

## $\rho^+(1250)$ МЕЗОН В $e^+e^-$ АННИГИЛЯЦИИ

Н.М.Буднев, А.И.Орлов

Проведена интерпретация новых данных по  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ , полученных в ИЯФ СО АН СССР. Определены масса, полная и лептонная ширины первого возбуждения  $\rho$ -мезона, так называемого  $\rho^+(1250)$ .

Недавно опубликованы [1, 2] новые данные по изучению реакции  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  в области  $\sqrt{s} = 0,8 + 1,4$  ГэВ, полученные в ИЯФ СО АН СССР.

В соответствии с работами [1 — 4] мы считаем, что  $4\pi$  в  $e^+e^-$  аннигиляции рождаются через квазидвухчастичные  $\pi\omega$ - и  $\rho\epsilon$ -состояния.

Сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$  может быть вычислено по формуле

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega) = \frac{\Gamma_\omega}{\Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi}} [\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0) - R\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-)] \quad (1)$$

Второй член в этой формуле учитывает вклад  $\rho\epsilon$ -состояния в сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0)$ . Коэффициент  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\epsilon \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\delta \rightarrow 2\pi^+2\pi^-)$  вычислен в [5], с учетом эффектов интерференции он меняется в пределах  $R = 0,27 + 0,35$  в рассматриваемой области.

Излучаемой величиной является формфактор перехода  $\gamma \rightarrow \pi^0\omega F_\omega$ , который связан с  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$  следующим образом

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s^2} \rho_\omega |F_\omega|^2, \quad (2)$$

где

$$\rho_\omega = 4\sqrt{s} [(s - (m_\omega - m_\pi)^2)(s - (m_\omega + m_\pi)^2) / 4s]^{3/2}.$$

Наиболее простой моделью для формфактора  $F_\omega$  является "обобщенная" модель векторной доминантности, в которой

$$F_\omega(s) = \sum_i \frac{\xi_{\rho^i\omega\pi}}{2g_{\rho^i\gamma}} \frac{m^2}{m^2_{\rho^i} - s - i\Gamma_{\rho^i} m_{\rho^i}}, \quad (3)$$

где  $i = 0$  — соответствует  $\rho(770)$  мезону;  $i = 1$  — предполагаемому  $\rho^+(1250)$ ;  $i = 2$  —  $\rho^+(1600)$ .

В работе [6] было получено безмодельное выражение для  $F_\omega$  через экспериментальные характеристики адронных процессов, однако, для целей настоящей статьи достаточно более наглядной формулы (3).

Модель	Данные из работ	$\frac{\xi_{\rho}\omega\pi}{2\xi_{\rho\gamma}}$	$\frac{\xi_{\rho'}\omega\pi}{2\xi_{\rho'\gamma}}$	$\frac{\xi_{\rho''}\omega\pi}{2\xi_{\rho''\gamma}}$	$m_{\rho'}$	$\Gamma_{\rho'}$	$\Gamma_{\omega\rightarrow\pi\gamma}$	Число степеней свободы	$\chi^2$	$p(\chi^2)$
		МэВ	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ			
$\rho$	1; 3	2,9	—	—	—	—	4,4	20	45	$10^{-3}$
$\rho$	2; 3	2,7	—	—	—	—	3,8	18	90	$10^{-26}$
$\rho + \rho''$	1; 3	2,4	—	-0,3	—	—	2,3	19	20	0,4
$\rho + \rho''$	2; 3	1,4	—	-0,4	—	—	0,5	17	22	0,2
$\rho + \rho' + \rho''$	1; 3	0,55	0,75	-0,3	1185	380	0,5	16	11	0,85
$\rho + \rho' + \rho''$	2; 3	0,65	0,63	-0,3	1185	390	0,5	14	7,5	0,85

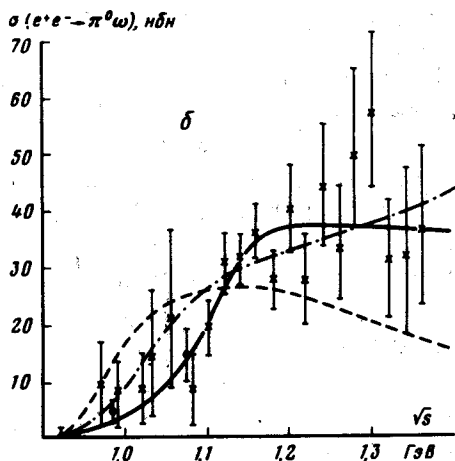
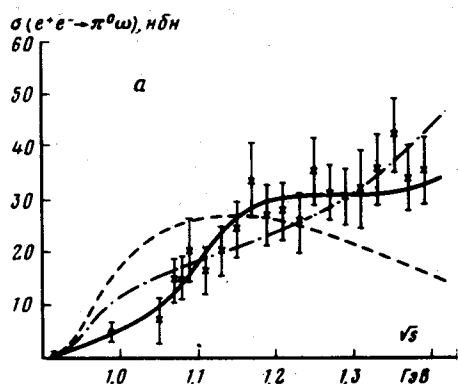


Рис.1. Сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$ . — — — — модель  $\rho$ -доминантности для перехода  $\gamma \rightarrow \pi^0\omega$ ; - · - · - · - приближение с  $\rho$  и  $\rho''(1600)$ ; — — — — модель с  $\rho$ ,  $\rho'(1250)$  и  $\rho''(1600)$ . Данные: а —  $\times$  Новосибирск [1],  $\bullet$  Орсе [3]. б —  $\times$  Новосибирск [2],  $\bullet$  Орсе [3]

В таблице и на рис.1' приведены результаты подгонки данных [1, 2] по методу  $\chi^2$  в ряде моделей. Данные из [1] и [2] подгонялись по отдельности, поскольку авторы этих работ допускают систематическое расхождение между результатами экспериментов. При подгонке включались также данные из работы [3].

1. Модель  $\rho$ -доминантности, в которой  $F_\omega$  полностью определяется амплитудой  $\gamma^* \rightarrow \rho \rightarrow \pi^0\omega$ . Как видно из таблицы и рисунков, предсказания этой модели противоречат данным по  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$ .

При выборе модели для формфактора  $F_\omega(s)$  мы также должны рассматривать и формфактор пиона  $F_\pi(s)$ . Поскольку при  $\sqrt{s} \gtrsim 1$  ГэВ

неупругие эффекты существенно влияют на  $F_\pi$ . Используя унитарность и аналитичность, вклад в  $F_\pi$  низшего неупругого  $\pi\omega$ -состояния может быть учтен следующим образом

$$F_\pi(s) = F_\pi^P(s) \left( 1 \pm \frac{s}{\pi} \int \frac{ds'}{s'(s' - s)} \left\{ \left| \frac{F_\pi^{\text{exp}}(s')}{F_\pi^P(s')} \right| \sqrt{\frac{1 - \eta^2}{4\eta}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)} - \frac{1 - \eta}{1 + \eta} \right)^{1/2} \right\} \right). \quad (4)$$

Здесь  $F_\pi^P = m_\rho^2 / (m_\rho^2 - s - i\Gamma_\rho m_\rho)$ ,  $\eta$  — неупругость  $\pi\pi$ -рассеяния, а знак перед интегралом зависит [6] от фазы формфактора перехода  $\gamma \rightarrow \pi^0\omega$ . Аналогично может быть учтен и  $\rho\epsilon$ -канал. Если  $\pi\omega$  и  $\rho\epsilon$  каналы доминируются  $\rho$ -мезоном, то в (4) должен быть взят знак минус и неупругие эффекты приводят к уменьшению  $F_\pi$  в противоречии с данными.

Наконец, формфактор  $F_\omega(s)$  нормирован при  $s = 0$  на ширину распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$   $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0\gamma}^{\text{эксп}} = (0,88 \pm 0,05)$  МэВ [7]. В рассматриваемой модели  $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^0\gamma}$  получается  $\sim 4$  МэВ, что почти в пять раз больше экспериментального значения ширины распада  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ .

2. Учтем в формуле (3) вклады от  $\rho$ -мезона и, включенного в таблицы [7],  $\rho''$  (1600) мезона с  $m_{\rho''} = 1600$  МэВ и  $\Gamma_{\rho''} = 300$  МэВ. Как видно из таблицы и рисунков описание данных по  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$  в области  $\sqrt{s} \lesssim 1,4$  ГэВ становится значительно лучше. Однако, при  $\sqrt{s} \sim \sim 1600$  МэВ сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$  достигает в этом случае  $\sim 100$  нбн, что в несколько раз больше данных экспериментов [8, 9]. (Данные из работ [8, 9] противоречат друг другу и поэтому не включались в подгонку, однако, порядок величины сечения они задают одинаковый  $\sim 20 + 30$  нбн).

Вклад неупругих каналов в пионный формфактор в рассматриваемой модели с  $\rho$ - и  $\rho''$ -мезонами и константами связи из таблицы по-прежнему отрицателен и как и в предыдущем случае противоречие с данными очевидно.

3. Предположим теперь, что кроме  $\rho$  и  $\rho''$  существует  $\rho'$  (1250) мезон. Формфактор  $F_\omega$  в этом случае имеет интерференционный минимум при  $\sqrt{s} \sim 1$  ГэВ и в этой области надо правильно учитывать [6] мнимую часть формфактора

$$\text{Im} F_\omega(s) = \sqrt{\frac{1 - \eta(s)}{1 + \eta(s)}} \left( \frac{F_\pi(s)}{F_\omega(s)} \right)^{3/2} \frac{F_\pi(s)}{2s}. \quad (5)$$

Достоверность подгонки данных по  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$  при учете всех трех резонансов получается  $\rho(\chi^2) \sim 0,85$ . Формфактор пиона в такой модели для  $F_\omega(s)$  также хорошо согласуется с данными.

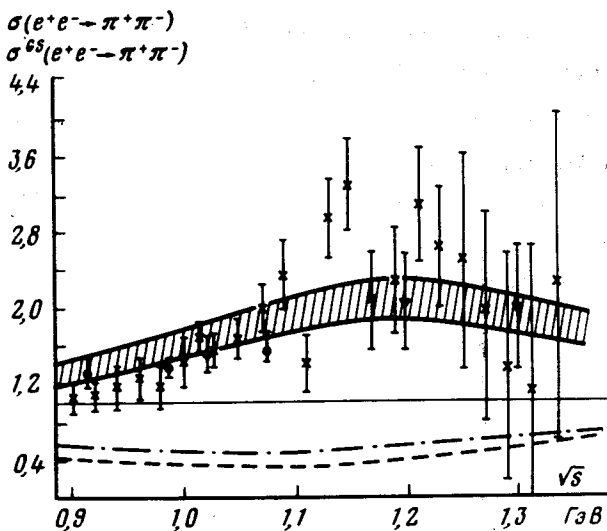


Рис.2. Отношение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-) / \sigma^{G.S.}(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ .  
 — — — — — предсказание Гуариса — Сакураи; - - - - - приближение  $\rho$ -доминантности для  $e^+e^- \rightarrow \pi\omega$  и  $e^+e^- \rightarrow \rho\epsilon$ ; !-.-.-.- расчет с учетом  $\rho$ -мезона и  $\rho''(1600)$  с параметрами из таблицы ; заштрихованная область — расчет с учетом  $\rho$ ,  $\rho''(1250)$  и  $\rho''(1600)$  и с учетом экспериментальной неопределенности в фазе и неупругости  $\pi\pi$ -рассеяния. Данные :  $\times$  — Новосибирск,  $\circ$  — Орск,  $\nabla$  — Фраскати

Таким образом, можно утверждать, что для интерпретации данных по  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega)$  в области  $0,9 \leq \sqrt{s} \leq 1,4$  ГэВ, с учетом порядка величины этого сечения при  $\sqrt{s} \sim 1600$  МэВ, а также данных по  $F_\pi(s)$ , кроме  $\rho$  и  $\rho''(1600)$  мезонов необходимо учитывать  $\rho'(1250)$  мезон. В результате подгонки данных для него получены следующие параметры  $m_{\rho'} = 1185 \pm 20$  МэВ;  $\Gamma_{\rho'} = 380 \pm 15$  МэВ;  $|\Gamma_{\rho' \rightarrow e^+e^-}| = 0,85 \pm 0,08$  кэВ.

Авторы выражают признательность В.М.Будневу за постоянное внимание и помощь в работе, глубокие дискуссии, которые являлись стимулом к критическому осмыслению и правильной интерпретации экспериментальных данных. Мы также благодарны С.И.Эйдельману за обсуждения.

Институт земного магнетизма  
ионосферы и распространения радиоволн  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
11 июля 1980 г.

### Литература

- [1] L.M.Kurdadze et al. Препринт ИЯФ СО АН СССР, №79 — 78.
- [2] L.M.Kurdadze et al. Препринт ИЯФ СО АН СССР, №79 — 69.
- [3] G.Cosme et al. Phys. Lett, 63B, 349; 1976.

- [4] А.М.Алтухов, И.Б.Хриплович, ЯФ, 14, 783, 1971.
- [5 ] С.И.Эйдельман. Письма в ЖЭТФ, 26, 563, 1977.
- [6] N.M.Budnev, V.M.Budnev, V.V.Serebryakov. Phys. Lett., 70B, 365, 1977.
- [7] Data Particle Group. Phys. Lett., 75B, 1, 1978.
- [8] J.Perez—Y-Jorba. Proc. of the 19 Int. Conf. on High Energy Physics,  
Tokyo, 1978, p.277.
- [9] G.P.Murtas *ibid*, p.269.
-