

Резонансы $\eta(1475)$ и $f_1(1420)$ в $J/\psi \rightarrow \gamma(\rho\rho, \gamma\rho^0, \gamma\phi)$ -распадах и $\gamma\gamma^*$ -столкновениях

Н. Н. Ачасов¹⁾, Г. Н. Шестаков

Институт математики им. С.Л. Соболева, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2011 г.

Рассмотрен сценарий, который устраняет противоречие между подавлением ширины распада $\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma$ и сильной связью $\eta(1475)$ с $\rho\rho$ -, $\omega\omega$ - и $\gamma\rho^0$ -каналами и приводит к нетривиальному предсказанию проявления $\eta(1475)$ в $\gamma\gamma^*(Q^2)$ -столкновениях. Данные о зависимости сечения реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$ от виртуальности фотона Q^2 в области энергий 1.35–1.55 ГэВ мы объясняем рождением резонанса $\eta(1475)$, в отличие от их стандартной интерпретации с помощью резонанса $f_1(1420)$. Экспериментальная проверка нашего объяснения требует определения спин-четности резонансных вкладов, R , в $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow R \rightarrow K\bar{K}\pi$ и $J/\psi \rightarrow \gamma R \rightarrow \gamma(\gamma\rho^0, \gamma\phi)$.

Семейство псевдоскалярных ($J^P = 0^-$) мезонов, $\pi(1300)$, $\eta(1295)$, $\eta(1405)$, $\eta(1475)$ и $K(1460)$, обладает весьма загадочными свойствами, см. обзоры [1–11]. В $K\bar{K}\pi$ -канале распада $\eta(1475)$ можно также спутать с $f_1(1420)$ [1], если не проводить парциально-волнового анализа.

В 1985 г. мы показали [12], что псевдоскалярные структуры, открытые Коллаборацией MARK III [13–15], в $\rho\rho$ - и $\omega\omega$ -спектрах масс вблизи их порогов в $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ - и $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$ -распадах можно объяснить распадами $\eta(1440) \rightarrow \rho\rho$ и $\eta(1440) \rightarrow \omega\omega$ на хвосте резонанса. Это объяснение было поддержано последующими результатами MARK III [2, 16–18], DM2 [19, 20] и BES [21] по $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ - и $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$ -распадам. В [12] было также показано, что сильная связь $\eta(1440)$ с $\rho^0\rho^0$ приводит в рамках обычной модели векторной доминантности (VDM) к большим ширинам распадов $\eta(1440) \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta(1440) \rightarrow \gamma\rho^0$: $\Gamma(\eta(1440) \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 6.6$ кэВ и $\Gamma(\eta(1440) \rightarrow \gamma\rho^0) \approx 1.3$ МэВ. Отметим, что сегодня эти значения следовало бы удвоить, так как доля распада $B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1405/1475) \rightarrow \gamma\rho^0\rho^0) = (1.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ [1] увеличилась за прошедшее время примерно в 2 раза. Такая оценка для ширины распада $\eta(1440) \rightarrow \gamma\gamma$, в современных обозначениях для $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)$, находится в явном противоречии с результатами ее прямых измерений [22–28], которые приведены в табл. 1. Недавние эксперименты L3 [26, 28] и CLEO II [27] существенно обострили указанное противоречие по сравнению с его первыми проявлениями, обсуждавшимися более 20 лет назад [2, 3, 12, 29–35]²⁾.

¹⁾ e-mail: achasov@math.nsc.ru

²⁾ В эксперименте L3 [26] было зарегистрировано 37 ± 9 событий $\gamma\gamma \rightarrow \eta(1475) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, относящихся к резонансному

Таблица 1

Основные сведения о распаде $\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma$

Эксперимент	$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma) \times$ $\times B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$, кэВ
MARK II [22]	< 8
TASSO [23]	< 2.2
TPC/2 γ [24]	< 1.6
CELLO [25]	< 1.2
L3 [26]	$0.212 \pm 0.050 \pm 0.023$
CLEO II [27]	< 0.089 (90% C.L.)
L3 [28]	$0.23 \pm 0.05 \pm 0.05$

Рассмотрим данные о распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$, указывающие на связь $\eta(1475)$ с $\gamma\rho^0$ -каналом [1, 2, 15, 16, 36–38]. Первые эксперименты Crystal Ball и MARK III [2, 16, 36, 37] не дали четкого ответа на вопрос о спин-четности усиления, наблюдаемого в $\gamma\rho^0$ -системе в районе 1.44 ГэВ. Угловые распределения $\gamma\rho^0$ согласовались с рождением резонанса с $J^P = 0^-$, но не исключали для него и $J^P = 1^+$. Относительно недавно Коллаборация BES [38] получила косвенное указание в пользу того, что

пику с массой $M = 1481 \pm 12$ МэВ. Коллаборация CLEO II [27] исследовала реакции $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ при статистике, в пять раз большей, чем у L3 [26], и не обнаружила сигнала в этом районе. В результате на величину произведения $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$ было установлено наиболее сильное на сегодняшний день ограничение, см. табл. 1. В дальнейшем Коллаборация L3 обработала всю накопленную статистику [28] и подтвердила свой результат, $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.23 \pm 0.05 \pm 0.05$ кэВ. В [28] отмечено, что если для полной ширины $\eta(1475)$ использовать среднеемировое значение, то ограничение CLEO II увеличится с 0.089 до 0.14 кэВ и будет согласоваться с результатом L3 в пределах двух ошибок.

в $J/\psi \rightarrow \gamma R \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$ рождается преимущественно состояние $\eta(1440)$. Чтобы определить, является ли R резонансом $f_1(1420)$ или $\eta(1440)$, авторы [38] воспользовались результатами [39] и [5],

$$B(f_1(1420) \rightarrow \gamma\rho^0)/B(f_1(1420) \rightarrow K\bar{K}\pi) < 0.02, \quad (1)$$

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1420) \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi) = (7.9 \pm 1.3) \cdot 10^{-4},$$

и получили ограничение

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1420) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0) < 1.7 \cdot 10^{-5} \quad (2)$$

(95% C.L.)³⁾. Сравнив его со своими данными, $B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1440) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0) = (1.07 \pm 0.17 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$ [38], см. табл. 2, они заключили, что в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma R \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$ доминирует рождение $\eta(1440)$.

Оценим ширину распада $\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0$:

$$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0) = \Gamma_{\eta(1475)}^{\text{tot}} B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) \times \frac{B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0)}{B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi)}. \quad (3)$$

Используя $\Gamma_{\eta(1475)}^{\text{tot}} = 85$ МэВ [1], $B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.6^4$ и данные BES [38, 40] для $B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0)$ и $B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi)$, см. табл. 2, получим $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0) \approx 3.3$ МэВ. Если для $B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0)$ и $B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi)$ использовать средние величины, которые указывает Particle Data Group (PDG) [1, 9], см. табл. 2, то получим $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0) \approx 1.4$ МэВ. Эти значения согласуются с первыми данными для $\Gamma(\eta(1440) \rightarrow \gamma\rho^0)$ [2, 12, 15, 16, 29, 30, 35–37], полученными более двадцати лет назад. В качестве консервативной оценки мы примем

$$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0) = 1 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Воспользуемся теперь VDM и $SU(3)$ -симметрией и оценим ширину распада $\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma$ за счет переходов $\eta(1475) \rightarrow \gamma V \rightarrow \gamma\gamma$ (где $V = \rho^0, \omega, \phi$). Для векторных мезонов дополнительно предполагается нонетная симметрия их взаимодействия и идеальное ω - ϕ -смешивание. Тогда для констант связи $g_{\nu\gamma\gamma}$ и $g_{\nu\gamma\rho}$ имеет место соотношение [12, 30]:

$$g_{\nu\gamma\gamma} = \frac{e}{f_\rho} g_{\nu\gamma\rho} \left(1 + \frac{1}{9} + \frac{2}{9} H(x) \right) \quad (5)$$

³⁾ Отметим, что кварковая модель и данные о распаде $f_1(1420) \rightarrow \gamma\phi$ приводят к оценке $B(f_1(1420) \rightarrow \gamma\rho^0)/B(f_1(1420) \rightarrow K\bar{K}\pi) \leq 4.6 \cdot 10^{-4}$.

⁴⁾ Распад $\eta(1475/1440) \rightarrow K\bar{K}\pi$ доминирует [1, 8, 40]. По данным BES [40] он происходит с вероятностью $> 80\%$. Мы не зависим оценки, полагая $B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.6$.

Сведения о распадах $\eta(1475/1440) \rightarrow K\bar{K}\pi, \gamma\rho^0, \gamma\phi$

Эксперимент	Данные
BES [40]	$B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1440) \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi) = (1.66 \pm 0.10 \pm 0.58) \cdot 10^{-3}$
BES [38]	$B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1440) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0) = (1.07 \pm 0.17 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$
BES [38]	$B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1440) \rightarrow \gamma\gamma\phi) = (0.31 \pm 0.30) \cdot 10^{-4}$ или $< 0.82 \cdot 10^{-4}$ (95% C.L.)
PDG [1, 9]	$B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma K\bar{K}\pi) = (2.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$
PDG [1, 9]	$B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0) = (0.78 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$

(в индексах для краткости мы обозначаем $\eta(1475)$ как ν). Здесь $f_\rho^2/(4\pi) = \alpha^2 m_\rho/[3\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-)] = 1.96$ [1], $H(x) = (1 - 2x)/(1 + x)$, $x = r \tan \theta_i/\sqrt{2}$, $\tan \theta_i$ определяет отношение долей октетной и синглетной составляющих в волновой функции $\eta(1475)$, а $r/\sqrt{2}$ — отношение октетной и синглетной констант связи $\eta(1475)$ с $\gamma\rho^0$. Ширины распадов $\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta(1475) \rightarrow \gamma V$ имеют вид

$$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma) = m_\nu^3 g_{\nu\gamma\gamma}^2 / 64\pi, \quad (6)$$

$$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma V) = C_V [(m_\nu^2 - m_V^2)/m_\nu]^3 g_{\nu\gamma\rho}^2 / 32\pi, \quad (7)$$

где $C_\rho = 0.832$ учитывает конечность ширины ρ^0 в распаде $\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0 \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$ [12] (для стабильного ρ^0 $C_\rho = 1$), $C_\omega = 1/9$ и $C_\phi = 2H^2(x)/9$.

За счет перехода $\eta(1475)$ в $\gamma\rho^0$ $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 5.9$ кэВ. За счет переходов $\eta(1475)$ в $\gamma\rho^0 + \gamma\omega$ $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow (\gamma\rho^0 + \gamma\omega) \rightarrow \gamma\gamma) \approx 7.3$ кэВ. Если $\eta(1475)$ — $SU(3)$ -синглет, то $x = 0$, $H(x = 0) = 1$ и $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow (\gamma\rho^0 + \gamma\omega + \gamma\phi) \rightarrow \gamma\gamma) \approx 10.5$ кэВ.

Величину $|H(x)|$ оценим из соотношения

$$\frac{\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\phi)}{\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0)} = 0.1H^2(x) = \frac{B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma\phi)}{B(J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma\rho^0)} = \xi. \quad (8)$$

Используя результаты BES [38] для распадов $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$ и $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\phi$, см. табл. 2, находим, что $\xi < 0.77$ и, соответственно, $|H(x)| < 2.77$. При заданном $|H(x)|$ ширина $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)$ принимает меньшее значение при $H(x) < 0$, см. (5), (6). Учитывая это, мы приходим к оценке

$$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma) > 1.45 \text{ кэВ}, \quad (9)$$

которая резко противоречит результатам L3 [26, 28] и CLEO II [27] для $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$, см. табл. 1.

Учет в рамках VDM наряду с ρ^0 , ω и ϕ тяжелых векторных мезонов V' ($V' = \rho'^0, \omega', \phi'$) позволяет легко решить проблему с $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)$ за счет сильной компенсации вкладов V - и V' -состояний в амплитуде распада $\eta(1475) \rightarrow (\gamma V + \gamma V') \rightarrow \gamma\gamma$ [35]. Важно, что такое объяснение целого комплекса данных о $\eta(1475)$ -мезоне приводит к нетривиальному предсказанию [35]: при $Q^2 \neq 0$ в сечении реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$ должен возникнуть пик, обусловленный рождением $\eta(1475)$. Дело в том, что если при $Q^2 = 0$ в ширине $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma) \equiv \Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2 = 0))$ имеет место почти полная компенсация вкладов V - и V' -мезонов, то с ростом Q^2 за счет значительной разницы масс V и V' она нарушается и $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2))$ резко возрастает. Весьма вероятно, что именно это явление наблюдалось в опытах TPC/2 γ , MARK II, JADE, CELLO, CLEO II и L3.

Реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [25–28, 41–46] и $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ [22–28] исследовались параллельно. В экспериментах TPC/2 γ [41, 44], MARK II [43], JADE [46], CELLO [25] и CLEO II [27] было установлено, что при инвариантной массе $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$, $W \approx 1.35$ – 1.55 ГэВ и $Q^2 \neq 0$ (в области 0.04 ГэВ² < Q^2 < 1 – 8 ГэВ²) в сечениях этих реакций возникает резонансный пик. Его отсутствие в $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ и появление в $\sigma(\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$ принято объяснять рождением аксиально-векторного резонанса $f_1(1420)$ [1, 25, 27, 41–46] на том основании, что оно строго запрещено в столкновениях двух реальных фотонов [47]. При малых Q^2 амплитуда перехода $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow f_1(1420) \sim \sqrt{Q^2}$ [25, 28, 41–51]. Бедная статистика в опытах TPC/2 γ [44], MARK II [43], JADE [46] и CELLO [25] не позволила определить спин-четность резонансной структуры непосредственно по угловым распределениям. Заключение о квантовых числах усиления в районе 1.44 ГэВ, обнаруженного L3 [26, 28] и CLEO II [27], также основываются только на данных о Q^2 -зависимости сечения $\sigma(\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$. В эксперименте L3 [28] в резонансной области оказалось 193 ± 20 событий, распределенных примерно поровну по пяти интервалам Q^2 : 0 – 0.01 , 0.01 – 0.12 , 0.12 – 0.4 , 0.4 – 0.9 и 0.9 – 7 ГэВ². Наличие событий в первом интервале определенно говорит о рождении состояния $\eta(1475)$, а для описания событий при больших Q^2 в [28] предполагался вклад $f_1(1420)$. В эксперименте CLEO II [27] резонансного сигнала при $Q^2 \approx 0$, как уже отмечалось выше, не наблюдалось и поэтому усиление, обнаруженное при промежуточных значениях

Q^2 (0.04 ГэВ² < Q^2 < 0.36 ГэВ² и $Q^2 \gtrsim 1$ ГэВ²), было безоговорочно приписано рождению $f_1(1420)$ [27].

Указанная нами возможность позволяет объяснить имеющиеся данные по реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$ только рождением $\eta(1475)$ -резонанса, $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow \eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi$, см. рис. 1.

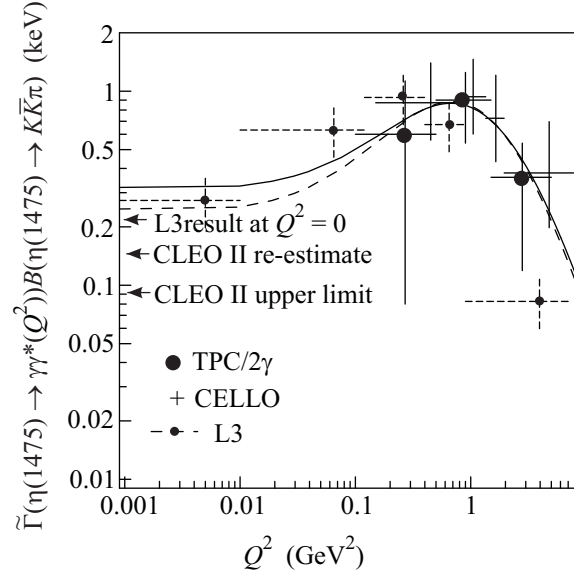


Рис. 1. Q^2 -зависимость $\tilde{\Gamma}(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2)) \times B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$. Точки с ошибками получены из данных TPC/2 γ [44], CELLO [25] и L3 [28]. Стрелками указаны результат L3 при $Q^2 = 0$ [28], верхний предел CLEO II [27] (см. табл. 1) и пересчитанный L3 [28] верхний предел CLEO II, равный 0.14 кэВ. Подгоночные кривые описаны в тексте

Поясним рис. 1. Данные TPC/2 γ [44], CELLO [25] и L3 [28], приписываемые резонансу с $J^P = 1^+$, легко пересчитать на случай резонанса с $J^P = 0^-$, имеющего приблизительно ту же массу, т.е. получить значения для $\tilde{\Gamma}(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2))B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$, указанные на этом рисунке.

Сечение рождения резонанса R с массой m_R , полной шириной Γ_R^{tot} и $J^P = 0^-$ в $\gamma\gamma^*$ -столкновениях имеет вид⁵⁾

$$\sigma(\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow R \rightarrow K\bar{K}\pi) = 8\pi(1 + Q^2/m_R^2) \times \frac{\tilde{\Gamma}(R \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2))B(R \rightarrow K\bar{K}\pi)\Gamma_R^{\text{tot}}}{(m_R^2 - W^2)^2 + (m_R\Gamma_R^{\text{tot}})^2}. \quad (10)$$

Ширина $0^- \rightarrow \gamma\gamma^*$ -распада $\Gamma(0^- \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2)) = (1 + Q^2/m_0^2)^3 \tilde{\Gamma}(0^- \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2))$.

⁵⁾ Подробные обсуждения параметризаций и нормировок $\gamma\gamma^*$ -ширин распадов резонансов со спином $J=0$ и 1 см. в [25, 28, 34, 41–46, 52].

Для описания $\tilde{\Gamma}(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2))B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) \rightarrow K\bar{K}\pi$ мы используем следующую параметризацию:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2))B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = \\ = \left| A \left(\frac{10}{9} \frac{1}{1+Q^2/m_{\rho'}^2} + \frac{2}{9} \frac{h}{1+Q^2/m_{\phi'}^2} \right) + \right. \\ \left. + A' \left(\frac{10}{9} \frac{1}{1+Q^2/m_{\rho'}^2} + \frac{2}{9} \frac{h}{1+Q^2/m_{\phi'}^2} \right) \right|^2, \quad (11) \end{aligned}$$

где $m_{\rho'} = 1.45$ ГэВ [1], $m_{\phi'} = 1.68$ ГэВ [1], параметр $h = H(x)$ (см. (5)),

$$A^2 = \Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0 \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi),$$

$$A' = -A - 9 \frac{\sqrt{\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)}}{10 + 2h};$$

$\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma) = \tilde{\Gamma}(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2 = 0))$. В (11) для простоты считается, что семейство V' -мезонов также имеет структуру идеального нонета. Если фиксировать значение $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) \rightarrow K\bar{K}\pi$, то в формуле (11) будет только два свободных параметра, A и h . Положим, например, согласно L3 [28], $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.23$ кэВ. Тогда подгонка дает⁶⁾ $A = 2.44$ кэВ^{1/2} и $h = -1.7$ ($\chi^2 = 5$ на 9 степеней свободы). При $r = 1$ $\theta_i \approx 85.5^\circ$ ⁷⁾. Ее результат показан на рис. 1 штриховой кривой. Интересно, что $h = -1.7$ согласуется с оценкой $|H(x)| < 2.77$, полученной выше из данных BES [38], а значение A^2 , если $B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) \approx 1$, соответствует $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0) \approx 1$ МэВ, т.е. согласуется с оценкой (4). Если не фиксировать $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$, т.е. считать A' свободным параметром, то подгонка, показанная на рис. 1 сплошной кривой, дает $A = 1.88$ кэВ^{1/2}, $A' = 2.48$ кэВ^{1/2} и $h = -0.9$ ($\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.3$ кэВ, $\chi^2 = 3.9$ на 8 степеней свободы). При $r = 1$ $\theta_i \approx 68^\circ$. В этом случае значение A^2 соответствует $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\rho^0) \approx 1$ МэВ, если $B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) \approx 0.6$.

Рассмотрим еще два варианта, отличающиеся нормировкой при $Q^2 = 0$. Фиксируем $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi)$ равным 0.14 кэВ, т.е. пересчитанному L3 [28] верхнему пределу CLEO II [27], или равным 0.089 кэВ, т.е. верхнему пределу CLEO II [27]. Подгонки, полученные для этих вариантов, показаны на рис. 2 сплошной ($A = 3.22$ кэВ^{1/2}, $h = -2.36$; при $r = 1$ $\theta_i \approx -86^\circ$)

⁶⁾ Крайняя правая точка L3, относящаяся к интервалу наибольших Q^2 , плохо согласуется с остальными данными, см. рис. 1, и мы исключили ее из нашей обработки.

⁷⁾ То есть $\eta(1475)$ - почти чистый октет.

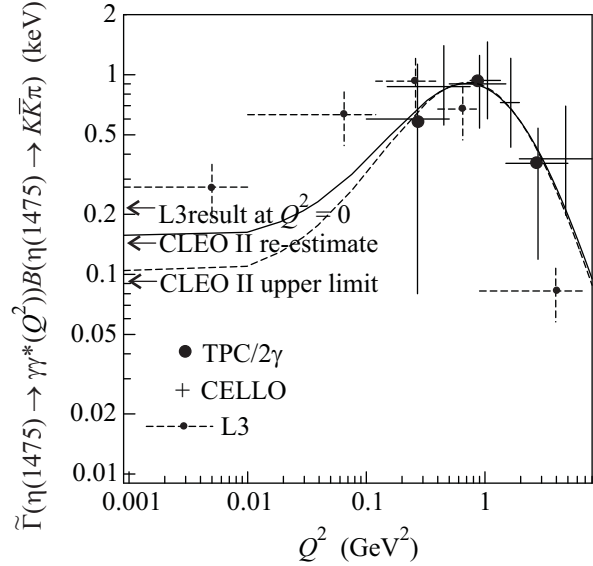


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для других вариантов подгонки, см. текст

и штриховой ($A = 3.75$ кэВ^{1/2}, $h = -2.66$; при $r = 1$ $\theta_i \approx -83^\circ$) кривыми соответственно. При нормировке $\Gamma(\eta(1475) \rightarrow \gamma\gamma)B(\eta(1475) \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.14$ кэВ точки L3 в области $Q^2 < 0.1$ ГэВ² описываются в пределах 2σ . Описание области больших Q^2 при обеих нормировках остается удовлетворительным.

Итак, с помощью $\eta(1475)$ -резонанса единым образом объясняются пик в $\gamma\rho^0$ -спектре масс в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$, псевдоскалярные структуры у порогов $\rho\rho$ - и $\omega\omega$ -спектров масс в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ и $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$, подавление $\eta(1475)$ -сигнала в реакции $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}\pi$ и его проявление при $Q^2 \neq 0$ в $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$. Чтобы отвергнуть предложенное нами объяснение, требуется не только измерить спин-четности сигнала в области 1475 МэВ в реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$, но и дезавуировать результаты наблюдений псевдоскалярных структур в $\rho\rho$ - и $\gamma\rho^0$ -спектрах масс в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ и $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$.

Посмотрим, насколько обоснована доминантность $f_1(1420)$ -резонанса в реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$ с точки зрения сведений о распадах $f_1(1420) \rightarrow \gamma(\rho^0, \phi)$. Обозначим $f_1(1420)$ как f_1' и запишем измеряемые ширины распадов $f_1' \rightarrow \gamma\gamma^*$ и $f_1' \rightarrow \gamma V$ в виде [42, 44, 45]

$$\begin{aligned} \Gamma(f_1' \rightarrow \gamma\gamma^*(Q^2)) = \tilde{\Gamma}(f_1' \rightarrow \gamma\gamma)(Q^2/m_{f_1'}^2) \times \\ \times (1 + Q^2/m_{f_1'}^2)^3 (1 + Q^2/2m_{f_1'}^2) F^2(Q^2), \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Gamma(f_1' \rightarrow \gamma V) = C_V^{f_1'} \tilde{\Gamma}(f_1' \rightarrow \gamma V) \times \\ \times (m_V^2/m_{f_1'}^2)(1 - m_V^2/m_{f_1'}^2)^3 (1 + m_V^2/m_{f_1'}^2), \quad (13) \end{aligned}$$

где $\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma)$ характеризует силу связи f'_1 с $\gamma\gamma$, $F(Q^2)$ – некоторый модельный формфактор (примеры см. в табл. 3), $C_\rho^{f'_1} = 0.74$, $C_\omega^{f'_1} = C_\phi^{f'_1} = 1$.

Оценим $\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma)$ за счет вклада $f'_1 \rightarrow \gamma V$ -переходов. Согласно кварковой модели и VDM

$$\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi\alpha}{4.5f_\rho^2} \right) \tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\phi) \times \left(1 - \frac{5}{\sqrt{2}} \tan(\theta_i - \theta_A) \right)^2, \quad (14)$$

где $\theta_i = 35.3^\circ$ – идеальный угол смешивания, а θ_A – угол смешивания в аксиальном нонете, к которому принадлежит f'_1 . Из массовой формулы Гелл-Манна–Окубо–Сакураи [1, 53] и соображений кварковой модели относительно знака θ_A [1] следует, что $\theta_A = 37.9^\circ \pm 5^\circ$, где ошибка оценена исходя из неопределенности в массе a_1 -мезона. Если воспользоваться моделью Швингера, в которой смешивание определяется нарушением симметрии для масс [1, 54], то $\theta_A = 29.2^\circ \pm 5.5^\circ$. Учтем также, что $B(f'_1 \rightarrow \gamma\phi)/B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.003 \pm 0.0014$ [39] и $\Gamma_{f'_1}^{tot} = (54.9 \pm 2.6)$ МэВ [1]. Тогда из (13) и (14) для $\theta_A = 37.9^\circ, 35.3^\circ (= \theta_i), 29.2^\circ$ и центрального значения $B(f'_1 \rightarrow \gamma\phi)/B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi) = 0.003$ получаем соответственно

$$\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma) \approx (1 \text{ кэВ}, 0.77 \text{ кэВ}, 0.3 \text{ кэВ}) \times B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi). \quad (15)$$

Таблица 3

Данные для $\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma)B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi)$ (в нормировке $\text{TPC}/2\gamma$ [44])

Эксперимент	$\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma) \times B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi)$, кэВ	$F(Q^2)^*$
MARK II [43]	$1.6 \pm 0.7 \pm 0.3$ $1.1 \pm 0.5 \pm 0.2$	F_ρ F_ϕ
TPC/2 γ [44]	$1.3 \pm 0.5 \pm 0.3$ $0.63 \pm 0.24 \pm 0.15$	F_ρ F_ϕ
JADE [46]	$2.3 \pm_{0.9}^{1.0} \pm 0.8$ $1.5 \pm_{0.5}^{0.6} \pm 0.5$	F_ρ F_ϕ
CELLO [25]	$1.5 \pm 0.5 \pm 0.4$ $0.7 \pm 0.2 \pm 0.2$	F_ρ F_ϕ
L3 [28]	$3.2 \pm 0.6 \pm 0.7$	F_{L3}

*Формфактор $F(Q^2) = F_\rho = 1/(1 + Q^2/m_\rho^2)$, или $F_\phi = 1/(1 + Q^2/m_\phi^2)$, или $F_{L3} = 1/[(1 + Q^2/(0.926 \text{ ГэВ})^2)(1 + Q^2/m_{f'_1}^2)]^{1/2}$

Величины $\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma)B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi)$, найденные в [25, 28, 43, 44, 46] из подгонок данных по реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$, приведены в табл. 3. Сравнение с ними оценки (15), вообще говоря, не позволяет сделать однозначный вывод о доминантности $f_1(1420)$ -резонанса $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$. Его вклад может быть и

мал⁸⁾. Весьма вероятно, что в этом процессе присутствуют два резонансных вклада: от псевдоскаляра $\eta(1475)$ и аксиального вектора $f_1(1420)$.

Итак, существует кажущееся противоречие между данными, говорящими о подавлении рождения $\eta(1475)$ в $\gamma\gamma$ -столкновениях, и данными по распадам $J/\psi \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$ и $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$, указывающими на сильную связь $\eta(1475)$ с $\gamma\rho^0$ - и $\rho\rho$ -каналами распада. Для устранения накопившихся трудностей в понимании свойств $\eta(1475)$ требуются дальнейшие экспериментальные исследования:

1) измерения спин-четности промежуточных состояний в реакции $\gamma\gamma^*(Q^2) \rightarrow K\bar{K}\pi$ в районе $\eta(1475)$ -резонанса при $0 \lesssim Q^2 \lesssim 3 \text{ ГэВ}^2$ (т.е. разделение псевдоскалярного и псевдовекторного вкладов по угловым распределениям);

2) дальнейшие высокостатистические измерения псевдоскалярных структур у порогов $\rho\rho$ - и $\omega\omega$ -спектров масс в распадах $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$ и $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$;

3) определение спина $\gamma\rho^0$ -системы в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma R \rightarrow \gamma\gamma\rho^0$ в области 1.475 ГэВ;

4) получение надежных данных о распадах $\eta(1475)$ и $f_1(1420)$ на $\gamma\phi$.

Эксперименты с высокой статистикой, необходимые для решения этих вопросов, представляются реальными на B - и C/τ -фабриках на установках Belle, BaBar, CLEO II и BES III.

Работа частично поддержана грантом РФФИ # 10-02-00016.

1. K. Nakamura, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37**, 075021 (2010).
2. L. Köpke and N. Wermes, Phys. Rep. **174**, 67 (1989).
3. N. N. Achasov, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **21**, 189 (1991).
4. S. Godfrey and J. Napolitano, Rev. Mod. Phys. **71**, 1411 (1999).
5. K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
6. C. Amsler and N. A. Törnqvist, Phys. Rep. **389**, 61 (2004).
7. S. Eidelman, K. G. Hayes, K. A. Olive et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
8. A. Masoni, C. Cicalo, and G. L. Usai, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32**, R293 (2006).
9. W.-M. Yao, C. Amsler, D. Asner et al. (Particle Data Group), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33**, 1 (2006).

⁸⁾ Отметим, что для описания наиболее точных данных L3 [28] оценки (15) недостаточно, а величина $\tilde{\Gamma}(f'_1 \rightarrow \gamma\gamma) = 0.3 \text{ кэВ} \cdot B(f'_1 \rightarrow K\bar{K}\pi)$ просто не в состоянии их описать.

10. E. Klempt and A. Zaitsev, *Phys. Rep.* **454**, 1 (2007).
11. C. Amsler and A. Masoni, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37**, 075021, p. 680 (2010).
12. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, *Phys. Lett. B* **156**, 434 (1985).
13. D. L. Burke, G. H. Trilling, G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* **49**, 632 (1982).
14. N. Wermes, in *Proc. of the 19th Rencontre de Moriond: New Particle Production, La Plagne, France, 1984*, Ed. J. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1984), v. 2, p. 663.
15. J. D. Richman, in *Proc. of the International Symposium on High Energy e^+e^- Interactions, Vanderbilt, 1984*, Ed's R.S. Panvini and G.B. Word (AIP Conference Proceedings, No. 121, N.Y., 1984), p. 34; in *Proc. of the 20th Rencontre de Moriond: QCD and Beyond, Les Arcs, France, 1985*, Ed. J. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1985), v. 1, p. 471.
16. N. Wermes, in *Proc. of the International Conference Physics in Collision V, Autum, France, 1985*, Ed's B. Aubert and L. Mantanet (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1985), p. 221.
17. R. M. Baltrusaitis, J. J. Becker, G. T. Blaylock et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1723 (1985).
18. R. M. Baltrusaitis, D. Coffman, J. Hauser et al., *Phys. Rev. D* **33**, 1222 (1986).
19. D. Bisello, G. Busetto, A. Castro et al., *Phys. Lett. B* **192**, 239 (1987).
20. D. Bisello, G. Busetto, A. Castro et al., *Phys. Rev. D* **39**, 701 (1989).
21. J. Z. Bai, Y. Ban, J.G. Bian et al., *Phys. Lett. B* **472**, 207 (2000).
22. P. Jenni, D. L. Burke, V. Telnov et al., *Phys. Rev. D* **27**, 1031 (1983).
23. M. Althoff, W. Braunschweig, F. J. Kirschfink et al., *Z. Phys. C* **29**, 189 (1985).
24. H. Aihara, M. Alston-Garnjost, R. E. Avery et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 51 (1986).
25. H. J. Behrend, L. Criegee, J. B. Dainton et al., *Z. Phys. C* **42**, 367 (1989).
26. M. Acciarri, P. Achard, O. Adriani et al., *Phys. Lett. B* **501**, 1 (2001).
27. R. Ahohe, D. M. Asner, S. A. Dytman et al., *Phys. Rev. D* **71**, 072001 (2005).
28. P. Achard, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez et al., *JHEP* **0703**, 018 (2007).
29. D. Hitlin, in *Proc. of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell, 1983*, Ed's D.S. Cassel and D.L. Kreinick (NLNS, Cornell University, Ithaca, N.Y., 1983), p. 746.
30. M. S. Chanowitz, *Phys. Lett. B* **164**, 379 (1985).
31. S. Meshkov, W. F. Palmer, and S. S. Pinsky, in *Proc. of the 13th Annual Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society, Salt Lake City, 1987*, Ed's C. DeTar and J. Ball (World Scientific, Singapore, 1987) p. 520.
32. T. Barnes, in *Proc. of the VIIth International Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris, 1986*, Ed's A. Courau and P. Kessler (World Scientific, Singapore, 1986), p. 25.
33. M. Zieliński, *Acta Physica Polonica* **18**, 455 (1987).
34. F. E. Close, *Rep. Prog. Phys.* **51**, 833 (1988).
35. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, *ЯФ* **51**, 854 (1990) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **51**, 543 (1990)].
36. J. Perrier, in *Proc. of the International Conference Physics in Collision IV, Santa Cruz, California, 1984*, Ed. A. Seiden (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1984), p. 143.
37. D. Coffman, F. DeJongh, G. Dubois et al., *Phys. Rev. D* **41**, 1410 (1990).
38. J. Z. Bai, Y. Ban, J. G. Bian et al., *Phys. Lett. B* **594**, 47 (2004).
39. D. Barberis, W. Beusch, F. G. Binon et al., *Phys. Lett. B* **440**, 225 (1998).
40. J. Z. Bai, Y. Ban, J. G. Bian et al., *Phys. Lett. B* **476**, 25 (2000).
41. H. Aihara, M. Alston-Garnjost, R. E. Avery et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2500 (1986).
42. R. N. Cahn, *Phys. Rev. D* **35**, 3342 (1987).
43. G. Gidal, J. Boyer, F. Butler et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2016 (1987).
44. H. Aihara, M. Alston-Garnjost, R. E. Avery et al., *Phys. Lett. B* **209**, 107 (1988); *Phys. Rev. D* **38**, 1 (1988).
45. J. Olsson, in *Proc. of the International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1987*, Ed's W. Bartel and R. Ruckl (North-Holland, Amsterdam, 1987), p. 613.
46. P. Hill, J. Olsson, J. Allison et al., *Z. Phys. C* **42**, 355 (1989).
47. L. D. Landau, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **60**, 207 (1948); C. N. Yang, *Phys. Rev.* **77**, 242 (1950).
48. L. Rosenberg, *Phys. Rev.* **129**, 2786 (1963).
49. F. M. Renard, *Nuovo Cimento A* **80**, 1 (1984).
50. M. Poppe, *Int. J. Mod. Phys. A* **1**, 545 (1986).
51. G. A. Schuler, F. A. Berends, and R. van Gulik, *Nucl. Phys. B* **523**, 423 (1998).
52. P. Achard, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez et al., *Phys. Lett. B* **526**, 269 (2002).
53. M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **125**, 1067 (1962); S. Okubo, *Prog. Theor. Phys.* **27**, 949 (1962); J. J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 472 (1962).
54. J. Schwinger, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 237 (1964).