

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-87-181

Д.Крупа*, В.А.Мещеряков, Ю.С.Суровцев

ВЛИЯНИЕ $\eta\eta$ -КАНАЛА
НА ПРОЯВЛЕНИЕ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ
В ПРОЦЕССАХ $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$

Доклад на IX Семинаре по физике высоких энергий
и теории поля, СССР, Протвино, 7-13 июля 1986 года.

*Физический институт САН, Братислава

Интерес к процессам рассеяния псевдоскалярных мезонов, в частности $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}$, $\eta\eta$, обусловлен в значительной степени тем, что в спектрах масс возникающих состояний наблюдаются легкие адроны, свойства которых определяются в конечном счете физикой больших расстояний, привлекающей сейчас значительное внимание в связи с проблемой конфайнмента. Много неясностей^{/1-4/} имеется в массовом спектре и свойствах состояний с квантовыми числами вакуума, тогда как этот сектор представляет особый интерес из-за возможного влияния последнего. Для объяснения довольно необычных свойств скалярных мезонов появился ряд интересных гипотез о природе этих частиц^{/5-7/}: $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, gg и т.д. Причем существование глюолов и $q\bar{q}g$ является, видимо, принципиальным для квантовой хромодинамики. Для выводов относительно природы исследуемых частиц требуется знание их связей с разными системами, например с $\pi\pi$ и $K\bar{K}$.

При анализе экспериментальных данных по процессам $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $K\bar{K}$ необходимо учитывать, кроме $K\bar{K}$ -порога, возможные, последующие пороги ($\eta\eta$, $\eta\eta'$ и т.д.), а также влияние таких эффектов, как конечная ширина скалярных мезонов, эффективное изоспиновое нарушение вследствие $K^+ - K^0$ - разности масс, $S^* - S$ - и $S^*(1000) - \epsilon(1300)$ - смешивание^{/2-4,6,8-12/}. При различных использованных способах описания этих эффектов получившиеся выводы не всегда одинаковы. Поэтому задача адекватного описания рассматриваемых процессов при исследовании свойств скалярных мезонов остается актуальной.

В данной работе эта задача решается посредством реализации идеи о доминирующей роли ближайших к физической области особенностей; требуемый при этом учет многолистности римановых поверхностей амплитуд производится с применением процедуры униформизации на основе надлежащего моделирования этих поверхностей. Исходя из анализа экспериментальных данных по $\pi\pi$ -рассеянию, в приближении двухканальной унитарности предсказывается поведение изоскалярной S -волны процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ от порога до $\sim 1,25$ ГэВ (для фазы даже несколько выше). Определяются связи $S^*(1000)$ - мезона с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -системами и делается вывод о четырехкварковой природе этого мезона. Показано, что для распространения описания процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ на область $\epsilon(1550)$, для уточнения характеристик этого резонанса и получения его связей с разными каналами требуется учесть влияние $\eta\eta$ -канала, что приводит к рассмотрению 8-листной римановой поверхности амплитуды. Продемонстри-

ровано, что неучет такой структуры римановой поверхности ведет к неправильной интерпретации экспериментальных данных по процессу $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}^{I,II}$.

I. При анализе процессов $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$ в энергетической области, где справедлива двухканальная унитарность, достаточно ограничиться явным учетом $K\bar{K}$ - порога (кроме $\pi\pi$ -порога). Феноменологически 2-канальная задача обычно описывается фазами каналов δ_1 и δ_2 и параметром упругости η . Запишем элементы S -матрицы как

$$S_{\alpha\alpha} = \eta_\alpha e^{2i\delta_\alpha}, \quad S_{12} = i\xi e^{i\delta_{12}}, \quad (1)$$

где $\alpha=1(\pi\pi), 2(K\bar{K})$. Условие 2-канальной унитарности накладывает ограничения:

$$\eta_1 = \eta_2 = \eta, \quad \xi = \sqrt{1-\eta^2}, \quad \delta_{12} = \delta_1 + \delta_2. \quad (2)$$

Отметим, что мы рассматриваем s -волны указанных процессов в изоскалярном канале.

В 2-канальном случае ($\pi\pi$ и $K\bar{K}$) имеем 4-листную риманову поверхность^{/4/}. Элементы S -матрицы (1) $S_{\alpha\beta}$ имеют правые разрезы на реальной оси в s -плоскости, начинающиеся при $4m_\pi^2$ и $4m_K^2$. Кроме того, они имеют левые разрезы, связанные с вкладами перекрестных каналов и простирающиеся вдоль реальной оси до $-\infty$, а начинающиеся при $s=0$ для S_{11} и S_{12} и при $s=4(m_K^2 - m_\pi^2)$ для S_{22} ; эти разрезы мы будем пренебрегать в структуре римановой поверхности, а вклад на них аппроксимировать определенным образом^{/4,10,11/}. Пронумеруем листы римановой поверхности в соответствии со знаками на них импульсов каналов $k_1 = (s/4 - m_\pi^2)^{1/2}$ и $k_2 = (s/4 - m_K^2)^{1/2}$ следующим образом: листам I (физическому), II, III, IV соответствуют знаки $(\text{Im } k_1, \text{Im } k_2) = ++, +-, -, +-.$ Ниже $K\bar{K}$ -порога верхний берег разреза на I листе сливается с нижним берегом разреза на II листе и аналогично III лист сливается с IV, выше $K\bar{K}$ -порога I лист сливается с III и II с IV.

Запишем матричные элементы $S_{\alpha\beta}$, аналитически продолженные на нефизические листы обычным образом с использованием свойства вещественной аналитичности и условия унитарности выше и ниже $K\bar{K}$ -порога, через их значения на физическом листе:

$$S_{11}^I = \frac{1}{S_{11}^I}, \quad S_{11}^{II} = \frac{S_{22}^I}{S_{11}^I S_{22}^I - (S_{12}^I)^2}, \quad S_{11}^{IV} = \frac{S_{11}^I S_{22}^I - (S_{12}^I)^2}{S_{22}^I}, \quad (3a)$$

$$S_{22}^I = \frac{S_{11}^I S_{22}^I - (S_{12}^I)^2}{S_{11}^I}, \quad S_{22}^{II} = \frac{S_{11}^I}{S_{11}^I S_{22}^I - (S_{12}^I)^2}, \quad S_{22}^{IV} = \frac{1}{S_{22}^I}, \quad (3б)$$

$$S_{12}^I = \frac{i S_{12}^I}{S_{11}^I}, \quad S_{12}^{II} = \frac{-S_{12}^I}{S_{11}^I S_{22}^I - (S_{12}^I)^2}, \quad S_{12}^{IV} = \frac{i S_{12}^I}{S_{22}^I}. \quad (3в)$$

Из этих соотношений можно видеть, каким образом особенности матричного элемента $\pi\pi$ -рассеяния на различных листах переносятся в матричные элементы процессов $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}, \pi\pi$.

При рассмотрении $\pi^{I,II} \pi\pi$ -рассеяния в энергетической области, включающей $K\bar{K}$ -порог, в качестве модели 4-листной римановой поверхности S_{11} была выбрана функция

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

где $q_K = (m_K^2 - m_\pi^2)^{1/2}$. Преобразование (4) унифицирует S_{11} . На рис. I и 2 римскими цифрами обозначены те части π -плоскости, на которые отображаются соответствующие листы римановой поверхности; жирной линией указана физическая область для переменной π ; точки $\pi = -i$ и I соответствуют $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -порогу. Резонанс на π -плоскости в простейшем варианте представляется четырьмя полюсами (•) и симметричными им относительно окружности нулями (o) - рис. I. Вклады на левых разрезах, представляющие фон, аппроксимировались полюсом 2-го порядка на мнимой оси и симметричным ему относительно окружности нулем:

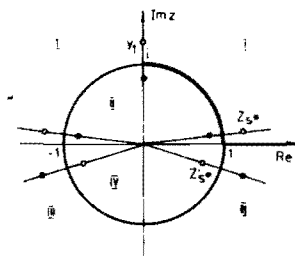


Рис. I.

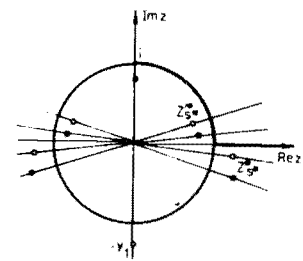


Рис. 2.

При анализе по методу минимума χ^2 экспериментальных данных^{/13/} по изоскалярному s -волновому $\pi\pi\pi$ -рассеянию в интервале 0,6 - 1,9 ГэВ нам потребовалось ввести два резонанса, S^* и ϵ . Эти данные хорошо ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,0$) описываются формулой^{/10,11/}:

$$S_{11} = \frac{(y_1 - x)^2}{(1 + iy_1 x)^2} \prod_{n=S^*, \epsilon} \frac{(x_n - x)(x_n^* + x)(x_n' - x)(x_n'^* + x)}{(1 - x_n^* x)(1 + x_n x)(1 - x_n'^* x)(1 + x_n' x)}, \quad (5)$$

где $y_1 = 1,2634$ - параметр фона, x_n и x_n' - положения нулей, соответствующих резонансу n , в правой части верхней и нижней x - плоскости. Полученные параметры резонансов представлены в таблице

Параметры, МэВ энергии, ГэВ	m_{S^*}	Γ_{S^*}	m_{S^*}'	Γ_{S^*}'	m_ϵ	Γ_ϵ	m_ϵ'	Γ_ϵ'	χ^2 ст.об.
0,6 - 1,89	1000 ± 5	48 ± 6	971 ± 8	152 ± 15	1552 ± 15	494 ± 35	1516 ± 15	369 ± 32	1,00
0,28-1,89	996 ± 2	53 ± 3	1352 ± 12	857 ± 46	1640 ± 22	720 ± 34	1551 ± 14	751 ± 38	1,32 (1,04)

(первая строка) (положения полюсов на II и III листах обозначены как $\sqrt{s_n} = m_n - i\Gamma_n/2$ и $\sqrt{s_n'} = m_n' - i\Gamma_n'/2$, $n = S^*, \epsilon$). Отметим, что Γ_n представляет собой лишь некоторую кажущуюся ширину, полная же ширина, например, S^* -мезона, около 500 МэВ.

Обращение (4) унифицирует также S_{22} . Использование формул (3а, б) и (5) позволяет записать вклад в S_{22} , идущий от резонансов и фона $\pi\pi$ -рассеяния. Из (3) заключаем, что все полюсы $S_{11}(x)$ присутствуют также в S_{22} и S_{12} в тех же точках x -плоскости, кроме того, нули S_{11} перекочевывают с I и IV листов соответственно на II и III листы у S_{22} при тех же значениях энергии, как показано на рис.2 (на рис.1 и 2 изображены положения полюсов и нулей, соответствующие S^* -резонансу и фону, S_{11} и S_{22} соответственно). Итак, для матричного элемента $K\bar{K}$ -рассеяния можем записать

$$S_{22} = S_K \frac{(y_1 + x)^2}{(1 + iy_1 x)^2} \prod_{n=S^*, \epsilon} \frac{(x_n^* - x)(x_n + x)(x_n'^* - x)(x_n' + x)}{(1 - x_n^* x)(1 + x_n x)(1 - x_n'^* x)(1 + x_n' x)}. \quad (6)$$

Здесь S_K представляет ту часть фона $K\bar{K}$ -рассеяния, которая не дает вклада в $\pi\pi$ -рассеяние. Пока положим $S_K = 1$. Тогда можно вычислить амплитуду процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$, используя формулы (1), (2) и (5), (6). На рис.3 и 4 приведено сравнение расчетов $|S_{12}|$ и фазы δ_{12} с экспериментальными данными¹⁴⁻¹⁷. Поскольку ближайшим порогом выше 1 ГэВ, который необходимо, видимо, учитывать при описании рассматриваемых процессов, является $\eta\eta$ -порог, то, строго говоря, описание S_{12} должно быть справедливо до 1,1 ГэВ. Однако на самом деле

оно, как обычно, простирается дальше. На рис. 3 можно видеть, что $|S_{12}|$ описывается примерно до 1,25 ГэВ, а фаза δ_{12} (рис.4) - как будто и до более высоких энергий. Чтобы продвинуться в описании этих величин, необходимо явно учесть $\eta\eta$ -порог. Кроме того, при анализе данных по процессу $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ с более высокой статистикой требуется, видимо, более детальное рассмотрение фона $K\bar{K}$ -рассеяния¹⁴.

Ввиду определенного успеха 2-канального описания $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -рассеяния в канале с $J^{PC} = 0^{++}$ можно вычислить связь S^* -мезона с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -системами. Определяя константы связи с каналами, как в¹², вычислим их на основе вычетов S_{11} и S_{22} в полюсах на II листе¹⁴:

$$g_{\pi\pi S^*}^2/4\pi \approx 0,8 \text{ ГэВ}^2, \quad g_{K\bar{K} S^*}^2/4\pi \approx 3,164 \text{ ГэВ}^2, \quad (7)$$

$$\text{т.е.} \quad g_{\pi\pi S^*}/g_{K\bar{K} S^*} \approx 0,52.$$

Это значение отношения констант связи уже появлялось ранее в других работах (см., напр.,^{5,8,9}). Из него следует, например, что $S^*(2000)$ -мезон не может быть глюонием, так как в этом случае он имел бы одинаковую связь со всеми членами псевдоскалярного 0^{-+} -нонета в силу синглетной по "аромату" структуры своей волновой функции. Довольно необычные свойства скалярных мезонов, в особенности вырождение по массе S^* - и δ -мезонов при значительно более сильной связи S^* -мезона с $K\bar{K}$ -системой по сравнению с $\pi\pi$ -системой, получают естественное объяснение на основе 4-кварковой природы этих частиц, как предсказывается в MIT-модели мешков¹⁵. Это не удается сделать в простой 2-кварковой модели, но, однако, достигается в более сложной, так называемой унитаризованной кварковой $q\bar{q}$ -модели¹³, учитывающей взаимодействие в конечном состоянии для скалярных мезонов, допускающей, впрочем, весьма серьезную критику¹². Поэтому полученное отношение для констант связи (7) следует, видимо, принять как свидетельство в пользу $q\bar{q}q\bar{q}$ -природы S^* -резонанса или, во всяком случае, как отражение наличия значительной $q\bar{q}q\bar{q}$ -примеси к $q\bar{q}$ -конфигурации в физическом S^* -состоянии.

2. Обратимся снова к формуле (5) для S_{11} и к таблице. Мы предприняли эксперимент и попытались описать на основе этой формулы данные по $\pi\pi$ -рассеянию от $\pi\pi$ -порога до 1,9 ГэВ. Причем ниже $K\bar{K}$ -порога были взяты данные из многих работ¹⁸, а выше $K\bar{K}$ -порога - из уже ранее упоминавшейся работы¹³. Всего в минимизации χ^2 участвовало 157 экспериментальных точек. Полученные положения полюсов приведены в таблице (нижняя строка), параметр фона $y_1 = 4,293$. описа-

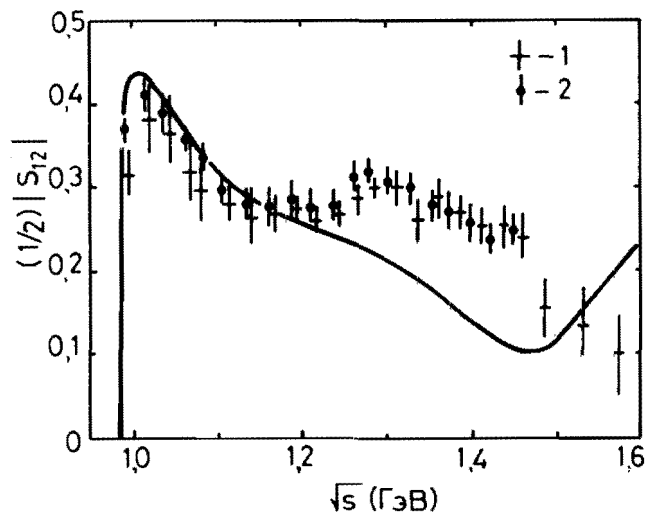


Рис.3. Сравнение предсказания для модуля матричного элемента процесса $\pi\pi \rightarrow KK$ с экспериментальными данными (1 - /15,16/, 2 - /14/).

ние (рис.5) удовлетворительное - $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,32$, а если отбросить 3 точки при энергиях 0,285; 0,3656 и 0,730 ГэВ, то $\chi^2/\text{ст.св.} \approx 1,04$. Однако описание для параметра упругости η , видимо, несколько хуже, чем в случае более узкой области энергий, т.к. предсказание для $|S_{12}|$ получается завышенным даже в интервале от KK -порога до 1,2 ГэВ. Это говорит о необходимости более детального рассмотрения фона или явного учета $\eta\eta$ -порога (а скорее, и того и другого вместе) при анализе процесса $\pi\pi \rightarrow KK$.

Из таблицы видно, что при переходе к более широкой энергетической области полюс для S^* на II листе сместился незначительно (как и должно быть для полюса, непосредственно связанного с параметрами резонанса /4,10,11/), тогда как полюс на III листе оказался близок к положению мезона ϵ (I300). Отметим, что в разных анализах ϵ (I300) то появляется, то исчезает. Продемонстрированный нами здесь эффект может быть одной из причин этого. Поскольку полюс, соответствующий этому резонансу, в разных анализах находится на III листе, у нас есть определенные основания думать, что частицы с такими параметрами нет.

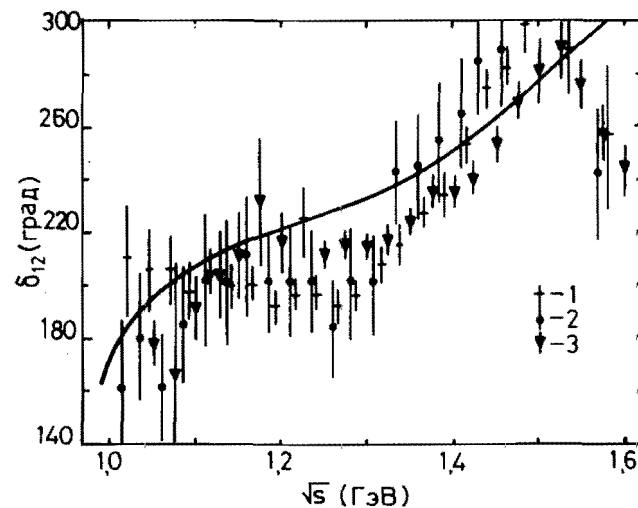


Рис.4. Сравнение предсказания для фазы амплитуды процесса $\pi\pi \rightarrow KK$ с экспериментальными данными (1 - /15,16/, 2 - /14/, 3 - /17/).

Кроме того, то, что полюс на III листе, соответствующий S^* , смещается значительно выше $\eta\eta$ -порога, определенно говорит о необходимости учета в таком случае явно $\eta\eta$ -порога и связанных с этим усложнений структуры римановой поверхности. Об этом же свидетельствует и значительная нестабильность параметров объекта ϵ (I550).

Однако риманова поверхность с тремя различными точками ветвления, $s_1 < s_2 < s_3$, топологически не может быть отображена на плоскость (или сферу), но это может быть сделано на торе, т.е. рассматриваемые амплитуды могут быть униформизованы на торе. Понятно, что для практических целей параметризации речь может идти лишь о локальной униформизации. Однако можно пойти по другому пути, которым мы и будем следовать, а именно, - проводя последовательно идею о доминирующем влиянии ближайших особенностей, построить надлежащую модель римановой поверхности, в которой рассматриваемые амплитуды будут униформизованы.

Учет $\eta\eta$ -точки ветвления вводит в рассмотрение 8-листную риманову поверхность. (Импульс $\eta\eta$ -канала есть $k_3 = (s/4 - m_\eta^2)^{1/2}$). Теперь элементы S -матрицы (I) S_{ab} имеют в дополнение к указанным выше разрезам также разрез $(4m_\eta^2, \infty)$. Пронумеруем листы римановой поверхности в соответствии со знаками на них импульсов каналов следующим образом: листам I, II, ..., VII соответствуют знаки $(5m k_1,$

$(Im k_2, Im k_3) = +++, ++, +-, +-, +--, +--, +--, +--, \text{ т.е.}$
ниже $K\bar{K}$ -порога сшиваются верхний берег разреза на I листе с нижним берегом разреза на II листе, а также листы III и IV, V и VI, VII и VIII, в промежутке между $K\bar{K}$ - и $\eta\eta$ -порогами сшиваются листы I и III, II и IV, V и VII, VI и VIII, выше $\eta\eta$ -порога — листы I и VI, II и V, III и VIII, IV и VII. Далее учтем, что интересующая нас область энергий, где проявляются исследуемые нами скалярные мезоны, начинается в районе $K\bar{K}$ -порога, т.е. вполне можно пренебречь $\pi\pi$ -точкой ветвления и распространить $\pi\pi$ -разрез влево до $-\infty$. Такой способ пренебрежения $\pi\pi$ -точкой ветвления позволяет взять амплитуды на верхнем берегу $\pi\pi$ -разреза на достаточном удалении от $\pi\pi$ -порога (скажем, начиная с 0,6 ГэВ и до $K\bar{K}$ -порога) в соответствии с условием упругой унитарности. Чтобы учесть $K\bar{K}$ -порог, можно сделать отображение $k_2 = (s/4 - m_K^2)^{1/2}$. Тогда из физических разрезов останется только $\eta\eta$ -разрез, который преобразуется в два разреза: $(-\infty, q_\eta)$ и (q_η, ∞) , где $q_\eta = (m_\eta^2 - m_K^2)^{1/2}$, т.е. мы получаем 2-листную k_2 -поверхность (рис. 6, римскими цифрами в скобках указаны листы, отбрасываемые на нижний k_2 -лист; физическая область идет от точки $q_K = i q_\eta$ до 0 — упругая часть — и далее от 0 до ∞ — неупругая часть). Полюсы (*) и нули (o) соответствуют резонансу в $S_{11}(k_2)$.

В $\sqrt{s}/12$ плоскость (k_2) уже использовалась при анализе по методу χ^2 данных по процессу $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ до энергии 1,4 ГэВ, но без учета $\eta\eta$ -порога.

У этих авторов в окрестности $K\bar{K}$ -порога, помимо полюса на II и на III листах (как и должно быть при неучете $\eta\eta$ -порога), появились дополнительные полюсы — два на II листе и один на III, которые связываются в $\sqrt{s}/12$ с новыми скалярными состояниями (одно могло бы быть даже глюболом). Мы приведем соображения о том, что эти дополнительные полюсы суть проявления S^* -мезона и ϵ (1550). Прежде всего ясно, что поскольку при описании данных в $\sqrt{s}/12$ захватывается область, где значительно нарушается 2-канальная унитарность (выше 1,25 ГэВ), то необходимо учитывать $\eta\eta$ -порог. Это можно сделать, выполнив отображение (обратное преобразование Жуковского)

$$w = k_2/q_\eta + \sqrt{(k_2/q_\eta)^2 - 1}, \quad (8)$$

при котором 2-листная k_2 -поверхность отображается на плоскость (w) (рис. 7, жирной линией указана физическая область, точка $w = i q_\eta^{-1} q_K + (m_\eta^2 - m_K^2)^{1/2}$ — $\pi\pi$ -порог, $w = i$ — $K\bar{K}$ -порог, I — $\eta\eta$ -порог). В предложенной модели 8-листной римановой поверхности рассматриваем

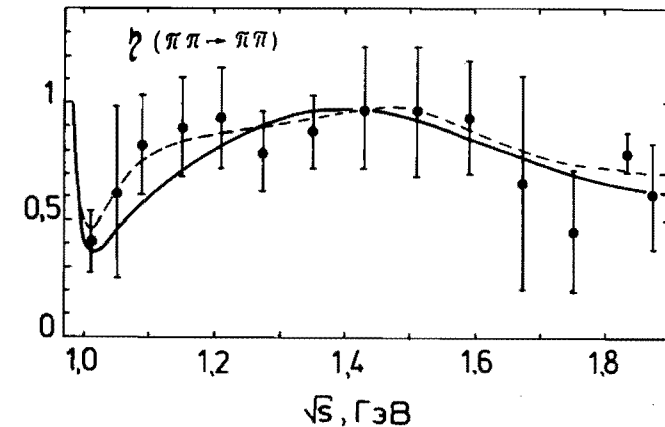
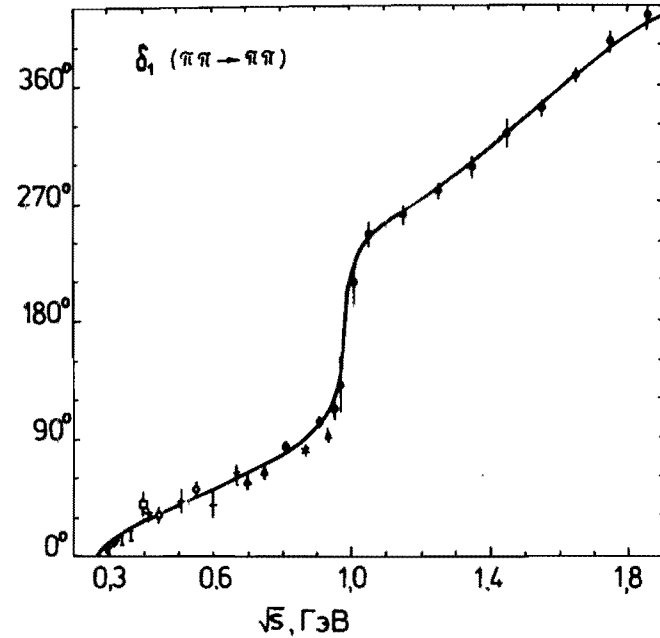


Рис. 5. Энергетические зависимости фазы (δ_1), амплитуды и параметра упругости (η) $\pi\pi$ -рассеяния в канале с $I^G(J^P) = 0^+(0^+)$, полученные на основе обработки экспериментальных данных в интервалах от $\pi\pi$ -порога до 1,9 ГэВ (сплошные кривые) и от 0,6 до 1,9 ГэВ (штриховая кр.).

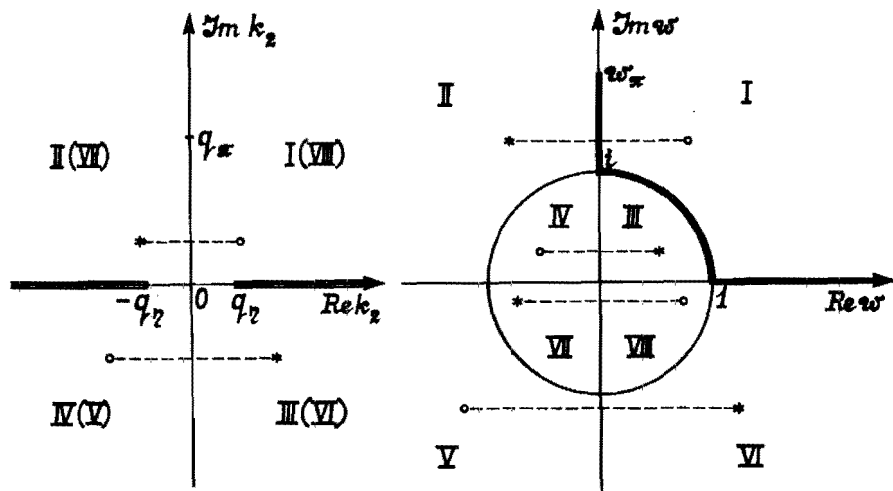


Рис.6.

Рис.7.

мой задачи учитываются только ближайшие к физической области полуплоскости римановых листов, т.е. те, которые сшиваются с верхними берегами физических разрывов. Если вернуться к 4-листной римановой поверхности двухканальной задачи (рис. 1 и 2), подобное предположение в этом случае будет приводить к пренебрежению соответствующими резонансами полюсами в левой \mathcal{K} -полуплоскости. Однако на рис.1 и 2 можно видеть, что эти полюсы, нужные для реальной аналитичности амплитуд, расположены довольно далеко от физической области, и из непосредственных расчетов можно убедиться, что они весьма слабо влияют на поведение наблюдаемых величин. Возвращаясь к 3-канальной задаче, видим, что полюсы и нули в $S_{11}(w)$, описывающие резонанс без учета $\eta\eta$ -порога, расположатся в верхней w -полуплоскости. Для описания резонанса на w -плоскости следует добавить полюсы и нули в нижней полуплоскости (рис. 7) — простейший вариант. Это легко пояснить геометрически. Если бы KK - и $\eta\eta$ -каналы не приводили к абсорбции, т.е. амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния была бы упругой выше KK - и $\eta\eta$ -порогов, то полюсы (нули) в нижней полуплоскости были бы симметричны нулям (полюсам) в верхней полуплоскости, что обеспечивало бы $|S_{11}| = 1$ выше $\eta\eta$ -порога; кроме того, нужна была бы симметрия полюсов и нулей относительно окружности — для $|S_{11}| = 1$ от KK -до $\eta\eta$ -порога. Учет абсорбции за счет KK - и $\eta\eta$ -каналов, приводящей к значительной неупругости, осуществляется смещением симметричных относительно мнимой оси пар "полюс-нуль" друг относительно друга. Последняя симметрия обеспечивает упругость $\pi\pi$ -рассеяния ниже KK -порога.

Полюсы в S_{12} для процесса $\pi\pi \rightarrow KK$, рассмотренного в ^{12/}, предполагаются в тех же точках w -плоскости. Понятно, что при неучете $\eta\eta$ -порога, т.е. на k_2 -плоскости полюсы S^* -мезона с UI и UII листов окажутся соответственно на III и II листах, что и получено в ^{12/}. Еще один дополнительный полюс на II листе — проявление ϵ (I550), он сместился в район S^* из-за неучета $\eta\eta$ -порога. Это эффект того же порядка, что и продемонстрированный в начале раздела в отношении полюса на III листе для S^* .

Итак, из-за сильной связи каналов для правильной интерпретации процессов $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, KK в области, включающей KK - и $\eta\eta$ -пороги, необходим явный учет этих порогов и связанных с ним усложнений в структуре римановой поверхности, надлежащей моделью которой, позволяющей униформизовать амплитуды на плоскости, может служить (8). Уточненные параметры S^* и особенно ϵ (I550) для выяснения его природы должен дать анализ этих процессов на основе предложенного описания.

Отметим, что приведенные соображения являются модельно-независимыми в том смысле, что в любых правильных моделях рассмотренных процессов ближайшие к физической области особенности на плоскости комплексной энергии, определяющие, в основном, наблюдаемые энергетические зависимости, должны представлять изображенную выше картину.

Литература.

1. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, p. S150-152, 159.
2. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. УФН, 1984, 142, с.361.
3. Tornqvist N.A. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, p.624.
4. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. Препринт ОИЯИ, P2-86-399, Дубна, 1986.
5. Jaffe R.L. Phys. Rev., 1977, D15, p. 267, 281.
6. Ачасов Н.Н., Девянин С.А., Шестаков Г.Н. Phys. Lett., 1979, 88B, p. 367; ЯФ, 1980, 32, с.1098.
7. Close F. Proc. E.P.S. Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983, Rutherford Appleton Lab., Didcot, 1983, p.361.
8. Morgan D. Phys. Lett., 1974, 51B, p.71.
9. Irving A.C. et al. Z. Phys. C., 1981, 10, p.45.
10. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. В кн.: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. VI Межд. семинар, Протвино, 1983, т.1, с.281.
11. Крупа Д., Мещеряков В.А., Суровцев Ю.С. ЯФ, 1986, 43, с.231.
12. Au K.L., Morgan D., Pennington M.R. Phys. Lett., 1986, 167B, p. 229.

13. Hyams B. et al. Nucl.Phys., 1973, B64, p.134; 1975, B100, p.205.
14. Martin A.D., Ozmutlu E.N. Nucl. Phys., 1977, B158, p.520.
15. Wicklund A.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1469.
16. Cohen D. et al. Phys.Rev., 1980, D22, p.2595.
17. Etkin A. et al. Phys.Rev., 1982, D25, p.1786.
18. Zylbersztejn A. et al. Phys.Lett., 1972, 38B, p.457;
 Sonderegger P., Bonamy P. In: Proc. 5th Intern. Conf. on Elementary Particles, Lund, 1969, paper 372; Bensiger J.R. et al. Phys. Lett., 1971, 36B, p.134; Baton J.P. et al. Phys.Lett., 1970, 33B, p.525; Baillon P. et al. Phys. Lett., 1972, 38B, p.555;
 Rosselet L. et al. Phys.Rev., 1977, D15, p.574;
 Картамышев А.А. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с.68; Бельков А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.652.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 марта 1987 года.

Крупа Д., Мещеряков В.А., Суворцев Ю.С. P2-87-181
 Влияние $\eta\eta$ -канала на проявление скалярных мезонов
 в процессах $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$

Последовательная реализация идеи о доминирующем влиянии ближайших к физической области особенностей в 2- и 3-канальной задаче рассеяния требует учета соответственно 4- и 8-листной структуры римановых поверхностей амплитуд, который производится с применением техники униформизации. В приближении 2-канальной унитарности предсказано поведение изоскалярной s -волны процесса $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ на основе анализа данных по $\pi\pi$ -рассеянию и определены связи резонанса $S^*/1000/$ с $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -системами. С целью учета влияния $\eta\eta$ -канала предложена модель 8-листной римановой поверхности, позволяющая униформизовать амплитуды на плоскости. Показано, что некоторые особенности поведения амплитуд, связываемые в стандартных способах описания /реально не учитывающих многолистность римановых поверхностей/ с новыми мезонами иногда необычной природы /такими, как глюбол/, на самом деле могут быть проявлениями уже известных частиц на не учитываемых листах римановой поверхности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Krupa D., Meshcheryakov V.A., Surovtsev Yu.S. P2-87-181
 $\eta\eta$ -Channel Influence on the Manifestation of Scalar
 Mesons In $\pi\pi \rightarrow \pi\pi, K\bar{K}$ Processes

A consistent realization of the idea of the dominance of singularities nearest to the physical region in a 2- and 3-channel scattering problem requires to take into account, respectively, a 4- and 8-sheeted structure of the Riemann surface of the amplitudes. This is carried out by the uniformization technique. In a 2-channel unitarity approximation the isoscalar s -wave behaviour is predicted for $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ process on the basis of $\pi\pi$ -scattering - data analysis, and the coupling constants of the $S^*(1000)$ resonance with $\pi\pi$ and $K\bar{K}$ system are found. To take into consideration the $\eta\eta$ -channel influence, the 8-sheeted Riemann surface model is defined which allows us to uniformize the amplitudes on plane. It is shown that some peculiarities in the behaviour of amplitudes, which in a standard description (where one does not actually consider a multisheeted structure of the Riemann surface) one connects with new mesons of a sometimes unfamiliar nature (such as a glueball), may be in fact a manifestation of the known particles on nonconsidered sheets of the Riemann surface.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987