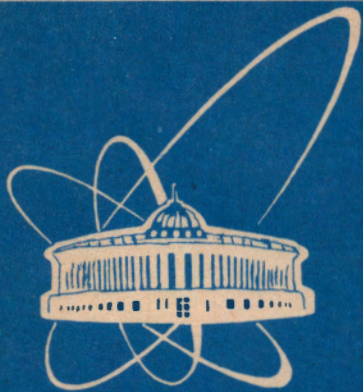


95-117



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-95-117

В.К.Хеннер, Т.С.Белозерова<sup>1</sup>

ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ  
ЛЕГКИХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ  
И УНИТАРНОСТЬ S-МАТРИЦЫ  
ДЛЯ ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ  
НЕУПРУГИХ РЕЗОНАНСОВ

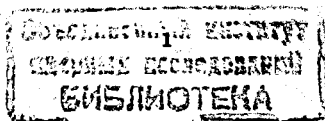
---

<sup>1</sup> Пермский государственный университет

# 1 Введение

Анализ мезонных состояний, рождаемых в электрон-позитронной аннигиляции, может дать важную информацию о возбуждениях векторных мезонов. Спектр таких возбуждений важен сам по себе, а его свойства также могут позволить критически оценить предположение, что набор векторных мезонов образует идеально смешанный набор  $q\bar{q}$ -состояний, являющихся радиальными или орбитальными возбуждениями  $\rho$ ,  $\omega$  и т.д. мезонов. Анализ изовекторных состояний  $J^{PC} = 1^{--}$ ,  $I^G = 1^+$  дает несколько  $\rho'$ -мезонных состояний. Существование по меньшей мере двух из них  $\rho'_1$  и  $\rho'_2$  с массами примерно 1.45 ГэВ и 1.70 ГэВ можно считать твердо установленным [1]. Анализ [2] с помощью корректной процедуры унитаризации, необходимой в случае широких перекрывающихся резонансов [3,4], позволяет снять одно из возражений против существования еще одного  $\rho'$ -состояния -  $\rho'(1250)$ -мезона, состоящее в его слишком малой константой связи с состоянием  $e^-e^+$  - в [4] показано, что лептонные ширины всех трех  $\rho'$ -состояний достаточно близки и  $q\bar{q}$ -интерпретация  $\rho'(1250)$ -возбуждения возможна.

Существование  $\rho'$ -состояний естественно приводит к ожиданию соответствующих изоскалярных  $J^{PC} = 1^{--}$ ,  $I^G = 0^-$   $\omega'$ -состояний. Анализы, проведенные А.Б.Говорковым [5] и Доннаки и Клеггом [6], указывают на соответствующие широкие резонансы  $\omega'_1$  и  $\omega'_2$  с массами, близкими к массам  $\rho'_1$  и  $\rho'_2$ -мезонов. В пользу существования низшего по массе состояния  $\omega'_3$  - партнера  $\rho'_3$ -мезона ( $\rho'(1250)$ ), также указывается [1] на наблюдение [7] двух  $J^{PC} = 1^{--}$  состояний с массами примерно 1.1 и 1.3 ГэВ. Свойства  $\omega'$ -мезонов не так хорошо изучены, как свойства  $\rho'$ -состояний, т.к. сечения соответствующих процессов в  $e^-e^+$ -аннигиляции заметно меньше и статистика существенно хуже. Изучение  $\omega'$ -мезонов показывает, что основными модами их распадов являются  $\rho\pi$  и  $\omega\pi^+\pi^-$ -состояния (состояния, включающие странные частицы, практически отсутствуют [1]) - в рамках этого приближения мы проводим корректное, сохраняющее унитарность описание процессов  $e^-e^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $e^-e^+ \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ , идущих через два  $\omega'_1$  и  $\omega'_2$  или три  $\omega'_1$ ,  $\omega'_2$  и  $\omega'_3$ -резонанса.



## 2 Анализ и результаты

Приведем для последующего обсуждения и сравнения с нашими результатами массы и ширины  $\omega'$ -состояний, полученные в работах Доннаки и Клегга (таблица 1).

Таблица 1. Параметры  $\omega'_1$  и  $\omega'_2$ -мезонов [1].

		$\omega'_1$	$\omega'_2$
$m_{\omega'}$	ГэВ	$1.44 \pm 0.07$	$1.606 \pm 0.009$
$\Gamma_{\omega'}$	ГэВ	$0.24 \pm 0.07$	$0.113 \pm 0.020$
$\Gamma_{\omega' \rightarrow e^+e^-}$	кэВ	$0.15 \pm 0.0375$	$0.14 \pm 0.035$
$\Gamma_{\omega' \rightarrow \rho\pi}$	МэВ	$240 \pm 60$	$84 \pm 21$
$\Gamma_{\omega' \rightarrow \omega\pi\pi}$	МэВ	$\sim 0$	$29 \pm 7.25$

Метод анализа, основанного на использовании унитаризованных амплитуд Брейт-Вигнеровского (БВ) типа, которые нужно использовать вместо обычных формул БВ в случае перекрывающихся резонансов, таких, что  $|E_{R_1} - E_{R_2}| \sim \Gamma_{R_1} + \Gamma_{R_2}$ , изложен в работе [3].

Парциальные амплитуды  $f_{ij}$  имеют вид:

$$f_{ij} = \sum_{R=1}^N \frac{m_R \Gamma_R A_{Ri} A_{Rj}}{s - m_R^2 + im_R \Gamma_R} = \sum_{R=1}^N e^{i(\varphi_{Ri} + \varphi_{Rj})} \frac{m_R \Gamma_R |A_{Ri}| |A_{Rj}|}{s - m_R^2 + im_R \Gamma_R}, \quad (1)$$

где  $\vec{A}_R$  - комплексные векторы парциальных ширин резонансов. Способ построения этих векторов [3] обеспечивает унитарность матрицы рассеяния S. В амплитуде  $f_{ij}$  индекс i отвечает начальному состоянию  $e^+e^-$  (или промежуточному  $\gamma$  кванту), а индекс j = 2,3 отвечает, соответственно, конечным состояниям  $\rho\pi$  и  $\omega\pi\pi$ . Некоторые подробности вычислений приведены в нашей предыдущей работе [4].

Вклад  $\omega - \phi$  "хвоста" достаточно велик, но т.к. эти мезоны не перекрываются с  $\omega'$ -состояниями, процедура унитаризации для них не существенна и их можно описать простыми БВ-слагаемыми.

Мы делаем два фита - с двумя и тремя  $\omega'$ -мезонами. Результаты этих фитов представлены в табл.2 - табл.12 и на рис.1 - рис.4. На рис.1 и рис.2 приведены сечения  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}$  для случаев двух и трех  $\omega'$ -мезонов, на рис.3 и рис.4 - соответствующие

сечения  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-}$ . Результаты не отличаются качественно друг от друга и мы не можем делать категорических утверждений о существовании или отсутствии  $\omega'_3$ -мезона и лишь обсудим возможность его включения в схему  $q\bar{q}$ -возбуждений.

Важно подчеркнуть необходимость унитаризационной процедуры, связанной с перекрыванием  $\omega'$ -резонансов, т.к. использование обычного БВ приближения для перекрывающихся резонансов приводит к большому (до 100 %) нарушению условия унитарности. В этой связи также отметим произвольный выбор фаз для отдельных БВ членов в традиционных описаниях  $\rho'$  и  $\omega'$ -мезонов, так, например, в [6] приводится два существенно отличающихся результата для параметров  $\omega'$ -состояний при разном выборе фаз  $+$   $-$   $+$  и  $+$   $-$   $-$ . Наша унитаризационная процедура делает математическую схему жесткой.

Заметим, что парциальная ширина  $\Gamma_{\omega'_1 \rightarrow \omega\pi\pi}$  достаточно велика, тогда как неожиданным для авторов работ [1,6] результатом, который сложно интерпретировать, была близость к нулю вероятности распада  $\omega'_1$ -резонанса в состояние  $\omega\pi\pi$ .

Найденные массы и ширины резонансов для двух и трех  $\omega'$ -мезонов приведены в табл.2 и табл.7. Массы  $\omega'$  состояний близки к массам соответствующих  $\rho'$ -мезонов, что естественно при интерпретации тех и других состояний, как радиальных и орбитальных  $q\bar{q}$ -возбуждений.

Критическим для интерпретации является соотношение парциальных ширин  $\omega'$  и  $\rho'$ -состояний. В случае перекрывающихся многоканальных резонансов векторы парциальных ширин комплексны и парциальными ширинами можно называть:

$$B_{Ri} = \frac{A_{Ri} A_{Ri}^*}{|\vec{A}_R|^2} \cdot 100 (\%) = \frac{|A_{Ri}|^2}{\sum_{i=1}^M |A_{Ri}|^2} \cdot 100 (\%). \quad (2)$$

В случае, когда резонансы хорошо разнесены, векторы парциальных ширин становятся действительными и равенство (2) превращается в хорошо известную формулу  $B_{Ri} = \Gamma_{Ri} / \Gamma_R$ . Поэтому можно использовать величины  $B_{Ri} \cdot \Gamma_R$ , как аналоги значений обычных парциальных ширин  $\Gamma_{Ri}$ .

Полученные в результате фитирования комплексные векторы парциальных ширин  $\vec{A}_{\rho'}$ , соответственно для двух и трех  $\omega'$ -мезонов, приведены в табл.3-табл.4 и табл.8-табл.10, в табл.5 и табл.11 представлены соответствующие брэнчинги распадов.

В кварковых моделях ожидаемые  $SU(4)$ -соотношения для парциальных ширин

лептонных распадов  $\rho'$  и  $\omega'$ -состояний следующие:

$$\rho'_i \rightarrow e^+e^- : \omega'_i \rightarrow e^+e^- = 9 : 1. \quad (3)$$

Соответственно для адронных распадов ожидаемые соотношения:

$$\rho'_i \rightarrow \omega\pi : \omega'_i \rightarrow \rho\pi = 1 : 3. \quad (4)$$

Наши результаты (парциальные ширины  $\rho'$ -мезонов см. в [4]) находятся в очень хорошем согласии с этими предсказаниями. Важно, что мы не пытались хоть сколько-нибудь "удерживать" соотношения (3) и (4) и неожиданным для нас результатом была степень их выполнения. Большое отклонение от этих соотношений в анализе [1] было важным аргументом против включения всех  $\rho'$  и  $\omega'$ -состояний в  $q\bar{q}$ -схему.

Однако вопрос об интерпретации результатов не так прост. Ситуацию с  $\rho'$ -мезонами мы уже обсуждали в [4]. В нерелятивистском пределе лептонные ширины для орбитальных возбужденных  $q\bar{q}$ -состояний равны нулю, однако с учетом релятивистских поправок это отношение всего лишь меньше 1 (в работе Годфри и Изгура [8] оно, примерно, 0.25). Наши вычисления дают значения близкие к 1.

Расхождение не так уж и велико и, с учетом модельной зависимости кварковых схем и больших экспериментальных ошибок, в принципе, наши вычисления, выполненные с помощью унитарной S-матрицы, показывают, что нет чрезвычайно весомых аргументов против интерпретации  $\rho'$  и  $\omega'$ -мезонов как  $q\bar{q}$ -возбуждений.

Однако, отмеченное выше расхождение и довольно плотное расположение этих резонансов по массе дает и основание считать, что некоторые из них "лишние" среди  $q\bar{q}$ -состояний [1]. Природа таких возможных состояний не вполне ясна т.к. схемы смешивания  $q\bar{q}$ -состояний с гибридными или четырех-кварковыми состояниями очень модельно зависимы [9].

Дальнейший прогресс в этой области связан, прежде всего, с улучшением экспериментальных данных и их корректным анализом, необходимостью достаточно точного определения лептонных и адронных ширин  $\rho'$  и  $\omega'$ -резонансов и совершенствованием кварковых моделей, включающих смешивание состояний  $q\bar{q}$  с более сложными состояниями.

Таблица 2. Параметры  $\omega'$ -возбуждений для системы двух  $\omega'$ -мезонов (массы и ширины приведены в ГэВ)

Мезон	Масса	Ширина
$\omega'_1$	1.4500	0.2000
$\omega'_2$	1.6161	0.1987

Таблица 3. Вектор парциальных ширин  $\vec{A}_{\omega'_i}$  ( $m_{\omega'_i} = 1.4500$ ,  $\Gamma_{\omega'_i} = 0.2000$ )

Канал	Состояние	$ReA_{\omega'_i}$	$ImA_{\omega'_i}$	$ A_{\omega'_i} $	$\varphi_{\omega'_i}$ (град)
1	$e^+e^-$	0.00153891	0.00088521	0.00177535	29.909
2	$\rho\pi$	0.94204838	0.26821675	0.97948730	15.893
3	$\omega\pi\pi$	0.55792103	0.43263051	0.70600640	37.792

Таблица 4. Вектор парциальных ширин  $\vec{A}_{\omega'_2}$  ( $m_{\omega'_2} = 1.6161$ ,  $\Gamma_{\omega'_2} = 0.1987$ )

Канал	Состояние	$ReA_{\omega'_2}$	$ImA_{\omega'_2}$	$ A_{\omega'_2} $	$\varphi_{\omega'_2}$ (град)
1	$e^+e^-$	0.00194909	-0.00063119	0.00204875	-17.944
2	$\rho\pi$	0.59056868	-0.38638530	0.70573718	-33.196
3	$\omega\pi\pi$	0.95258044	-0.22883377	0.97968076	-13.508

Таблица 5. Брэнчинги распада для системы двух  $\omega'$ -мезонов

Канал	Состояние	$\omega'_1$	$\omega'_2$
1	$e^+e^-$	0.00022	0.00029
2	$\rho\pi$	65.809	34.165
3	$\omega\pi\pi$	34.191	65.835

Таблица 6. Коэффициенты БВ членов для системы двух  $\omega'$ -мезонов

$$f_{ij} = \sum_{R=1}^3 e^{i\psi_{ij}^{(R)}} \frac{m_R \Gamma_R C_{ij}^{(R)}}{s - m_R^2 + im_R \Gamma_R}$$

где

$$C_{ij}^{(R)} = |A_{Ri}||A_{Rj}|, \quad \psi_{ij}^{(R)} = \varphi_{Ri} + \varphi_{Rj}.$$

Каналы		$\omega'_1$		$\omega'_2$	
ij	Состояние	$C_{ij}^{(\omega'_1)} \cdot 10^2$	$\psi_{ij}^{(\omega'_1)}$ (град)	$C_{ij}^{(\omega'_2)} \cdot 10^2$	$\psi_{ij}^{(\omega'_2)}$ (град)
1,2	$e^+e^- \rightarrow \rho\pi$	0.1739	45.802	0.1446	-51.140
1,3	$e^+e^- \rightarrow \omega\pi\pi$	0.1253	67.701	0.2007	-31.452

Таблица 7. Параметры  $\omega'$ -возбуждений для системы трех  $\omega'$ -мезонов (массы и ширины приведены в ГэВ)

Мезон	Масса	Ширина
$\omega'_1$	1.4398	0.3482
$\omega'_2$	1.6019	0.1887
$\omega'_3$	1.2400	0.3490

Таблица 8. Вектор парциальных ширин  $\vec{A}_{\omega'_1}$  ( $m_{\omega'_1} = 1.4398$ ,  $\Gamma_{\omega'_1} = 0.3482$ )

Канал	Состояние	$\text{Re}A_{\omega'_1 i}$	$\text{Im}A_{\omega'_1 i}$	$ A_{\omega'_1 i} $	$\varphi_{\omega'_1 i}$ (град)
1	$e^+e^-$	0.00134920	0.00095774	0.00165457	35.370
2	$\rho\pi$	1.10504644	-0.02966749	1.10544461	-1.538
3	$\omega\pi\pi$	0.45858666	0.56638412	0.72876107	51.005

Таблица 9. Вектор парциальных ширин  $\vec{A}_{\omega'_2}$  ( $m_{\omega'_2} = 1.6019$ ,  $\Gamma_{\omega'_2} = 0.1887$ )

Канал	Состояние	$\text{Re}A_{\omega'_2 i}$	$\text{Im}A_{\omega'_2 i}$	$ A_{\omega'_2 i} $	$\varphi_{\omega'_2 i}$ (град)
1	$e^+e^-$	0.00187002	-0.00093578	0.00209109	-26.584
2	$\rho\pi$	0.38616967	-0.53786129	0.66213426	-54.324
3	$\omega\pi\pi$	0.99587692	-0.38176093	1.06654220	-20.974

Таблица 10. Вектор парциальных ширин  $\vec{A}_{\omega'_3}$  ( $m_{\omega'_3} = 1.2400$ ,  $\Gamma_{\omega'_3} = 0.3490$ )

Канал	Состояние	$\text{Re}A_{\omega'_3 i}$	$\text{Im}A_{\omega'_3 i}$	$ A_{\omega'_3 i} $	$\varphi_{\omega'_3 i}$ (град)
1	$e^+e^-$	0.00124149	-0.00022121	0.00126104	-10.103
2	$\rho\pi$	-0.62580342	-0.29251919	0.69079476	25.053
3	$\omega\pi\pi$	0.87968652	-0.04017247	0.88060332	-2.615

Таблица 11. Брэнчинги распада для системы трех  $\omega'$ -мезонов

Канал	Состояние	$\omega'_1$	$\omega'_2$	$\omega'_3$
1	$e^+e^-$	0.00016	0.00028	0.00013
2	$\rho\pi$	69.705	27.820	38.095
3	$\omega\pi\pi$	30.294	72.180	61.905

Таблица 12. Коэффициенты БВ членов для системы трех  $\omega'$ -мезонов

$$f_{ij} = \sum_{R=1}^3 e^{i\psi_{ij}^{(R)}} \frac{m_R \Gamma_R C_{ij}^{(R)}}{s - m_R^2 + im_R \Gamma_R}$$

где

$$C_{ij}^{(R)} = |A_{Ri}||A_{Rj}|, \quad \psi_{ij}^{(R)} = \varphi_{Ri} + \varphi_{Rj} \text{ (град.)}$$

Каналы		$\omega'_1$		$\omega'_2$		$\omega'_3$	
ij	Состояние	$C_{ij}^{(\omega'_1)} \cdot 10^2$	$\psi_{ij}^{(\omega'_1)}$	$C_{ij}^{(\omega'_2)} \cdot 10^2$	$\psi_{ij}^{(\omega'_2)}$	$C_{ij}^{(\omega'_3)} \cdot 10^2$	$\psi_{ij}^{(\omega'_3)}$
1,2	$e^+e^- \rightarrow \rho\pi$	0.1829	33.832	0.1385	-80.908	0.0871	14.950
1,3	$e^+e^- \rightarrow \omega\pi\pi$	0.1206	86.375	0.2230	-47.559	0.1110	-12.718

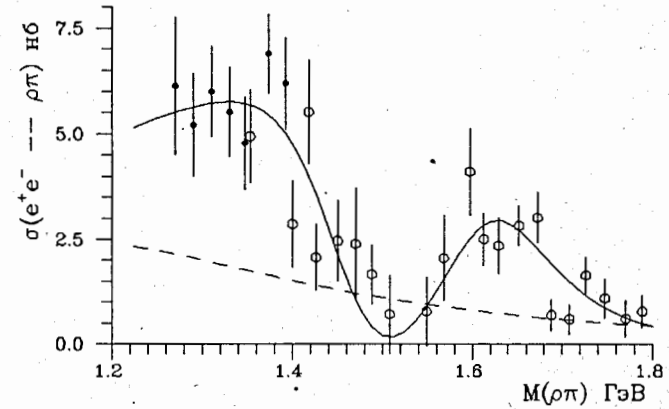


Рис.1 Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  для случая двух  $\omega'$ -мезонов. Штриховая кривая - вклад  $\omega$  и  $\phi$ -мезонов.

Экспериментальные данные из работ [11] -  $\bullet$ , [12] -  $\circ$ .

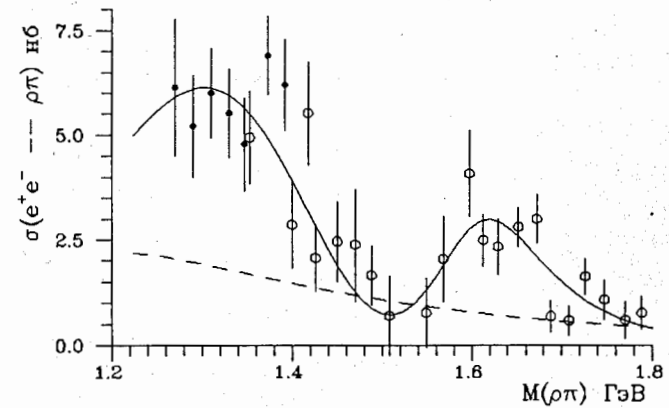


Рис.2 Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  для случая трех  $\omega'$ -мезонов. Штриховая кривая - вклад  $\omega$  и  $\phi$ -мезонов.

Экспериментальные данные из работ [11] -  $\bullet$ , [12] -  $\circ$ .



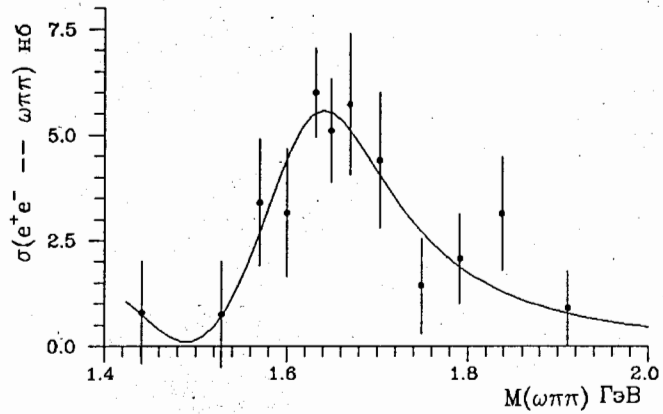


Рис.3 Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi\pi$  для случая двух  $\omega'$ -мезонов. Экспериментальные данные из работы [13] для реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  были умножены на коэффициент 1.5 для учета ненаблюдаемого состояния  $\omega\pi^0\pi^0$ .

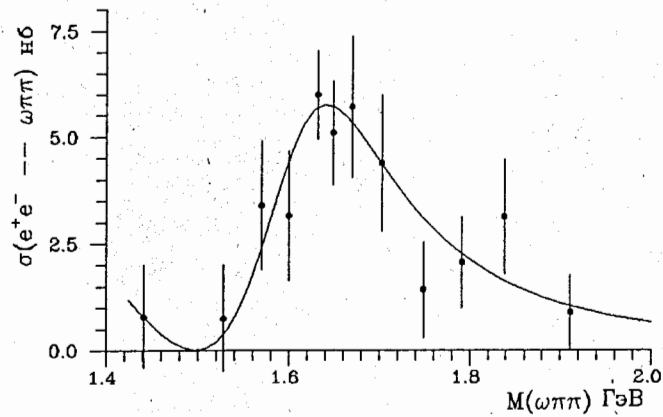


Рис.4 Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi\pi$  для случая трех  $\omega'$ -мезонов. Экспериментальные данные из работы [13] для реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  были умножены на коэффициент 1.5 для учета ненаблюдаемого состояния  $\omega\pi^0\pi^0$ .

## Литература

1. A.V.Clegg and A.Donnachie, Preprint Univ. of Manchester, M/C-TH 93/21.
2. В.К.Хеннер, Т.С.Белозерова, Сообщение ОИЯИ, P4-95-114, Дубна 1995.
3. В.К.Хеннер, Т.С.Белозерова, Сообщение ОИЯИ, P4-95-115, Дубна 1995.
4. В.К.Хеннер, Т.С.Белозерова, Сообщение ОИЯИ, P4-95-116, Дубна 1995.
5. А.Б.Говорков, ЯФ, 55, 1035, 1991.
6. A.Donnachie and A.V.Clegg, Preprint CERN -TH 5210/88.
7. S.Bardalucci et al. Nuovo Cim. 49A, 207, 1979.
8. S.Godfrey and N.Isgur, Phys. Rev D32, 189, 1985.
10. A.Donnachie and Yu.S.Kalashnikova, Preprint Univ. of Manchester, M/C-TH 93/02.
11. V.M.Aulchenko et al. Preprint INP-86-106, Novosibirsk, 1986.
12. Baldini-Ferrolì - Proc. Had. Phys. at Intermediate Energy, Elsevier, 1987.
13. A.Cordier et al. Phys. Lett. B106, 155, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 марта 1995 года.