Письма в ЖЭТФ, том 36, вып.3, стр. 96 – 99 *5 августа 1982 г.*

ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЕ РАДИАЛЬНО ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМА ι (1440) -МЕЗОНА

А.Т.Филиппов

Предложена модель сильного смешивания в радиально возбужденном псевдоскалярном нонете, основанная на аналогии со смешиванием в основном нонете. Сравнение предсказываемых массовых формул и соотношений между вероятностями рождения изоскалярных частиц с экспериментальными данными о резонансах π' (1205), ζ (1275), ι (1440) указывает на возможность размещения этих состояний в одном радиальном нонете.

Недавно открытый псевдоскалярный изоскалярный резонанс ι (1440)[1] можно интерпретировать как глюоний или же как радиально возбужденное состояние η'_R [2], входящее в один SU_3^f нонет P_R с резонансами π' (1205) = π_R [3], ζ (1275) = η_R [4], и, возможно, K' (~1400) = $= K_R$ [5]. Считая, что смешивание $\eta_R - \eta'_R$ можно описать, опираясь на аналогию с $\eta - \eta'$ смешиванием в псевдоскалярном нонете $P = (\pi, \eta, \eta', K)$, мы предлагаем естественную модель смешивания $\eta_R - \eta'_R$ и покажем, что это позволяет отождествить ι (1440) с η'_R.

Основное свойство смешивания в P-нонете, отличающее его от других нонетов, – максимальное расщепление масс π и η мезонов [6]. Из-за того, что параметр смешивания ϵ_P^2 сильно зависит от масс частиц (иными словами, от эффективных масс кварков, меняющихся от частицы к частице), это условие экстремального расщепления не удается выразить в виде простого соотношения между массами. Помимо этого, $q\bar{q}$ компоненты в η и η' заметно не ортогональны. Если пренебречь неортогональностью, то для угла синглет-октетного смешивания θ_P можно получить предсказание $\theta_P \cong -\mathrm{arc\,tg}\,(1/2\sqrt{2}) \cong -19,47^\circ$, так что угол смешивания странных и нестранных кварков $\theta_{\eta\eta'} \equiv \theta_P - \theta_0 + 90^\circ$ должен быть равным $\theta_{\eta\eta'} \cong$

$\cong \theta_0 = \mathrm{arc\,tg}(1/\sqrt{2}) \cong 35{,}26^\circ$. С помощью этого механизма смешивания были получены правильные значения масс η' и K, а угол смешивания хорошо согласуется с данными по рождению η и η' (здесь и далее используется обозначение 0,532 (48) = 0,532 ± 0,048 и т.д.).

$$K_{\eta\eta'} \equiv \frac{\sigma(\pi^- p \to \eta' n)}{\sigma(\pi^- p \to \eta n)} = 0{,}532\,(48),\ R_{\eta\eta'} \equiv \frac{\mathrm{B}(J/\Psi \to \gamma\eta')}{\mathrm{B}(J/\Psi \to \gamma\eta)} = 5{,}88\,(1{,}46).^7 \quad (1)$$

Здесь мы привели взвешенное среднее значение $K_{\eta\eta'}$ по трем экспериментам с высокой статистикой [8]. Значение $R_{\eta\eta'}$, полученное в [7], не противоречит более ранним измерениям, которые давали несколько меньшее $R_{\eta\eta'}$, но из-за бедной статистики η' эффект составлял не более 2σ. Определяя углы по формулам $K_{\eta\eta'} = \mathrm{tg}^2\,\theta_{\eta\eta'}$ и $R_{\eta\eta'} = (k_{\eta'}/k_\eta)^3\,\mathrm{ctg}^2\,\theta_P$, получим $\theta_{\eta\eta'} = 36{,}0\,(1{,}3)^\circ$ и $\theta_P = -20{,}8\,(2{,}4)^\circ$ (т.е. $\theta_{\eta\eta'} = 33{,}9\,(2{,}4)^\circ$). В работе [9] было показано, что предсказанное значение θ_P согласуется с данными по радиационным распадам $V \to P\gamma$, $P \to V\gamma$, $P \to \gamma\gamma$ векторных, $V = (\rho, \omega, \varphi, K_V)$, и псевдоскалярных мезонов, за исключением $\Gamma(\eta \to \gamma\gamma)$. Используя новые данные по этим распадам, можно показать, что наилучшее значение $\theta_{\eta\eta'}$ равно $\theta_{\eta\eta'} = 35{,}8\,(1{,}8)^\circ$, т.е. $\theta_P = -18{,}9\,(1{,}8)^\circ$ ($\Gamma(\eta \to \gamma\gamma)$ при фитировании не использовалось). Взвешенное среднее всех указанных определений равно

$$\overline{\theta}_{\eta\eta'} = 35{,}6\,(1{,}0)^\circ,\quad \theta_P = -19{,}1\,(1{,}0)^\circ.$$

Оставляя в стороне возможность того, что это впечатляющее согласие существенно независимых измерений $\theta_{\eta\eta'}$ друг с другом и с теоретическим предсказанием [6] объясняется случайностью, можно заключить, что эксперимент убедительно подтверждает механизм смешивания, предложенный в [6]. Как отмечалось в [9], лишь предсказание ширины η мезона $\Gamma(\eta \to \gamma\gamma) = 0{,}65 \div 0{,}75$ кэВ не согласуется ни с величиной 0,323 (46) кэВ, принятой в[5] и полученной в единственном эксперименте, использовавшем эффект Примакова, ни с результатом более раннего эксперимента 1,00 (22) кэВ, основанного на такой же методике. Очевидно, что $\Gamma(\eta \to \gamma\gamma)$ необходимо измерить, применив принципиально иной метод, например, в $\gamma\gamma$-рождении η в e^+e^--аннигиляции.

Устройство нонета P_R можно теперь понять по аналогии с P. Сначала грубо оценим массу π_R, пользуясь эмпирическим соотношением $a'_{ij}(M^2_{ij,R} - M^2_{ij}) = \beta$ [6], где a'_{ij} – наклон траектории Редже для состояний $q_i\,\overline{q}_j$, а M_{ij} ($M_{ij,R}$) – масса основного (радиально возбужденного) состояния $q_i\,\overline{q}_j$. Воспользовавшись значением $a'_{c\bar{c}} \cong 0{,}346$ [6] получим $\beta \cong 1{,}36$. Из соотношения $\pi^2_R = \pi^2 + \beta/a'_{u\bar{u}}$, где $a'_{u\bar{u}} \cong 0{,}91$ (см. [6]), следует, что $\pi_R \cong 1{,}23$ ГэВ. Учитывая, что β может несколько зависеть от i, j и что наклон $a'_{u\bar{u}}$ определен с точностью $\sim 5\%$, можно сделать более грубую, но и более надежную оценку $\pi_R = 1{,}20 \div 1{,}25$, которая не противоречит экспериментальному значению[3]. Выражения для масс частиц нонета P_R можно представить в виде [6]:

$$\pi^2_R = m^2_R - 2\Delta^2_R,\ K^2_R = m^2_R - \frac{\Delta^4_R}{K^2_R},\ \eta^2_R = m^2_R + 6\epsilon^2_R - 2\delta^2_R,\ \eta'^2_R = \eta^2_R + 4\delta^2_R, \quad (2)$$

где m^2_R, Δ^2_R, ϵ^2_R, δ^2_R – параметры и

$$\Delta^2_R - \epsilon^2_R = \delta^2_R\,\cos(2\theta^R_{\eta\eta'}),\quad 2\sqrt{2}\,\epsilon^2_R = \delta^2_R\,\sin(2\theta^R_{\eta\eta'})\ ; \quad (3)$$

$\theta^R_{\eta\eta'}$ – угол смешивания, аналогичный $\theta_{\eta\eta'}$, в дальнейшем положим $\theta_{\eta\eta'} \equiv \theta$; $\Delta^2_R \equiv s^2_R - u^2_R \geqslant s^2 - u^2 \equiv \Delta^2 \cong 0{,}109$ ГэВ^2 [6]. Мы ожидаем, что $0 < \epsilon^2_R \lesssim \epsilon^2_P$ и соответственно $\theta \lesssim \theta_{\eta\eta'}$. Рассматривая зависимость π_R, η_R, η'_R от m_R, δ_R и $\theta^R_{\eta\eta'} \equiv \theta$, можно убедиться, что якобиан $\partial(\pi_R, \eta_R, \eta'_R) / \partial(m_R, \delta_R, \theta)$ обращается в нуль, если $\operatorname{tg}(2\theta) = \sqrt{2}$, т.е. $\theta = {}^1/_2\,(90 - \theta_0)^\circ \equiv \theta_1 \cong 27{,}4^\circ$ и при этом $\theta^R_P \equiv \theta + \theta_0 - 90^\circ = -\theta_1 \cong -27{,}4^\circ$. Если массы в P_R таковы, что $\theta \sim \theta_1$, то по массам нельзя определить точное значение θ, а сами массы близки к экстремальным. Точный смысл этого утверждения можно усмотреть из массовой формулы

$$\eta'^2_R + \eta^2_R - 2\pi^2_R = \sqrt{3}\,(\eta'^2_R - \eta^2_R)\,\sin(2\theta + \theta_0), \tag{4}$$

которую легко получить с помощью (2) и (3). Из (4) сразу следует, что при фиксированных π_R и η'_R масса η_R принимает максимальное значение, если $\theta = \theta_1$. В аналогичном смысле массы π_R и η'_R минимальны. Эти экстремальные значения масс удовлетворяют соотношению

$$(\sqrt{3} - 1)\,\eta'^2_R + 2\pi^2_R = (\sqrt{3} + 1)\,\eta^2_R\,, \tag{5}$$

которое с поразительной точностью выполняется для

$$\pi_R = 1{,}205(7)\ ^{3},\quad \eta_R = \zeta = 1{,}275\ (15)\ ^{4},\quad \eta'_R = \iota = 1{,}440(15)\ ^{1}.$$

Соотношение (5) позволяет предсказать одну массу по двум другим. Так, по массам (6) можно получить предсказания

$$\zeta = 1{,}272(8),\ \pi_R = 1{,}209(23),\ \iota = 1{,}449(55),$$

Для массы K_R предсказывается довольно низкое значение $K_R = 1{,}285\ (5)$. Хотя это и не совпадает с оценкой массы $K\pi\pi$ – резонанса K' (~ 1400)[5], необходимо учесть, что его ширина очень велика, а оценка массы очень приблизительная. Заметим, что при $|\theta - \theta_1| \lesssim 10^\circ$ формула (4) практически не отличается от (5), и в этом интервале θ предсказанные массы по существу не зависят от величины θ.

Наоборот, параметры $K_{\iota\zeta}$ и $R_{\iota\zeta}$, определяемые аналогично (1), очень сильно зависят от θ. При $|\theta - \theta_1| \lesssim 5^\circ$ для их оценки можно пользоваться линейным приближением: $K_{\iota\zeta} \cong 0{,}27 + (\theta - \theta_1)^\circ/40^\circ$, $R^{-1}_{\iota\zeta} \cong 0{,}32 - (\theta - \theta_1)^\circ/40^\circ$. Надежных данных об этих величинах пока нет, но из данных по рождению ι и ζ можно извлечь грубую оценку $R^{-1}_{\iota\zeta} \lesssim 0{,}25$, $K_{\iota\zeta} \lesssim 0{,}4$ (см.[1,2,4]), что дает $30^\circ \lesssim \theta \lesssim 32^\circ$. При $25^\circ \lesssim \theta \lesssim 35^\circ$ должно выполняться неравенство $0{,}58 \lesssim R^{-1}_{\iota\zeta} + K^{-1}_{\iota\zeta} \lesssim 0{,}65$. Существенное его нарушение однозначно указывало бы на невозможность предложенной простой интерпретации ι (1440). Не исключено, однако, что ι (1440) содержит смесь η'_R и глюония. В этом случае сделанные выше оценки теряют силу, и разобраться в устройстве ι будет нелегко. Возможно также заметное смешивание η' и η'_R. Наши количественные оценки должны тогда несколько модифицироваться, но ситуация в целом качественно не изменится.

Возможность размещения ι и ζ в нонете P_R впервые рассмотрена в [10], где, однако, не обсуждались массовые формулы и количественные модели смешивания, а также не была учтена появившаяся позднее информация о π_R[3]. Опираясь на качественные оценки параметров $K_{\iota\zeta}$ и $R^{-1}_{\iota\zeta}$ автор работы [10] пришел к заключению, что отождествление ι (1440) с η'_R мало вероятно. Приведенные выше соображения показывают, что этот вывод пока нельзя считать убедительно обоснованным. Для окончательного выяснения подлинной природы ι (1440) необходимы более точные оценки на $K_{\iota\zeta}$ и $R^{-1}_{\iota\zeta}$. Желательно также иметь более полные данные о свойствах (и существовании) резонансов π_R, ζ и K', необходимые для надежного количественного описания нонета P_R.

Литература

1. *Sharre D.L.* Invited talk presented at the 1981 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions, Bonn, 1981. Preprint SLAC–PUB–2801, Stanford, 1981.
2. *Sharre D.L.* Glueballs – a Status Report. Preprint SLAC-PUB-2880, Stanford, 1982.
3. Беллини Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, **34**, 511.
4. *Stanton N.R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 346.
5. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1980, **52**, N2.
6. *Филиппов А.Т.* ЯФ, 1979, **29**, 1035.
7. *Partrige R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 712.
8. *Apel V.D. et al.* Phys. Lett., 1979, **83B**, 131; *Stanton N.R. et al.* Phys. Lett., 1980, **92B**, 353; *Daum C. et al.* Z. Phys., 1981, **C8**, 95.
9. *Филиппов А.Т.* Письма в ЖЭТФ, 1980, **32**, 74.
10. *Chanowitz M.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 981.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
9 июня 1982 г.