suppl. No. 12, p. C3-407.
16. Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с. 613.
17. Aston D. Preprint SLAC-PUB-3206, Sept. 1983 (T/E).
18. Buon J. et al. Phys.Lett., 1982, 118B, p. 221.
19. Vemporad C. et al. Phys.Lett., 1967, 25B, p. 380.
20. Browman A. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 1067.
21. Weinstein A. et al. Phys.Rev., 1983, D28, p. 2896.
22. Binnie D.M. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p. 141.
23. Abrams G.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p. 477.
24. Stanton N.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p. 346.
25. Hitlin D. Proc. 1983 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Ithaca, N.Y., 1983, p. 746.
26. Apel V.D. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p. 131.
27. Stanton N.R. et al. Phys.Lett., 1980, 92B, p. 353.
28. Daum C. et al. Z.Phys., 1981, C8, p. 95.
29. Newman-Holmes C. J. de Physique, 1982, 43, Colloque, C-3, Suppl. No 12, C3-82.
30. Игнатъев А.Ю. и др. ЯФ, 1983, 37, с. 1537.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 августа 1984 года.

Герасимов С.Б., Говорков А.Б.

P2-84-565

Проблема радиальных возбуждений легких мезонов и интерпретация Иота-Мезона

В рамках кварковой феноменологии рассматриваются радиальные  $(L=0)$  возбуждения легких /включая странные/ мезоны. Предсказываемый спектр возбуждений сравнивается с экспериментально наблюдавшимися резонансами. Устанавливается зависимость энергетических уровней от массы кварков, объясняющая близкое расположение  $\rho/1600$  и  $\phi/1680$  резонансов. Анализируется возможность того, что  $\tau/1440$  резонанс можно интерпретировать как одно из радиальных возбуждений  $\eta/549$  и  $\eta'/958$ -мезонов. Указывается на недостаточность имеющихся экспериментальных данных для однозначной идентификации спектра радиальных возбуждений легких мезонов. Подвергается пересмотру также проблема определения зарядов кварков на основе измерения процессов  $\eta(\eta') \rightarrow 2\gamma$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Г.Г.Сандуковской