

§ (8.3) КАК СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ ЦВЕТНЫХ СКАЛЯРОВ

М.Б.Волошин, М.А.Шифман

Рассматривается интерпретация резонанса $\zeta(8,3)$ как $1S$ уровня в системе $\bar{\phi}\phi$, где ϕ — цветной скалярный объект, взаимодействующий с парой кварков bu .

Резонанс $\zeta(8,3)$, обнаруженный ¹ в радиационных распадах Υ -мезона, не может быть интерпретирован ни как элементарный бозон ни как связанное состояние известных или новых кварков. Поэтому наиболее вероятно, что здесь мы имеем дело с совершенно новым видом материи, не предполагавшимся стандартной $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ теорией.

Тай и Розенфельд ² высказали предположение, что $\zeta(8,3)$ является связанным $1S$ состоянием скалярных кварка и антикварка, и что наблюдаемый γ -переход происходит не из Υ -резонанса, а из $3P$ -состояния тех же скалярных кварков, которое случайно оказалось очень близким по массе к Υ и рождается вместе с последним при одной и той же энергии e^+e^- -пучков (дисперсия энергии пучков на установке DORIS составляет около 8 МэВ). Данная гипотеза объясняет ненаблюдение на опыте перехода $\Upsilon' \rightarrow \zeta\gamma$, верхний предел для вероятности которого составляет ¹ $B(\Upsilon' \rightarrow \zeta\gamma) / B(\Upsilon \rightarrow \zeta\gamma) < 0,22$ (90% CL).

Здесь мы предлагаем несколько отличную интерпретацию состояния $\zeta(8,3)$, свободную от предположения о таком случайном точном вырождении масс. Именно, мы рассмотрим возможность того, что $\zeta(8,3)$ является $1S$ состоянием системы $\bar{\phi}\phi$ (фиония), где ϕ — элементарный скалярный объект, обладающий взаимодействием вида (ϕ^*bu) с b - и u -кварками. Тем самым ϕ имеет квантовые числа дикварка: барионный заряд $B_\phi = +2/3$, электрический — $Q_\phi = +1/3$. По цвету ϕ может быть антитриплетом либо стетом. С обычными кварками ϕ образует целозарядные адроны $\phi\bar{q}\bar{q}$ (а также ϕq в случае антитриплета). Для определенности в конкретных оценках мы будем иметь в виду случай антитриплетного ϕ с взаимодействием

$$(h/\sqrt{2}) \epsilon_{ijk} (\phi^*)^i (\bar{u}^{cj} (1 - \gamma_5) b^k) + \text{к.с.} \quad (1)$$

где i, j, k — цветовые индексы, u^c — спинор, зарядово-сопряженный к u , h — константа связи. (При структуре взаимодействия вида (1) ϕ является $SU(2)_W$ синглетом). Масса ϕ несколько меньше массы b -кварка.

Переход $\Upsilon \rightarrow \zeta\gamma$ происходит за счет диаграмм, приведенных на рис. 1. Заштрихованным блоком изображено дипольное $E1$ испускание фотона парой $\bar{\phi}\phi$ или $\bar{b}b$. Обмен u -кварком в нерелятивистской системе можно описать (на расстояниях, на которых справедлива асимптотическая свобода) потенциалом $V(r) = \alpha_h \vec{r}\vec{\gamma} / (2m_\phi r^3)$, где $\alpha_h = h^2/4\pi$. В приближении, когда энергия фотона $\omega \simeq 1,1$ ГэВ велика по сравнению с характерными расстояниями между уровнями в системах $\bar{\phi}\phi$ и $\bar{b}b$, входящие в графики 1, а и 1, б функции Грина, описывающие распространение этих систем между $E1$ переходом и обменом u -кварком, можно заменить на числа: соответственно $(-\omega)^{-1}$ и ω^{-1} . Оценка ширины перехода в этом приближении составляет

$$\Gamma(\Upsilon \rightarrow \zeta\gamma) \simeq (8/3) \alpha_h^2 \alpha_{Q_u}^2 \omega \cdot |\langle \zeta | r^{-1} | \Upsilon \rangle|^2 / m_\phi^2 \quad (2)$$

где $\alpha = 1/137$, $Q_u = 2/3$, $\langle \zeta | r^{-1} | \Upsilon \rangle$ — интеграл перекрытия с весом r^{-1} волновых функций ζ и Υ . Если для оценки принять получающееся на модельных волновых функциях Υ -мезона значение $\langle r^{-1} \rangle \simeq 1,5$ ГэВ, то находим

$$\Gamma(\Upsilon \rightarrow \zeta\gamma) \simeq 60 \text{ эВ} (\alpha_h / \alpha)^2 \quad (3)$$

Если один из P -уровней фиония близок по массе к Υ , то в функции Грина на r чс, 1, a доминирует его вклад, и ширина перехода увеличивается по сравнению с оценкой (3). Экспериментальное значение ширины составляет примерно $160 \pm 35 \pm 85$ эВ. Поэтому величину α_h можно оценить следующим образом: $\alpha_h \lesssim 1,5 \alpha$.

Для аналогичного перехода $\Upsilon' \rightarrow \zeta \gamma$ интеграл перекрытия должен быть существенно меньше из-за знакопеременности волновой функции $2S$ состояния (Υ'). Оценки на модельных функциях дают фактор подавления 0,1 – 0,2 в вероятности. Именно для обеспечения этого подавления необходим обмен легким кварком, дающий дальнее действие.

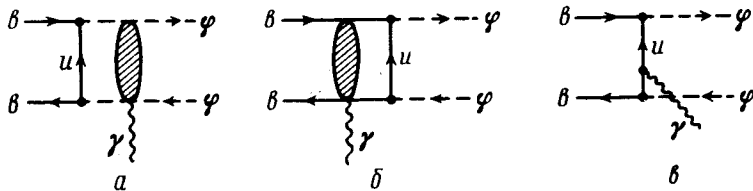


Рис. 1

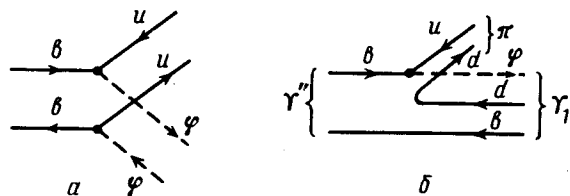


Рис. 2

Рассмотрим некоторые следствия, к которым должно приводить взаимодействие (1) За счет обмена ϕ в t -канале возникает вклад в распад $\Upsilon \rightarrow \bar{u} u$, причем часть амплитуды деструктивно интерферирует с аналогичной электромагнитной амплитудой. Оценку ширины данного распада можно записать в виде

$$B(\Upsilon \rightarrow \bar{u} u) = 3 \left[\left(\frac{\alpha_h}{\alpha} - \frac{2}{3} \right)^2 + \left(\frac{\alpha_h}{\alpha} \right)^2 \right] B(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-) \lesssim 25\% \quad (4)$$

На опыте такой аномальный вклад в распад на $\bar{u} u$ можно обнаружить по увеличению выхода четного числа π -мезонов в Υ -резонансе в 2 – 2,5 раза большему, чем резонансное усиление электромагнитной амплитуды (например, чем увеличение выхода $\mu^+ \mu^-$). Заметим, что обсуждаемый дополнительный вклад в распад на $\bar{u} u$ уменьшает оценку ширины $\Gamma(\Upsilon \rightarrow 3g)$ примерно в полтора раза. При этом пересчет $^3 \Gamma(\Upsilon \rightarrow 3g)$ в $\Gamma(\psi \rightarrow 3g)$ по формуле асимптотической свободы для α_s приходит в количественное согласие с экспериментальными данными.

Должны также происходить адронные переходы с уровней $\bar{b} b$ на уровни фиония за счет процесса, изображенного на рис. 2, a . Для переходов с 3S_1 уровней квантовые числа пары $\bar{u} u$ соответствуют векторным и аксиальным мезонам с $I = 0$ и $I = 1$. Относительные вероятности распадов $\Upsilon \rightarrow (\rho, \omega, \pi) + \zeta$ и $\Upsilon' \rightarrow (\rho, \omega, \pi) + \zeta'$ могут составлять 0,1–1%.

Масса основного состояния трехчастичной системы $(\phi \bar{b} \bar{q})$, где $q = u$ или d , должна быть близка к массам Υ' и Υ'' . Переход из Υ'' в это состояние с испусканием пиона описывается графиком рис. 2, $б$. Если масса данного состояния близка к 10,25 ГэВ, то оно могло бы играть роль изовекторного резонанса Υ_1 , предполагавшегося ⁴ для объяснения наблюдаемого спектра инвариантных масс $\pi\pi$ в распаде $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$. (Согласно ⁴ реальный переход $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon_1 \pi$ не идет кинематически, однако, полюс, соответствующий Υ_1 , доминирует в распаде $\Upsilon'' \rightarrow \Upsilon \pi\pi$ из-за близости к физической области).

Естественно, предположение о существовании цветного элементарного скаляра ϕ с взаимодействием вида (1) таит опасность противоречия с экспериментальными данными. Во-первых, пары $\bar{\phi} \phi$ должны рождаться в $e^+ e^-$ -аннигиляции. Если ϕ распадается достаточно быстро ($\tau_\phi \lesssim 10^{-12}$ с), то проявлением этого рождения был бы вклад в величину R : $\delta R = 1/12$, что по-видимому не исключено экспериментом.

Во-вторых следует рассмотреть распады b - и ϕ -адронов при наличии взаимодействия (1). Наиболее опасная ситуация возникает в распаде $B^- = (b\bar{u}) \rightarrow (\phi\bar{u}\bar{u}) + \gamma$ (другие возможные каналы: $B^- \rightarrow (\phi\bar{u}\bar{u}) + \pi^0, B^- \rightarrow (\phi d) + \bar{p}$). Чтобы этот распад, не шел, адрон $(\phi\bar{q}\bar{q})$ должен быть тяжелее B -мезона, тогда, наоборот, будет идти быстрый распад $(\phi\bar{q}\bar{q}) \rightarrow B + \gamma$. Если ϕ — цветовой секстет, то этим решается вопрос с распадами ϕ -адронов, так как $(\phi\bar{q}\bar{q})$ — самые легкие из них. В случае антитриплетного ϕ самый легкий ϕ -адрон (ϕq) мог бы распадаться через виртуальный b -кварк. При этом $\tau_\phi \simeq 10^2 - 10^3 \tau_B$, что при $\tau_B \simeq 10^{-12}$ с противоречило бы данным по поиску тяжелых долгоживущих частиц в e^+e^- -аннигиляции⁵. Избежать такой угрозы можно, если ϕ обладает также взаимодействием с каналом du или su достаточно слабым ($\lesssim 10^{-3} \alpha_h$), чтобы не уменьшить τ_B . Наконец, не исключено, что измеренное на опыте⁶ время жизни 10^{-12} с относится к ϕ -адронам, а не к b -адронам (так как последние не идентифицировались), а $\tau_B \simeq 10^{-14} - 10^{-15}$ с.

Мы благодарны Ю.М.Зайцеву, А.Б.Кайдалову, В.А.Новикову, Л.Б.Окуню и Э.А.Хозе за полезные обсуждения.

Литература

1. Crystal Ball Coll., C. Peck et al. SLAC-PUB-3380, DESY 84-064 1984.
2. Tye S., Rosenferld C. CLNS-84/621, 1984.
3. Волошин М.Б. ЯФ, 1984, 40, 1039.
4. Волошин М.Б. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 58.
5. Yamada S. DESY 83-100, 1983.
6. Fernandez E. et. al. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1022; Lockyer N.S. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1316.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
5 октября 1984 г.