

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-84-857

Д.Крупа\*, В.А.Мещеряков, Ю.С.Суровцев

УНИФОРМИЗАЦИЯ АМПЛИТУДЫ  $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ  
В КАНАЛЕ ОБРАЗОВАНИЯ  
СКАЛЯРНЫХ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* ФИ САН, Братислава

1984

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время проблеме изучения довольно необычных свойств скалярных мезонов<sup>/1/</sup> посвящено значительное число работ. И хотя есть уже немало доводов<sup>/2/</sup> в пользу четырехкварковой ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ) природы<sup>/3/</sup> таких частиц /особенно это касается резонанса  $S^*/980//$ , однако остаются возможными и другие их интерпретации:  $q\bar{q}$ ,  $q\bar{q}g$ ,  $gg$  и т.д.<sup>/4-10/</sup>, т.е. в настоящее время природа скалярных мезонов известна плохо. Остается также не очень ясным их экспериментальный статус<sup>/4,6,9/</sup>: вспомним, например, обсуждавшийся некоторое время назад  $1^G(J^P) = 0^+/0^+/-$ -мезон  $\epsilon$  /700/ или укажем на некоторый новый объект  $g_S$  /1240/, который потребовался авторам работы<sup>/10/</sup> для объяснения наблюдаемой структуры недавних экспериментальных данных по процессам  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$  и был идентифицирован ими с глюониумом. Нет также единодушия в вопросе классификации скалярных мезонов по  $SU(3)$ -мультиплетам.

Такая запутанная ситуация обусловлена, с одной стороны, отсутствием достаточно точных экспериментальных данных, давших бы возможность выполнить энергонезависимые фазовые анализы, и, с другой стороны, трудностью установления надежного рецепта для идентификации резонанса при наличии фона и других резонансов.

Экспериментальная  $s$ -волна  $\pi\pi$ -рассеяния в изоскалярном канале<sup>/1,2,11-13/</sup> проявляет чрезвычайно характерное поведение в области  $K\bar{K}$ -порога: ее фаза  $\delta_0^0(s)$  возрастает от  $90^\circ$  около  $\sqrt{s} \approx 0,87$  ГэВ до  $270^\circ$  при 1,2 ГэВ; быстрое изменение фазы при переходе через  $K\bar{K}$ -порог сопровождается резким падением параметра упругости  $\eta_0^0(s)$  от 1 примерно в два раза /точно выше порога/. Такое поведение связывается с резонансным  $S^*$ -эффектом. Возникает естественный вопрос о возможности объяснения  $S^*$ -эффекта  $K\bar{K}$ -пороговым явлением. Различные анализы экспериментальных данных по  $\pi\pi$ - и  $K\bar{K}$ -фазам, рассматривающие  $S^*$ -мезон, свидетельствуют в пользу его сильной связи с  $K\bar{K}$ -системами<sup>/2,6,7,11/</sup>, что подтверждает выводы кварковых моделей<sup>/3,5/</sup>. Все это говорит о значительном влиянии  $K\bar{K}$ -канала на  $\pi\pi$ -рассеяние.

Интерпретация экспериментальных данных по  $\pi\pi$ -рассеянию в  $s$ -волне осложнена необходимостью учета влияния помимо  $K\bar{K}$ -канала, может быть, других каналов / $\eta\eta$ ,  $\eta\eta'$  и т.д./<sup>/2,5/</sup>, конечной ширины скалярных мезонов, эффективного изоспинового нарушения вследствие  $K^+-K^0$ -разности масс, возможного явления смешивания  $S^*-\delta$ -мезонов, смешивания  $S^*/980/-\epsilon/1400/-$ мезонов<sup>/2,5,14/</sup>. Для описания этих эффектов используются различные

методы, и получающиеся выводы не всегда одинаковы /см. например, /2,4,7,14/. Поэтому в проблеме исследования скалярных мезонов остается первостепенной задачей установления адекватного способа описания экспериментальных данных и на этой основе рецепта получения информации о скалярных резонансах.

В данной работе для решения этой задачи реализована идея доминирующего влияния ближайших особенностей с применением процедуры униформизации. Приводятся результаты обработки по методу  $\chi^2$  экспериментальных данных относительно изоскалярной  $s$ -волны  $\pi\pi$ -рассеяния в области энергий 0,6-1,9 ГэВ и полученные параметры скалярных резонансов  $S^*$  и  $\epsilon$ .

### 1. УНИФОРМИЗАЦИЯ $S$ -МАТРИЦЫ И ВЫБОР ПАРАМЕТРИЗАЦИИ

Рассматривая аналитические свойства функции  $S(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$  в комплексной  $s$ -плоскости, учтем, помимо физического разреза ( $4m_\pi^2 + \infty$ ) и левого разреза  $(-\infty, 0)$  также точку ветвления, связанную с порогом открывающегося при  $s = 4m_K^2$  канала  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ , т.е. проведем также разрез ( $4m_K^2, +\infty$ ). Это приводит к рассмотрению 4-листной римановой поверхности  $S$ -матрицы, листы которой пронумеруем в соответствии со знаками на них функций  $\sqrt{s - 4m_\pi^2}$  и  $\sqrt{s - 4m_K^2}$ , связанных с точками ветвлений на  $\pi\pi$ - и  $K\bar{K}$ -порогах, следующим образом: листам I /физическому/, II, III, IV отвечают соответственно знаки  $(\sqrt{s - 4m_\pi^2}, \sqrt{s - 4m_K^2}) = ++, +-, --, +-.$

На физическом листе  $S$ -матрица обладает свойством вещественной аналитичности

$$S_I^*(s) = S_I(s^*) \quad /1/$$

и удовлетворяет условию упругой унитарности

$$|S_I(\text{Res} + i\epsilon)|^2 = 1. \quad /2/$$

Последнее справедливо, строго говоря, до  $4\pi$ -порога. Однако заметим, что влияние на  $\pi\pi$ -рассеяние неупругих каналов, открывающихся выше  $4\pi$ -порога, незначительно вплоть до 1 ГэВ. В работе /12/, в которой информация о  $\pi\pi$ -рассеянии извлекалась из процесса  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \Delta^{++}$ , была сделана оценка неупругости  $\pi\pi$ -амплитуд:  $|1 - \eta_I^+| \leq 2\%$ . При современной точности эксперимента эффектами такого порядка можно пренебречь и считать  $\pi\pi$ -взаимодействие полностью упругим в этой области. Поэтому далее принимаем, что упругая унитарность /2/ справедлива вплоть до  $K\bar{K}$ -порога.

Из /1/ и /2/ после аналитического продолжения получаем

$$S_I(s) = S_{II}^{-1}(s) \quad /3/$$

и, в случае, если бы  $\pi\pi$ -взаимодействие было упругим и выше  $K\bar{K}$ -порога,

$$S_{II}(s) = S_{III}(s), \quad /4/$$

а также

$$S_{III}(s) = S_{IV}^{-1}(s). \quad /5/$$

Ближайшими к физической области особенностями, соответствующими резонансу, являются пара комплексно сопряженных полюсов на II листе и, в случае "упругого" резонанса, пара полюсов на III листе при тех же значениях  $s_0$  и  $s_0^*$  /см. /4//. Как видно из соотношений /3/ и /5/, этим парам полюсов отвечают пары комплексно сопряженных нулей на I и на IV листах в тех же точках  $s$ -плоскости.

Понятно, что отклонение от условия упругой унитарности /2/ ниже  $K\bar{K}$ -порога приводит к нарушению, например, соотношения /3/, то есть к смещению положения нулей на I листе относительно полюсов на II листе. Описать такое нарушение упругой унитарности можно уже при учете только  $\pi\pi$ -порога, т.е. переходя

к  $z$ -импульсу в с.ц.м.  $\pi\pi$ -системы  $q = \frac{1}{2} \sqrt{s - 4m_\pi^2}$  и параметризуя

$S$ -матрицу полюсами и нулями. Однако такое нарушение упругой унитарности весьма незначительно, и мы им пренебрегаем.

Эффекты абсорбции, связанные с процессами выше  $K\bar{K}$ -порога, приводят к сильному нарушению условия /2/ при  $s > 4m_K^2$ , а следовательно, и соотношения /4/, что диктует необходимость смещения положения полюсов на III листе относительно полюсов на II листе. Для описания таких сильных абсорбтивных эффектов следует включить в рассмотрение также точку ветвления, связанную с  $K\bar{K}$ -порогом.

Моделью описанной выше римановой поверхности функции  $S(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$  в пренебрежении левым разрезом служит функция

$$z = \frac{1}{2q_1} (\sqrt{s - 4m_\pi^2} + \sqrt{s - 4m_K^2}), \quad /6/$$

где  $q_1 = \sqrt{m_K^2 - m_\pi^2}$ . Посредством преобразования /6/ вся 4-листная риманова поверхность отображается на  $z$ -плоскость, и относительно переменной  $z$  величина  $S(z)$  является однозначной функцией - т.е. проведена процедура униформизации. На рис.1 римскими цифрами обозначены те части  $z$ -плоскости, на которые отображаются соответствующие листы римановой поверхности; жирной линией указана физическая область для переменной  $z$ , часть окружности в первом квадранте, ограниченная точками  $i$  / $\pi\pi$ -порог/ и  $1$  / $K\bar{K}$ -порог/, соответствует упругой области. Соотношения /1/-/5/ для упругой  $S$ -матрицы могут быть теперь записаны для  $S(z)$ : **3**

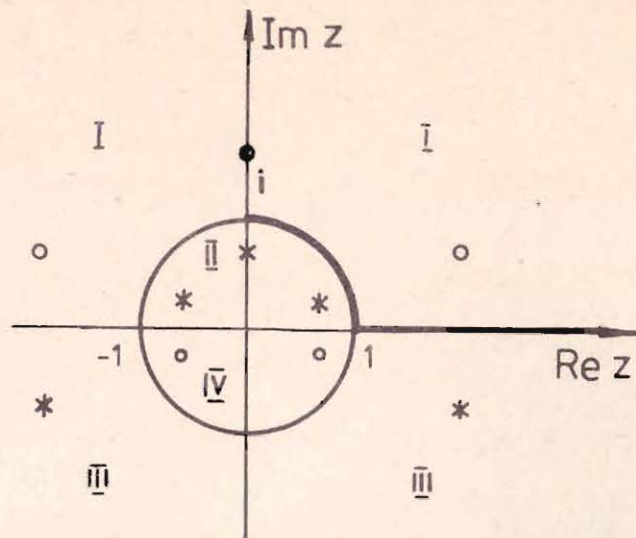


Рис. 1. Комплексная  $z$ -плоскость, на которую отображается 4-листная риманова поверхность функции  $S(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$ . Изображенные положения полюсов (\*) и нулей /0/ соответствуют "упругому" резонансу. Полюс 2-го порядка на мнимой оси и соответствующий ему нуль аппроксимируют фон.

$$\begin{aligned} \text{а/ } S^*(z^{*-1}) &= S^{-1}(z), & \text{б/ } S(-z^*) &= S^*(z), \\ \text{в/ } S(-z^{-1}) &= S^{-1}(z), & \text{г/ } S(z^{-1}) &= S(z). \end{aligned}$$

171

Описывающие резонанс в упругой области полюса и нули, располагавшиеся на  $s$ -плоскости в точках  $s_0$  и  $s_0^*$ , теперь займут положения /рис.1/: нули - в точках  $z_0, -z_0^*, z_0^{-1}, -z_0^{*-1}$ , полюса - в точках  $z_0^{*-1}, -z_0^{-1}, z_0^*, -z_0$ , в соответствии с условиями /7, а-г/. То, что полюса и нули располагаются симметричными относительно окружности парами, обеспечивает выполнение условия упругой унитарности:  $|S(e^{i(\pi/2 - \phi)})|^2 = 1$ . Учесть небольшие эффекты абсорбции при энергиях ниже  $2m_K$  можно было бы, например, смещением нуля  $z_0$  по радиусу в направлении соответствующего полюса  $z_0^{*-1}$  /симметрично относительно мнимой оси смещается и нуль  $-z_0^*$ /. Такой способ обеспечивает выполнение неравенства  $|S(e^{i(\pi/2 - \phi)})| < 1$  для  $0 \leq \phi \leq \pi/2$ . В дальнейшем, как обсуждалось выше, незначительными абсорбтивными эффектами ниже КК-порога мы пренебрегаем, т.е. полюса и нули располагаются симметрично относительно окружности.

Естественной параметризацией вклада упругого резонанса в  $S$ -матрицу является функция Бляшке:

$$S_0(z) = \frac{(z_0 - z)(z_0^* + z)(z_0^{-1} - z)(z_0^{*-1} + z)}{(1 - z_0^* z)(1 + z_0 z)(1 - z_0^{*-1} z)(1 + z_0^{-1} z)}. \quad /8/$$

Эта функция удовлетворяет условиям /7/ и дает характерное резонансное поведение фазы. Отметим, что резонансное поведение фазы и удовлетворение условий /7а,б,в/ обеспечивается и полюсами  $z_0^{*-1}$  и  $-z_0^{-1}$  и нулями  $z_0$  и  $-z_0^*$ , лежащими только в верхней  $z$ -полуплоскости. Однако необходимость учета в качестве ближайших особенностей также полюсов  $z_0^*$  и  $-z_0$  и соответствующих им нулей  $z_0^{-1}$  и  $z_0^{*-1}$ , расположенных в нижней  $z$ -полуплоскости, помимо удовлетворения условия /7г/, видна также из следующего простого примера. Пусть с целью учета  $4\pi$ -порога мы сделали отображение /6/ /в этом случае  $q_1$  соответствует  $4\pi$ -порогу/. Тогда форма типа /8/, но только с полюсами  $z_0^{*-1}$  и  $-z_0^{-1}$  и нулями  $z_0$  и  $-z_0^*$  дает резонансное поведение фазы, и параметр упругости  $\eta = |S|$  равен 1 в строго упругой области  $2m_\pi \leq \sqrt{s} \leq 4m_\pi$ . Для простоты можно не рассматривать полюс и нуль в левой  $z$ -полуплоскости /они введены для выполнения условий /7б,в/, но их влияние незначительно/. Тогда  $\eta$  равно отношению отрезка  $(z_0, z)$  к умноженному на  $|z_0|$  отрезку  $(z_0^{*-1}, z)$ :  $\eta \approx |z_0 - z| / |z_0| \cdot |z_0^{*-1} - z|$  для  $z$  из физической области. Это отношение равно 1 при  $z = e^{i(\pi/2 - \alpha)} (0 \leq \alpha \leq \pi/2)$ , а выше  $4\pi$ -порога, при  $z = \text{Re } z > 1$ , резко падает от 1, как видно из рис.1: резкий излом, который испытывает кривая, соответствующая физической области, в точке  $z = 1$  / $4\pi$ -порог/, приводит к столь же значительному уменьшению отрезка  $(z_0, z)$  по сравнению с возрастающим отрезком  $(z_0^{*-1}, z)$ . Однако из эксперимента известно, что  $\eta \approx 1$  вплоть до КК-порога. Исправить ситуацию с описанием можно, только добавив полюса и нули в нижней  $z$ -полуплоскости в соответствии с /7г/, симметричные относительно окружности - для упругой унитарности ниже  $4\pi$ -порога, и симметричные полюсам и нулям в верхней  $z$ -полуплоскости - для упругой унитарности выше  $4\pi$ -порога, /см. рис.1/. Далее, точно выше КК-порога, как видно из эксперимента, упругость  $\eta$  резко падает. Добиться этого в описании параметризации /8/ можно, меняя положение полюсов и нулей в нижней  $z$ -полуплоскости с сохранением их симметрии относительно окружности, то есть условия /7а,б,в/ выполняются по отдельности в верхней и нижней  $z$ -полуплоскости, а условие /7г/ нарушается вне физической области. Причем ясно, что измененное положение пары "полюс-нуль", вообще говоря, меняется с энергией.

Поскольку эта энергетическая зависимость обусловлена влиянием каналов /в нашем случае КК,  $\eta\eta, \dots$  /, сильно связанных с резонансом ( $S^*$ ), проявляющимся в исследуемом канале / $\pi\pi$ -рассеяние/, т.е. идет от резонансов в этих каналах и обменов частицами, то надежда /оправдываемая последующим анализом данных/ состоит в том, что эту зависимость удастся описать надлежащим выбором унифицирующей переменной /формула /6/ с  $q_1$ , соответствующим

КК-порогу/ и помещением на нижнюю  $z$ -полуплоскость помимо уже рассмотренной смещенной пары, возможно, дополнительных пар полюсов и нулей, симметричных относительно окружности. Подобным образом можно рассматривать произвольное число резонансов.

Кроме резонансов, в предлагаемом способе описания следует учесть также фон, идущий, в основном, от левого разреза. Этот разрез преобразовался в результате отображения /6/ в разрез на мнимой оси ( $m = \sqrt{(m_K + m_\pi)/(m_K - m_\pi)}$ ):  $(-i\infty, -im), (-im^{-1}, im^{-1}), (im, +i\infty)$ . Поскольку влияние левого разреза проявляется наиболее сильно в упругой области, то можно полагать, что и фон имеет, в основном, упругий характер. Если не интересоваться пороговым поведением, то фазу упругого фона можно традиционно взять в виде /см., например, /11,14/.

$$\delta_B = a + \sqrt{s}b. \quad /9/$$

Другим используемым нами описанием фона, которое представляется более интересным и последовательным в нашем подходе, является аппроксимация разрезов на мнимой оси / $y$ -оси,  $z = x + iy$ ) полюсами и симметричными им относительно единичной окружности нулями /для упругости фона ниже КК-порога/. Отличие этого описания фона от /9/ состоит в том, что выше КК-порога его вклад становится неупругим.

Итак, окончательная параметризация  $S$ -матрицы имеет следующий вид:

$$S = S_B \prod_{n=S^*, \epsilon, \dots} \frac{(z_n - z)(z_n^* + z)(z'_n - z)(z_n'^* + z)}{(1 - z_n^* z)(1 + z_n z)(1 - z_n'^* z)(1 + z_n' z)} f_n(z), \quad /10/$$

где для фона будем использовать два способа описания:

$$S_B = \begin{cases} e^{2i\delta_B(s)}, & /10a/ \end{cases}$$

$$S_B = \prod_m \frac{iy_m - m}{1 + iy_m z}, \quad /10б/$$

$f(z)$  учитывает обсуждавшийся выше вклад каналов, сильно связанных с рассматриваемыми резонансами /пары полюс-нуль в нижней  $z$ -полуплоскости/:

$$f_n(z) = \prod_i \frac{(z'_i - z)(z_i'^* + z)}{(1 - z_i'^* z)(1 + z_i' z)}. \quad /11/$$

В формуле /10/ величинами со штрихами обозначены положения соответствующих резонансу полюсов и нулей в нижней  $z$ -полуплоскости,

смещенных вследствие абсорбтивных эффектов выше КК-порога. В /11/ положения полюсов и нулей также отмечены штрихами, чтобы подчеркнуть их расположение в нижней  $z$ -полуплоскости.

## 2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

На основе предложенной формулы проанализируем экспериментальные данные по  $s$ -волновому  $\pi\pi$ -рассеянию в изоскалярном канале в интервале 0,6-1,9 ГэВ. Эти данные обычно приводятся для фазы рассеяния  $\delta(s)$  и параметра упругости  $\eta(s)$ , которые связаны с элементом  $S$ -матрицы следующим образом:

$$S(\pi\pi \rightarrow \pi\pi) = \eta(s) e^{2i\delta(s)}. \quad /12/$$

Заметим, что полученные недавно данные относительно процессов  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ , КК и их анализ позволили устранить ряд неоднозначностей в решениях различных фазовых анализов  $\pi\pi$ -рассеяния для изоскалярной  $s$ -волны, хотя при энергиях  $\sqrt{s} \geq 1,5$  ГэВ все еще стоит задача приведения в соответствие результатов разных экспериментов /см., например, обсуждения в /1,2,6,13/ /. Экспериментальные данные по процессу  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  содержатся во многих статьях, соответствующие ссылки можно найти в /1,2/.

Рассмотрим данные работы /13/, в которой в отличие от других работ содержатся результаты единого систематического фазового анализа  $\pi\pi$ -рассеяния во всей интересующей нас области. Во-первых, заметим, что мы реализуем идею доминирующего влияния ближайших особенностей, которая справедлива, вообще говоря, на довольно узком интервале энергий и требует проверки в более широкой области. Поэтому мы сначала разбили экспериментальные точки рассматриваемых данных на две группы: данные в интервале от 0,8 ГэВ до 1,2 ГэВ - область резонансного  $S^*$ -эффекта - и от 1,1 ГэВ до 1,5 ГэВ - здесь фаза  $\delta(s)$  обнаруживает дальнейший рост в районе  $1,3 \pm 1,4$  ГэВ, что может быть интерпретировано как резонансный  $\epsilon$ -эффект. Далее мы обработали эти данные с помощью формулы /10а/ по методу  $\chi^2$ , предполагая  $f_{S^*, \epsilon}(z) = 1$  и вводя только

один резонанс в каждой из областей. Полученные при этом параметры резонансов /со своим фоном для каждого резонанса/ приведены в таблице /первые две колонки/.

Затем мы распространяем обработку на основе формулы /10а/ на данные во всей рассматриваемой области, вводя одновременно оба резонанса. Если в результате параметры резонансов изменятся незначительно, то предлагаемый способ описания экспериментальных данных следует считать достаточно надежным. Причем это требование, в основном, относится к положениям полюсов на II листе, которые определяют истинные массы и ширины резонансов. Положения же полюсов на III листе, в значительной мере зависящие от аб-

Таблица

Интервал энергий Параметры	0,8 - 1,2 (ГэВ)	1,1-1,5(ГэВ)	0,6 - 1,9 (ГэВ)	
			фон (а)	фон (б)
$m_{S^*}$ (МэВ)	$997 \pm 6$		$999 \pm 7$	$1000 \pm 5$
$\Gamma_{S^*}$ (МэВ)	$41 \pm 9$		$55 \pm 8$	$48 \pm 6$
$m'_{S^*}$ (МэВ)	$942 \pm 16$		$965 \pm 30$	$971 \pm 8$
$\Gamma'_{S^*}$ (МэВ)	$147 \pm 60$		$62 \pm 40$	$152 \pm 15$
$m_{\epsilon}$ (МэВ)		$1570 \pm 175$	$1587 \pm 35$	$1552 \pm 15$
$\Gamma_{\epsilon}$ (МэВ)		$410 \pm 180$	$631 \pm 60$	$494 \pm 35$
$m'_{\epsilon}$ (МэВ)		$1710 \pm 250$	$1499 \pm 20$	$1516 \pm 15$
$\Gamma'_{\epsilon}$ (МэВ)		$350 \pm 300$	$459 \pm 55$	$369 \pm 32$
$\alpha$	$23^\circ \pm 14^\circ$	$115^\circ \pm 100^\circ$	$23^\circ \pm 5^\circ$	полюс 2-го порядка при $\delta_1 = 0,028 \pm$ $\pm 0,06$ (ГэВ) <sup>2</sup>
$\beta$	$65^\circ \pm 17^\circ$	$110^\circ \pm 100^\circ$	$38^\circ \pm 5^\circ$	
$\chi^2/n.d.f.$	0,6	0,32	1,14	1,00

сорбтивных эффектов, могут, очевидно, существенно меняться в результате такой процедуры.

Результат такого анализа данных /в предположении  $f_{S^*,\epsilon}(z) = 1/$  приведен в третьей колонке таблицы /положения полюсов на II и III листах обозначены как  $\sqrt{s}_n = m_n - i\Gamma_n/2$  и  $\sqrt{s}'_n = m'_n - i\Gamma'_n/2$ ,  $n = S^*, \epsilon, \dots$  /. Обработке подверглись 64 экспериментальные точки. Свободными параметрами, подлежащими определению в результате минимизации  $\chi^2$ , являются положения полюсов и параметры фонов - всего 10. Экспериментальная точка при  $\sqrt{s} = 0,99$  ГэВ вносит anomalously большой вклад в  $\chi^2$ , поэтому разумно исключить ее из рассмотрения. Из сравнения с первыми двумя колонками таблицы видно, что массы и ширины резонансов изменились в допустимых пределах, то есть предлагаемый способ определения параметров резонансов достаточно надежный.

В связи с обсуждавшейся ранее возможностью существования скалярного мезона  $\epsilon$  /700/ мы ввели далее в формуле /10а/ полюса и нули, которые соответствовали бы этому резонансу. В результа-

те минимизации  $\chi^2$  параметры фона  $a$  и  $b$  практически обратились в нуль, введенные полюса на II листе и соответствующие им нули на I листе сместились в положение, близкое к левому разрезу, введенные полюса на III листе сместились на реальную ось выше  $4m_{\pi}^2$  и взаимно уничтожились с соответствующими им нулями на IV листе. Таким образом, мы естественно пришли ко второму способу описания фона - /б/: он описывается полюсом 2-го порядка на II листе на реальной оси и соответствующим ему нулем на I листе, аппроксимируемыми левый разрез; то есть фон описывается одним параметром. Результат анализа данных на основе формулы /10б/ /9 свободных параметров/ приведен в 4-й колонке таблицы. Описание данных удовлетворительное.

Для удобства использования формул /10а, б/ укажем также соответствующие резонансам положения нулей в правой  $z$ -полуплоскости, установленные посредством анализа данных: в случае упругого фона /а/:

$$z_{S^*} = 1,2273 + i 0,17339, \quad z'_{S^*} = 0,84637 - i 0,22365,$$

$$z_{\epsilon} = 2,987 + i 0,75566, \quad z'_{\epsilon} = 0,34737 - i 0,070805,$$

в случае фона /б/: нуль 2-го порядка на мнимой оси в точке  $y_1 = 1,2634$ .

$$z_{S^*} = 1,2281 + i 0,15318, \quad z'_{S^*} = 0,72984 - i 0,24186,$$

$$z_{\epsilon} = 2,8933 + i 0,59804, \quad z'_{\epsilon} = 0,34796 - i 0,05624.$$

Энергетическая зависимость фазы  $\delta(s)$  и упругости  $\eta(s)$ , полученная на основе формул /10а,б/, приведена на рис.2.

Проверялась также чувствительность процитированных выше результатов к положению неупругого порога  $q_1$ , то есть  $\chi^2$  минимизировалось с еще одним свободным параметром  $q_1$ . Результат практически неотличим от предыдущего анализа.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью определения параметров  $I^G(J^P) = 0^+(0^+)$  -мезонов предложен способ описания экспериментальных данных по  $s$ -волновому  $\pi\pi$ -рассеянию в изоскалярном канале, основанный на реализации идеи доминирующего влияния ближайших особенностей с использованием процедуры униформизации. Аргументировано, что при учете точки ветвления, связанной с  $K\bar{K}$ -порогом, приводящем к рассмотрению 4-листной римановой поверхности  $S$ -матрицы процесса  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ , ближайшими к физической области особенностями, соответствующими резонансу, являются две пары полюсов, располагающихся в комплексно сопряженных точках на плоскости квадрата энергии: одна пара на II листе и другая - на III. Для "упругого" резонанса эти пары полюсов находились бы точно одна над другой. Влияние

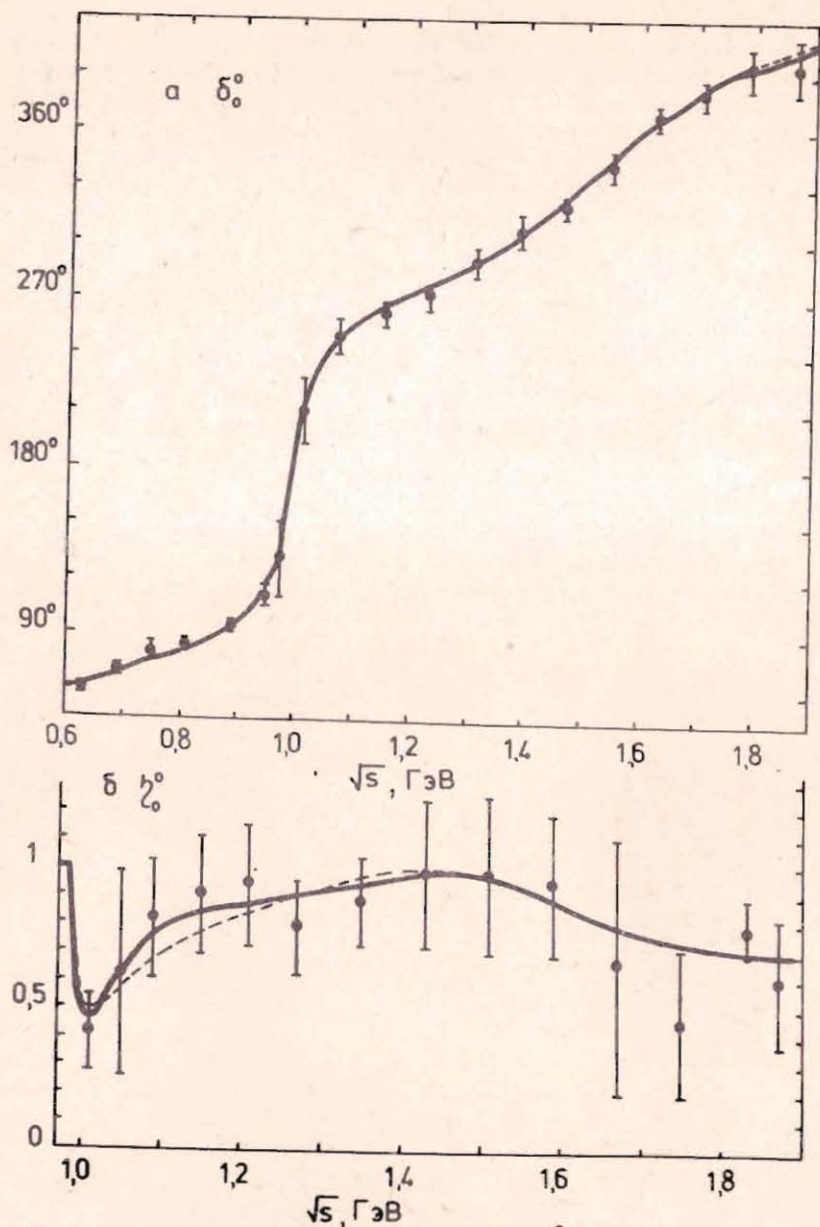


Рис.2. Энергетические зависимости фазы  $\delta_0^0(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$  и параметра упругости  $\eta_0^0(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$ , полученные на основе формулы /10/: с фоном /а/ - пунктирные кривые ( $\chi^2/n.d.f. \approx 1,14$ ), с фоном /б/ - сплошные кривые ( $\chi^2/n.d.f. \approx 1,0$ ). Анализировались 64 экспериментальные точки из /13/; на рисунке приведены только некоторые характерные точки.

абсорбтивных эффектов выше КК-порога смещает полюса на III листе. Условие унитарности требует наличия нулей в S-матрице, располагающихся при тех же значениях квадрата энергии, что и соответствующие полюса: полюсам на II листе отвечают нули на I листе, полюсам на III листе - нули на IV.

Включение в рассмотрение второй пары полюсов /и соответствующих им нулей/ является необходимым элементом описания резонанса в случае 4-листной римановой поверхности и существенным отличием от описания резонанса на 2-листной поверхности. В последнем случае ближайшими особенностями, соответствующими резонансу, являются, как известно, два комплексно-сопряженных полюса на втором листе.

Четырехлистная структура римановой поверхности учитывается с помощью унифицирующей переменной  $z$  /формула /6//. Параметризацией резонансного вклада в  $z$ -плоскости является функция Бляшке, построенная из указанных выше полюсов и нулей. Фон берется /а/ как "упругий" с линейно зависящей от энергии фазой /2 параметра/ и /б/ как аппроксимирующие левый разрез полюса и нули на реальной оси. В нашем случае оказалось достаточно одного полюса 2-го порядка и соответствующего ему нуля /один параметр/. Получено хорошее описание экспериментальных данных работы /13/ в области энергий 0,6-1,9 ГэВ. Результаты обработки по методу  $\chi^2$ :  $\chi^2/n.d.f. = 1,0$ ;  $m_{S^*} = /1000 \pm 5/$  МэВ,  $\Gamma_{S^*} = /48 \pm 6/$  МэВ,  $m_{\epsilon} = /1552 \pm 15/$  МэВ,  $\Gamma_{\epsilon} = /494 \pm 35/$  МэВ. Получена довольно простая, компактная формула /10/, описывающая экспериментальную изоскалярную s-волну  $\pi\pi$ -рассеяния  $\delta_0^0$  и  $\eta_0^0$  в энергетическом интервале 0,6-1,9 ГэВ.

Указаний на обсуждавшийся ранее скалярный мезон  $\epsilon$  /700/ мы не обнаружили. Масса и ширина мезона  $\epsilon$  /1550/ оказались больше получавшихся в других анализах /4,6,15/. Кроме того, можно сделать качественный вывод о сильной связи  $S^*$  с другими каналами ( $K\bar{K}$ ,  $\eta\eta$ ). Это видно из относительно большого смещения полюса на III листе. Наоборот, из аналогичных соображений и из того, что упругость  $\eta(s)$  в окрестности  $\epsilon$ -мезона близка к 1, делаем вывод об относительно сильной связи  $\epsilon$ -мезона с  $\pi\pi$ -системой по сравнению с другими каналами и тем не менее о непренебрежимом влиянии этих других каналов. Для получения более подробной и количественной информации о связях с разными каналами и на этой основе выводов о природе скалярных мезонов, а также для более определенной интерпретации полюсов на III листе необходим еще анализ данных, по крайней мере, по процессу  $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B, p. 9,10, 128,137.
2. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. Z.Phys.C. - Particles and Fields, 1984, 22, p. 53; УФН, 1984, 142, с.361.

3. Jaffe R.L. Phys.Rev., 1977, D15, p. 267, 281.
4. Morgan D. Phys.Lett., 1974, 51B, p. 71.
5. Törnqvist N.A. Preprint HU-TFT-82-1, Helsinki, 1982; Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p. 624.
6. Irving A.C. et al. Z.Phys.C. - Particles and Fields, 1981, 10, p. 45.
7. Estabrooks P. Phys.Rev., 1979, D19, p. 2678.
8. Chanowitz M.S. In: Proc. of Summer Inst. on Particle Physics, 1981, SLAC Rep. No 245, 1982, p. 41.
9. Montanet L. Preprint CERN/EP 82-69, Geneva, 1982.
10. Etkin A. et al. Phys.Rev., 1982, D25, p. 2446.
11. Flatte S.M. Phys.Lett., 1976, 63B, p. 224, p. 228.
12. Protopopescu S.D. et al. Phys.Rev., 1973, D7, p. 1279.
13. Hyams B. et al. Nucl.Phys., 1973, B64, p. 134; Nucl.Phys., 1975, B100, p. 205.
14. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. Phys.Lett., 1979, 88B, p. 367; ЯФ, 1980, 32, с. 1098.
15. Martin A.D. et al. Nucl.Phys., 1977, B121, p. 514.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 декабря 1984 года.

Крупа Д., Мещеряков В.А., Суворцов Ю.С. P2-84-857  
Униформизация амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния в канале образования  
скалярных резонансов

С целью получения информации о скалярных мезонах из процес-  
са  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  реализована идея доминирующего влияния ближайших  
особенностей с применением процедуры униформизации. Получена  
довольно компактная формула для описания изоскалярной s-вол-  
ны  $\pi\pi$ -рассеяния, позволяющая учесть влияние каналов, которые  
открываются начиная с КК-порога. В результате обработки  
экспериментальных данных в интервале 0,6-1,9 ГэВ найдены изо-  
скалярные  $0^{++}$ -мезоны  $S^*/1000/$  и  $\epsilon/1550/$  с ширинами соответ-  
ственно ~ 50 и ~ 490 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Krupa D., Meshcheryakov V.A., Surovtsev Yu.S. P2-84-857  
Uniformization of  $\pi\pi$  Scattering Amplitude in the Production  
Channel of Scalar Mesons

To gain from reaction  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  the information about scalar  
mesons, the idea of dominance of the nearest singularities  
is realized by applying uniformization procedure. A compact  
formula is obtained for describing isoscalar s-wave  $\pi\pi$  scat-  
tering, which makes it possible to take account of the influ-  
ence of channels that open beginning from the KK threshold.  
As a result of analysing experimental data in the region  
0.6-1.9 GeV found are isoscalar  $0^{++}$  mesons  $S^*(1000)$  and  
 $\epsilon(1550)$  with approximate widths 50 and 490 MeV, respectively.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984