

КОММЕНТАРИЙ К ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ДАННЫМ ПО РЕАКЦИИ $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma f_0(980) \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$

Н.Н.Ачасов¹⁾, В.В.Губин

*Институт математики им.С.Л.Соболева Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 20 февраля 1998 г.

Проведен анализ предварительных данных по реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma f_0(980) \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$ совместно с данными по $\pi\pi$ -рассеянию и реакциям $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$, $K^* \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Lambda, \Sigma)$. Из анализа следует, что масса $f_0(980)$ -мезона $m_{f_0} = 950$ МэВ, при этом $BR(\phi \rightarrow \gamma f_0 \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0) \simeq 1 \cdot 10^{-4}$, что указывает на четырехкварковую природу $f_0(980)$ -резонанса.

PACS: 12.39.-x, 13.40.Nq, 13.65.+i

Необычные свойства $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов на протяжении десятилетий привлекают к себе пристальное внимание. Хорошо известно, что стандартная кварковая модель не описывает свойства скалярных $f_0(980)$ - и $a_0(980)$ -мезонов, см., например, [1]. В то же время, все необычные свойства этих мезонов находят свое естественное объяснение в рамках четырехкварковой ($q^2 \bar{q}^2$)-модели MIT-мешка [2], см. [1]. Кроме того, наряду с $q^2 \bar{q}^2$ -моделью в литературе обсуждаются и другие возможности: модель $K\bar{K}$ -молекулы [3] и $s\bar{s}$ -модель для f_0 -мезона [4]. Как было показано в работах [5–8], радиационные распады ϕ -мезона $\phi \rightarrow \gamma f_0 \rightarrow \gamma \pi \pi$ и $\phi \rightarrow \gamma a_0 \rightarrow \gamma \eta \pi$ могут служить прекрасным критерием отбора различных моделей строения f_0 - и a_0 -мезонов. В связи с этим уже ведется активное экспериментальное исследование этих распадов с помощью сферического нейтрального детектора (СНД) и криогенного магнитного детектора (КМД-2) на действующем ускорительном комплексе ВЭПП-2М (Новосибирск) и планируется на Φ -фабрике DAΦNE (Frascati) и в SEBAF (США). Предварительные данные по этим распадам уже получены, см. [9]. Из эксперимента следует, что $BR(\phi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0) = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ и $BR(\phi \rightarrow \gamma \pi \eta) = (1.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$ для энергии фотона $\omega < 200$ МэВ, что указывает на ($q^2 \bar{q}^2$)-природу a_0 - и f_0 -мезонов [5, 8]. Достаточно большая статистика позволила построить спектр пионов в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$. Анализ [9] экспериментальных данных для этой реакции проводился с помощью формулы (см. $g(m)$ и детали в [5, 8])

$$\frac{d\sigma_\phi}{dm} \sim \frac{\omega |g(m)|^2}{|D_{f_0}(m)|^2} \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{m^2}}, \quad (1)$$

где m – масса $\pi\pi$ -системы, s – квадрат полной энергии e^+e^- -пучков, энергия фотонов $\omega = (s - m^2)/2\sqrt{s}$, $1/D_{f_0}(m)$ – пропагатор f_0 -мезона:

$$D_{f_0}(m) = m_{f_0}^2 - m^2 + \sum_{ab} [\text{Re}P_{f_0}^{ab}(m_{f_0}^2) - P_{f_0}^{ab}(m)]. \quad (2)$$

Сумма $\sum_{ab} [\text{Re}P_{f_0}^{ab}(m_{f_0}^2) - P_{f_0}^{ab}(m)]$ содержит поправки на конечную ширину распада резонанса, связанные с $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$ и т.д. каналами. Для ab псевдоскалярных

¹⁾ e-mail: achasov@math.nsc.ru, gubin@math.nsc.ru

мезонов и $m_a \geq m_b$, $m^2 > m_+^2$ имеем :

$$P_{f_0}^{ab}(m) = \frac{g_{f_0}^{2ab}}{16\pi} \left[\frac{m_+ m_-}{\pi m^2} \ln \frac{m_b}{m_a} + \rho_{ab} \left(i + \frac{1}{\pi} \ln \frac{\sqrt{m^2 - m_-^2} - \sqrt{m^2 - m_+^2}}{\sqrt{m^2 - m_-^2} + \sqrt{m^2 - m_+^2}} \right) \right]. \quad (3)$$

В других областях m выражение $P_{f_0}^{ab}(m)$ можно получить аналитическим продолжением.

Подгонка экспериментальных данных по реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma\pi\pi$ с помощью выписанных формул дала следующие параметры для f_0 -мезона [9]:

$$\begin{aligned} m_{f_0} &= 950 \pm 8 \text{ МэВ}, & g_{f_0 K^+K^-}^2/4\pi &= (2.3 \pm 0.5) \text{ ГэВ}^2, \\ g_{f_0 \pi^+\pi^-}^2/4\pi &= (0.4 \pm 0.1) \text{ ГэВ}^2, \end{aligned} \quad (4)$$

что соответствует $q^2\bar{q}^2$ -модели [5, 8]. Эффективная ширина f_0 -мезона для этих параметров $\Gamma_{eff} \simeq 60$ МэВ (определение эффективной ширины см. в [8]). Отметим, что для этой подгонки $\chi^2 = 4.6$ при 7 степенях свободы.

Сравнительно низкая масса f_0 -мезона, полученная из подгонки, вызвала дискуссию на конференции HADRON-97, где было отмечено, что значение $m_{f_0} = 950$ МэВ лежит гораздо ниже, чем приведенное Particle Data Group [10]. Однако нужно помнить, что приведенная в (4) масса определяется, в отличие от Particle Data Group, в духе теории поля, то есть как нуль в реальной части обратного пропагатора (так же, как, например, масса Z_0 -бозона), и, соответственно, является физической массой резонанса. При этом, для подгонки (4), положение полюса пропагатора лежит в точке $m_{f_0}^p = 0.988 - i0.08$ ГэВ, что прекрасно согласуется с данными Particle Data Group [10].

Проблема, однако, заключается в другом. Уединенный резонанс с массой $m_{f_0} = 950$ МэВ, как это было представлено в подгонке (4), не может описать данные по $\pi\pi$ -рассеянию даже если учесть упругий фон с дополнительной фазой $\theta \simeq 80 - 90^\circ$. Описать данные по $\pi\pi$ -рассеянию в интервале $0.7 < m < 1.1$ ГэВ, учитывая только упругий фон, может "тяжелый" f_0 -мезон с массой $m_{f_0} = 980$ МэВ. Чтобы описать данные по $\pi\pi$ -рассеянию с более легким f_0 -мезоном, необходимо вводить добавочный резонанс $-\sigma$ -мезон.

Учитывая это обстоятельство, мы приводим результаты анализа спектра в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma\pi\pi$, включающей в себя совместное двухканальное описание спектра в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma(f_0 + \sigma) \rightarrow \gamma\pi\pi$, и данных по $\pi\pi$ -рассеянию. Кроме того, мы проанализируем как согласуются параметры f_0 -мезона с другими известными экспериментальными данными – данными по рождению f_0 -мезона в J/ψ распадах и данными по реакции $K^-p \rightarrow \pi^+\pi^-(\Lambda, \Sigma)$.

Наш анализ основывается на предыдущих работах, см. [1, 8]. Данные по $\pi\pi$ -рассеянию мы описываем двухканальной моделью, в которой, кроме f_0 -мезона, присутствует широкий ($\Gamma_\sigma \simeq 300$ МэВ) относительно тяжелый ($m_\sigma \simeq 1.5$ ГэВ) резонанс. Для подгонки данных по $\pi\pi$ -рассеянию, мы представим амплитуду s -волны реакции $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ с $I = 0$ в виде суммы неупругой резонансной амплитуды $T_{\pi\pi}^{res}$, в которой будем учитывать вклады f_0 - и σ -мезонов, и амплитуды упругого фона [1, 8]

$$T(\pi\pi \rightarrow \pi\pi) = \frac{\eta_0^0 e^{2i\delta_0^0} - 1}{2i\rho_{\pi\pi}} = \frac{e^{2i\delta_B} - 1}{2i\rho_{\pi\pi}} + e^{2i\delta_B} T_{\pi\pi}^{res}, \quad (5)$$

где

$$T_{\pi\pi}^{res} = \sum_{RR'} \frac{g_{R\pi\pi} g_{R'\pi\pi}}{16\pi} G_{RR'}^{-1}(m). \quad (6)$$

Фаза упругого фона δ_B берется в виде $\delta_B = \theta \rho_{\pi\pi}$, где $\theta \simeq 60^\circ$. Матрица обратного пропагатора $G_{RR'}$ имеет вид

$$G_{RR'}(m) = \begin{pmatrix} D_{f_0}(m) & -\Pi_{f_0\sigma}(m) \\ -\Pi_{\sigma f_0}(m) & D_\sigma(m) \end{pmatrix}.$$

Недиагональные элементы $G_{RR'}(m)$ матрицы – переходы, обусловленные смешиванием резонансов за счет взаимодействия в конечном состоянии, возникающем при наличии общих каналов распада, $R \rightarrow (ab) \rightarrow R'$. Мы запишем их в следующем виде [1, 8]:

$$\Pi_{RR'}(m) = \sum_{ab} \frac{g_{R'ab}}{g_{Rab}} P_R^{ab}(m) + C, \quad (7)$$

где константа C эффективно учитывает вклады от VV , 40^- и т.д. промежуточных состояний, а также включает в себя константу вычитания для переходов $R \rightarrow (0^-0^-) \rightarrow R'$. В четырехкварковой модели мы считаем эти константы свободными параметрами. В этой работе, в матрице обратного пропагатора, мы учитываем только $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -промежуточные каналы, учет остальных каналов практически не отражается на результатах.

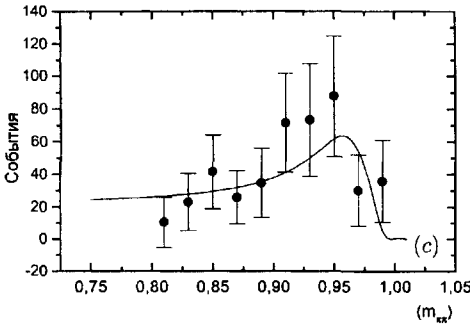
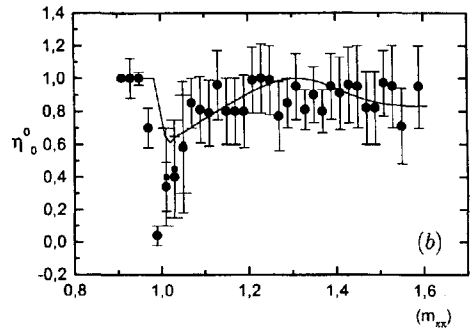
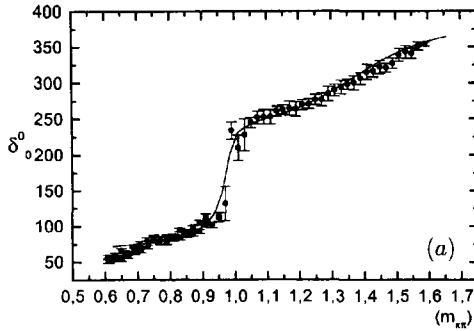


Рис.1. Результат подгонки для параметров: $m_{f_0} = 0.950$ ГэВ, $m_\sigma = 1.38$ ГэВ, $g_{f_0 K+K^-}^2/4\pi = 2.25$ ГэВ², $g_{\sigma\pi\pi}^2/4\pi = 1.8$ ГэВ², $C = -0.34$, $R = 3.5$ и $\theta = 43^\circ$: а) фаза δ_0^0 , б) неупругость η_0^0 , в) спектр масс в реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma\pi\pi$

Проводя совместную подгонку данных по $\pi\pi$ -рассеянию и спектра масс в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma(f_0 + \sigma) \rightarrow \gamma\pi\pi$, см. рис.1, мы нашли, что для спектра масс в реакции

$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma\pi\pi$ наилучший $\chi^2 = 6.2$, при этом параметры f_0 -мезона

$$\begin{aligned} m_{f_0} &= 950 \text{ МэВ}, & g_{f_0 K^+ K^-}^2 / 4\pi &= 2.25 \text{ ГэВ}^2, \\ R &= g_{f_0 K^+ K^-}^2 / g_{f_0 \pi^+ \pi^-}^2 = 3.5, \end{aligned} \quad (8)$$

эффективная ширина f_0 -мезона $\Gamma_{eff} \simeq 80$ МэВ. Относительная вероятность распада $BR(\phi \rightarrow \gamma(f_0 + \sigma) \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0) = 1.03$ в интервале $\omega < 200$ МэВ. Положение полюса в пропагаторе, для параметров (8), $m_{f_0}^p = 0.998 - i0.14$ ГэВ. Отметим, что нам не удалось добиться удовлетворительного совместного описания данных при массах $m_{f_0} > 960$ МэВ. Для $m_{f_0} = 960$ МэВ (при этом $R = 4.0$, остальные параметры те же самые) мы получили $\chi^2 = 8.6$. Общее количество параметров в нашей модели 7, при этом мы производим подгонку трех характеристик – фазы и неупругости $\pi\pi$ -рассеяния и спектр масс в реакции $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow \gamma\pi\pi$ (общее количество точек 110). Величина χ^2 приводится только для $\pi\pi$ -спектра в реакции $\phi \rightarrow \gamma\pi\pi$. Таким образом, наш анализ дает практически те же самые параметры, что и (4).

Кроме того, чтобы выяснить вопрос, согласуются ли данные, полученные из нашей подгонки с другими экспериментами, мы проанализировали спектр масс в районе f_0 -мезона в распаде $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ [11]. В этом распаде спектр масс определяется выражением [8]

$$\frac{dN_{\pi\pi}}{dm} = C \frac{m^2 \Gamma_{f_0\pi\pi}(m)}{|D_{f_0}(m)|^2} \left| \frac{D_\sigma(m) + (1 + \xi)\Pi_{f_0\sigma}(m) + \xi(g_{\sigma\pi\pi}/g_{f_0\pi\pi})D_{f_0}(m)}{D_\sigma(m) - \Pi_{f_0\sigma}^2/D_{f_0}(m)} \right|^2 \quad (9)$$

и содержит всего два неизвестных параметра: ξ – относительный вес прямого рождения σ -мезона, C – общий нормировочный коэффициент. Проведя подгонку по этим параметрам, мы нашли, что спектр масс удовлетворительно описывается параметрами, найденными из предыдущей подгонки, (рис.2). Для набора параметров, соответствующих массе $m_{f_0} = 950$ МэВ, мы получили $\chi^2 = 19.7$ (число точек 23), при этом $\xi = 0.1$ и $C = 9.0$. Для набора параметров, соответствующих массе $m_{f_0} = 960$ МэВ, величина $\chi^2 = 27.3$.

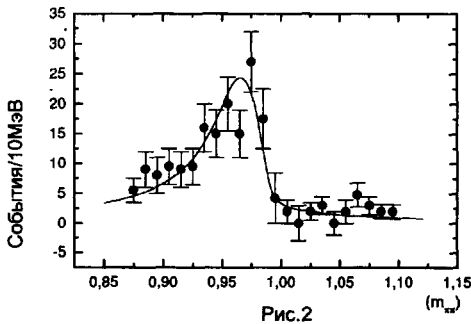


Рис.2. Спектр масс в реакции $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$. $C = 9.0$, $\xi = 0.1$, остальные параметры те же, что и на рис.1

Таким образом, данные по распаду $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ поддерживают значение $m_{f_0} = 950$ МэВ. Отметим, что данные по распаду $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ не описываются уединенным f_0 -мезоном с массой $m_{f_0} = 980$ МэВ, но описываются f_0 -резонансом с массой $m_{f_0} = 950$ МэВ.

Аналогично мы провели анализ $\pi\pi$ -спектра в реакции $K^-p \rightarrow \pi^+\pi^-(\Lambda, \Sigma)$ [12]. Спектр масс в этой реакции также определяется выражением (9). Данные по реакции

$K^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Lambda\Sigma)$ более бедные, чем данные по распаду $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$, и поэтому не чувствительны к массе f_0 -мезона. Так, например, одну и ту же величину $\chi^2 = 29$ мы получили как для набора параметров, соответствующих $m_{f_0} = 950$ МэВ, так и для $m_{f_0} = 985$ МэВ. Отметим, что и для уединенного f_0 -резонанса данные по реакции $K^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Lambda\Sigma)$ тоже не чувствительны к массе f_0 -мезона.

Таким образом, спектр $\pi\pi$ -мезонов, полученный в ϕ -распаде, $\phi \rightarrow \gamma \pi^0 \pi^0$, хорошо согласуется с другими экспериментами, а величина относительной вероятности распада поддерживает гипотезу о четырехкварковой природе f_0 -мезона.

-
1. Н.Н.Ачасов, С.А.Девянин, Г.Н.Шестаков, УФН **142** 361 (1984). Н.Н.Ачасов, Г.Н.Шестаков, УФН. **161**, No 6, 53 (1991).
 2. R.L.Jaffe, Phys. Rev. D**15**, 267, 281 (1977).
 3. J.Weinstein and N.Isgur, Phys. Rev. D**27**, 588 (1983).
 4. N.A.Tornqvist, Phys. Rev. Lett. **49**, 624 (1982).
 5. N.N.Achasov and V.N.Ivanchenko, Nucl. Phys. B**315**, 465 (1989).
 6. F.E.Close, N.Isgur, and S.Kumano, Nucl. Phys. B**389**, 513 (1993).
 7. N.N.Achasov, V.V.Gubin, and V.I.Shevchenko, Phys. Rev. D**56**, 203 (1997).
 8. N.N.Achasov and V.V.Gubin, Phys. Rev. D**56**, 4084 (1997).
 9. N.N.Achasov et al., preprint Budker INP 97-78, (1997); hep-ex/9710017.
 10. Particle Data Group, Phys. Rev. D**54**, (1996).
 11. A.Falvard et al., Phys. Rev. D**38**, 2706 (1988).
 12. G.W.Brandenburg et al., Nucl. Phys B**104**, 413 (1976).