

Механизм рождения $a_0(980)$ -резонанса в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$

Н. Н. Ачасов¹⁾, Г. Н. Шестаков

Лаборатория теоретической физики, Институт математики им. С.Л. Соболева, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 21 апреля 2010 г.

После переработки 25 мая 2010 г.

Анализируются новые высокостатистические данные Belle по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ с целью выяснить механизм двухфотонного рождения и природу $a_0(980)$ -резонанса. Полученное решение для амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ согласуется с ожиданиями киральной теории для длины $\pi\eta$ -рассеяния, с сильной связью $a_0(980)$ с $\pi\eta$ -, $K\bar{K}$ - и $\pi\eta'$ -каналами и с ключевой ролью механизмов перерассеяния $a_0(980) \rightarrow (K\bar{K} + \pi^0\eta + \pi^0\eta') \rightarrow \gamma\gamma$ в распаде $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$. Такая картина свидетельствует в пользу $q^2\bar{q}^2$ -природы $a_0(980)$ и согласуется со свойствами его партнеров, $\sigma_0(600)$ - и $f_0(980)$ -резонансов, в частности, с теми которые они проявляют в реакциях $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. Выяснена важная роль векторных обменов в формировании нерезонансного фона в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Получена предварительная информация о реакции $\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta$.

Недавно на B -фабрике КЕКВ Коллаборация Belle получила новые высокостатистические данные по реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ [1]. Набранная в эксперименте Belle статистика на три порядка больше, чем в предыдущих экспериментах Crystal Ball (336 событий) [2] и JADE (291 событие) [3]. На опыте выяснилась характерная особенность сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Оно оказалось немалым в области между $a_0(980)$ - и $a_2(1320)$ -резонансами, см. рис.1, что, безусловно, свидетель-

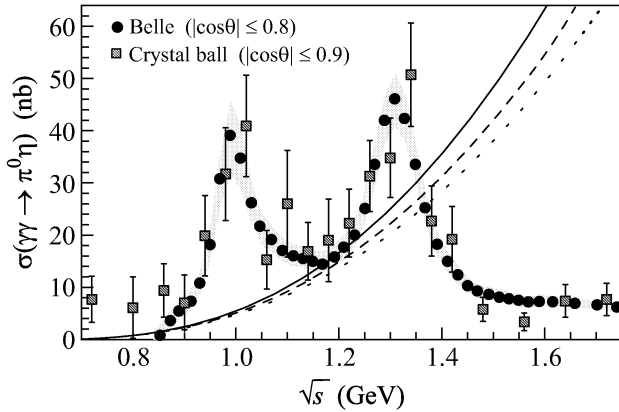


Рис.1. Данные Belle и Crystal Ball для сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Серая полоса показывает величину систематической ошибки данных Belle; их средняя статистическая ошибка составляет приблизительно ± 0.4 нбн. Сплошной, штриховой и пунктирной кривыми показаны полное, со спиральностью 0 и S -волновое сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ (при $|\cos\theta| \leq 0.8$), отвечающие элементарным ρ - и ω -обменам

ствует о присутствии дополнительных вкладов. Причем эти вклады должны быть когерентны с резонанс-

ными вкладами, так как в амплитуде $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ при инвариантной массе $\pi^0\eta$ -системы $\sqrt{s} < 1.4$ ГэВ доминируют только две низшие парциальные волны [1]: S - и D_2 -волна ($D_2 \equiv D_{\lambda=2}$, где λ – абсолютная величина разности спиральностей фотонов). В работе [1] была проведена феноменологическая подгонка данных по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ с учетом интерференции резонансных и фоновых вкладов. Оказалось, что для описания S -волны наряду с вкладами от $a_0(980)$ - и возможного тяжелого $a_0(Y)$ -резонансов необходим плавный фон, амплитуда которого сравнима по величине с амплитудой $a_0(980)$ -резонанса в максимуме и имеет большую мнимую часть [1]. В результате фон приводит практически к учетверению сечения в районе $a_0(980)$ -пика и заполнению провала между $a_0(980)$ - и $a_2(1320)$ -резонансами. Происхождение столь значительного фона в S -волне неизвестно. Между тем, мнимая часть фоновой амплитуды обуславливается вкладами реальных промежуточных состояний, $\pi\eta$, $K\bar{K}$, $\pi\eta'$, и, естественно, требует динамической расшифровки.

Ниже будет показано, что наблюдаемая на опыте картина является результатом сложения многих динамических факторов. Для анализа данных мы существенно развили модель, обсуждавшуюся ранее в [4–6]. В ее основе лежит представление о $a_0(980)$ как о возможном кандидате в четырехкварковые состояния [7]. В пользу этого уже получен ряд весомых указаний [8–13].

Для анализа данных мы строим спиральные, M_λ , и соответствующие им парциальные, $M_{\lambda J}$, амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, в которых учитываются электромагнитные борновские вклады от ρ -, ω -, K^* - и K -обменов, модифицированные формфакторами и сильными упругими и неупругими взаимодействиями в

¹⁾e-mail: achasov@math.nsc.ru

конечном состоянии в $\pi^0\eta$ -, $\pi^0\eta'$ -, K^+K^- - и $K^0\bar{K}^0$ -каналах, а также вклады, обусловленные прямым взаимодействием резонансов с фотонами

$$M_0(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) = M_0^{\text{Born } V}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) + \tilde{I}_{\pi^0\eta}^V(s) T_{\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta}(s) + \tilde{I}_{\pi^0\eta'}^V(s) T_{\pi^0\eta' \rightarrow \pi^0\eta}(s) + \left(\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^*+}(s) - \tilde{I}_{K^0\bar{K}^0}^{K^*0}(s) + \tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s) \right) \times T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta}(s) + M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s), \quad (1)$$

$$M_2(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) = M_2^{\text{Born } V}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) + 80\pi d_{20}^2(\theta) M_{\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320) \rightarrow \pi^0\eta}(s), \quad (2)$$

θ – угол вылета π^0 (или η) в системе центра масс $\gamma\gamma$, $d_{20}^2(\theta) = (\sqrt{6}/4) \sin^2 \theta$; диаграммы, соответствующие этим амплитудам, показаны на рис.2 и 3.

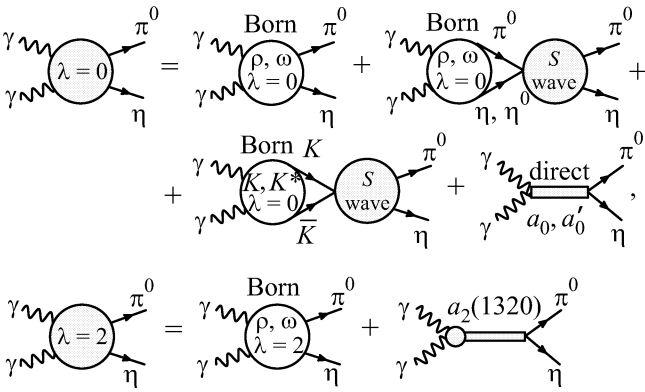


Рис.2. Спиральные амплитуды для $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$

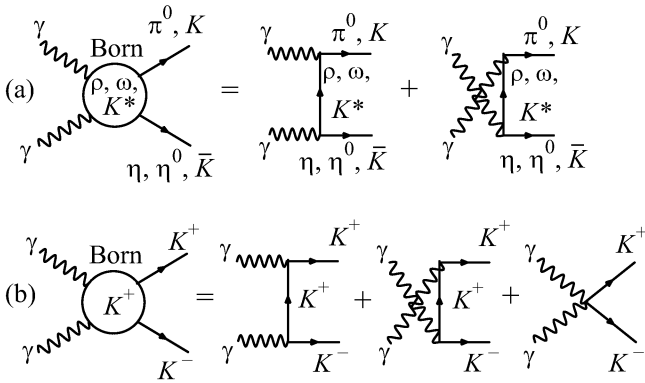


Рис.3. Борновские ρ -, ω -, K^* - и K -обмены для $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta'$ и $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$

Первые слагаемые в правых частях выражений (1) и (2) представляют собой действительные борновские спиральные амплитуды, обусловленные суммой равных по величине вкладов от ρ - и ω -обменов, которые мы запишем в виде [4, 5]

$$M_0^{\text{Born } V}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) = 2g_{\omega\pi\gamma}g_{\omega\eta\gamma} \frac{s}{4} \left[\frac{tG_\omega(s, t)}{t - m_\omega^2} + \frac{uG_\omega(s, u)}{u - m_\omega^2} \right], \quad (3)$$

$$M_2^{\text{Born } V}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta) = 2g_{\omega\pi\gamma}g_{\omega\eta\gamma} \frac{m_\pi^2 m_\eta^2 - tu}{4} \left[\frac{G_\omega(s, t)}{t - m_\omega^2} + \frac{G_\omega(s, u)}{u - m_\omega^2} \right], \quad (4)$$

где $g_{\omega\eta\gamma} = \frac{1}{3}g_{\omega\pi\gamma} \sin(\theta_i - \theta_P)$, $g_{\omega\pi\gamma}^2 = 12\pi\Gamma_{\omega \rightarrow \pi\gamma}[(m_\omega^2 - m_\pi^2)/(2m_\omega)]^{-3} \approx 0.519 \text{ ГэВ}^{-2}$ [14], угол “идеально-го” смешивания $\theta_i = 35.3^\circ$, угол смешивания в псевдоскалярном нонете θ_P – свободный параметр, t и u – переменные Мандельштама, $G_\omega(s, t)$ и $G_\omega(s, u)$ – t - и u -канальные формфакторы (для элементарных ρ - и ω -обменов $G_\omega(s, t) = G_\omega(s, u) = 1$). В соответствующих борновских амплитудах для $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta'$ $g_{\omega\eta'\gamma} = \frac{1}{3}g_{\omega\pi\gamma} \cos(\theta_i - \theta_P)$, а для $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ с K^* -обменом $g_{K^*+K^+\gamma}^2 \approx 0.064 \text{ ГэВ}^{-2}$ и $g_{K^*0K^0\gamma}^2 \approx 0.151 \text{ ГэВ}^{-2}$ [14].

Отметим, что в интересующей нас неасимптотической области энергий о затравочных борновских источниках реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, отвечающих обменам с квантовыми числами ρ - и ω -мезонов (а также $b_1(1235)$ - и $h_1(1170)$ -мезонов), известно очень мало. Определенно можно лишь сказать, что элементарные ρ - и ω -обмены, вклады которых в сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ (главным образом в S -волну) стремительно увеличиваются с ростом энергии, не наблюдаются на опыте, см. рис.1. Этот факт был объяснен в [5] реджезацией элементарных обменов, подавляющей опасные вклады уже в области 1–1.5 ГэВ. Поэтому мы используем формфакторы реджевского типа $G_\omega(s, t) = \exp[(t - m_\omega^2)b_\omega(s)]$, $G_\omega(s, u) = \exp[(u - m_\omega^2)b_\omega(s)]$, где $b_\omega(s) = b_\omega^0 + (\alpha'_\omega/4) \ln[1 + (s/s_0)^4]$, $b_\omega^0 = 0$, $\alpha'_\omega = 0.8 \text{ ГэВ}^{-2}$ и $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ (и аналогично для K^* -обмена).

Что касается $b_1(1235)$ - и $h_1(1170)$ -обменов, то их амплитуды имеют вид, аналогичный выражениям (3) и (4), за исключением общего знака в амплитуде со спиральностью 0. Оценки показывают, что амплитуды аксиально-векторных обменов, по крайней мере, в пять раз меньше соответствующих амплитуд векторных обменов, и поэтому мы их вкладом пренебрегаем.

Слагаемые в (1), пропорциональные S -волновым адронным амплитудам $T_{\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta}(s)$, $T_{\pi^0\eta' \rightarrow \pi^0\eta}(s)$ и $T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta}(s)$, обусловлены механизмами перерасеяний. В этих амплитудах мы учитываем вклад смешивающихся $a_0(980)$ - и тяжелого $a_0(Y)$ -резонансов (обозначаемых далее для краткости a_0 и a'_0 соответственно) и фоновые вклады:

$$T_{\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta}(s) = T_0^1(s) = \frac{\eta_0^1(s)e^{2i\delta_0^1(s)} - 1}{2i\rho_{\pi\eta}(s)} = T_{\pi\eta}^{bg}(s) + e^{2i\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)}T_{\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta}^{res}(s), \quad (5)$$

$$T_{\pi\eta}^{bg}(s) = (e^{2i\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)} - 1)/(2i\rho_{\pi\eta}(s)), \quad T_{\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta}^{res}(s) = (\eta_0^1(s)e^{2i\delta_{\pi\eta}^{res}(s)} - 1)/(2i\rho_{\pi\eta}(s)), \quad \delta_0^1(s) = \frac{\delta_{\pi\eta}^{bg}(s) + \delta_{\pi\eta}^{res}(s)}{\sqrt{(1 - m_{ab}^{(-)2}/s)(1 - m_{ab}^{(+2)2}/s)}}, \quad \rho_{ab}(s) = \sqrt{(1 - m_{ab}^{(-)2}/s)(1 - m_{ab}^{(+2)2}/s)}, \quad m_{ab}^{(\pm)} = m_b \pm m_a, \quad ab = \pi\eta, \quad K^+K^-, \quad K^0\bar{K}^0, \quad \pi\eta',$$

$$T_{\pi^0\eta' \rightarrow \pi^0\eta}(s) = T_{\pi^0\eta' \rightarrow \pi^0\eta}^{res}(s) e^{i[\delta_{\pi\eta'}^{bg}(s) + \delta_{\pi\eta}^{bg}(s)]}, \quad (6)$$

$$T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta}(s) = T_{K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta}^{res}(s) e^{i[\delta_{K\bar{K}}^{bg}(s) + \delta_{\pi\eta}^{bg}(s)]}, \quad (7)$$

$\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)$, $\delta_{\pi\eta'}^{bg}(s)$ и $\delta_{K\bar{K}}^{bg}(s)$ – фазы упругих фоновых вкладов в каналах $\pi\eta$, $\pi\eta'$ и $K\bar{K}$ с изоспином $I = 1$, соответственно. Амплитуды $a_0 - a_0'$ -резонансного комплекса в (5) – (7) имеют вид [8, 15]

$$T_{ab \rightarrow \pi^0\eta}^{res}(s) = \frac{g_{a_0ab}\Delta_{a_0'}(s) + g_{a_0'ab}\Delta_{a_0}(s)}{16\pi[D_{a_0}(s)D_{a_0'}(s) - \Pi_{a_0a_0'}^2(s)]}, \quad (8)$$

где $\Delta_{a_0'}(s) = D_{a_0'}(s)g_{a_0\pi^0\eta} + \Pi_{a_0a_0'}(s)g_{a_0'\pi^0\eta}$ и $\Delta_{a_0}(s) = D_{a_0}(s)g_{a_0'\pi^0\eta} + \Pi_{a_0a_0'}(s)g_{a_0\pi^0\eta}$, g_{a_0ab} и $g_{a_0'ab}$ – константы связи, пропагатор для a_0 -резонанса (и аналогично для a_0') $1/D_{a_0}(s) = 1/(m_{a_0}^2 - s + \sum_{ab}[\text{Re}\Pi_{a_0}^{ab}(m_{a_0}^2) - \Pi_{a_0}^{ab}(s)])$, где $\text{Re}\Pi_{a_0}^{ab}(s)$ определяется однократно вычтенным дисперсионным интегралом от $\text{Im}\Pi_{a_0}^{ab}(s) = \sqrt{s}\Gamma_{a_0 \rightarrow ab}(s) = g_{a_0ab}^2\rho_{ab}(s)/16\pi$, $\Pi_{a_0a_0'}(s) = C + \sum_{ab}(g_{a_0'ab}/g_{a_0ab})\Pi_{a_0}^{ab}(s)$, C – параметр смешивания резонансов; явный вид поляризационных операторов $\Pi_{a_0}^{ab}(s)$ см., например, в [6, 12, 16]. Амплитуда

$$M_{res}^{direct}(s) = s \frac{g_{a_0\gamma\gamma}\Delta_{a_0'}(s) + g_{a_0'\gamma\gamma}\Delta_{a_0}(s)}{D_{a_0}(s)D_{a_0'}(s) - \Pi_{a_0a_0'}^2(s)} e^{i\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)} \quad (9)$$

в формуле (1) описывает переход $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, обусловленный прямыми константами связи a_0 - и a_0' -резонансов с фотонами $g_{a_0\gamma\gamma}^{(0)}$ и $g_{a_0'\gamma\gamma}^{(0)}$, множитель s обусловлен калибровочной инвариантностью.

Выражение (1) подразумевает, что амплитуды $T_{ab \rightarrow \pi^0\eta}(s)$ в петлях перерассеяний $\gamma\gamma \rightarrow ab \rightarrow \pi^0\eta$ (см. рис. 2) лежат на массовой поверхности. При этом функции $\tilde{I}_{\pi^0\eta}^V(s)$, $\tilde{I}_{\pi^0\eta'}^V(s)$, $\tilde{I}_{K\bar{K}}^{K^+}(s)$ и $\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s)$ представляют собой амплитуды треугольных петлевых диаграмм, описывающие переходы $\gamma\gamma \rightarrow ab \rightarrow$ (скалярное состояние с массой $= \sqrt{s}$), в которых мезонные пары $\pi^0\eta$, $\pi^0\eta'$ и $K\bar{K}$ порождаются электромагнитными борновскими источниками (см. рис.3). Например, функция

$$\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s) = \frac{s}{\pi} \times$$

$$\times \int_{4m_{K^+}^2}^{\infty} \frac{\rho_{K^+K^-}(s')M_{00}^{Bornc}(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-; s')}{s'(s' - s - i\varepsilon)} ds', \quad (10)$$

где $M_{00}^{Bornc}(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-; s')$ – борновская S -волновая амплитуда заряженного однокаонного обмена²⁾. Функции $\tilde{I}_{\pi^0\eta}^V(s)$, $\tilde{I}_{\pi^0\eta'}^V(s)$ и $\tilde{I}_{K\bar{K}}^{K^+}(s)$ вычисляются аналогичным образом. Построенная амплитуда $M_0(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s, \theta)$ удовлетворяет теореме Ватсона в упругой области [15].

Для амплитуды рождения $a_2(1320)$, см. (2), мы используем следующую простую параметризацию:

$$M_{\gamma\gamma \rightarrow a_2(1320) \rightarrow \pi^0\eta}(s) = \frac{\sqrt{s}\Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma}(s)\Gamma_{a_2}^{tot}(s)B(a_2 \rightarrow \pi\eta)/\rho_{\pi\eta}(s)}{m_{a_2}^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_{a_2}^{tot}(s)}, \quad (11)$$

где

$$\Gamma_{a_2}^{tot}(s) = \Gamma_{a_2}^{tot} \frac{m_{a_2}^2}{s} \frac{q_{\pi\eta}^5(s)}{q_{\pi\eta}^5(m_{a_2}^2)} \frac{D_2(q_{\pi\eta}(m_{a_2}^2)r_{a_2})}{D_2(q_{\pi\eta}(s)r_{a_2})}, \quad (12)$$

$q_{\pi\eta}(s) = \sqrt{s}\rho_{\pi\eta}(s)/2$, $D_2(x) = 9 + 3x^2 + x^4$, r_{a_2} – радиус взаимодействия и $\Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma}(s) = (\frac{\sqrt{s}}{m_{a_2}})^3 \Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma}$. Напомним, что для ширины распадов $f_2(1270) \rightarrow \gamma\gamma$ и $a_2(1320) \rightarrow \gamma\gamma$ хорошо выполняется соотношение $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}/\Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma} = 25/9$ [14], справедливое в наивной $q\bar{q}$ -модели для прямых переходов $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$.

Сечение $\sigma = \sigma_0 + \sigma_2$, где $\sigma_\lambda = \frac{\rho_{\pi\eta}(s)}{64\pi s} \int |M_\lambda|^2 d\cos\theta$.

На рис.4 приведены результаты подгонки данных Belle по сечению $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Хорошее согласие с опытом (см. результирующую кривую на рис.4с) позволяет сделать достаточно определенные выводы об основных динамических составляющих механизма ре-

²⁾ Для элементарного K -обмена явный вид функции $\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s)$ см., например, в [4]. В данной работе для расчета $\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s)$ мы используем амплитуду $M_{00}^{Bornc}(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-; s) = \frac{16\pi\alpha m_{K^+}^2}{s\rho_{K^+K^-}(s)} \left[\ln \frac{1+\rho_{K^+K^-}(s)}{1-\rho_{K^+K^-}(s)} - \ln \frac{1+\rho_{K^+K^-}(s;x_2)}{1-\rho_{K^+K^-}(s;x_2)} \right]$, где второе слагаемое в квадратных скобках обязано учету формфактора $G_{K^+}(t, u) = \frac{1}{s} \left[\frac{m_{K^+}^2 - t}{1 - (u - m_{K^+}^2)/x_2^2} + \frac{m_{K^+}^2 - u}{1 - (t - m_{K^+}^2)/x_2^2} \right]$, который подавляет амплитуды элементарного K -обмена с ростом энергии; $\rho_{K^+K^-}(s; x_2) = \rho_{K^+K^-}(s)/(1 + 2x_2^2/s)$, x_2 – параметр формфактора, $\alpha = 1/137$. Формфактор такого вида был предложен в работе [17]. Отметим, что формфактор вводится путем замены амплитуд элементарного K -обмена $\tilde{M}_\lambda^{Bornc}(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-; s, \theta)$ на $M_\lambda^{Bornc}(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-; s, \theta) = G_{K^+}(t, u)\tilde{M}_\lambda^{Bornc}(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-; s, \theta)$ и поэтому не нарушает калибровочную инвариантность дрезвского приближения [17]. Необходимость учета формфактора в борновских амплитудах π - и K -обменов в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ обсуждалась недавно в [15], где была получена оценка $x_2 \approx 1.75$ ГэВ, которую мы здесь используем.

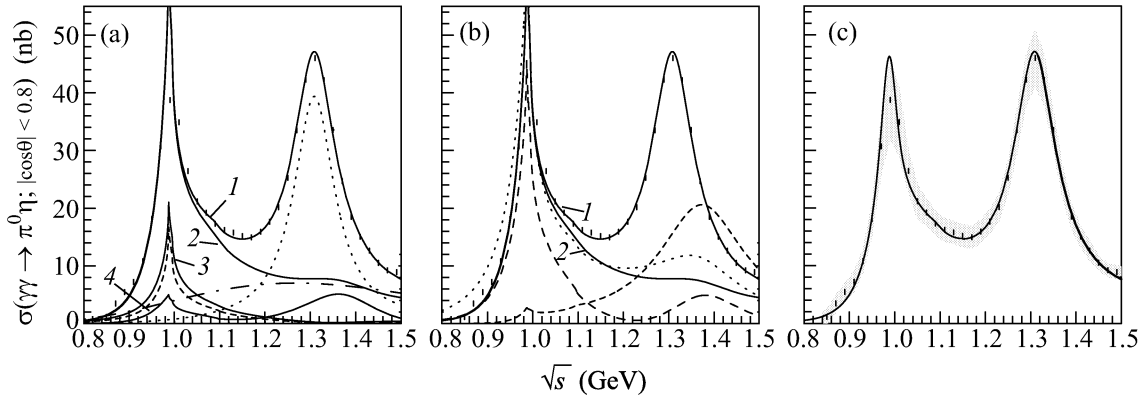


Рис.4. Подгонка данных Belle. (а) Показано полное сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ (сплошная кривая 1), его части со спиральностями 0 (сплошная кривая 2) и 2 (пунктирная кривая), вклад перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta$ с промежуточной K^+K^- -парой, рожденной за счет борновского K -обмена (сплошная кривая 3), вклад перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K} \rightarrow \pi^0\eta$ с промежуточными $K\bar{K}$ -парами, рожденными за счет борновских K - и K^* -обменов (штриховая кривая), вклад амплитуды борновских ρ - и ω -обменов с $\lambda=0$ (штрих-пунктирная кривая) и совместный вклад этой амплитуды и S -волнового перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow (\pi^0\eta + \pi^0\eta') \rightarrow \pi^0\eta$ (сплошная кривая 4). (б) Сплошные кривые 1 и 2 те же, что на (а), кривая, показанная короткими штрихами, отвечает вкладу амплитуды (9), обусловленной прямыми переходами a_0 и a'_0 в фотоны, пунктирная кривая показывает полный вклад от $a_0 - a'_0$ -резонансного комплекса, кривая, показанная длинными штрихами, отвечает сечению со спиральностью 0 без вклада амплитуды прямого перехода (9). (с) Результирующая сплошная кривая соответствует сплошной кривой 1 на (а) или (б), взвешенной с гауссовским разрешением по массе $\sigma = 10$ МэВ; серая полоса показывает величину систематической ошибки данных

акции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, чьи вклады подробно представлены на рис.4а и 4б³⁾.

Начнем с вклада неупругого перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta$, в котором промежуточная K^+K^- -пара рождается за счет заряженного однокаонного обмена (см. рис.3б). Этот механизм предсказывает естественный масштаб для сечения рождения $a_0(980)$ -резонанса в $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ [4, 6, 15]. Максимум сечения $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta)$ контролируется произведением отношения квадратов констант связи $R_{a_0} = g_{a_0K^+K^-}^2 / g_{a_0\pi\eta}^2$ и значения $|\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(4m_{K^+}^2)|^2$. Его оценка дает (здесь мы пренебрегаем влиянием тяжелого a'_0 -резонанса) $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow a_0(980) \rightarrow \pi^0\eta; |\cos\theta| \leq 0.8) \approx 0.8 \times 1.4\alpha^2 R_{a_0} / m_{a_0}^2 \approx 24 \text{ nb} \times R_{a_0}$. Характерной особенностью этого механизма является сильная зависимость ширины распада $a_0(980) \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$ от энергии [4, 6], которая обуславливается функцией $\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s)$. Ниже K^+K^- -порога $\tilde{I}_{K^+K^-}^{K^+}(s)$ резко уменьшается, что приводит к заметному сужению

$a_0(980)$ -пика в канале $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ [4, 6]. Вклад перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- \rightarrow \pi^0\eta$ в сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ показан сплошной кривой 3 на рис.4а. K^* -обмен еще слегка сужает $a_0(980)$ -пик (см. штриховую кривую под сплошной кривой 3 на рис.4а).

Ясно, что одного механизма перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K} \rightarrow \pi^0\eta$ недостаточно, чтобы описать данные в области $a_0(980)$ -резонанса. Добавление к нему борновского вклада от ρ - и ω -обменов, модифицированного S -волновым перерасcеянием $\gamma\gamma \rightarrow (\pi^0\eta + \pi^0\eta') \rightarrow \pi^0\eta$, и амплитуды (9), обусловленной прямыми переходами a_0 и a'_0 в фотоны, позволяет получить наблюдаемую величину сечения. При этом сами по себе вклады этих двух механизмов в области $a_0(980)$ невелики (см. сплошную кривую 4 на рис.4а для первого из них и кривую, показанную короткими штрихами, на рис.4б для второго), но их когерентное сложение с вкладом неупругого перерасcеяния $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K} \rightarrow \pi^0\eta$ (см. диаграммы для амплитуды с $\lambda=0$ на рис.2) приводит к значительному усилению $a_0(980)$ -резонанса (см. сплошную кривую 2 на рис.4а). Напомним, что до K^+K^- -порога все S -волновые вклады в амплитуде $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, в согласии с теоремой Ватсона, имеют одинаковую фазу.

Отметим важную роль фоновой упругой амплитуды $\pi^0\eta$ -рассеяния $T_{\pi\eta}^{bg}(s)$, см. (5). Во-первых, выбор отрицательной фазы фона $\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)$ (см. рис.5б) в $T_{\pi\eta}^{bg}(s)$

³⁾Кривым на рис.4 соответствуют следующие значения параметров: $m_{a_0}, g_{a_0\pi\eta}, g_{a_0K^+K^-}, g_{a_0\pi\eta'} = (0.9845, 4.23, 3.79, -2.13)$ ГэВ; $m_{a'_0}, g_{a'_0\pi\eta}, g_{a'_0K^+K^-}, g_{a'_0\pi\eta'} = (1.4, 3.3, 0.28, 2.91)$ ГэВ; $g_{a_0\gamma\gamma}, g_{a_0\gamma\gamma'} = (1.77, -11.5) \cdot 10^{-3}$ ГэВ⁻¹; $C = 0.06$ ГэВ², $c_0 = -0.603$, $c_1 = -6.48$ ГэВ⁻², $c_2 = 0.121$ ГэВ⁻⁴; $f_{K\bar{K}}, f_{\pi\eta'} = (-0.37, 0.28)$ ГэВ⁻¹; $m_{a_2}, \Gamma_{a_2}^{\text{tot}} = (1.322, 0.116)$ ГэВ; $\Gamma_{a_2 \rightarrow \gamma\gamma}^{(0)} = 1.053$ кэВ, $r_{a_2} = 1.9$ ГэВ⁻¹, $\theta_P = -24^\circ$.

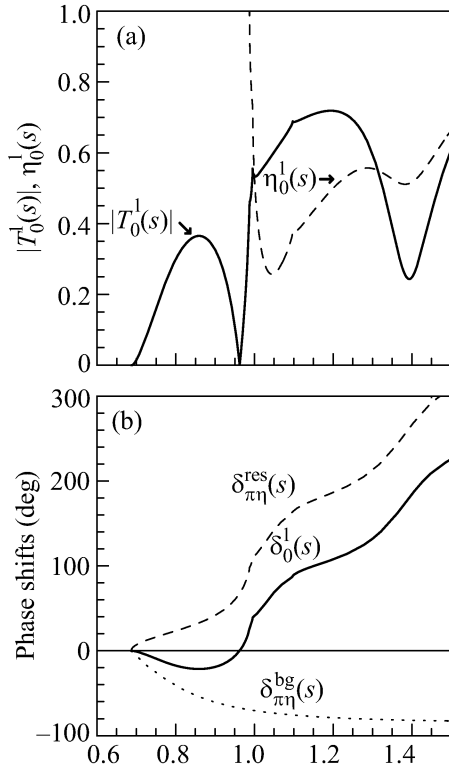


Рис.5. S -волновая амплитуда $\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta$. (a) $|T_0^1(s)|$, $\eta_0^1(s)$, (b) фазовые сдвиги ($a_0^1 = 0.0098$)

позволяет согласовать длину $\pi\eta$ -рассеяния в рассматриваемой модели с оценками, основанными на алгебре токов [18] и киральной теории возмущений [19], согласно которым a_0^1 (в единицах m_π^{-1}) $\approx 0.005 - 0.01$. В a_0^1 имеет место компенсация резонансного вклада (≈ 0.3) вкладом фона. Во-вторых, значительная отрицательная величина $\delta_{\pi\eta}^{bg}(s)$ в районе 1 ГэВ обеспечивает резонансноподобное поведение сечения, показанного сплошной кривой 4 на рис.4а. Все характеристики, полученные для S -волновой амплитуды $\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta$, представлены на рис.5.

Для фоновых сдвигов фаз мы использовали простейшие параметризации вполне удовлетворительные в физической области реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$:

$$e^{i\delta_{ab}^{bg}(s)} = [(1 + iF_{ab}(s))/(1 - iF_{ab}(s))]^{1/2}, \quad (13)$$

$$F_{\pi\eta}(s) = \frac{\sqrt{1 - m_{\pi\eta}^{(+)^2}/s} (c_0 + c_1 (s - m_{\pi\eta}^{(+)^2}))}{1 + c_2 (s - m_{\pi\eta}^{(+)^2})^2}, \quad (14)$$

$$F_{K\bar{K}}(s) = f_{K\bar{K}}\sqrt{s} (\rho_{K+K^-}(s) + \rho_{K^0\bar{K}^0}(s)) / 2, \quad (15)$$

$$F_{\pi\eta'}(s) = f_{\pi\eta'}\sqrt{s - m_{\pi\eta'}^{(+)^2}}. \quad (16)$$

Обратимся к рис.4b и обсудим вклад тяжелого (возможно, существующего [14]) резонанса a_0' с мас-

сой $m_{a_0'} \approx 1.4$ ГэВ. В сечении, которое отвечает амплитуде $M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s)$ (см. кривую, показанную короткими штрихами), имеется отчетливое усиление в районе 1.4 ГэВ. В сечении, которое отвечает полному вкладу резонансов (см. пунктирную кривую), то есть совместному вкладу от амплитуды $M_{\text{res}}^{\text{direct}}(s)$, и амплитуд перерассеяний, пропорциональных амплитудам $T_{ab \rightarrow \pi^0\eta}^{\text{res}}(s)$, см. (8), это усиление превращается в плечо. Наконец, в полном сечении σ_0 (см. сплошную кривую 2), включающем дополнительно борновский вклад $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ и перерассеяние $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta$, обусловленное фоновой упругой амплитудой $\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta$, признаки резонанса в районе 1.4 ГэВ отсутствуют. Таким образом, мы имеем дело с сильной деструктивной интерференцией между различными вкладами, скрывающей a_0' -резонанс в сечении $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Тем не менее, во многом благодаря a_0' удается смоделировать требуемый данными Belle [1] значительный плавный S -волновой фон под $a_2(1320)$ и между $a_0(980)$ - и $a_2(1320)$ -резонансами.

Отметим, что для массы a_0' из-за имеющих место сокращений допустим широкий интервал значений, 1.28 – 1.42 ГэВ.

Рассмотрим теперь сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$, обусловленное только резонансными вкладами, и определим ширину распада $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$, усредненную по резонансному массовому распределению в $\pi\eta$ -канале [4, 6, 15]:

$$\langle \Gamma_{a_0 \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\eta} = \int_{0.9 \text{ ГэВ}}^{1.1 \text{ ГэВ}} \frac{s}{4\pi^2} \sigma_{\text{res}}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta; s) d\sqrt{s} \quad (17)$$

(интеграл берется по области ответственности $a_0(980)$). Эта величина является адекватной рабочей характеристикой связи $a_0(980)$ с $\gamma\gamma$. Учитывая в σ_{res} вклад всех перерассеяний и прямых переходов в $\gamma\gamma$, получаем $\langle \Gamma_{a_0 \rightarrow (K\bar{K} + \pi\eta + \pi\eta') + \text{direct}} \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\eta} \approx 0.4$ кэВ. С учетом только перерассеяний $\langle \Gamma_{a_0 \rightarrow (K\bar{K} + \pi\eta + \pi\eta') \rightarrow \gamma\gamma} \rangle_{\pi\eta} \approx 0.23$ кэВ и с учетом только прямых переходов $\langle \Gamma_{a_0 \rightarrow \gamma\gamma}^{\text{direct}} \rangle_{\pi\eta} \approx 0.028$ кэВ.

Наш анализ позволяет сделать вывод о доминантности механизмов перерассеяний $a_0(980) \rightarrow (K\bar{K} + \pi^0\eta + \pi^0\eta') \rightarrow \gamma\gamma$, то есть четырехкварковых переходов, в распаде $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$. Такая картина свидетельствует в пользу $q^2\bar{q}^2$ -природы $a_0(980)$ и согласуется с предшествующими анализами свойств $\sigma_0(600)$ - и $f_0(980)$ -резонансов – партнеров $a_0(980)$ [15, 20, 21]. Что касается предсказания идеальной $q\bar{q}$ -модели для ширин двухфотонных распадов $f_0(980)$ и $a_0(980)$,

$\Gamma_{f_0 \rightarrow \gamma\gamma} / \Gamma_{a_0 \rightarrow \gamma\gamma} = 25/9$, то оно исключено экспериментом⁴⁾.

Заслуживает внимания также наш побочный результат. Полученная нами предварительная информация о S -волновой амплитуде реакции $\pi^0\eta \rightarrow \pi^0\eta$ имеет важное значение для низкоэнергетической физики псевдоскалярных мезонов.

Коллаборация Belle исследовала на новом высочайшем уровне статистики реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Однако не хватает еще подобной информации о процессах $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow K^0\bar{K}^0$. S -волновые вклады в этих двух каналах вблизи их порогов практически не изучены [5, 21, 24].

Перспективными являются исследования легких скаляров в $\gamma\gamma^*(Q^2)$ -столкновениях. Если $\sigma(600)$, $f_0(980)$ и $a_0(980)$ являются четырехкварковыми состояниями, то их вклады в сечения реакций $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0\eta$ должны вымирать с ростом Q^2 быстрее, чем вклады классических тензорных мезонов $f_2(1270)$ и $a_2(1320)$. Подобное поведение вклада резонансного экзотического $q^2\bar{q}^2$ -состояния с $I^G(J^{PC}) = 2^+(2^{++})$ [9] в сечениях реакций $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma^* \rightarrow \rho^+\rho^-$ было недавно обнаружено Коллаборацией L3 [25].

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 10-02-00016.

1. S. Uehara et al., Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
2. D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D **33**, 1847 (1986).
3. T. Oest et al., Z. Phys. C **47**, 343 (1990).
4. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Z. Phys. C **41**, 309 (1988).
5. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, ЯФ **55**, 2999 (1992).
6. Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, Письма в ЖЭТФ **90**, 355 (2009).

⁴⁾Как мы уже отмечали в работе [6], для модели нерелятивистских $K\bar{K}$ -молекул нет оснований, так как импульсы в канонных петлях, описывающих распады $\phi \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma(f_0/a_0)$ и $f_0/a_0 \rightarrow K^+K^- \rightarrow \gamma\gamma$, велики [13, 22]. Наш анализ дает дополнительный аргумент против молекулярной модели. Дело в том, что $a_0(980)$ -резонанс сильно связан с каналами $K\bar{K}$ и $\pi\eta$, которые являются равноправными в согласии с $q^2\bar{q}^2$ -моделью. Построить слабо связанную $K\bar{K} + \pi\eta$ -молекулу нам представляется невозможным. Кроме того, в молекулярной модели ширины двухфотонных распадов скалярных резонансов рассчитываются в точке резонанса [23], но этого недостаточно для описания реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$. Попыток описания данных об этих процессах в рамках молекулярной модели еще не было и поэтому полученные в ней результаты носят академический характер. Сравнение с ними провести невозможно.

7. R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **15**, 267, 281 (1977).
8. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **96**, 168 (1980); УФН **142**, 361 (1984).
9. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **108**, 134 (1982); Z. Phys. C **16**, 55 (1982); Н. Н. Ачасов, Г. Н. Шестаков, УФН **161**, No. 6, 53 (1991).
10. N. N. Achasov and V. N. Ivanchenko, Nucl. Phys. B **315**, 465 (1989).
11. Н. Н. Ачасов, УФН **168**, 1257 (1998); N. N. Achasov, Nucl. Phys. A **728**, 425 (2003).
12. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. D **68**, 014006 (2003).
13. N. N. Achasov, *Invited Talk at The 15th International Seminar on High Energy Physics: Quarks-2008*, Sergiev Posad, Russia, arXiv:0810.2601.
14. C. Amsler et al., (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
15. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **77**, 074020 (2008); Письма в ЖЭТФ **88**, 345 (2008).
16. Н. Н. Ачасов, С. А. Девянин, Г. Н. Шестаков, ЯФ **32**, 1098 (1980).
17. M. Poppe, Int. J. Mod. Phys. A **1**, 545 (1986).
18. H. Osborn, Nucl. Phys. B **15**, 501 (1970); J. L. Petersen, Phys. Rep. **2**, 155 (1971).
19. V. Bernard, N. Kaiser, and Ulf-G. Meissner, Phys. Rev. D **44**, 3698 (1991).
20. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Phys. Rev. Lett. **99**, 072001 (2007).
21. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, arXiv:0905.2017.
22. N. N. Achasov and A. V. Kiselev, Phys. Rev. D **76**, 077501 (2007); Phys. Rev. D **78**, 058502 (2008).
23. Yu. Kalashnikova et al., Phys. Rev. C **73**, 45203 (2006).
24. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Mod. Phys. Lett. A **9**, 1351 (1994).
25. P. Achard et al., Phys. Lett. B **568**, 11 (2003); **597**, 26 (2004); **604**, 48 (2004); **615**, 19 (2005).