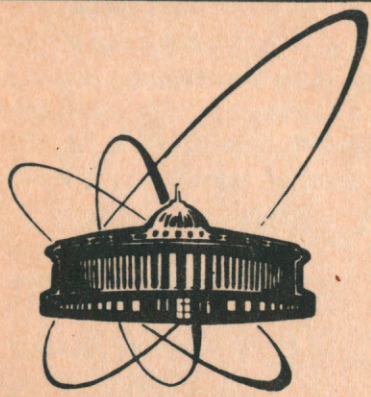


91-211*



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-91-211

Д.Крупа*, В.А.Мещеряков, Ю.С.Суровцев

АНАЛИЗ $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ
С УЧЕТОМ $K\bar{K}$ - И $\eta\eta$ -ПОРОГОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Физический институт САН, Братислава

Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С.
Анализ $\pi\pi$ -рассеяния с учетом $\bar{K}\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -порогов

P2-91-211

Предложена процедура учета 8-листной структуры римановой поверхности 3-канальной S-матрицы. Обсуждено представление резонансов на этой поверхности. Проанализированы экспериментальные данные по изоскалярной s-волне $\pi\pi$ -рассеяния в области, включающей $\bar{K}\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -пороги (0,7 + 1,6 ГэВ), с целью определения параметров резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Krupa D., Meshcheryakov V.A., Surovtsev Yu.S.
Analysis of $\pi\pi$ Scattering with Taking Account
of the $\bar{K}\bar{K}$ and $\eta\eta$ Threshold

P2-91-211

A procedure to take into account the 8-sheeted structure of the Riemann surface of the 3-channel S-matrix is proposed. The resonance representation on this surface is discussed. To define the resonance parameters, the experimental data on the isoscalar s-wave $\pi\pi$ scattering in the region including the $\bar{K}\bar{K}$ and $\eta\eta$ threshold (0.7 + 1.6 GeV) are analysed.

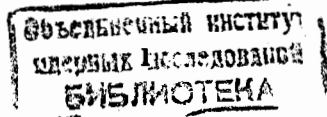
The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1991

Введение

Парциальная σ - волна $\pi\pi$ -рассеяния в области $K\bar{K}$ - порога и выше заключает в себе информацию о скалярных мезонах, экспериментальный и теоретический статус которых до сих пор содержит много неясного. В таблицах PDG ^{/1/} ниже 2 ГэВ приведено 6 скалярных мезонов с квантовыми числами $I^G(J^P) = 0^+(0^+)$: $f_0(975)$, $f_0(1400)$, $f_0(1590)$; $f_0(1240)$, $f_0(1525)$, $f_0(1750)$. Из них считаются твердо установленными лишь первые три, хотя параметры их значительно колеблются в различных анализах (особенно это касается резонанса $f_0(1400)$). Последние три резонанса требуют подтверждения в других анализах и экспериментах. Что касается теоретического аспекта, нигде динамика резонансов не является более запутанной, чем в скалярном секторе. В отличие от других легких адронов, спектр которых неплохо объясняется двухкварковой моделью (для чего есть определенные обоснования в КХД ^{/2/}), на спектр скалярных мезонов, содержащий существенную информацию о природе вакуума КХД, оказывают значительное влияние непертурбативные вклады прямых инстантонов. Последние в настоящее время могут быть учтены только в рамках каких-то моделей. Кроме того, КХД предсказывает связанные состояния глюонов (глюболы) и гибридные состояния $q\bar{q}g$ ^{/3/}, кандидатами для которых рассматривались также и скалярные частицы.

Достаточно запутанная ситуация в выяснении природы скалярных мезонов ярко иллюстрируется положением с мезоном $f_0(975)$. Довольно необычные свойства этой частицы ^{/2,4,5/} привлекли для своего объяснения ряд интересных гипотез, хотя каждая из них ставит новые вопросы. Она интерпретируется и как 4 - кварковое $qq\bar{q}\bar{q}$ - состояние ^{/6,7/} в MIT - модели и в модели, учитывающей вклад аннигиляционных каналов через инстантоны ^{/8/}, и как $K\bar{K}$ - молекула ^{/9,10/}, и как смесь $q\bar{q}$ - состояния и глюония (gg) ^{/11/}. В анализе ISR - данных по рождению мезонных пар ($\pi\pi$ и $K\bar{K}$) в центральной области в $p-p$ - соударениях ^{/12/} получены в области 1 ГэВ вместо мезона $f_0(975)$ три состояния: $S_1(991)$ - кандидат в глюболы, $S_2(988)$ - $K\bar{K}$ -молекула, $f_0(900)$ - довольно широкий в $\pi\pi$ - канале мезон. Понятно, что выяснению природы частиц должно предшествовать по возможности модельно-независимое определение их параметров из экспериментальных данных. А это, как обсуждалось в наших предыдущих работах ^{/4,5/}, можно выполнить только, используя такие общие свойства, как аналитичность и унитарность, и последовательно проводя идею о доминирующем влиянии ближайших к физической области особенностей (осуществляя их сбалансированный учет).



Этот подход уже применялся нами /4,13/ при анализе изоскалярной ζ - волны $\pi\pi$ - рассеяния от порога до 1,9 ГэВ с учетом $K\bar{K}$ - порога. В этом случае в матричном элементе S -матрицы, определенной на 4 -листной римановой поверхности, резонансу соответствует пара сопряженных полюсов на II листе и пара сопряженных полюсов на III листе. Это описание является естественным обобщением на 2-канальный случай того общего утверждения относительно резонанса, имеющего единственную моду распада, что он представляется парой сопряженных полюсов на комплексной плоскости энергии. Указанным способом удалось успешно описать экспериментальную $\pi\pi$ -волну, предсказать, используя 2-канальный формализм /5,13,14/, поведение ζ - волны процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ до примерно 1,25 ГэВ, определить параметры резонанса $f_0(975)$, его константы связи с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ - системами. Расхождение предсказания по процессу $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ с экспериментом выше 1,25 ГэВ скорее всего связано с влиянием $\eta\eta$ - канала. В работах /5,13/ мы аргументировали, каким образом неучет последнего (а также канала $\eta\eta'$) в упоминавшемся выше анализе ISR - данных /12/ мог привести к имитациям дополнительных состояний в окрестности $K\bar{K}$ - порога.

I. Представление резонанса в 3-канальной задаче и выбор параметризации

Учет при описании $\pi\pi$ -рассеяния в дополнение к $K\bar{K}$ -порогу еще и $\eta\eta$ - порога приводит к 3-канальной задаче и 8-листной римановой поверхности, на которой определена S -матрица. Элементы S -матрицы $S_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta = 1 (\pi\pi), 2 (K\bar{K}), 3 (\eta\eta)$, имеют правые разрезы на реальной оси в ζ - плоскости, начинающиеся при $4m_\pi^2, 4m_K^2, 4m_\eta^2$. Левыми разрезами, связанными с вкладами перекрестных каналов и простирающимися до $-\infty$ вдоль реальной оси, а начинающимися при $\zeta=0$ для S_{11} и S_{12} и при $\zeta=4(m_K^2 - m_\pi^2)$ для S_{22} и т.д., будем пренебрегать в структуре римановой поверхности, а вклад на них учитывать в фоне для соответствующих амплитуд. Пронумеруем листы римановой поверхности в соответствии со знаками на них импульсов каналов

$$k_1 = (\zeta/4 - m_\pi^2)^{1/2}, \quad k_2 = (\zeta/4 - m_K^2)^{1/2}, \quad k_3 = (\zeta/4 - m_\eta^2)^{1/2}$$

следующим образом: листам I, II, ..., VIII соответствуют знаки $(Imk_1, Imk_2, Imk_3) = + + +, - + +, - - +, + - +, + - -, - - -, - + -, + + -$. Например, из физической области на I листе через разрез мы попадаем ниже $K\bar{K}$ - порога на II лист, выше $K\bar{K}$ - порога, но ниже $\eta\eta$ - порога на III лист и выше $\eta\eta$ - порога - на VI лист.

Теперь, используя свойство вещественности аналитических функций и 3-канальную унитарность, можно выразить аналитические продолжения матричных элементов $S_{\alpha\beta}^I$ на нефизические листы через их значения на физическом листе $S_{\alpha\beta}^I / 15/$. В таблице I приведены такие формулы для процессов $1 \rightarrow 1, 2 \rightarrow 2, 3 \rightarrow 3$. Эти выражения удобны тем, что матричные элементы на I (физическом) листе вне реальной оси могут иметь лишь нули. Так, в одноканальном случае паре сопряженных полюсов на II листе (представляющих резонанс) соответствует из-за условия унитарности пара сопряженных нулей на I листе, которые расположены в тех же точках на плоскости энергии, что и полюсы. Аналогично в 2-канальном случае паре сопряженных полюсов на II листе отвечает пара

Таблица I

Лист	S_{11}	S_{22}	S_{33}
I	S_{11}^I	S_{22}^I	S_{33}^I
II	$\frac{1}{S_{11}^I}$	$\frac{S_{11}^I S_{22}^I - S_{12}^{I^2}}{S_{11}^I}$	$\frac{S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}}{S_{11}^I}$
III	$\frac{S_{22}^I}{S_{11}^I S_{22}^I - S_{12}^{I^2}}$	$\frac{S_{11}^I}{S_{11}^I S_{22}^I - S_{12}^{I^2}}$	$\frac{\det S^I}{S_{11}^I S_{22}^I - S_{12}^{I^2}}$
IV	$\frac{S_{11}^I S_{22}^I - S_{12}^{I^2}}{S_{22}^I}$	$\frac{1}{S_{22}^I}$	$\frac{S_{22}^I S_{33}^I - S_{23}^{I^2}}{S_{22}^I}$
V	$\frac{\det S^I}{S_{22}^I S_{33}^I - S_{23}^{I^2}}$	$\frac{S_{33}^I}{S_{22}^I S_{33}^I - S_{23}^{I^2}}$	$\frac{S_{22}^I}{S_{22}^I S_{33}^I - S_{23}^{I^2}}$
VI	$\frac{S_{22}^I S_{33}^I - S_{23}^{I^2}}{\det S^I}$	$\frac{S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}}{\det S^I}$	$\frac{S_{11}^I S_{22}^I - S_{12}^{I^2}}{\det S^I}$
VII	$\frac{S_{33}^I}{S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}}$	$\frac{\det S^I}{S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}}$	$\frac{S_{11}^I}{S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}}$
VIII	$\frac{S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}}{S_{33}^I}$	$\frac{S_{22}^I S_{33}^I - S_{23}^{I^2}}{S_{33}^I}$	$\frac{1}{S_{33}^I}$

$$\det S^I = S_{22}^I (S_{11}^I S_{33}^I - S_{13}^{I^2}) - S_{11}^I S_{23}^{I^2} - S_{33}^I S_{12}^{I^2} + 2 S_{12}^I S_{13}^I S_{23}^I$$

нулей на I листе (паре же полюсов на III листе соответствует пара нулей на IV листе).

Если в 3-канальном случае резонансу в S_{11} соответствует пара сопряженных полюсов на II листе (и поэтому пара нулей на I листе в тех же точках), то сразу, смотря на первую колонку таблицы I, заключаем, что этому резонансу отвечают смещенные относительно указанной пары и друг относительно друга пары сопряженных полюсов на III, VI и VII листах. Действительно, пусть процесс $1 \rightarrow 1$, упругий ниже порога 2, остается упругим и выше порогов 2 и 3, т.е. полностью отсутствует связь каналов: $S_{12} = S_{23} = S_{13} = 0$. Тогда все пары полюсов на разных листах расположены точно друг под другом ($S_{11}^Z = S_{11}^{I-1}$, $Z = \text{II, III, VI, VII}$). Теперь вводя слабые связи между каналами, мы видим, что пары полюсов на всех листах (кроме II листа) смещаются и различным образом. Величина этих смещений определяется связью между каналами и связями резонанса с каналами. Из таблицы I видно, что полюсы в матричных элементах других связанных процессов расположены на тех же листах и в тех же точках энергетической плоскости, что и у S_{11} , тогда как соответствующие нули испытывают миграции с листа на лист указанным образом. Причем такая простая картина наблюдается в том случае, если нет нулей, соответствующих исследуемому резонансу, на I листе у матричных элементов S_{22} и S_{33} . Если же такие нули имеются, например, пара сопряженных нулей у S_{22} , то для S_{11} это означает появление пары полюсов на IV листе ($\sim S_{22}^{I-1}$), смещенной пары полюсов на V листе; кроме того, на III и на VI листах будут располагаться по 2 пары сопряженных полюсов. При наличии же пары нулей на I листе еще и у S_{33} , на всех листах (кроме I) будут присутствовать одна, две, а на VI листе даже три пары сопряженных полюсов. Взаимное положение полюсов на полуплоскости листа определяется связями каналов, однако разумно ожидать, что они располагаются достаточно компактно. Заметим, что речь здесь идет о ближайших к физической области полюсах, определяющих резонанс, которые не зависят от конкретного вида пропагаторов, используемых в различных моделях, но должны быть общими для них всех.

Сразу следует оговориться, что для описания пион-пионного рассеяния в π -волне, как показали наш предыдущий 2-канальный и настоящий 3-канальный анализы, как будто, достаточно простейшей картины, когда нули на I листе присутствуют только у S_{11} . Для окончательного решения этой проблемы требуется улучшенный экспериментальный материал по $\pi\pi$ -рассеянию и анализ связанных процессов.

Следующий этап состоит в учете точек ветвления, соответствующих порогам трех каналов. Это можно было бы сделать, отображая 8-листную риманову поверхность на плоскость и таким образом унифицируя

S - матрицу. Однако невозможно с помощью простого конформного преобразования отобразить 8-листную поверхность на плоскость, чтобы получить простую картину расположения полюсов и нулей и максимально простую аппроксимацию S -матрицы. Поэтому мы учтем здесь то, что нас интересует область около I ГЭВ, например от 0,7 до 1,6 ГЭВ, и $\pi\pi$ -точка ветвления расположена достаточно далеко, чтобы пренебречь её влиянием, хотя условие унитарности на упругом разрезе важно. Прделаем поэтому следующую процедуру - продолжим упругий разрез влево, вдоль реальной оси на $-\infty$ (т.е. унесем на ∞ $\pi\pi$ -точку ветвления). Исходная 8-листная риманова поверхность разобьется таким образом на две 4-листные поверхности, каждая с двумя разрезами, начинающимися при $4m_K^2$ и $4m_\pi^2$. В качестве модели исходной римановой поверхности возьмем ту 4-листную поверхность, в которой учитываются только ближайшие к физической области полуплоскости римановых листов. Такая поверхность отображается на плоскость с помощью преобразования /5, I3/:

$$\omega = \frac{k_2 + k_3}{(m_\pi^2 - m_K^2)^{1/2}} \quad (I)$$

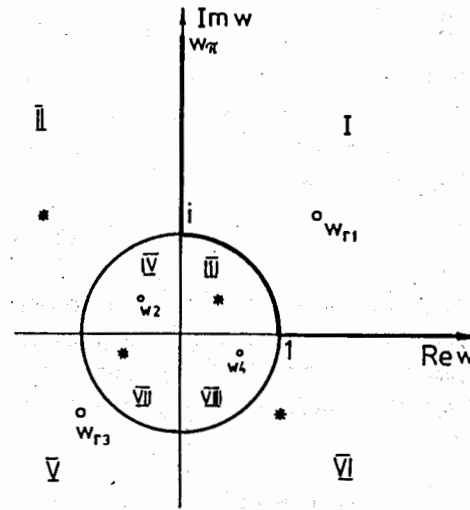


Рис. I.

На рис. I римскими цифрами обозначены те части ω -плоскости, на которые отображаются вышеуказанные полуплоскости соответствующих листов римановой поверхности; жирной линией указана физическая область для переменной ω : от w_r ($\pi\pi$ -порога) до $w = i$ ($K\bar{K}$ -порога) упругая часть, $w = 1 - \eta\eta$ - порог. Резонанс в таком подходе в $\pi\pi$ -рассеянии описывается четырьмя полюсами (*) и соответственно четырьмя нулями (o), как изображено на рисунке. Простейшей параметризацией S_{11} является следующая рациональная форма /16/:

$$S_{11} = S_{11}^B \prod_r \prod_{i=1}^4 \frac{\omega - \omega_{ri}}{\omega + \omega_{ri}^*} \quad (2)$$

Первое произведение (индекс "r") берется по резонансам. S_{11}^B — вклад фона. В этом выражении симметрия пар "полюс ($-\omega_{r_i}^*$) — нуль (ω_{r_i})" относительно мнимой оси обеспечивает упругую унитарность в упругой области. Если бы процесс $1 \rightarrow 1$ был упругим и выше порога $\omega = i$, то была бы симметрия полюсов и нулей относительно окружности. Наконец, при упругости этого процесса также выше порога $\omega = 1$ требовалась бы симметрия полюсов и нулей относительно реальной оси. В нашем случае π -волнового $\pi\pi$ -рассеяния в изоскалярном канале имеется только симметрия относительно мнимой оси.

Следует отметить, что поскольку при построении нашей модели римановой поверхности учтены лишь ближайшие к физической области полуплоскости римановых листов, то в этом случае нет смысла говорить о реальной аналитичности амплитуды. Такое приближение означает, что не учитываются существенно более удаленные от физической области полюсы, сопряженные близким к ней полюсам, так что резонанс в 3-канальной задаче описывается не 2^3 , а четырьмя полюсами. В 2-канальном случае мы непосредственными расчетами убедились, что такие отброшенные полюсы весьма слабо влияют на поведение наблюдаемых величин /4/. (В этом случае модель римановой поверхности, аналогичная нашей, есть использовавшаяся в работе /12/ k_2 -плоскость).

2. Анализ экспериментальных данных

С формулой (2) были обработаны экспериментальные данные по изоскалярной π -волне $\pi\pi$ -рассеяния в энергетической области, включающей $K\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -пороги. Эти данные обычно приводятся для фазы рассеяния $\delta(\omega)$ и параметра упругости $\eta(\omega)$:

$$S_{11} = \eta(\omega) e^{2i\delta(\omega)}. \quad (3)$$

Вклад фона S_{11}^B , в нашем случае обусловленного влиянием в основном перекрестных процессов, который проявляется наиболее сильно в упругой области (где, согласно нашему предыдущему анализу /4, 13/ и результатам других анализов /1/, нет резонансных проявлений), разумно взять в упругом виде

$$S_{11}^B = e^{2i\delta^B(\omega)}, \quad \delta^B = a + b\sqrt{s}. \quad (4)$$

(Напомним, что нас в настоящем анализе не интересует область около $\pi\pi$ -порога). С помощью формулы (2) ранее нами были уже проанализированы $\pi\pi$ -данные в области $0,8 \div 1,3$ ГэВ с целью получения параметров $f_0(975)$ /16/. Получено хорошее описание данных ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 0,66$).

Здесь мы распространили анализ данных /17, 18/ на область $0,7 \div 1,6$ ГэВ. Для удовлетворительного описания оказалось достаточно двух резонансов (при 1 ГэВ и при 1,5 ГэВ) с положением нулей на I, IV, V и VII листах в ω -плоскости (рис. 1): для резонанса $f_0(975)$

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 0,61847 + 1,0112i, & \omega_3 &= -0,6464 - 0,91045i, \\ \omega_2 &= -0,39086 + 0,4661i, & \omega_4 &= 0,4745 - 0,14533i, \end{aligned}$$

для резонанса $f_0(1500)$

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 4,5904 + 1,5559i, & \omega_3 &= -4,6514 - 1,728i, \\ \omega_2 &= -0,4208 + 0,14069i, & \omega_4 &= 0,43202 - 0,15506i. \end{aligned}$$

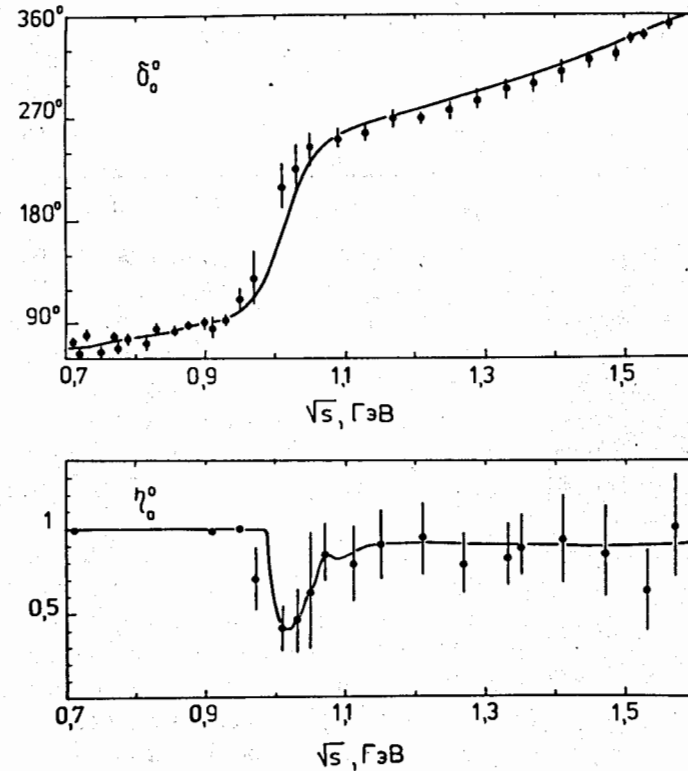


Рис. 2. Энергетические зависимости фазы $\delta_0^0(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$ и параметра упругости $\eta_0^0(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$, полученные на основе обработки экспериментальных данных /17, 18/ в интервале $0,7 \div 1,6$ ГэВ. На рисунке приведены только некоторые характерные экспериментальные точки.

Если исключить точку при $0,91 \text{ ГэВ}$, дающую аномально большой вклад в χ^2 , то получается описание фазы и параметра упругости (рис. 2, приведены только некоторые характерные экспериментальные точки) с $\chi^2/\text{ст. св.} \approx 79,8/71 \approx 1,12$. Положение резонансов на различных листах в плоскости энергии ($\sqrt{s_r} = E_r - i\Gamma_r/2$) приведено в таблице II.

Таблица II.

Лист	$f_0(975)$		$f_0(1500)$	
	$E(\text{МэВ})$	$\Gamma(\text{МэВ})$	$E(\text{МэВ})$	$\Gamma(\text{МэВ})$
II	1017 ± 5	35 ± 7	1496 ± 16	548 ± 35
III	1031 ± 16	128 ± 30	1156 ± 36	146 ± 43
VI	1025 ± 8	23 ± 10	1502 ± 20	614 ± 40
VII	1139 ± 60	108 ± 42	1147 ± 55	145 ± 62

Параметры фона: $a = -1376 \pm 0,056$, $b = 0,6 \pm 0,0025$.

Характеристики $f_0(975)$ несколько изменились по сравнению с анализом /16/. Это, как уже обсуждалось, например в /13/, не должно влиять на качественные выводы относительно природы $f_0(975)$, однако говорит о довольно сильной связи этого резонанса с $\eta\eta$ -системой и о важности учета влияния $\eta\eta$ -канала, порог которого находится близко к интересующей нас области. Значительная связь $f_0(975)$ с $\eta\eta$ -системой экспериментально может проявляться, например, в перекрестных процессах, таких как $\pi\eta$ - или $K\eta$ -рассеяние, при обмене этим мезоном.

Значительное смещение полюса на VII листе у $f_0(975)$ должно быть обусловлено (как видно из таблицы I) большой связью между каналами $\pi\pi$ и $\eta\eta$, в то время как связь между каналами $\pi\pi$ и $K\bar{K}$ существенно подавляется фазовым объемом (из-за близости массы $f_0(975)$ к $K\bar{K}$ -порогу), чем объясняется не такое заметное смещение полюса на III листе. Смещение же полюса на VI листе, связанное с влиянием $\eta\eta$ -канала, компенсируется эффектом связи каналов $K\bar{K}$ и $\eta\eta$, смещающим полюс в противоположном направлении (что объясняется соответствующими знаками импульсов каналов при продолжении на VI лист). В работах /7, 13/ уже отмечалось, что цитируемая в PDG - таблицах ширина $f_0(975)$ представляет собой некоторую видимую ширину, полная же ширина этого резонанса около 500 МэВ.

Что касается второго резонанса, условно обозначенного нами $f_0(1500)$, то анализ данных явно демонстрирует резонансное прояв-

ление, однако полюсы на III и VII листах, видимо, слишком смещены по отношению полюса на II листе. Кроме того, полюсы на III и VI листах выглядят слишком удаленными от реальной оси. Последний факт может быть связан с учетом $\eta\eta'$ -порога ($\sim 1506 \text{ МэВ}$). Возможная 4-кварковая интерпретация и приписывание этого резонанса более тяжелому 9^* -плету означали бы значительную связь его с каналами из векторных мезонов ($\rho\rho$, $\omega\omega$), пороги которых лишь на несколько десятков МэВ выше $\eta\eta'$ -порога. Поэтому реально говорить о параметрах $f_0(1500)$ в данном анализе нет смысла и получившееся резонансоподобное проявление следует рассматривать как некоторый суммарный учет указанных выше вкладов, хотя вывод о достаточности двух резонансов для удовлетворительного описания использованных данных представляется правильным.

3. Заключение

В настоящей работе распространен на 3-канальный случай подход, использовавшийся ранее /4, 5, 13/ в 2-канальном описании процессов $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -рассеяния с целью получения по возможности модельно-независимой информации о скалярных мезонах. Обсуждено представление резонансов на 8-листной римановой поверхности 3-канальной S-матрицы ближайшими к физической области полюсами. В простейшем случае резонансу соответствуют пара сопряженных полюсов на II листе и смещение из-за связей $\pi\pi$ -, $K\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -каналов сопряженные полюсы на III, VI и VII листах. Из-за условия унитарности каждой паре сопряженных полюсов соответствует пара сопряженных нулей на остальных листах. В простейшем случае отсутствуют нули, соответствующие резонансу, на I листе в матричных элементах S_{22} и S_{33} . В более общем случае такие нули могут быть. Например, когда резонансу соответствует по паре сопряженных нулей на I листе в S_{11} , S_{22} и S_{33} , на всех остальных листах располагаются пары сопряженных полюсов: на II, IV и VIII листах в тех же точках, что и нули на I листе, на III, V и VI листах по 2 пары сопряженных полюсов и на VII листе 3 пары полюсов. В s -волновом $\pi\pi$ -рассеянии в рассмотренной здесь области $0,7 + i,6 \text{ ГэВ}$ реализуется простейший вариант, во всяком случае это касается резонанса $f_0(975)$.

С целью учета 8-листной римановой структуры S-матрицы на основе униформизации последней и для получения для нее максимально простой параметризации предложена модель этой римановой поверхности для того случая, когда можно пренебречь влиянием $\pi\pi$ -точки ветвления. С помощью простой параметризации (2) матричного элемента S_{11} на плоскости униформизирующей переменной (I) обработаны s -волновые $\pi\pi$ -данные /17, 18/ в области энергий $0,7 + i,6 \text{ ГэВ}$. Для их удов-

летворительного описания ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,12$) оказалось достаточно двух резонансов: $f_0(975)$ – при этом анализ указывает на сильную связь его с $K\bar{K}$ - и $\eta\eta$ – системами, и эффективного $f_0(1500)$ – относительно его параметров нельзя делать здесь определенных выводов, так как не учтены находящиеся в этой области пороги каналов $\eta\eta'$, $\rho\rho$, $\omega\omega$, с которыми он может быть связан. В PDG -90 /1/ обсуждаются в рассматриваемой области (кроме $f_0(975)$) три резонанса: $f_0(1240)$ и $f_0(1525)$, которые нуждаются в подтверждении, и $f_0(1400)$, для массы которого в разных работах приводятся значения от 1220 до 1470 МэВ и для ширины $\Gamma \approx 460$ МэВ. Мы думаем, что адекватный анализ оставит в этой области один резонанс.

И, наконец, сделаем замечание о резонансе ниже 900 МэВ, который время от времени появляется в разных работах и обосновывается, например, в кварковой модели сверхпроводящего типа /19/. В подходе, основанном на использовании низкоэнергетических теорем нарушенной киральной симметрии и масштабной инвариантности с эффективным лагранжианом, в который введено скалярное поле (как поле глюбола) /20/, при интерпретации резонанса $f_0(1590)$ как смешанного состояния глюония и кваркония ($q\bar{q} + gg$) /21/ ортогональным к нему явилось широкое в $\pi\pi$ - канале состояние примерно при 920 МэВ. Наш метод не обнаруживает никаких состояний ниже $K\bar{K}$ – порога. Поэтому если какой-либо из указанных резонансов существует, то он ненаблюдаемо широкий, с шириной, возможно, даже превосходящей массу. Кстати, в подходе /20/ было показано, что ширина скалярного глюония для распада на $\pi\pi$ – моду зависит от массы глюбола, как 5-я степень, и выше 1 ГэВ скалярный глюбол будет ненаблюдаемо широким. Полагаем, это подчеркивает важность сделанного здесь, в указанном смысле модельно – независимого анализа данных в области 1 ГэВ. Дальнейшее развитие этой деятельности должно заключаться во включении в анализ дополнительных (улучшенных) данных по $\pi\pi$ – рассеянию, учете $\eta\eta'$ – канала (при возможности других каналов), получении предсказаний для связанных каналов и связей резонансов с этими каналами для выяснения их природы. И, наконец, необходим совместный анализ данных по связанным процессам.

Авторы благодарны С.Б. Герасимову, А.Б. Говоркову, И. Данику и М. Маевскому за полезные обсуждения.

Литература

1. Particle Data Group. Phys. Lett., 1990, v. B 239, VII. 19, 25, 36, 43, 46, 57.
2. Ачасов И.И., Девянин С.А., Шестаков Г.И. УФН, 1984, т. 142, с. 361.

3. Close F. Proc. E.P.S. Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983, Rutherford Appleton Lab., Didcot, 1983, p. 361.
4. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. ЯФ, 1986, т. 43, с. 231.
5. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. Проблемы физики высоких энергий и теории поля. IX Межд. семинар, с. 335, Москва, Наука, 1987.
6. Jaffe R.L. Phys. Rev., 1977, v. D15, p. 267, 281.
7. Achasov N.N., Devjanin S.A., Shestakov G.N. Phys. Lett., 1980, v. 96B, p. 168; Z. Phys., 1984, v. 22C, p. 53.
8. Дорохов А.Е., Зубов Ю.А., Кочелев Н.И. ЯФ, 1989, т. 50, с. 1717.
9. Weinstein J., Isgur N. Phys. Rev., 1983, v. D27, p. 588.
10. Cannata F., Dedonder J.P., Leśniak L. Phys. Lett., 1988, v. B207, p. 115.
11. Majewski M.-Z. Phys. C., 1988, v. 39, p. 121.
12. Au K.L., Morgan D., Pennington M.R. Phys. Rev., 1987, v. D35, p. 1633.
13. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. Препринт ОИЯИ, P2-87-181, Дубна, 1987.
14. Krupa D., Meshcheryakov V.A., Surovtsev Yu.S. Czech. Jour. Phys. 1988, v. B38, p. 1129.
15. Krupa D., Surovtsev Yu.S. Hadron Structure' 89, Proceedings, p. 387, Bratislava, 1989.
16. Krupa D., Meshcheryakov V.A., Surovtsev Yu.S. Hadron Interactions – Theory and Phenomenology, p. 203, Inst. of Physics, Prague, 1988.
17. Zylbersztejn A. et al. Phys. Lett., 1972, v. 38B, p. 457; Sonderegger P., Bonamy P. Proc. 5 th Intern. Conf. on Elementary Particles, Lund, 1969, paper 372; Bensiger J.R. et al. Phys. Lett., 1971, v. 36B, p. 134; Baton J.P. et al. Phys. Lett., 1970, v. 33B, p. 525; Baillon P. et al. Phys. Lett., 1972, 38B, p. 555; Rosselet L. et al. Phys. Rev., 1977, v. D15, p. 574. Картамышев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 68. Бельков А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 652.
18. Nyams B. et al. Nucl. Phys., 1973, v. B64, p. 134; 1975, v. B100, p. 205.
19. Volkov M.K. Ann. Phys., 1984, v. 157, p. 282; Nagy M., Suyarov U.S., Volkov M.K. JINR Rapid Communication, N 25-87, Dubna, 1987, p. 11.
20. Ellis J., Lanik J. Phys. Lett., 1985, v. B 150, p. 289.
21. Lanik J. – Z. Phys. C., 1988, v. 39, p. 143.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1991 года.