

**П И С Ь М А**  
**В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ**  
**И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 9  
 10 НОЯБРЯ, 1995

*Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом  
 фундаментальных исследований по проекту № 95-02-91030*

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.9, стр.673 - 678

© 1995г. 10 ноября

**ЗАМЕЧАНИЕ О СКАЛЯРНЫХ  $f_0(1370)$  И  $f_0(1520)$  РЕЗОНАНСАХ,  
 НАЙДЕННЫХ В РЕАКЦИЯХ  $\bar{N}N$ -АННИГИЛЯЦИИ В ПОКОЕ**

*Н.Н.Ачасов<sup>1)</sup>, Г.Н.Шестаков*

*Лаборатория теоретической физики,  
 Институт математики им.С.Л.Соболева СО РАН  
 630090 Новосибирск 90, Россия*

Поступила в редакцию 14 августа 1995 г.

Показано, что: 1) для описания  $(4\pi)^0$  спектров масс в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow (4\pi)^0\pi$  с учетом зависимости полной ширины  $f_0$  резонанса от энергии его масса не может быть равна 1370 МэВ, а должна лежать выше 1500 МэВ, 2) эти спектры оказываются слабо чувствительными к большим значениям массы  $f_0$  резонанса, 3) они также вполне допускают нерезонансную интерпретацию. Обращается внимание на возможную связь тяжелого  $f_0$  резонанса, доминирующего в  $(4\pi)^0$ -канале, с состоянием  $f_0(1520)$ , которое наблюдается в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow 3\pi$  и  $\bar{N}N \rightarrow 2\eta\pi$ . Полученные результаты указывают на необходимость пересмотра существующих обработок данных по реакциям  $\bar{N}N \rightarrow (4\pi)^0\pi$ .

В последние годы в реакциях нуклон-антинуклонной аннигиляции в покое  $\bar{N}N \rightarrow 3\pi, 5\pi, \eta\eta\pi, \eta\pi\pi, \eta\eta'\pi$  в двухчастичных и четырехчастичных спектрах масс были обнаружены и исследованы новые резонансные структуры, не наблюдавшиеся пока в других реакциях [1-14]. История некоторых из них оказалась весьма драматичной [8-13]. Например, первоначальные резонансы  $A_X(1565, I^G J^P = 0^+ 2^+) \rightarrow \pi\pi$  [1,2] и  $\zeta(1480, I^G J^P = 0^+ 2^+) \rightarrow \rho\rho$  [4] из тензорных постепенно превратились в скалярные [8-13]. На сегодняшний день ситуация, вкратце, выглядит следующим образом. В реакциях  $\bar{p}n \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+$  [8],  $\bar{n}p \rightarrow 3\pi^+ 2\pi^-$  [9] и  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^- 3\pi^0$  [10] доминирует рождение промежуточного состояния  $X$  с  $I^G J^P = 0^+ 0^+$ , массой в районе 1330-1400 МэВ и шириной 300-400 МэВ [11]:  $\bar{N}N \rightarrow X\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$ . Распад  $X \rightarrow 4\pi$  является основным (> 80%) и происходит по схеме  $X \rightarrow \rho\rho + \sigma\sigma \rightarrow 4\pi$  [8-13]. Вслед за автором

<sup>1)</sup> e-mail: achasov@math.nsk.su

работы [12] мы будем именовать это состояние как  $f_0(1370)$ . Считается, что в реакциях  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  и  $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta\pi^0$  в области 1400 МэВ наблюдаются редкие распады этого же резонанса  $f_0(1370) \rightarrow \pi^0\pi^0$  и  $f_0(1370) \rightarrow \eta\eta$  [11–13]. Кроме того, в реакциях  $\bar{p}p \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ ,  $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta\pi^0$  и  $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'\pi^0$  наблюдают еще одно состояние:  $f_0(1520) \rightarrow \pi^0\pi^0$ ,  $\eta\eta$ ,  $\eta\eta'$  с  $I^G J^P = 0^+ 0^+$  и шириной 100 – 250 МэВ [6,7,11–14]. Соотношения между вероятностями распадов в различные каналы для  $f_0(1370)$  и  $f_0(1520)$  резонансов определены пока не очень аккуратно. Для  $f_0(1370)$ :  $4\pi(\rho\rho + \sigma\sigma)/\pi\pi/\eta\eta/K\bar{K} \approx 10/1/1/?$  из [12],  $4\pi/\pi\pi \approx 5/1$  из [13]. Для  $f_0(1520)$ :  $\pi^0\pi^0/\eta\eta/\eta\eta' \approx 1/0.72/1.05(\pm 0.25)$  из [12],  $\pi\pi/\eta\eta \approx 5/1$  из [13],  $\eta\eta'/\eta\eta < 0.29$  из [7]. Чтобы  $f_0(1520)$  был ненаблюдаем в упругом  $\pi\pi$ -рассеянии [13], он должен с большой вероятностью распадаться еще в какие-то каналы (то есть быть, как и  $f_0(1370)$  [12,13], сильно неупругим). Если это канал  $4\pi$ , то  $f_0(1520)$  давал бы о себе знать в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow f_0(1520)\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$ . Однако в настоящее время считается, что подобный сигнал в имеющихся данных отсутствует [8–12].

Во всех известных нам обработках данных по реакциям  $\bar{N}N \rightarrow f_0(1370)\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$  [8–10] считалось, что полная ширина  $f_0$  резонанса, входящая в знаменатель его брейт-вигнеровского пропагатора, не зависит от энергии. Если отвлечься от усложнений, связанных с учетом тождественности пионов в конечном состоянии, то формулу, которой фактически пользовались в [8–10] для описания резонансных четырехпионных спектров масс в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow f_0\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$ , можно записать в виде

$$\frac{dN_{4\pi}}{dm} = C \rho(\sqrt{s}, m, m_\pi) \frac{2m}{\pi} \left( \frac{m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)}{(m_{f_0}^2 - m^2)^2 + (m_{f_0}\Gamma_{f_0}^{tot})^2} \right), \quad (1)$$

где  $m = m_{4\pi}$ ,  $\rho(\sqrt{s}, m, m_\pi) = [(1 - ((m - m_\pi)/\sqrt{s})^2)(1 - ((m + m_\pi)/\sqrt{s})^2)]^{1/2}$ ,  $s = 4m_N^2$ , а  $\Gamma_{f_0}^{tot}$  – полная ширина  $f_0$  резонанса. Для ширины распада  $f_0 \rightarrow 4\pi$  в [8–10] строились модели с промежуточными состояниями  $\rho\rho$  и  $\sigma\sigma$ . При этом функция  $m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$  в числителе формулы (1) оказывалась возрастающей в десятки раз при изменении  $m$  от 1200 до 1740 МэВ. В процессах аннигиляции в покое  $\bar{N}N \rightarrow (4\pi)^0\pi$  обсуждаемое резонансное усиление в спектрах масс  $(4\pi)^0$  имеет видимый максимум при  $m \approx 1500$  МэВ и практически полностью сосредоточено в интервале  $1200 < m < 1740$  МэВ [8–10]. Из-за сильного роста  $m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$  в формуле (1) происходит заметный сдвиг максимума брейт-вигнеровского распределения от точки  $m = m_{f_0}$  в область больших масс. Поэтому формула (1) хорошо воспроизводит наблюдаемые на опыте спектры с  $m_{f_0}$  в районе 1330 – 1400 МэВ [8–10]. Однако, несмотря на хорошее описание данных, выражение (1) с постоянной полной шириной  $\Gamma_{f_0}^{tot}$  и полученное с его помощью значение для  $m_{f_0}$  не представляются нам достаточно оправданными. Поскольку распад  $f_0 \rightarrow 4\pi$  является основным [8–13], то полная ширина  $f_0$ -резонанса, в соответствии с условием унитарности, должна зависеть от энергии практически так же, как  $\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$ . Мы заменим в формуле (1)  $m_{f_0}\Gamma_{f_0}^{tot}$  на  $m\Gamma_{f_0}^{tot}(m) = m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m) + m_{f_0}\Gamma_{f_0 \rightarrow others}$ , где  $\Gamma_{f_0 \rightarrow others}$  – ширина распада  $f_0$  в  $\pi\pi$ ,  $\eta\eta$  и т.д., то есть во все другие каналы, кроме главного четырехпионного. На фоне большого и быстро меняющегося вклада от  $\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$  ширину  $\Gamma_{f_0 \rightarrow others}$

можно считать постоянной. Для ее оценки мы полагаем, что отношение  $N_{4\pi}/N_{others} \approx 5/1$  (где  $N_{4\pi}$  и  $N_{others}$  - числа событий в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow f_0\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$  и  $\bar{N}N \rightarrow f_0\pi \rightarrow (others)^0\pi$ ). Для зависимости ширины распада  $f_0 \rightarrow 4\pi$  от энергии мы рассмотрим два предельных случая:

$$m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m) = \frac{G^2}{16\pi} R(m) = \frac{G^2}{16\pi} \int_{4m_\pi^2}^{(m-2m_\pi)^2} dm_1^2 \int_{4m_\pi^2}^{(m-m_1)^2} dm_2^2 F(m_1)F(m_2)\rho(m, m_1, m_2),$$

где  $\rho(m, m_1, m_2) = [(1 - ((m_1 - m_2)/m)^2)(1 - ((m_1 + m_2)/m)^2)]^{1/2}$ , а функции  $F(m_1)$  и  $F(m_2)$  описывают соответственно спектры масс систем  $(2\pi)_1$  и  $(2\pi)_2$  в распаде  $f_0 \rightarrow (2\pi)_1(2\pi)_2$ . В случае I (модель  $\rho\rho$  промежуточного состояния,  $f_0 \rightarrow \rho\rho \rightarrow 4\pi$ )  $G = g_{f_0\rho\rho}$ ,  $F(m_i) = (m_i\Gamma_\rho(m_i)/\pi)/[(m_\rho^2 - m_i^2)^2 + (m_i\Gamma_\rho(m_i))^2]$ , где

$$\Gamma_\rho(m_i) = \Gamma_\rho(m_\rho) \frac{m_\rho}{m_i} \left( \frac{q(m_i)}{q(m_\rho)} \right)^3 \frac{2q^2(m_\rho)}{q^2(m_\rho) + q^2(m_i)}, \quad q(m_i) = \frac{1}{2} \sqrt{m_i^2 - 4m_\pi^2},$$

$i = 1, 2$ . При этом функция  $m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$  в интервале  $1200 < m < 1740$  МэВ возрастает с ростом  $m$  на два порядка. В случае II (модель точечного распада  $f_0 \rightarrow 4\pi$ )  $G = \tilde{g}_{f_0 4\pi}$ ,  $F(m_i) = \sqrt{\pi^3/8} \cdot \sqrt{1 - 4m_\pi^2/m_i^2}$  и функция  $m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$  в интервале  $1200 < m < 1740$  МэВ возрастает с ростом  $m$  в 8 раз. Все модели распада  $f_0 \rightarrow 4\pi$  через  $\rho\rho + \sigma\sigma$  промежуточные состояния, рассмотренные в [8-10], приводят к зависимостям  $m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)$  от  $m$ , которые оказываются промежуточными по отношению к указанным предельным случаям. Таким образом, для спектра масс  $dN_{4\pi}/dm$  мы будем анализировать выражение с зависящей от энергии полной шириной

$$\frac{dN_{4\pi}}{dm} = C \rho(\sqrt{s}, m, m_\pi) \frac{2m}{\pi} \left( \frac{m\Gamma_{f_0 \rightarrow 4\pi}(m)}{(m_{f_0}^2 - m^2)^2 + (m\Gamma_{f_0}^{tot}(m))^2} \right). \quad (2)$$

Различие формул (1) и (2) состоит в том, что в случае сильного роста  $m\Gamma_{f_0}^{tot}(m)$  в (2) возникает дополнительное подавление правого крыла брейт-вигнеровского распределения, что не позволяет получить пик в районе 1500 МэВ при  $m_{f_0} \approx 1370$  МэВ, как это было в [8-10] при использовании выражения (1) с постоянной  $\Gamma_{f_0}^{tot}$ . Получить при помощи (2) усиление в  $dN_{4\pi}/dm$ , сосредоточенное в интервале 1200-1740 МэВ с максимумом около 1500 МэВ, можно, сдвинув массу  $f_0$  резонанса в область выше 1500 МэВ. Результаты наших расчетов приведены на рис.1 и 2. На рис.1 представлены нормированные спектры масс  $(dN_{4\pi}/dm)/N_{4\pi}$  в реакции  $\bar{N}N \rightarrow f_0\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$  для резонанса  $f_0$  с массой 1370 МэВ, отвечающие случаю I. Кривая 1 соответствует формуле (1) с постоянной полной шириной  $\Gamma_{f_0}^{tot} = 300$  МэВ. Как отмечалось, подобная параметризация приводит к вполне удовлетворительному описанию данных (см. также рис.2). Кривые 2, 3 и 4, полученные с помощью формулы (2) при  $g_{f_0\rho\rho}^2/16\pi = 5, 10$  и  $20$  ГэВ<sup>2</sup> (и  $\Gamma_{f_0 \rightarrow others} \approx 12.5, 21$  и  $30$  МэВ), соответственно, резко отличаются от кривой 1. При  $g_{f_0\rho\rho}^2/16\pi < 5$  ГэВ<sup>2</sup> резонансный пик становится еще уже, чем кривая 2, а при  $g_{f_0\rho\rho}^2/16\pi > 20$  ГэВ<sup>2</sup>

он становится еще шире и сдвигается еще левее, чем кривая 4. Таким образом ни при каких значениях константы связи  $g_{f_0\rho\rho}^2/16\pi$  резонанс с массой 1370 МэВ и полной шириной, зависящей от энергии, не может претендовать на описание данных, полученных в [8–10]. Полностью аналогичная ситуация имеет место и для второго предельного случая зависимости  $m\Gamma_{f_0\rightarrow 4\pi}(m)$  от  $m$ .

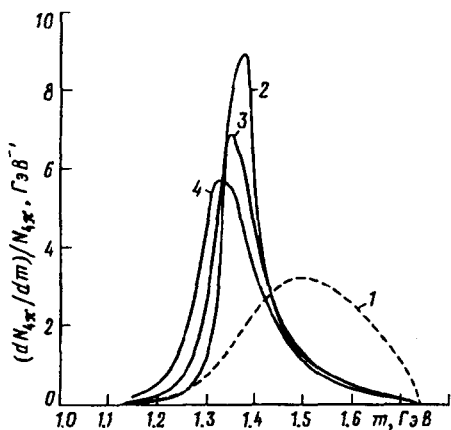


Рис.1. Нормированные спектры масс  $(dN_{4\pi}/dm)/N_{4\pi}$  в реакции  $\bar{N}N \rightarrow f_0\pi \rightarrow (4\pi)^0\pi$  для резонанса  $f_0$  с массой 1370 МэВ в случае  $f_0 \rightarrow \rho\rho \rightarrow 4\pi$  механизма распада

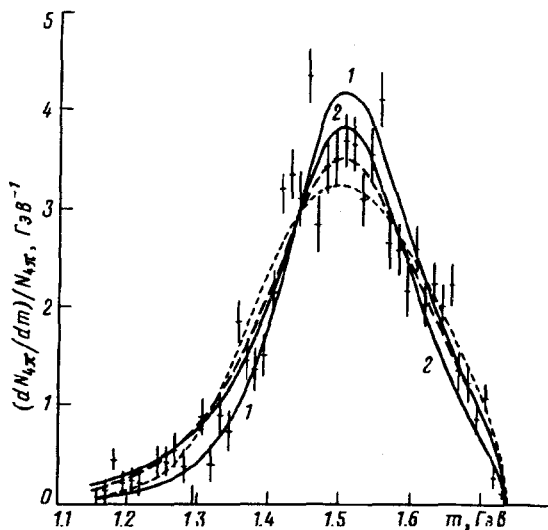


Рис.2. Описание данных [9] для нормированного спектра масс  $(4\pi)^0$ -системы в реакции  $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+2\pi^-$

На рис.2 приведены данные для  $(dN_{4\pi}/dm)/N_{4\pi}$ , которые мы взяли из работы [9]. Отметим, что в ней исследовалась реакция  $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+2\pi^-$  и был построен такой спектр масс  $(4\pi)^0$  системы, который в первом приближении является свободным от комбинаторного фона, то есть от эффектов, связанных с тождественными пионами. Кривые 1 и 2 на рис. 2 иллюстрируют возможность описания этого спектра в рамках резонансной интерпретации с помощью формулы (2). Кривая 1 для случая I соответствует  $m_{f_0} = 1700$  МэВ,  $g_{f_0\rho\rho}^2/16\pi = 10 \text{ ГэВ}^2$ ,  $\Gamma_{f_0 \rightarrow \text{others}} \approx 60$  МэВ и  $\Gamma_{f_0}^{\text{tot}}(m_{f_0}) \approx 1440$  МэВ. Кривая 2 для случая II соответствует  $m_{f_0} = 1550$  МэВ,  $g_{f_0 4\pi}^2/16\pi = 0.5 \text{ ГэВ}^{-2}$ ,  $\Gamma_{f_0 \rightarrow \text{others}} \approx 35$  МэВ и  $\Gamma_{f_0}^{\text{tot}}(m_{f_0}) \approx 290$  МэВ. Комбинируя для  $f_0$ -резонанса модель распада через  $\rho\rho$  промежуточное состояние с моделью точечного четырехпионного распада или с моделью распада через  $\sigma\sigma$  промежуточное состояние [8–10], можно получить приемлемое описание данных при любых значениях  $m_{f_0}$ , лежащих в интервале от 1550 до 1700 МэВ.

Таким образом, резонансная интерпретация  $(4\pi)^0$ -спектров масс в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow (4\pi)^0\pi$  с учетом зависимости полной ширины резонанса от энергии приводит к интересному результату:  $(4\pi)^0$ -спектры слабо чувствительны к массе резонанса, лежащей выше номинального  $\rho\rho$ -порога. Это наблюдение, а также возможность удовлетворительного описания данных с помощью резонанса с постоянной большой (300 МэВ) полной шириной (см. кривую на рис.2,

изображенную коротким штрихом), указывают, что резонансная интерпретация  $(4\pi)^0$ -спектров масс вообще не является обязательной. Рассмотрим, например, параметризацию спектров в приближении, аналогичном приближению длины рассеяния в одноканальном случае:  $dN_{4\pi}/dm = C\rho(\sqrt{s}, m, m_\pi)R(m)/|1 - iaR(m)|^2$ , где  $R(m)$  – фазовый объем  $S$ -волновой системы двух нестабильных  $\rho$ -мезонов. Кривая при  $a = 11.1$ , изображенная на рис.2 длинным штрихом, подтверждает наше "опасение", то есть хорошо согласуется с данными.

Таким образом, утверждения авторов [8-10] о существовании в  $(4\pi)^0$ -канале скалярного резонанса с массой 1370 МэВ, как показывает проведенный выше анализ, являются очень сомнительными. Во всяком случае, требуется новый подробный пересмотр существующих данных работ [8,9,10]. Данные новых экспериментов должны анализироваться с учётом зависимости полной ширины резонанса от энергии.

Если состояния  $f_0(1370)$  нет в главном четырехпионном канале, то с ним нельзя связать и усиления в области 1300 – 1400 МэВ, наблюдаемые в  $\pi\pi$  и  $\eta\eta$  спектрах масс в  $\bar{N}N \rightarrow 3\pi$  и  $\bar{N}N \rightarrow 2\eta\pi$ , хотя до сих пор такая связь рассматривалась как вполне естественная [11,12]. Рассмотрим теперь, как выглядит в других ( $\pi\pi$ ,  $\eta\eta$ , ...) каналах распада тяжёлый  $f_0$ -резонанс с  $m_{f_0} > 1500$  МэВ, если он существует в  $(4\pi)^0$ -канале. Соответствующее выражение для спектров масс в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow f_0\pi \rightarrow (others)^0\pi$  имеет вид

$$\frac{dN_{others}}{dm} = C\rho(\sqrt{s}, m, m_\pi) \frac{2m}{\pi} \left( \frac{m_{f_0}\Gamma_{f_0 \rightarrow others}}{(m_{f_0}^2 - m^2)^2 + (m\Gamma_{f_0}^{tot}(m))^2} \right), \quad (3)$$

где  $m = m_{others}$ . Из-за сильного роста  $m\Gamma_{f_0}^{tot}(m)$  резонанс с массой 1700 МэВ в случае I и 1550 МэВ в случае II проявляется в других каналах как пик с максимумом в 1425 МэВ и в 1480 МэВ, соответственно. Нужно иметь в виду, что в  $\pi\pi$ - и  $\eta\eta$ -каналах эта картина может сильно исказиться из-за интерференции с другими имеющимися вкладками. Например, пик от тяжелого  $f_0$ -резонанса может сдвинуться в область меньших или больших масс. Если в результате интерференции он сдвигается в  $\pi\pi$ - и  $\eta\eta$ -каналах немного ниже 1400 МэВ, то усиление  $f_0(1370)$  в этих каналах, по крайней мере частично, может быть отнесено на его счет. Другой интересный сценарий возникает, если в результате интерференции пик от тяжелого  $f_0$ -резонанса сдвигается в  $\pi\pi$ - и  $\eta\eta$ -каналах немного выше 1500 МэВ. Тогда на его счет можно отнести найденное в этих каналах усиление  $f_0(1520)$ . Как отмечалось, состояние  $f_0(1520)$  нуждается в сильной связи с каким-то неизвестным каналом распада. Теперь представляется вполне естественным, что таким каналом может являться четырехпионный канал распада. Таким образом, тяжёлый  $f_0$ -резонанс, доминирующий в  $(4\pi)^0$ -спектрах масс в реакциях  $\bar{N}N \rightarrow (4\pi)^0\pi$  и заменяющий в этом смысле прежний резонанс  $f_0(1370)$ , может иметь прямое отношение к явлению  $f_0(1520)$ , связанному с реакциями  $\bar{N}N \rightarrow 3\pi$  и  $\bar{N}N \rightarrow 2\eta\pi$ . Конечно, как следует из приведенного выше обсуждения, остается проблема непосредственно получить наблюдаемый пик около 1520 МэВ в  $\pi\pi$ - и  $\eta\eta$ -каналах за счет интерференционного механизма (или еще каким-либо способом).

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 94-02-05 188.

- 
1. B.May, K.D.Duch, M.Hell et al., *Phys. Lett. B* **225**, 450 (1989); *Z. Phys. C* **46**, 191, 203 (1990).
  2. E.Aker, C.Amsler, I.Augustin et al., *Phys. Lett. B* **260**, 249 (1991).
  3. T.A.Armstrong, D.Bittoni, V.Bharadwaj et al., *Nucl. Phys. A* **558**, 53c (1993).
  4. D.Bridges, H.Brown, I.Daftari et al., *Phys. Rev. Lett.* **56**, 211 (1986); D. Bridges, I.Daftari, T.E.Kalogeropoulos et al., *Phys. Rev. Lett.* **56**, 215 (1986); **57**, 1534 (1986).
  5. P.Weidenauer, K.D.Duch, H.Kalinowsky et al., *Z. Phys. C* **59**, 387 (1993).
  6. C.Amsler, I.Augustin, C.A.Baker et al., *Phys. Lett. B* **291**, 347 (1992).
  7. I.Augustin, *Nucl. Phys. A* **558**, 3c (1993).
  8. M.Gaspero, *ЯФ* **55**, 1443 (1992); *Nucl. Phys. A* **562**, 407 (1993).
  9. A.Lanaro, *Nucl. Phys. A* **558**, 13c (1993).
  10. C.Amsler, D.S.Armstrong, I.Augustin et al., *Phys. Lett. B* **322**, 431 (1994).
  11. A.Zenoni, *ЯФ* **57**, 1554 (1994).
  12. L.Montanet, *Proc. EURODAΦNE Collab. Meeting, Frascati, 1994*, p. 573.
  13. V.V.Anisovich, D.S.Armstrong, I.Augustin et al., *Phys. Lett. B* **323**, 233 (1994).
  14. C.Amsler, D.S.Armstrong, I.Augustin et al., *Phys. Lett. B* **340**, 259 (1994).