

т
о

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

9/2-81

12/1-81

P2-80-522

А.Б.Говорков

$\eta - \eta'$ ПРОБЛЕМА.
МЕСТО ДЛЯ ГЛЮБОЛА

Направлено в ЯФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что непосредственный феноменологический анализ смешивания унитарных синглета η_1 и октета η_8 в псевдоскалярных мезонах $\eta(549)$ и $\eta'(958)$, выполненный как на основе линейной, так и квадратичной массовых формул в кварковой модели, сталкивается с определенными трудностями: унитарный синглет оказывается существенно тяжелее октета, а интеграл перекрытия пространственных волновых функций, отвечающих этим состояниям, составляет $0,45 \div 0,52$ - величину, которая существенно меньше единицы. Последнее обстоятельство должно было бы означать заметное различие в пространственных характеристиках $\eta (= \eta_8)$ и $\eta' (\sim \eta_1)$ -мезонов, что, в свою очередь, должно было бы проявиться в различном поведении дифференциальных сечений образования η' -и η -мезонов в реакции



Такого различия на опыте не наблюдалось^{/1/}.

Многие авторы связывали особенности схемы смешивания псевдоскалярных мезонов с наличием существенного аннигиляционного взаимодействия, обусловленного переходом кварк-антикваркового состояния в промежуточное двухглюонное состояние^{/2,3/}. Более того, в последнее время эта проблема связывается с необходимостью включения в рассмотрение так называемых глюонных аномалий и сложной структуры квантовохромодинамического вакуума /см. обзор^{/4/}/. На основе такого рассмотрения ряд авторов^{/5,6/} приходит к выводу о том, что в составе η - и η' -мезонов имеется значительная доля глюонов.

В работе^{/7/} был произведен феноменологический анализ схемы смешивания для η -, η' -мезонов, основанный на предположении о существовании явного псевдоскалярного чисто глюонного состояния - "глюбола G", смешивающегося посредством аннигиляционного перехода с унитарносинглетным кварковым состоянием η_1 . Оказалось при этом, что η' -мезон должен состоять в основном из глюонов. Этот результат был подвергнут критике в работе^{/8/}, поскольку он противоречит экспериментальным данным о распадах: $\eta \rightarrow 2\gamma$ ^{/9/} и $\eta' \rightarrow 2\gamma$ ^{/10,11/}.

В данной работе рассмотрение η - η' проблем также будет чисто феноменологическим. Будет выяснено, что указанные противо-

речия устраняются в модели, в которой учитывается различие аннигиляционного взаимодействия для странных и нестранных кварков или, иначе, предполагается $SU(3)$ нарушение аннигиляционного взаимодействия. При этом оказывается, что состав η' -мезона очень чувствителен к такому нарушению.

Рассмотрение основано на использовании квадратичной массовой формулы, вид которой определен в разделе 2. В разделе 3 определены собственные состояния массового оператора и допустимые значения параметров модели. В разделе 4 произведено сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными об образовании η - и η' -мезонов в процессе /1/ и о распадах этих мезонов на 2 γ -кванта. На основе такого сравнения будут выбраны наиболее правдоподобные значения параметров модели и определен состав η - и η' -мезонов. В разделе 5 для этих вариантов произведен расчет радиационных переходов между векторными (ρ^0, ω, ϕ) и псевдоскалярными (η, η') мезонами в рамках модифицированной модели четырехмерного гармонического осциллятора. В разделе 6 обсуждаются свойства возникающего в такой схеме гипотетического η'' -мезона, а также трудности его экспериментального обнаружения. В разделе "Заключение" мы подведем краткие итоги рассмотрения и обсудим его ограниченность.

2. КВАДРАТИЧНЫЙ МАССОВЫЙ ОПЕРАТОР И ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Мы предполагаем, что помимо псевдоскалярных кварк-антикварковых состояний $|qq\rangle$ ($q = u, d, s$) существует также состоящее из одних /самое меньшее - двух/ глюонов псевдоскалярное состояние $|G\rangle$, смешивающееся с кварковыми состояниями посредством аннигиляционного перехода. Квадратичный массовый оператор записывается в общем случае в виде

$$M^2 = \begin{array}{ccc} \hat{m}^2 + 2\lambda & \sqrt{2}\lambda y & \sqrt{2}k \\ \sqrt{2}\lambda y & m_s^2 + \lambda y^2 & zk \\ \sqrt{2}k & zk & m_G^2 \end{array} \quad /2/$$

Матрица /2/ представляет собою набор переходных элементов между тремя состояниями *:

* Впервые изосинглетный псевдоскаляр π_0^0 , аналогичный π^0 -мезону, был введен в работе А.М.Балдина /12/. Для этого состояния мы используем его обозначение.

$$\pi_0^0 = (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle) / \sqrt{2}, \quad \eta_8 = |s\bar{s}\rangle, \quad |G\rangle. \quad /3/$$

В ней

$$\hat{m}^2 = m_\pi^2, \quad m_\eta^2 = 2m_K^2 - m_\pi^2, \quad /4/$$

где m_π и m_K - массы π^0 - и K -мезонов. Масса глобола m_G остается неопределенным параметром. Величина λ характеризует аннигиляционное взаимодействие кварка и антикварка, а параметр u - его $SU(3)$ -нарушение. Такое взаимодействие может возникнуть как за счет аннигиляции кварка и антикварка в промежуточное двухглюонное состояние, так и за счет некомпланарных /унитарных/ диаграмм, роль которых недавно вновь была подчеркнута в работе /18/. Мы, однако, не раскрываем истинной природы аннигиляционного взаимодействия, а лишь учитываем возможность его различия для странных и нестранных кварков. Величина k определяет переход глюония G в кварковые состояния, и, наоборот, а параметр z характеризует различие этого перехода для странных и нестранных кварков.

Таким образом, в общем случае модель определяется заданием значений пяти произвольных параметров:

$$m_G, \lambda, u, k, z.$$

В дальнейшем, однако, мы положим $z=1$, считая, что глюоний смешивается непосредственно лишь с унитарным синглетом η_1 . Тем самым мы сконцентрируем все нарушение $SU(3)$ -симметрии аннигиляционного взаимодействия в параметре u . По-видимому, таким предположением мы не слишком сильно исказим схему связей уровней рассматриваемой системы. Имея в своем распоряжении экспериментально измеренные значения масс η - и η' -мезонов, мы можем зафиксировать два параметра. В качестве двух произвольных параметров оставим m_G и u , тогда как параметры λ и k будут вычисляться.

Итак, мы имеем трехуровневую систему из унитарных синглетного η_1 ($= (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle) / \sqrt{3}$) и октетного

$\eta_8 = (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) / \sqrt{6}$) кварковых состояний и глюонного состояния G , между которыми возможны следующие переходы посредством аннигиляционного взаимодействия:

$$\eta_8 \begin{array}{c} \lambda \\ \downarrow \\ (y \neq 1) \end{array} \eta_1 \begin{array}{c} k \\ \downarrow \\ (z=1) \end{array} G.$$

Если мы положим $u=1$, то придем к схеме Фукса /17/. Если положим $k=0$, то придем к схеме, в которой глобол и кварковые состояния существуют независимо. Такая схема "без глобола", но

с SU(3) -нарушением аннигиляционного взаимодействия рассматривалась в работе ^{14/}. Для нашего общего рассмотрения "с глюболом" этот частный случай будет представлять собою особую точку, и поэтому в начале следующего раздела мы приведем относящиеся к нему результаты.

3. СОБСТВЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ МАССОВОГО ОПЕРАТОРА

Нам следует найти комбинацию

$$\psi = a \pi_0^0 + b \eta_8 + c G, \quad /5/$$

диагонализирующую матрицу /2/:

$$\text{Det}(M^2 - m^2 I) = 0, \quad /6/$$

где I - единичная 3x3-матрица, m - масса состояния, отвечающего /5/.

Обратимся сначала к частному случаю без глюбола ^{14/}, положив k=0. Тогда задача сводится к диагонализации лишь 2x2-матрицы, отмеченной в /2/ пунктиром. Параметры λ и у однозначно определяются массами физических (π, K, η, η') мезонов и принимают значения

$$\lambda_0 = \frac{(m_\eta^2 - m_\pi^2)(m_{\eta'}^2 - m_\pi^2)}{4(m_K^2 - m_\pi^2)} = 0.277 \text{ ГэВ}^2 \quad /7a/$$

$$y_0 = \left[\frac{2(2m_K^2 - m_\pi^2 - m_\eta^2)(m_\pi^2 + m_{\eta'}^2 - 2m_K^2)}{(m_\eta^2 - m_\pi^2)(m_{\eta'}^2 - m_\pi^2)} \right]^{1/2} = 0.78. \quad /7b/$$

Физическим η- и η'-мезонам отвечают комбинации

$$\eta = \cos \theta \eta_8 - \sin \theta \eta_1, \quad /8a/$$

$$\eta' = \sin \theta \eta_8 + \cos \theta \eta_1, \quad /8b/$$

в которых "угол смешивания" θ равен

$$\theta = \arcsin \left\{ \frac{2\lambda_0(1-y_0) + m_\pi^2 - m_\eta^2}{\sqrt{3}[(2\lambda_0 + m_\pi^2 - m_{\eta'}^2)^2 + 2\lambda_0^2 y_0^2]^{1/2}} \right\} = -13.16^\circ. \quad /9/$$

Полученное значение /7/ для параметра y_0 вполне соответствует нашему интуитивному представлению о том, что странные кварки, обладающие большей массой, меньше подвержены аннигиляционному взаимодействию по сравнению с нестранными кварками. Далее, найденное значение для угла смешивания /9/ неплохо согласуется с экспериментальными данными ^{11/} о рождении η^- и η'^- -мезонов в реакции /1/ и о распадах $\eta \rightarrow 2\gamma$ ^{9/} и $\eta' \rightarrow 2\gamma$ ^{10,11/} /см. раздел 4/. Более того, в работе ^{14/} было показано, что такая схема находится в хорошем согласии с экспериментальными данными о различных электромагнитных процессах с участием η^- и η'^- -мезонов. Таким образом, можно заключить, что даже при отсутствии глюбола, но при наличии небольшого, но обязательного $SU(3)$ -нарушения аннигиляционного взаимодействия получается вполне приемлемая схема $\eta^- \eta'^-$ состояний.

Можно, однако, рассчитывать на то, что введение глюбола приведет к еще лучшему согласию с экспериментальными данными, поскольку углы смешивания в η^- - и η'^- -мезонах в этом случае будут разными, и мы можем воспользоваться таким произволом.

Перейдем к анализу общего случая. Как указывалось ранее, мы полагаем $\lambda = 1$, а независимыми параметрами считаем m_G и u . Остальные параметры определяются уравнением /6/, если в нем последовательно положить $m^2 = m_{\eta}^2, m_{\eta'}^2, m_{\eta''}^2$. На рис. 1 изображены зависимости величин $m_{\eta''}$, λ , k и $o_{\eta'}^2$ /доля глюбола G в η' -мезоне/ от u при фиксированных значениях m_G . Особая точка $u = u_0$ ($\lambda = \lambda_0$) отвечает только что рассмотренному случаю, когда глюбол G и кварковые состояния разделены.

Для $u < u_0$ решения возможны только при $m_{\eta} < m_G < m_{\eta'}$ /соответственно $m_{\eta} < m_{\eta''} < m_{\eta'}$ /. Для $u > u_0$ решения возможны при $m_G < m_{\eta}$ ($m_{\eta''} < m_{\eta}$) и при $m_G > m_{\eta}$ ($m_{\eta''} > m_{\eta}$). В дальнейшем мы не будем интересоваться случаями, когда $m_{\eta''} < m_{\eta'}$, поскольку в этой области масс никаких иных резонансов, помимо ρ^- - и η^- -мезонов, не наблюдалось ^{11/} /мы, конечно, не гарантированы от случая, когда u близок к u_0 . Тогда такой резонанс должен был бы состоять почти из одних глюонов и мог бы быть пропущен в подобного рода экспериментах/. Итак, мы будем интересоваться лишь случаями, когда $u > u_0$ и $m_{\eta''} > m_{\eta}$. На рис. 1г видна большая чувствительность состава η' -мезона к изменению параметра u . При u , близком к u_0 , доля глюбола в η' -мезоне мала, тогда как при приближении u к 1 она становится преобладающей /случай, рассмотренный Фуксом ^{17/} /. Можно рассчитывать на то, что при изменении параметра u в этом узком интервале значений $0,78 \leq u \leq 1$ всегда можно указать такое значение u , при котором состав η^- и η'^- -мезонов будет наилучшим образом отвечать экспериментальным данным.

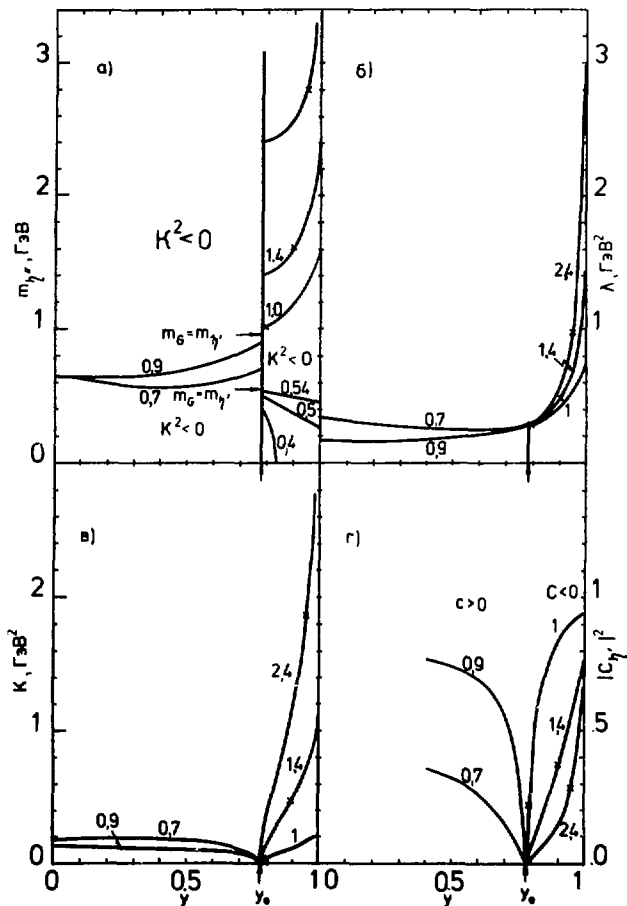


Рис. 1. Зависимости параметров модели от величины $SU(3)$ -нарушения аннигиляционного взаимодействия y : а/ $m_{\eta''}$ - массы η'' -мезона; б/ λ -интенсивности аннигиляционного взаимодействия; в/ k -интенсивности связи глюбола с кварковым унитарным синглетом η_1 ; г/ $\sigma_{\eta'}^2$ - доли глюбола в составе η' -мезона. Масса глюбола m_0 обозначена около каждой кривой /ГэВ/. Стрелкой на оси абсцисс отмечено значение y_0 , соответствующее особому решению в отсутствие глюбола.

4. ОБРАЗОВАНИЕ η - И η' -МЕЗОНОВ И ИХ РАСПАД НА ДВА γ -КВАНТА

Образование η - и η' -мезонов в реакции /1/ исследовалось экспериментально при энергиях, значительно превышающих пороговые значения /1/. Величина отношения сечений образования этих мезонов при нулевой передаче оказалась равной

$$R(\eta'/\eta) = \frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta' n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n)} \Big|_{t=0} = 0,55 \pm 0,10$$

/в указанной ошибке учтена погрешность в определении моды распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$ /. В модели кварков это отношение определяется долями нестранных кварков в составе η' - и η -мезонов:

$$R(\eta'/\eta) = [a(\eta')/a(\eta)]^2, \quad /10/$$

где $a(\eta')$, $a(\eta)$ - коэффициенты состояния π^0 в /5/ для η' и η -мезонов соответственно. На рис.2а представлены вычисленные согласно /10/ значения этого отношения, а также его экспериментальное значение.

Для теоретического расчета ширин распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta' \rightarrow 2\gamma$ будем использовать формулу, полученную из рассмотрения треугольных кварковых диаграмм /15,16/ с учетом "цвета":

$$\Gamma(\eta \text{ или } \eta' \rightarrow 2\gamma) = \frac{9a^2}{32\pi^2 F_{\eta, \eta'}^2} m_{\eta, \eta'}^4 S_{\eta, \eta'}^2, \quad /11/$$

где $a \approx 1/137$, F_{η} или $F_{\eta'}$ - постоянные, входящие в ЧСАТ соотношение для η - и η' -мезонов, S_{η} или $S_{\eta'}$ - суммы квадратов зарядов кварков, умноженных на коэффициенты, с которыми эти кварки входят в состав данного мезона:

$$S_{\eta, \eta'} = \frac{5}{9} a_{\eta, \eta'} + \frac{1}{9} b_{\eta, \eta'}. \quad /12/$$

Применение формулы /11/ для η - и η' -мезонов менее оправдано, чем ее применение для более легкого π^0 -мезона, для которого она дает теоретическое значение ширины распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, прекрасно согласующееся с экспериментальным. Тем не менее, мы применим /11/ и для η - и η' -мезонов и, более того, положим $F_{\eta'} = F_{\eta} = F_{\pi^0} \approx 0,95 \text{ МэВ}$. Результаты расчетов и их сравнение с экспериментальными данными /9-11/ приведены на рис.2б, в.

Наилучшим образом с экспериментальными данными расчетные значения $R(\eta'/\eta)$ и $\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma)$, $\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)$ согласуются при величинах параметров, соответствующих точкам, отмеченным на рис.1 и 2 крестиками. Для этих случаев значения параметров и состав η -, η' - и гипотетического η'' -мезонов приведены в табл.1.

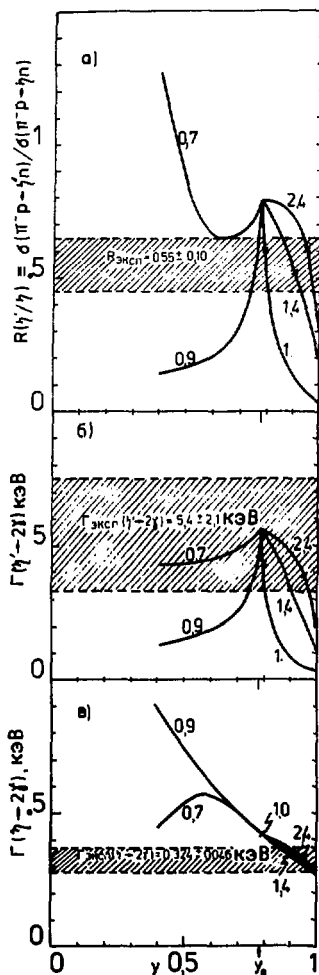


Рис.2. Сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными для: а/ отношения сечений образования η' и η -мезонов в реакции $\pi^+ + p \rightarrow p + \eta$ /или η' /; б/ ширины распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$; в/ ширины распада $\eta \rightarrow 2\gamma$. Параметры модели y /ось абсцисс/ и m_0 /числа около кривых/ имеют тот же смысл, что и на рис.1. Экспериментальные значения указаны горизонтальными линиями. Заштрихован коридор в одну стат. ошибку.

Мы заключаем, что при наличии глюбола с любой из масс в интервале $1 \leq m_0 \leq 2,5$ ГэВ можно добиться неплохого согласия с экспериментальными данными при еще меньшем нарушении $SU(3)$ -симметрии аннигиляционного взаимодействия по сравнению со случаем без глюбола. Заметим, однако, что для ширины распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$ систематически получаются значения около $3,5 \pm 4$ кэВ, которые несколько меньше недавно полученных экспериментальных значений: $5,4 \pm 2,1$ кэВ ^{/11/}, $5,9 \pm 1,6 \pm 1,2$ /систематическая ошибка/ кэВ ^{/10/}. Это связано с наличием заметной доли глюония в η' -мезоне. Следует помнить, конечно, об ограниченной надежности использования формулы /11/ для распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$.

Из результатов наших расчетов следует также, что вряд ли можно предполагать значение массы глюбола m_0 слишком большим / $m_0 > 2,5$ ГэВ/. Для таких больших значений m_0 экспериментальным данным соответ-

ствуют непомерно большие величины λ и k аннигиляционного взаимодействия /см. рис.1б и в/. Ниже наши расчеты будут относиться к случаям, указанным в табл.1.

Таблица 1

Значения параметров при наилучшем согласии с экспериментальными данными

m_c ГэВ	γ	$m_{\eta''}$ ГэВ	λ ГэВ ²	κ ГэВ ²	Состав мезона а): $\psi = a\pi^0 + b\eta_8 + cG$			
					Мезон	a	b	c
1,00	0,79	1,01	0,28	0,026	η	0,74	-0,67	-0,014
					η'	0,58	0,66	-0,47
					η''	0,32	0,34	0,88
1,40	0,90	1,62	0,49	0,48	η	0,71	-0,70	-0,09
					η'	0,51	0,60	-0,61
					η''	0,48	0,39	0,79
2,40	0,95	2,81	0,98	1,86	η	0,70	-0,71	-0,10
					η'	0,55	0,64	-0,54
					η''	0,44	0,33	0,83

а) $\pi^0 = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$, $\eta_8 = 1/\sqrt{3}$.

5. РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ВЕКТОРНЫМИ И ПСЕВДОСКАЛЯРНЫМИ МЕЗОНАМИ

Для расчета ширин радиационных переходов между векторными (V) и псевдоскалярными (П) мезонами: $V \rightarrow \Pi + \gamma$, $\Pi' \rightarrow V + \gamma$ воспользуемся моделью четырехмерного гармонического осциллятора /17/:

$$\Gamma(V \rightarrow \Pi + \gamma) = a \frac{\omega^3}{3m_p^2} M_{V\Pi}^2 I^2(\omega), \quad /13/$$

где $\omega = (m_V^2 - m_{\Pi}^2)/2m_p$; m_V , m_{Π} - массы векторного и псевдоскалярного мезонов; $I(\omega)$ - переходный формфактор; $M_{V\Pi}$ - переходный магнитный момент /в ядерных магнетонах/; m - масса протона; $a \approx 1/137$. Для перехода $\Pi' \rightarrow V + \gamma$ здесь и далее индексы V и Π' следует поменять местами, а правую часть /13/ умножить на 3. Переходный магнитный момент определяется выражением

$$M_{V\Pi} = m_p \left(\frac{1}{m_V} + \frac{1}{m_\Pi} \right) Q_{V\Pi}, \quad /14/$$

где $Q_{V\Pi}$ есть сумма зарядов кварков Q_q /антикварков $Q_{\bar{q}}$ /, взятых с коэффициентами C_V^q , C_Π^q ($C_V^{\bar{q}}$, $C_\Pi^{\bar{q}}$), с которыми эти кварки /антикварки/ входят в состав унитарной функции мезонов:

$$Q_{V\Pi} = \sum_q Q_q C_V^q C_\Pi^q - \sum_{\bar{q}} Q_{\bar{q}} C_V^{\bar{q}} C_\Pi^{\bar{q}}. \quad /15/$$

Переходный формфактор используем в виде

$$I(\omega) = \frac{\exp\left\{-\frac{\omega^2/2}{\Omega + \Omega_\Pi \kappa (\kappa - \sqrt{1 + \kappa^2})}\right\}}{(1 + \Omega_V \Omega_\Pi \kappa^2 / \Omega^2)^{1/2}}, \quad /16/$$

где $\kappa = \omega/m_\Pi$ /или ω/m_V /; Ω_V и Ω_Π - параметры осцилляторов, соответствующих участвующим в переходе V и Π -мезонам; $\Omega = (\Omega_V + \Omega_\Pi)/2$. Последние параметры можно определить из экспериментальных данных для ширины распада векторных мезонов на лептонную пару: $V \rightarrow \ell^+ \ell^-$ /17/, полагаем

$$\Omega_\rho = \Omega_\omega = \Omega_\pi = 0,475 \text{ ГэВ}^2 \quad \Omega_\phi = 0,74 \text{ ГэВ}^2$$

$$\Omega_K = \Omega_{K^*} = 0,61 \text{ ГэВ}^2$$

Для η - и η' -мезонов мы подсчитываем эти параметры по формуле

$$\Omega = (a^2 \Omega_\pi + b^2 \Omega_\phi) / (a^2 + b^2),$$

где a и b - коэффициенты в выражении /5/ /см. табл.1/. Заметим, что мы изменили формфактор, полученный в работе /17/ в рамках модели четырехмерного гармонического осциллятора, на выражение /16/, поделив показатель экспоненты на 2 /указанный формфактор не переходил в нерелятивистский формфактор при $\kappa \rightarrow 0$:

$$I_{\text{нерел.}}(\omega) = \exp(-\omega^2/2\Omega)$$

из-за гауссова распределения по относительному времени, тогда как выражение /16/ соответствует такому переходу/. Для того, чтобы убедиться в надежности такой модели, мы рассчитали переходы векторных мезонов ρ^0 , ω , ϕ в $\pi^0 + \gamma$, а также $K^* \rightarrow K + \gamma$. Угол отклонения смешивания векторных состояний ω_1 и ω_2 в ω - и ϕ -мезонах от идеального угла принимался равным $\delta = 5^\circ$; результаты показаны в табл.2. Как видно, согласие между расчетными и экспериментальными значениями ширины переходов вполне удовлетворительно.

Таблица 2

Ширины радиационных переходов ρ , ω , $\phi \rightarrow \pi + \gamma$; $K^* \rightarrow K + \gamma$

Распад	$Q_{\text{вп}}$	Γ расчетн., кэВ	Γ эксп., кэВ
$\rho^- \rightarrow \pi^- + \gamma$	1/3	70	67 ± 7 [18]
$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$	$\cos^2 \delta$ а)	62I	888 ± 55 [19]
$\varphi \rightarrow \pi^0 + \gamma$	$-\sin^2 \delta$ а)	5,9	$5,7 \pm 2,1$ [19]
$K^{*0} \rightarrow K^0 + \gamma$	-2/3	178	75 ± 35 [19]
$K^{*-} \rightarrow K^- + \gamma$	1/3	45	40 ± 15 [18]

а) $\delta = 5^\circ$

Таблица 3

Ширины радиационных переходов, включающих η - и η' -мезоны

Распад	Расчетн.			Γ , кэВ	Эксп. Γ , кэВ
	Γ	С глюонием с массой:			
	без глюония $\theta = 13,16^\circ$	$m_c = 1$ ГэВ	$m_c = 1,4$ ГэВ	$m_c = 2,4$ ГэВ	
$\rho^0 \rightarrow \eta + \gamma$	77,6	76,5	69,2	67,9	50 ± 13 [20]
$\omega \rightarrow \eta + \gamma$	6,5	6,3	5,5	5,4	$3 \pm 2,5$ [20]
$\varphi \rightarrow \eta + \gamma$	102	91,6	113	113	62 ± 16 [21]
					55 ± 12 [20]
$\eta' \rightarrow \rho^0 + \gamma$	70,3	54,6	42,2	47,9	83 ± 30 [19]
$\eta' \rightarrow \omega + \gamma$	10,0	7,8	6,1	6,9	$5,9 \pm 2,4$ [22]

В табл. 3 приведены рассчитанные по такой модели ширины радиационных переходов, включающие η - и η' -мезоны, для случаев без глюония и с глюонием для трех перечисленных в табл. 1 вариантов. В этой же таблице представлены экспериментальные данные. Из сравнения теоретических значений с экспериментальными заключаем, что ни один из рассмотренных вариантов не противоречит эксперименту. Заметное расхождение для перехода $\phi \rightarrow \eta\gamma$ может оказаться связанным с неточностью нашей модели,

плохо учитывающей различие магнитных моментов странных и не-странных кварков. Естественно, наиболее чувствительны к наличию глюбола два последних распада η' -мезона, поскольку доля глюона в нем значительна.

6. СВОЙСТВА η'' -МЕЗОНА

Проведенный анализ показывает, что вполне допустимо существование достаточно тяжелого глюбола G и его смешивание с кварковыми состояниями приблизительно в тех пропорциях, какие указаны в табл.1. Если следовать этой схеме, то должен существовать третий псевдоскалярный изосинглетный мезон η'' , массу которого, однако, трудно предсказать. Ее значение должно находиться в интервале 1-3 ГэВ. Согласно вариантам, представленным в табл.1, этот мезон приблизительно на 60-70% состоит из глюония /при этом η' -мезон имеет 40-30% глюония, а η -мезон содержит всего ~1% глюония/. Для этих вариантов и рассмотрим свойства такого гипотетического η'' -мезона.

Сильные распады $\eta'' \rightarrow \eta + 2\pi$, $\eta'' \rightarrow \eta' + 2\pi$. Для грубой оценки предположим, что ширины этих распадов просто пропорциональны фазовым объемам R_3 конечных трехчастичных состояний и квадрату произведения амплитуд a'' и a /или a'' и a' /, с которыми комбинация из нестранных кварков π_0^0 входит в состав η'' - и η - /или η'' - и η' - /мезонов:

$$\Gamma(\eta'' \rightarrow \eta + 2\pi) \sim R_3(\eta'' \rightarrow \eta 2\pi)(a'' a)^2 / m_{\eta''} . \quad /17/$$

Если это предположение распространить и на распад $\eta' \rightarrow \eta + 2\pi$ и использовать экспериментальное значение для его ширины ^{11/}: $/0,28 \pm 0,10 \text{ МэВ} / \times /0,662 \pm 0,017/ = 0,185 \pm 0,066 \text{ МэВ}$, то для ширины распадов η'' -мезона получаются значения, приведенные в табл.4.

Если масса η'' -мезона достаточно велика $/ > 1,88 \text{ ГэВ}/$, то он может распадаться сильным образом на нуклон-антинуклонную пару.

Электромагнитные распады η'' -мезона. Для радиационных переходов η'' -мезона в векторные (ρ^0, ω, ϕ) мезоны ширины вычислялись согласно модели, изложенной в разделе 5. Полученные значения ширины приведены в табл.4. Отметим, что для тяжелого η'' -мезона $/m_{\eta''} = 2,8 \text{ ГэВ}/$ такие переходы будут сильно подавлены из-за релятивистского формфактора $/16/$. В табл.4 представлены также значения ширины перехода $\eta'' \rightarrow 2\gamma$, вычисленные согласно ^{11/}.

Таблица 4

Ширины распадов η'' -мезона /МэВ/

Ширина	Масса η'' -мезона, ГэВ		
	1,01	1,62	2,81
$\Gamma(\eta'' \rightarrow \eta \ 2\pi)^a$	$0,100 \pm 0,036$	$3,0 \pm 1,1$	$6,8 \pm 2,4$
$\Gamma(\eta'' \rightarrow \eta' \ 2\pi)^a$	-	$0,32 \pm 0,12$	$2,7 \pm 0,9$
$\Gamma(\eta'' \rightarrow \rho^0 \ \gamma)$	0,030	0,29	0,005
$\Gamma(\eta'' \rightarrow \omega \ \gamma)$	0,004	0,042	0,001
$\Gamma(\eta'' \rightarrow \varphi \ \gamma)$	-	0,061	0,003
$\Gamma(\eta'' \rightarrow 2 \ \gamma)$	0,0015	0,012	0,053
Γ полн. ^{a)}	$0,035 \pm 0,036$	$3,7 \pm 1,2$	$9,6 \pm 3,3$

a/ Ошибка возникает из-за ошибки в ширине распада $\eta' \rightarrow \eta + 2\pi$.

Предполагаемая полная ширина η'' -мезона также представлена в табл. 4. Можно ожидать, что η'' -мезон будет довольно узким резонансом с шириной порядка 10 МэВ. Его радиационные переходы составляют малую долю от полного распада. Особенно мала доля распада $\eta'' \rightarrow 2\gamma$. Поэтому лучше всего искать η'' -мезон по продуктам его сильных распадов $\eta'' \rightarrow \eta + 2\pi$ или $\eta'' \rightarrow \eta' + 2\pi$ /если последний возможен/.

Образование η'' -мезона в реакции $\pi^- + p \rightarrow \eta'' + n$ при значениях энергии, которые существенно выше пороговой, должно происходить приблизительно с тем же сечением, что и образование η' -мезона в этой реакции /1/.

Если он достаточно тяжел ($m_{\eta''} \gg 2m_p$), то может быть образован также в реакции

$$p + \bar{p} \rightarrow \eta'' \quad /18/$$

Наиболее удобным, по-видимому, было бы наблюдение этого резонанса в реакции "формирования" при столкновении двух γ -квантов, излучаемых встречными электрон-позитронными кольцами достаточной энергии:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \underbrace{\gamma + \gamma}_{\rightarrow \eta''} \quad /19/$$

Следует отметить, что поиски η'' -мезона будут затруднены тем, что в той же области значений масс должны находиться радиальные возбуждения η - и η' -мезонов. Если следовать аналогии с предполагаемыми радиальными возбуждениями ρ -мезона: $\rho'(1250)$ и $\rho''(1600)$, то можно ожидать, что существуют четыре радиальных возбуждения η - и η' -мезонов со значениями масс около 1020, 1370, 1430 и 1780 МэВ. Более того, η'' -мезон может смешиваться с этими состояниями. Таким образом, задача поиска η'' -мезона, скорее всего, не ограничивается обнаружением одного определенного резонанса, а состоит в исследовании всей совокупности аналогичных резонансов и в нахождении "лишнего" среди них по отношению к числу резонансов, предсказываемых моделью без глюбола.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги проведенного рассмотрения:

1. Проблема η - η' смешивания может иметь решение и без введения "глобального" состояния G, но при обязательном, хотя и небольшом SU(3)-нарушении аннигиляционного взаимодействия /14/.

2. Тем не менее, предположение о существовании глюбола G, смешивающегося с кварковыми псевдоскалярными состояниями, вполне допустимо и может даже улучшить согласие расчетов с экспериментальными данными об образовании η - и η' -мезонов при столкновении нестранных адронов и о распаде $\eta \rightarrow 2\gamma$. Для распада $\eta' \rightarrow 2\gamma$ получается, однако, значение ширины несколько меньшее, чем недавно измеренные значения, полученные, однако, со значительной погрешностью. Радиационные переходы между векторными и псевдоскалярными мезонами η и η' также не противоречат предположению о существовании глюбола.

3. Если допустить существование такого глюбола, то должен быть еще один псевдоскалярный мезон η'' , разделяющий с η' -мезоном примерно поровну кварковую и глюонную части. На основе феноменологического анализа невозможно уточнить значение массы этого мезона, которое может лежать в любой точке интервала 1-3 ГэВ. Основными модами распада этого гипотетического η'' -мезона должны быть переходы $\eta'' \rightarrow \eta + 2\pi$ и $\eta'' \rightarrow \eta' + 2\pi$ /если последний возможен/. Его полная ширина должна составлять несколько МэВ. Доля радиационных распадов мала. Поиски η'' -мезона могут быть затруднены тем, что в той же области значений масс должны находиться многочисленные радиальные возбуждения η - и η' -мезонов.

Если масса η'' -мезона достаточно велика / ~ 3 ГэВ/, то он, скорее всего, будет заметно смешиваться с η_0 мезоном

/~ 2,98 ГэВ/. Как было показано в работе^{23/}, в этом случае переходы J/ψ -мезона в образующиеся два состояния $J/\psi \rightarrow \eta_c^1 + \gamma$, $i = 1; 2$, будут происходить со сравнимой вероятностью.

Следует подчеркнуть, наконец, что все наше рассмотрение было основано на использовании квадратичной массовой формулы. Если бы мы исходили из линейной массовой формулы, то получили бы совсем иные результаты. В схеме без глюбола угол смешивания получился бы слишком большим по величине: $\theta = -32,4^\circ$; нарушение $SU(3)$ -симметрии аннигиляционного взаимодействия также оказалось бы значительно бóльшим: $u = 0,43$. Введение глюбола могло бы улучшить положение за счет появления значительной примеси глюония в η -мезоне, но при этом должен был бы существовать легкий η'' -мезон с массой в интервале 400-700 МэВ. Такой мезон должен был бы образовываться в адронных столкновениях не хуже η - и η' -мезонов, а его распад на два γ -кванта должен был бы быть доминирующим. Однако подобных мезонов в эксперименте не наблюдалось^{1/}. Таким образом, мы не получаем решение η - η' проблемы при использовании линейной массовой формулы, поскольку в этом случае возникают противоречия с экспериментом. Можно сделать заключение, что наши выводы сильно зависят от принятого предположения о квадратичном характере массовой формулы.

Автор выражает глубокую признательность С.Б.Герасимову за многочисленные обсуждения с ним затронутых здесь вопросов и хотел бы особо отметить, что указание С.Б.Герасимова о возможном нарушении $SU(3)$ -симметрии аннигиляционного взаимодействия послужило одной из отправных точек данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Апель В.Д. и др. ЯФ, 1979, 29, с.1519; 1979, 30, с.366.
2. De Rújula A., Georgi H., Glashow S.L. Phys.Rev., 1975, D12, p.147.
3. Isgur N. Phys.Rev., 1975, D12, p.3770; 1976, D13, p.122.
4. Crewther R.J. Riv.Nuovo Cim., 1979, 2, p.63.
5. Novikov V.A. et al. Phys.Lett., 1979, B86, p.347.
6. Goldberg H. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.363.
7. Fuchs N.H. Phys.Rev., 1976, D14, p.1912.
8. Glück M. Phys.Rev., 1980, D21, p.1367.
9. Browman A. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.1067.
10. Abrams G.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.477.
11. Binnie D.M. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p.141.
12. Baldin A.M. Nuovo Cim., 1958, 8, p.569.
13. Tornqvist N.A. Ann.Phys. (N.Y.), 1979, 123, p.1.
14. Jones H.F., Scadron M.D. Nucl.Phys., 1979, B155, p.409.

15. Adler S.L. Phys.Rev., 1969, 177, p.2426.
16. Okubo S. In: Symmetries and Quark Model (Ed. R.Cand). Gordon & Breach, N.Y., 1970, p.59.
17. Говорков А.Б., Дренска С.Б. ЯФ, 1977, 26, с.851.
18. Berg D. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.706; Preprint University Rochester, C00-3065-250, UR-727, 1979.
19. Particle Data Group. Phys.Lett., 1978, 75B, p.1.
20. Andrews D.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.198.
21. Cosme G. et al- Phys.Lett., 1976, 63B, p.352.
22. Zanfino C.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.930.
23. Coyne J.J., Fishbane P.M., Meshkov S. Preprint of National Bureau of Standards, Washington, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1980 года.