

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

О природе скалярных $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов

Н.Н. Ачасов

Обсуждаются все необычные свойства скалярных $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов в четырехкварковой, двухкварковой и молекулярной моделях. Приводятся доводы в пользу четырехкварковой природы $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов. Обсуждаются дополнительные исследования, необходимые для решения этой проблемы.

PACS numbers: 12.39.-x, 12.39.Mk, 14.40.Cs

В августе 1997 г. на конференции АДРОН-97, проходившей в Брукхэвенской национальной лаборатории, были представлены результаты, полученные на сферическом нейтральном детекторе (СНД), работающем на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-2М в Новосибирске — обнародовано открытие электрических дипольных переходов $\phi \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0$ и $\phi \rightarrow \gamma\pi^0\eta$ в области сравнительно мягких (по меркам сильных взаимодействий) гамма-квантов с энергией $\omega < 200$ МэВ, т.е. в области скалярных $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов $m_{\pi^0\pi^0} > 800$ МэВ и $m_{\pi^0\eta} > 800$ МэВ ($\phi \rightarrow \gamma f_0(980) \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0$ и $\phi \rightarrow \gamma a_0(980) \rightarrow \gamma\pi^0\eta$). Предварительные данные [1, 2] выглядят следующим образом:

$$B(\phi \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0; m_{\pi^0\pi^0} > 800 \text{ МэВ}) = (1,1 \pm 0,2) \times 10^{-4}, \quad (1)$$

$$B(\phi \rightarrow \gamma\pi^0\eta; m_{\pi^0\eta} > 800 \text{ МэВ}) = (1,3 \pm 0,5) \times 10^{-4}. \quad (2)$$

Для этой области энергий гамма-квантов относительные интенсивности распадов (1) и (2) велики и могут быть поняты, по-видимому, только, если рождаются резонансы четырехкварковой природы [3, 4].

Покажем, что значения (1) и (2) действительно велики. Пусть у нас есть структурное излучение, без резонанса в конечном состоянии, с нормированным на относительную вероятность распада спектром:

$$\frac{dB(\phi \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0(\eta))}{d\omega} \sim \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{m_\phi^4} \omega^3.$$

(Напомним, что закон ω^3 возникает вследствие калибровочной инвариантности. Действительно, амплитуда рас-

Н.Н. Ачасов. Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН, 630090 Новосибирск-90, просп. акад. Коптюга 4, Россия
Тел. (3832) 33-24-87. Факс (3832) 33-25-98
E-mail: achasov@math.nsc.ru

Статья поступила 13 марта 1998 г.

пада пропорциональна электромагнитному полю $F_{\mu\nu}$ (в нашем случае электрическому полю), а это значит, что в области мягких фотонов амплитуда пропорциональна энергии фотона ω .) Тогда для $\omega_0 = 200$ МэВ относительная вероятность распада равна

$$B(\phi \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0(\eta)) \sim \frac{1}{4} \frac{\alpha}{\pi} \frac{\omega_0^4}{m_\phi^4} \simeq 10^{-6}.$$

Понять, почему (2) свидетельствует в пользу четырехкварковой модели, особенно легко. Действительно, физон является изоскалярным, практически чистым $s\bar{s}$ -состоянием, которое распадается в изовекторное адронное состояние $\pi^0\eta$ и изовекторный фотон. Изовекторный фотон происходит из ρ -мезона, $\phi \rightarrow \rho a_0(980) \rightarrow \gamma\pi^0\eta$, структура которого в этой области энергий хорошо известна:

$$\rho \approx \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

Структура состояния (предположительно $a_0(980)$ -мезона), из которого образуется $\pi^0\eta$ -система, вообще говоря, имеет вид

$$X = a_0(980) = \frac{c_1(u\bar{u} - d\bar{d})}{\sqrt{2}} + \frac{c_2 s\bar{s}(u\bar{u} - d\bar{d})}{\sqrt{2}} + \dots \quad (4)$$

Если предположить, что в $a_0(980)$ -мезоне доминирует первый член, как в ρ -мезоне, то в промежуточном состоянии нет странных夸克ов. Таким образом, мы имели бы подавленный по правилу Окубо–Цвейга–Изуки (Okubo–Zweig–Iizuki — OZI) распад с фактором подавления порядка 100 в вероятности распада, что приводит к $B(\phi \rightarrow \gamma a_0(980) \rightarrow \gamma\pi^0\eta) \sim 10^{-6}$ за счет реальной части амплитуды [5]. Мнимая часть амплитуды, обусловленная промежуточными K^+K^- -состояниями ($\phi \rightarrow \gamma K^+K^- \rightarrow \gamma a_0(980) \rightarrow \gamma\pi^0\eta$), нарушает правило OZI и увеличивает интенсивность распада [3, 4] до 10^{-5} .

Стало быть, в случае подтверждения результата (2), нам остается принять, что в структуре $a_0(980)$ -мезона при рассматриваемых энергиях доминирует четырех-

кварковое состояние с символической структурой $s\bar{s}(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$.

Отметим, что J/ψ -распады поддерживают эту гипотезу. Действительно, как показано в [6],

$$B(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\rho) = (109 \pm 22) \times 10^{-4}, \quad (5)$$

в то же время [7]

$$B(J/\psi \rightarrow a_0(980)\rho) < 4,4 \times 10^{-4}. \quad (6)$$

Подавление

$$\frac{B(J/\psi \rightarrow a_0(980)\rho)}{B(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\rho)} < 0,04 \pm 0,008 \quad (7)$$

кажется странным, если считать, что состояния $a_2(1320)$ и $a_0(980)$ являются тензорными и скалярными двухкварковыми состояниями одного Р-волнового мультиплета с кварковой структурой

$$a_0^0 = \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}, \quad a_0^+ = u\bar{d}, \quad a_0^- = d\bar{u}. \quad (8)$$

В то же время четырехкварковая природа $a_0(980)$ -мезона с символической кварковой структурой

$$a_0^0 = \frac{s\bar{s}(u\bar{u} - d\bar{d})}{\sqrt{2}}, \quad a_0^+ = s\bar{s}u\bar{d}, \quad a_0^- = s\bar{s}d\bar{u} \quad (9)$$

не противоречит подавлению (7).

Напомним также, что в [8] было предсказано, что, если $a_0(980)$ -мезон является четырехкварковым состоянием из легчайшего нонета МИТ-мешка [9], то интенсивность его рождения в $\gamma\gamma$ -столкновениях должна быть подавлена на порядок величины по сравнению с тем, как если бы $a_0(980)$ -мезон был двухкварковым Р-волновым состоянием. В четырехкварковой модели [8] была получена оценка

$$\Gamma(a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma) \sim 0,27 \text{ кэВ}, \quad (10)$$

которую подтвердил эксперимент [10, 11]:

$$\begin{aligned} \text{Grystal Ball} - \Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{(0,19 \pm 0,07^{+0,1}_{-0,07})}{B(a_0 \rightarrow \pi\eta)} \text{ кэВ}, \\ \text{JADE} - \Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{(0,28 \pm 0,04 \pm 0,1)}{B(a_0 \rightarrow \pi\eta)} \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (11)$$

В двухкварковой модели (8) ожидалось [12, 13]

$$\begin{aligned} \Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma) &= (1,5 - 5,9)\Gamma(a_2 \rightarrow \gamma\gamma) = \\ &= (1,5 - 5,9)(1,04 \pm 0,09) \text{ кэВ}. \end{aligned} \quad (12)$$

Разброс в предсказаниях связан с различными возможными предположениями о виде потенциала.

Что касается $\phi \rightarrow \gamma f_0(980) \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0$ распада, то здесь требуются более сложные рассуждения.

Структура изоскалярного состояния, предположительно $f_0(980)$ -мезона, из которого образуется $\pi^0\pi^0$ -система, вообще говоря, имеет вид

$$\begin{aligned} Y = f_0(980) &= \tilde{c}_0 gg + \frac{\tilde{c}_1(u\bar{u} + d\bar{d})}{\sqrt{2}} + \tilde{c}_2 s\bar{s} + \\ &+ \frac{\tilde{c}_3 s\bar{s}(u\bar{u} + d\bar{d})}{\sqrt{2}} + \dots \end{aligned} \quad (13)$$

Обсудим сначала возможность описывать $f_0(980)$ -мезон как кварк–антикварковое состояние.

Предположение, что $f_0(980)$ -мезон является низшим двухкварковым Р-волновым скалярным состоянием с кварковой структурой

$$f_0 = \frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \quad (14)$$

(к которому подталкивает вырождение по массе $f_0(980)$ -и $a_0(980)$ -состояний вместе с легкомысленным предположением (8)), противоречит (1) в силу правила OZI аналогично тому, как предположение (8) противоречит (2) (см. изложенные выше доводы).

Кроме того, это предположение противоречит целому ряду других фактов:

во-первых, сильной связи с $K\bar{K}$ -каналом [4, 14],

$$1 < R = \left| \frac{g_{f_0 K^+ K^-}}{g_{f_0 \pi^+ \pi^-}} \right|^2 \lesssim 8, \quad (15)$$

так как из (14) следует $|g_{f_0 K^+ K^-}/g_{f_0 \pi^+ \pi^-}|^2 = \lambda/4 \simeq 1/8$, где λ характеризует подавление странного моря;

во-вторых, слабой связи с глюонами [15],

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(980) \rightarrow \gamma\pi\pi) < 1,4 \times 10^{-5}, \quad (16)$$

против ожидаемой [16, 17] для (14)

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(980)) \gtrsim \frac{B(J/\psi \rightarrow \gamma f_2(1270))}{4} \simeq 3,4 \times 10^{-4}; \quad (17)$$

в-третьих, слабой связи с фотонами [18, 19],

$$\text{Crystal Ball} - \Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) = (0,31 \pm 0,14 \pm 0,09) \text{ кэВ},$$

$$\text{MARK II} - \Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) = (0,24 \pm 0,06 \pm 0,15) \text{ кэВ}, \quad (18)$$

против ожидаемой [12, 13] для (14)

$$\begin{aligned} \Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) &= (1,7 - 5,5)\Gamma(f_2 \rightarrow \gamma\gamma) = \\ &= (1,7 - 5,5)(2,8 \pm 0,4) \text{ кэВ}; \end{aligned} \quad (19)$$

и, наконец, распадам $J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega$, $J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi$, $J/\psi \rightarrow f_2(1270)\omega$ и $J/\psi \rightarrow f'_2(1525)\phi$ [6],

$$B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega) = (1,4 \pm 0,5) \times 10^{-4}, \quad (20)$$

$$B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi) = (3,2 \pm 0,9) \times 10^{-4}, \quad (21)$$

$$B(J/\psi \rightarrow f_2(1270)\omega) = (4,3 \pm 0,6) \times 10^{-3}, \quad (22)$$

$$B(J/\psi \rightarrow f'_2(1525)\phi) = (8 \pm 4) \times 10^{-4}. \quad (23)$$

Подавление

$$\frac{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega)}{B(J/\psi \rightarrow f_2(1270)\omega)} = 0,033 \pm 0,013 \quad (24)$$

выглядит таким же странным в рассматриваемой модели, как и подавление (7) в модели (8).

Существование же распада $J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi$, более интенсивного, чем распад $J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega$ (ср. (20) и

(21)), полностью закрывает модель (14), так как в обсуждаемом случае распад $J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi$ должен быть подавлен по сравнению с распадом $J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega$ согласно правилу OZI.

Таким образом, можно считать доказанным, что кварковая структура (14) для $f_0(980)$ -мезона исключена.

Может ли $f_0(980)$ -мезон быть состоянием, близким к $s\bar{s}$?

Если не вводить глюонную компоненту, то это невозможно. Действительно, для скалярного $s\bar{s}$ -состояния из первого P-волнового мультиплета ожидается [16, 17]

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(980)) \gtrsim \frac{B(J/\psi \rightarrow \gamma f'_2(1525))}{4} \simeq 1,6 \times 10^{-4} \quad (25)$$

против установленной экспериментально верхней границы (16), которая фактически требует, чтобы $f_0(980)$ -мезон был 8-й компонентой низшего P-волнового скалярного $SU_f(3)$ -октета:

$$f_0(980) = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}. \quad (26)$$

Такая структура дает

$$\begin{aligned} \Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{3}{25}(1,7 - 5,5)\Gamma(f_2 \rightarrow \gamma\gamma) = \\ &= (0,57 - 1,9)(1 \pm 0,14) \text{ кэВ}, \end{aligned} \quad (27)$$

что плохо согласуется с (18).

Кроме того, она предсказывает

$$B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi) = (2\lambda \approx 1) \times B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega), \quad (28)$$

что в пределах 2-х стандартных отклонений противоречит эксперименту (ср. (20) и (21)).

Октетная природа (26) противоречит сильной связи $f_0(980)$ -мезона с $K\bar{K}$ -каналом (15), так как предсказывает

$$R = \left| \frac{g_{f_0 K^+ K^-}}{g_{f_0 \pi^+ \pi^-}} \right|^2 = \frac{(\sqrt{\lambda} - 2)^2}{4} \simeq 0,4. \quad (29)$$

Кроме того, вырождение по массе $m_{f_0} \simeq m_{a_0}$ при этом носит случайный характер, если считать a_0 -мезон четырех夸ковым состоянием, или противоречит легкомысленному предположению (8).

Введение глюонной компоненты, gg , в структуру $f_0(980)$ -мезона позволяет легко решить проблему слабой связи с глюонами (16). Действительно, так как [17]

$$\begin{aligned} B(R[q\bar{q}] \rightarrow gg) &\simeq O(\alpha_s^2) \simeq 0,1 - 0,2, \\ B(R[gg] \rightarrow gg) &\simeq O(1), \end{aligned} \quad (30)$$

то незначительная ($\sin^2 \alpha \leq 0,08$) примесь глюония,

$$\begin{aligned} f_0 &= gg \sin \alpha + \left[\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \sin \beta + s\bar{s} \cos \beta \right] \cos \alpha, \\ \tan \alpha &= -O(\alpha_s)(\sqrt{2} \sin \beta + \cos \beta), \end{aligned} \quad (31)$$

позволяет удовлетворить неравенствам (15), (16) и получить слабую связь с фотонами,

$$B(f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma) < 0,22 \text{ кэВ} \quad (32)$$

при

$$-0,22 > \tan \beta > -0,52. \quad (33)$$

Таким образом, $\cos^2 \beta > 0,8$ и $f_0(980)$ -мезон близок к $s\bar{s}$ -состоянию, как, например, предполагается в [20].

При этом предсказывается

$$0,1 < \frac{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega)}{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi)} = \frac{1}{\lambda} \tan^2 \beta < 0,54 \quad (34)$$

против экспериментального значения

$$\frac{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega)}{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi)} = 0,44 \pm 0,2, \quad (35)$$

уточнение которого могло бы стать эффективным средством отбраковки обсуждаемой модели.

Если предполагать, что $a_0(980)$ -мезон является двух夸ковым состоянием (8), то такой сценарий встречается со следующими трудностями:

во-первых, не представляется возможным объяснить вырождение масс $m_{f_0} = m_{a_0}$;

во-вторых, в нем удается получить только [3, 4]

$$\begin{aligned} B(\phi \rightarrow \gamma f_0 \rightarrow \gamma\pi^0\pi^0) &\simeq 1,7 \times 10^{-5}, \\ B(\phi \rightarrow \gamma a_0 \rightarrow \gamma\pi^0\eta^0) &\simeq 10^{-5}; \end{aligned} \quad (36)$$

в-третьих, в нем предсказывается

$$\Gamma(f_0 \rightarrow \gamma\gamma) < 0,13 \Gamma(a_0 \rightarrow \gamma\gamma), \quad (37)$$

что в пределах 2-х стандартных отклонений противоречит эксперименту (ср. (11) и (18));

в-четвертых, в этом сценарии предсказывается также

$$B(J/\psi \rightarrow a_0(980)\rho) = \left(\frac{3}{\lambda} \approx 6 \right) \times B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi), \quad (38)$$

в пределах 2-х стандартных отклонений противоречит эксперименту (ср. (6) и (21)).

Отметим, что в обсуждаемом случае модельно независимое (независимое от λ) предсказание

$$\frac{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi)}{B(J/\psi \rightarrow f'_2(1525)\phi)} = \frac{B(J/\psi \rightarrow a_0(980)\rho)}{B(J/\psi \rightarrow a_2(1320)\rho)} \quad (39)$$

исключается центральным значением в

$$\frac{B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi)}{B(J/\psi \rightarrow f'_2(1525)\phi)} = 0,4 \pm 0,23, \quad (40)$$

полученным из (21) и (23) (ср. с (7)). Ошибка, однако, очень велика. Увеличение точности в измерении (40) хотя бы в два раза могло бы сыграть решающую роль в судьбе обсуждаемого сценария.

Перспектива рассматривать $f_0(980)$ -мезон как состояние, близкое к $s\bar{s}$ (31), а $a_0(980)$ -мезон как четырех夸ково-

вое состояние (9) со случайным вырождением масс, нам представляется довольно мрачной, тем более, что четырехкварковая модель с символической структурой

$$f_0 = \frac{s\bar{s}(u\bar{u} + d\bar{d}) \cos \theta}{\sqrt{2}} + u\bar{u} d\bar{d} \sin \theta, \quad (41)$$

основанная на модели МИТ-мешка [9], разумно объясняет все необычные свойства $f_0(980)$ -мезона [14, 21].

Действительно, при $1/16 < \tan^2 \theta < 1/2$ решается проблема сильной связи (15) [14]. При $\tan^2 \theta < 1/3$ нет проблемы с вырождением по массе a_0 - и f_0 -мезонов. Слабая связь с фотонами (18) была предсказана в [8]:

$$\Gamma(f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma) \sim 0,27 \text{ кэВ}. \quad (42)$$

Следует, однако, пояснить, как решается вопрос о слабой связи с глюонами (16). Напомним, что в МИТ-модели $f_0(980)$ -мезон как бы состоит из пар белых псевдоскалярных и векторных двухкварковых мезонов и из пар цветных псевдоскалярных и векторных двухкварковых мезонов (см. [8, 9, 14]), в том числе, из пары цветных векторных синглетов по ароматам. Именно эта пара переходит в два глюона в низшем по α_s порядке.

Ширину распада $f_0(980)$ -мезона на два глюона, $f_0(980) \rightarrow gg$, можно рассчитать аналогично распаду четырехкваркового состояния на два фотона [8]. При этом

$$\Gamma(f_0 \rightarrow gg) = 0,03 \left(\frac{4\pi\alpha_s}{f_V^2} \right)^2 \frac{g_0^2}{16\pi m_{f_0}} (1 + \tan \theta)^2 \cos^2 \theta, \quad (43)$$

где $g_0^2/4\pi \sim 10-20$ ГэВ — суперразрешенная по OZI константа связи; 0,03 — доля пары цветных векторных двухкварковых синглетов по ароматам в волновой функции $f_0(980)$ -мезона, которая переходит в два безмассовых глюона; $4\pi\alpha_s/f_V^2$ — вероятность перехода цветного векторного двухкваркового синглета по ароматам в глюон, $V \leftrightarrow g$. Так как пространственная волновая функция цветного векторного двухкваркового синглета по ароматам такая же, как у ρ -мезона, то $f_V^2/4\pi = f_\rho^2/8\pi \approx 1$. Таким образом, предсказывается

$$\Gamma(f_0 \rightarrow gg) = 15\alpha_s^2 (1 + \tan \theta)^2 \cos^2 \theta \text{ МэВ}. \quad (44)$$

При $-1/\sqrt{2} < \tan \theta < -1/4$ получаем ширину, в худшем случае, на порядок меньшую по сравнению с двухкварковым скалярным мезоном [17], что не противоречит (16).

Если использовать только планарные диаграммы, то в четырехкварковой модели можно получить

$$\begin{aligned} B(J/\psi \rightarrow a_0^0(980)\rho) &\approx B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\omega) \approx \\ &\approx 0,5B(J/\psi \rightarrow f_0(980)\phi), \end{aligned} \quad (45)$$

что не противоречит эксперименту (см. (6), (20) и (21)).

Напомним, что в модели МИТ-мешка [9] практически все четырехкварковые состояния очень широкие, так как они распадаются по суперразрешенным по правилу OZI каналам. Поэтому их невозможно выделить из сплошного спектра. И только в тех случаях, когда эти состояния расположены на пороге или под порогом их суперразрешенных по OZI распадов, они проявляются как узкие резонансы. Такими "следами" МИТ-мешка, возможно, являются $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезоны, а также резонансно-

интерференционные явления, открытые на пороге реакций $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ и $\gamma\gamma \rightarrow \rho^+\rho^-$ (см. [21]) и предсказанные в [8].

До сих пор мы ни слова не сказали о довольно красивой молекулярной модели, в которой $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезоны являются связанными состояниями $K\bar{K}$ -системы [22]. Эта модель объясняет вырождение состояний по массам и их сильную связь с $K\bar{K}$ -каналом. Как и в четырехкварковой, в молекулярной модели нет проблем с подавлениями (7) и (24). Отметим, что соотношения (45) имеют место и в модели $K\bar{K}$ -молекул.

Однако ее предсказания для двухфотонной ширины, [13]

$$\Gamma(a_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma) = \Gamma(f_0(K\bar{K}) \rightarrow \gamma\gamma) \approx 0,6 \text{ кэВ}, \quad (46)$$

в пределах 2-х стандартных отклонений противоречат экспериментальным данным (11) и (18). Кроме того, ширины $K\bar{K}$ -молекул должны быть меньше (строго говоря, много меньше) энергии связи $\epsilon \approx 20$ МэВ. Современные же данные [6] противоречат этому, $\Gamma_{a_0} \sim 50-100$ МэВ и $\Gamma_{f_0} \sim 40-100$ МэВ. Модель $K\bar{K}$ -молекул предсказывает также [4], что

$$B(\phi \rightarrow \gamma f_0) \approx B(\phi \rightarrow \gamma a_0) \sim 10^{-5}$$

в противоречии с (1) и (2).

Эксперименты по рождению $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов в реакциях $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \eta n$ [23] и $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ [24] в широкой области квадрата переданного четырехимпульса, $0 < -t < 1$ ГэВ², показывают, что эти состояния являются компактными, например, как двухкварковые ρ - и другие мезоны, а не как рыхлые молекулы с форм-факторами, обусловленными волновыми функциями. Нам кажется, что эти эксперименты не оставляют никаких шансов модели $K\bar{K}$ -молекул. Что касается четырехкварковых состояний, то они являются такими же компактными, как двухкварковые.

Наконец, нужно ответить на традиционный вопрос. Если $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезоны являются четырехкварковыми состояниями, то куда исчезли скалярные двухкварковые состояния из низшего Р-волнового мультиплета с кварковой структурой (8) и (14)? Нам кажется, что здесь нет никакой трагедии. В настоящее время хорошо установлены все (кроме скалярных) состояния из низшего Р-волнового мультиплета с такой кварковой структурой

$$\begin{aligned} b_1(1235), \quad I^G(J^{PC}) &= 1^+(1^{+-}), \quad \Gamma_{b_1} \simeq 142 \text{ МэВ}, \\ h_1(1170), \quad I^G(J^{PC}) &= 0^-(1^{+-}), \quad \Gamma_{h_1} \simeq 360 \text{ МэВ}, \\ a_1(1260), \quad I^G(J^{PC}) &= 1^-(1^{++}), \quad \Gamma_{a_1} \simeq 400 \text{ МэВ}, \\ f_1(1285), \quad I^G(J^{PC}) &= 0^+(1^{++}), \quad \Gamma_{f_1} \simeq 25 \text{ МэВ}, \\ a_2(1320), \quad I^G(J^{PC}) &= 1^-(2^{++}), \quad \Gamma_{a_2} \simeq 107 \text{ МэВ}, \\ f_2(1270), \quad I^G(J^{PC}) &= 0^+(2^{++}), \quad \Gamma_{f_2} \simeq 185 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (47)$$

Видно, что силы, ответственные за расщепление масс в Р-волновом мультиплете либо подавлены, либо компенсируют друг друга. Поэтому мы вправе ожидать существование $a_0(\approx 1300)$ - и $f_0(\approx 1300)$ -состояний.

И, действительно, в полном списке мезонов [6] есть состояние $a_0(1450)$, $I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{++})$, $\Gamma_{a_0} \simeq 270$ МэВ. Интересно отметить, что в нескольких эксперименталь-

ных докладах на конференции АДРОН-97 приводилась масса этого состояния, равная 1300 МэВ.

Кроме того, в итоговом списке мезонов [6] уже несколько десятилетий прописано состояние $f_0(1370)$ (бывшее $f_0(1300)$, бывшее $\epsilon(1300-1400)$), $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++})$, $\Gamma_{f_0} \simeq 300-500$ МэВ.

Кажется бесспорным, что $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезоны являются чужими в компании (47).

Отметим также самую последнюю новость. Коллаборация OPAL получила для полных инклузивных выходов $f_2(1270)$ - и $f_0(980)$ -мезонов при адронных распадах Z -бозона величины $0,155 \pm 0,011 \pm 0,018$ и $0,141 \pm 0,007 \pm 0,011$ соответственно [25]. Если бы осуществлялась гипотеза (14), то из простых статистических соображений следовало бы ожидать для выходов $f_2(1270)$ - и $f_0(980)$ -мезонов отношение 5:1. В случае же гипотезы (31) для этих выходов следовало бы ожидать отношение $5 : (\sin^2 \beta + \lambda_2^2 \cos^2 \beta = 0,25-0,35)$. Таким образом, результаты коллаборации OPAL являются очень серьезным аргументом против двухкварковой природы $f_0(980)$ -мезона. Было бы интересно исследовать также инклузивное рождение $a_2(1320)$ - и $a_0(980)$ -мезонов в распадах Z -бозонов.

В заключение подчеркнем еще раз, что исследование распадов $\phi \rightarrow \gamma f_0(980)$, $\gamma a_0(980)$; $J/\psi \rightarrow a_0(980)\rho$, $f_0(980)\omega$, $f_0(980)\phi$, $a_2(1320)\rho$, $f_2(1270)\omega$, $f'_2(1525)\phi$ и $a_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$, $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ позволит решить вопрос о природе $a_0(980)$ - и $f_0(980)$ -мезонов, во всяком случае, закрыть все разобранные выше сценарии.

Эта работа частично поддержана грантом INTAS-94-3986.

Список литературы

1. Serednyakov S I, Plenary talk at HADRON 97 (to be published); Achasov M N et al., Preprint BINP 97-78, hep-ex/9710017
2. Ivanchenko V N, Parallel talk at HADRON 97 (to be published); Achasov M N et al., hep-ex/9711023
3. Achasov N N, Ivanchenko V N *Nucl. Phys. B* **315** 465 (1989)
4. Achasov N N, Gubin V V *Phys. Rev. D* **56** 4084 (1997)
5. Achasov N N, in *The Second DAΦNE Physics Handbook Vol. I* (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Italy: LNF, Frascati, 1995) p. 671
6. Particle Data Group: *Phys. Rev. D* **54** 1 (1996)
7. Köpke L, Wermes N *Phys. Rep.* **174** 67 (1989)
8. Achasov N N, Devyanin S A, Shestakov G N *Phys. Lett. B* **108** 134 (1982); *Z. Phys. C* **16** 55 (1982)
9. Jaffe R L *Phys. Rev. D* **15** 267, 281 (1977)
10. Antreasyan D et al. *Phys. Rev. D* **33** 1847 (1986)
11. Oest T et al. *Z. Phys. C* **47** 343 (1990)
12. Budnev V M, Kaloshin A E *Phys. Lett. B* **86** 351 (1979)
13. Barnes T *Phys. Lett. B* **165** 434 (1985)
14. Аchasov Н Н, Devyanin С А, Shestakov Г Н УФН **142** 361 (1984); *Z. Phys. C* **22** 53 (1984); *ЯФ* **32** 1098 (1980)
15. Eigen G *Proc. of the XXIV Int. Conf. on High Energy Phys., Munich, August 4-10, 1988* (Eds R Kotthaus, J H Kühn) Session 4 (Berlin: Springer-Verlag, 1988) p. 590
16. Billoire A et al. *Phys. Lett. B* **80** 381 (1979)
17. Cakir M B, Farrar G R *Phys. Rev. D* **50** 3268 (1994); Close F E, Farrar G R, Li Z *Phys. Rev. D* **55** 5749 (1997); hep-ph/9610280, Preprint RAL-96-052, RU-96-35
18. Marsiske H et al. *Phys. Rev. D* **41** 3324 (1990)
19. Gidal G *Proc. of the BNL Workshop on Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons* (New York: Upton, 1988) p. 171
20. Törnqvist N A *Phys. Rev. Lett.* **49** 624 (1982); *Z. Phys. C* **68** 647 (1995)
21. Аchasov Н Н, Shestakov Г Н УФН **161** (6) 53 (1991); *Z. Phys. C* **41** 309 (1988)
22. Weinstein J, Isgur N *Phys. Rev. Lett.* **48** 659 (1982); *Phys. Rev. D* **27** 588 (1983); *Phys. Rev. D* **41** 2236 (1990)
23. Dzierba A R, in *Proc. of the Second Workshop on Phys. and Detectors for DAΦNE'95* (Eds R Baldini et al.) (Frascati, 1995); *Frascati Phys. Ser.* **4** 99 (1996); Sadovsky S A, Parallel talk at HADRON 97 (to be published); Alde D et al., hep-ex/9712009
24. Прокошкин Ю Д, Кондашов А А, Садовский С А *ДАН* **342** 473 (1995); Alde D et al. *Z. Phys. C* **66** 375 (1995)
25. OPAL Coll.: Ackerstaff K et al. *Eur. Phys. J. C* **4** 19 (1998); hep-ex/9802013; Preprint CERN-EP-98-010

On the nature of the $a_0(980)$ and $f_0(980)$ scalar mesons

N.N. Achasov

*Laboratory of Theoretical Physics, S.L. Sobolev Institute for Mathematics, SB Russian Academy of Sciences
prosp. Akademika Koptyuga 4, 630090 Novosibirsk-90, Russia
Tel. (7-3832) 33-24 87
Fax (7-3832) 33-25 98
E-mail: achasov@math.nsc.ru*

The unusual properties of the $a_0(980)$ and $f_0(980)$ scalar mesons are critically discussed in terms of the four-quark, two-quark, and molecular models. Arguments in favor of the four-quark model are given. Further studies needed to resolve the problem are discussed.

PACS numbers: 12.39.-x, 12.39.Mk, 14.40.Cs

Bibliography — 25 references

Received 13 March 1998