



ИТЭФ --136

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

О.Н.БАЛОШИН, Б.П.БАРКОВ, Б.В.СОЛОНКИН,  
В.В.ВЛАДИМИРСКИЙ, В.К.ГРИГОРЬЕВ, А.П.ГРИШИН,  
И.А.ЕРОФЕЕВ, Ю.В.КАТИНОВ, И.Я.КОРОЛЬКОВ,  
В.Н.ЛУЗИН, В.В.МИЛЛЕР, Е.С.НИКОЛАЕВСКИЙ,  
В.Н.НОЗДРАЧЕВ, В.Н.ПЕТРУХИН, Ю.С.ПЛИГИН,  
Л.А.ПОНОМАРЕВ, В.В.СОКОЛОВСКИЙ, А.И.СУТОРМИН,  
Г.Д.ТИХОМИРОВ, К.А.ТРОСТИНА, Ю.П.ШКУРЕНКО

АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗ  $K_1^0 K_1^0$  – СИСТЕМЫ  
ИЗ РЕАКЦИИ  $P\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$   
ПРИ ИМПУЛЬСЕ  
НАЛЕТАЮЩЕГО  $P\bar{p}$  – МЕЗОНА 40 ГЭВ/С

МОСКВА 1984

Представлены результаты амплитудного анализа  $K_1^0 K_1^0$  системы из реакции  $\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$  при импульсе налетающего  $\bar{p}$ -мезона 40 ГэВ/с. Ход  $D_0$ -волны в области эффективных масс  $1 \text{ ГэВ} < M_{K_1^0 K_1^0} < 1,6 \text{ ГэВ}$  удовлетворительно описывается суперпозицией  $\rho^-$  и  $\rho'^-$ -мезонов. Получено указание на существование дополнительного сравнительно узкого  $2^{++}$  состояния с массой 1,33 ГэВ, статистически недостаточно обеспеченного. В  $S$ -волне подтверждено наблюдавшееся ранее расщепление широкого резонанса  $\xi$  (1300) на два более узких  $0^{++}$  пика с массами 1,26 и 1,42 ГэВ.

## 1. Введение

Мы представляем в этой работе результаты амплитудного анализа  $K_S^0 K_L^0$ -системы из реакции  $p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K_L^0 \pi$  при импульсе налетающего  $\pi^-$ -мезона 40 ГэВ/с.

Интерес к изучению  $K_S^0 K_L^0$ -системы обусловлен двумя следующими обстоятельствами. С одной стороны, неразличимость двух  $K_L^0$ -мезонов ограничивает набор квантовых чисел  $K_S^0 K_L^0$ -системы значениями  $J^P = \text{четное}^+$ ,  $I^G = 0^+$  и  $1^-$ ,  $C = +1$ . С другой стороны, основные состояния спектра глоболов ожидаются в состояниях  $J^{PC} = 0^{++}$  и  $2^{++} / 1, 2, 3 /$ .

Поэтому  $K_S^0 K_L^0$ -система является одним из наиболее важных объектов для исследования состояний с положительной четностью.

Изучение  $K_S^0 K_L^0$ -системы к настоящему времени выполнено в работах /4-10/ в диапазоне импульсов налетающих  $\pi^-$ -мезонов 6 - 23 ГэВ/с, однако при сходстве в общих чертах результаты заметно отличаются в деталях. Поэтому нам представлялось целесообразным выполнить амплитудный анализ  $K_S^0 K_L^0$ -системы, периферически рождающейся при существенно отличающемся импульсе налетающего  $\pi^-$ -мезона.

## 2. Экспериментальная аппаратура

Подробное описание 6-метрового спектрометра приведено в работе /11/. Здесь мы только коротко опишем постановку эксперимента. Схема расположения оборудования представлена на рис.1. Пучок  $\pi^-$ -мезонов от внутренней мишени ускорителя ИФЭЭ на 70 ГэВ выводился магнитным трактом на жидководородную мишень длиной 40 см и диаметром 6 см. Внутренний и внешний колухи мишени изготовлены из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм и 1,5 мм, соответственно. Наружный колух по пучку снабжен лавсановым ок-

нами  $2 \times 0,2$  мм. Средний импульс пучка 40 ГэВ/с, среднеквадратичное отклонение импульса пучка 0,5%.

Для регистрации пучка использовался телескоп из 5 счетчиков  $T_1 - T_5$  и счетчика с центральным отверстием  $TA$ . Сигнал телескопа вырабатывался при условии

$$T = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 \cdot T_4 \cdot T_5 \cdot \overline{TA}.$$

Сцинтилляционные счетчики  $A_1 A_1' - A_5 A_5'$  вокруг мишени регистрировали заряженные частицы и  $\gamma$ -кванты. Счетчик  $A_5$  располагался в 2,5 см от водородного объема, а протяженность всей сборки  $A_5 A_5'$  вдоль пучка составляла 5 см. Триггерный импульс вырабатывался при условии

$$M = T (\overline{A_1} + \overline{A_1'} + \dots + \overline{A_5}).$$

Для уменьшения количества пустых снимков использовался годоскоп за магнитом спектрометра, перекрывающий размеры зазора магнита. Эффективность годоскопа составляла 86%, часть статистики была получена без него.

Неэффективность счетчиков  $A_5, A_5'$  составляла  $10^{-5}$ . Эффективность регистрации  $\gamma$ -кванта любым из счетчиков  $A_1' - A_4'$  составляла 96%. Случайное подавление реакции этими счетчиками  $\sim 5\%$ , подавление за счет регистрации  $K_1^0$ -мезона и нейтрона в результате сильного взаимодействия составляло около 20%.

Заряженные продукты реакции  $p\bar{p} \rightarrow 2V^0$  регистрировались двенадцатью 8-азурными искровыми камерами, помещенными в магнитное поле. Параметры камер: размер  $1450 \times 750$  мм, зазоры по 10 мм, толщина электродов 14 мкм  $AC$ , две стенки из лавсона толщиной 70 мкм. Съем информации — оптически, на фотосенсору,

три стереопроекции  $0^\circ$  и  $\pm 15^\circ$ . Эффективность зазора к одной частице и четырем частицам 95% и 73%, соответственно, время памяти 3,5 мкс. Точность измерения координат искр и магнитного поля обеспечила точность  $\Delta p/p \sim 0,3\%$ ,  $\Delta \varphi \sim 0,3$  мрад,  $\Delta \theta \sim 0,3$  мрад.

### 3. Эффективность спектрометра

Геометрическая эффективность спектрометра для реакции  $p^- \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$  была вычислена методом Монте-Карло с помощью программы, позволяющей генерировать случайные звезды с весами, имеющими экспоненциальную зависимость от квадратов передаваемых 4-импульсов /12/.

Эффективность спектрометра мы определяли следующим соотношением

$$\epsilon(p_1, \dots, p_k) = \sum W_i / W_0$$

Здесь  $P_1, \dots, P_k$  - набор кинематических переменных, от которых зависит матричный элемент исследуемой реакции,  $\sum W_i$  - сумма весов разыгранных событий, удовлетворяющих условию регистрации события, а  $W_0$  - сумма весов всех разыгранных событий.

Для реакции  $p^- \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$  с последующим распадом  $K_1^0$  - мезона на  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезоны в качестве независимых переменных были выбраны следующие переменные:

$M_{KK}$  - эффективная масса  $K_1^0 K_1^0$ -системы,

$t$  - квадрат 4-импульса, переданный от протона к нейтрону,

$\cos \theta$  - косинус угла вылета  $K_1^0$ -мезона в системе покоя двух  $K_1^0$ -мезонов относительно налетающего  $\pi^-$ -мезона (угла Готфрида-Джексона),

$\varphi$  - угол между плоскостью рождения и плоскостью распада в той

же системе (угол Треймана-Янга).

Все переменные, кроме  $t$ , при разыгрывании считались равновероятными, а для  $t$  предполагалось, что

$$d\sigma/dt \sim \exp(-8|t|)$$

в соответствии с экспериментальным распределением. Событие считалось зарегистрированным в спектрометре, если каждый из четырех  $\pi$ -мезонов проходил не менее трех искровых камер (24 зазора), причем угол между треком и нормалью к зазору камеры был меньше  $45^\circ$ . Принятые ограничения генерированных событий приблизительно соответствовали критериям отбора при обработке снимков.

Расчет показал, что эффективность практически не зависит от  $t$  и  $\varphi$ , плавно уменьшается с ростом  $M_{\text{КК}}$  и близка к нулю при  $M_{\text{КК}} > 3$  ГэВ и  $|\cos\theta| > 0,9$ . На рис.2 представлено поведение эффективности в зависимости от  $|\cos\theta|$  для нескольких значений  $M_{\text{КК}}$  и для двух положений водородной мишени, при которых выполнялся эксперимент.

#### 4. Обработка данных

За все время работы спектрометра с нейтральным триггером, описанным выше, через установку было пропущено  $\sim 5 \cdot 10^{10}$   $\pi^-$ -мезонов и получено около 600 000 фотографий. Весь полученный материал был дважды просмотрен для отбора кандидатов в двухлучные события. При просмотре отмечались те снимки, на которых было не менее двух пар треков противоположного знака. Выборочная ревизия просмотренного материала позволила оценить эффективность просмотра в 97%.

Случаи, отобранные при просмотре, обмерялись на сканирующем автомате ПСП (оптико-механическое устройство типа НРМ /13/)

Результаты обмера записывались на магнитную ленту, которая и использовалась на последующих этапах обработки.

Распределение по эффективной массе  $\pi^+\pi^-$ -комбинации до уравнивания для тех пар треков, которые были идентифицированы в качестве образующих вилку, показано на рис.3 для одной из серий фотографий. Видно, что  $K_1^0$ -мезоны идентифицируются нами достаточно надежно при пренебрежимо малом фоне. Полное число событий, в которых обе вилки были идентифицированы как  $K_1^0$ -мезоны, составило 6717 событий.

На рис.4 представлено распределение по квадрату недостающей массы  $MM^2$  для этих событий до уравнивания параметров треков. В качестве импульса и направления входной частицы и огибок этих величин использовались средние значения, полученные в специальных пучковых сериях снимков. По-видимому, это привело к систематическому сдвигу центра тяжести распределения и к дополнительному его уширению. Для дальнейшего анализа были взяты события, для которых квадрат недостающей массы находился в пределах  $-0,5 - 2,8 \text{ ГэВ}^2$ . Пределы были выбраны из условия приближенного равенства числа событий, теряемых из-за обрезания, числу событий фона под пиком. В указанных пределах оказалось 6192 события.

#### 5. Сечение процесса

Для определения сечения была отобрана одна из серий снимков. Кроме поправки на потери при обработке (+12%) были внесены следующие поправки:

+5% на случайное подавление реакции из-за загрузки вето-счетчиков вокруг мишени;

+20% на триггерные потери из-за регистрации нейтронов или  $K_1^0$ -

мезона в вето-счетчиках вокруг мишени;  
 +3% на примесь  $\mu$ -мезонов и  $K^-$ -мезонов в пучке;  
 Поправка на фон от пустой мишени была найдена пренебрежимо малой. Учет ненаблюдаемых мод распада  $K_1^0$ -мезона приводит к множителю 2,125, на который должно быть умножено наблюдаемое сечение. Множитель, учитывающий эффективность регистрации реакции  $p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi$  спектрометром, составляет 2,133.

После введения всех перечисленных поправок и множителей для сечения изучаемого процесса получалась величина  $0,4 \pm 0,04$  мкб с возможной систематической ошибкой  $\pm 30\%$ .

Сравнение этой величины с сечениями этой реакции при импульсах 5,7 и 12 ГэВ/с, взятыми из работы /14/, показало, что все они хорошо описываются соотношением  $\sigma \sim p^B$ . При этом величина  $B$  оказывается равной  $B = -1,86 \pm 0,1$  и близкой к величине, ожидаемой для процессов, в которых доминирует обмен  $\pi$ -мезонной траекторией.

#### 6. Общие характеристики $K_1^0 K_1^0$ -системы

На рис.5 представлено полученное нами распределение по эффективной массе  $K_1^0 K_1^0$ -системы. Зачернена гистограмма, показывающая распределение до его исправления на эффективность прибора. Учет эффективности при построении этой и других гистограмм, а также во всех последующих распределениях делался приписыванием каждому событию веса, в качестве которого бралась величина, обратная вычисленной эффективности регистрации данного события. События с весом, равным десяти или более, отбрасывались. В интервале масс от порога до 2,0 ГэВ эффективность прибора является достаточно гладкой функцией и не приводит к появлению в спектре масс каких-либо структур, связанных с прибором. При массах выше

2 ГэВ поправки становятся велики и ненадежны.

Как и во всех работах по исследованию  $K\bar{K}$ -системы, упомянутых выше, спектр имеет резкий подъем в околопороговой области, сложную структуру в области  $\rho - A_2 - \rho'$ -мезонов и длинный хвост, тянущийся далеко в область кинематически доступных масс и, возможно, обнаруживающий некоторую структуру в области масс 1,7 - 1,9 ГэВ.

#### 7. Угловое распределение распада $K_1^0 K_1^0$ -системы

Ненормированные и исправленные на эффективность моменты сферических гармоник углового распределения представлены на рис. 6. Моменты были вычислены для 25 МэВ-интервалов по массе  $K_1^0 K_1^0$ -системы и с ограничением на квадрат переданного и  $K_1^0 K_1^0$ -состояние 4-импульса  $|t| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$ . Это было сделано с целью подчеркнуть вклад процессов, идущих с малыми переданными импульсами, и для удобства сравнения с уже опубликованными данными.

Из работ по исследованию  $K_1^0 K_1^0$ -системы /4-10/ известно, что для масс  $K\bar{K}$ -системы, меньших 1,6 ГэВ, существенно значимыми моментами оказываются моменты с  $L = 0, 2, 4$  и  $M=0, 1, 2$ . Моменты с  $M = 0$  значительно больше остальных, как это и ожидается для реакций, в которых доминирует обмен  $\pi$ -мезонами. Моменты, вычисленные нами, показывают аналогичные соотношения, что, по-видимому, свидетельствует о сохранении, в общих чертах, механизма образования  $K_1^0 K_1^0$ -системы.

При общем сходстве поведения моментов с изменением масс  $K_1^0 K_1^0$ -системы в нашей работе и ранее опубликованных работах /4-9/ имеются и вполне отчетливые различия. Так, момент  $\langle Y_2^0 \rangle$  в области масс 1,45 - 1,6 ГэВ в нашей работе и работе /6/ на порядок меньше, в то время как в работе /4/ он отличается на бо-

лее чем в три раза по сравнению с его величиной в области масс: 1,3 - 1,4 ГэВ. В нашей работе в моменте  $\langle Y_0^0 \rangle$  отчетливо проявляется пик, связанный с  $\rho^+$ -мезоном, отсутствующий в работах /4,6/. Возможно, эти и другие различия, которые можно усмотреть в поведении моментов, связаны с различием в методических подходах, использованных в этих работах и нами. Тем не менее, следует заметить, что наши экспериментальные данные получены при импульсе налетающего  $\pi^-$ -мезона 40 ГэВ/с, существенно отличающемся от использованных в этих работах, так что естественно ожидать некоторых различий в деталях образования  $K_S^0 K_L^0$ -системы.

#### 8. Амплитудный анализ

Связь экспериментально наблюдаемых моментов углового распределения с амплитудами рождения  $\Lambda_{\pm}$ , где  $\Lambda$  и  $\lambda$  означают спин и спиральность  $K_S^0 K_L^0$ -системы, а + и - натуральную и ненатуральную обменную четность, выражается соотношениями, собранными в таблице I. Вывод этих соотношений и предположения, положенные в его основу, неоднократно были опубликованы в литературе /6,7/.

Таблица I

$$\begin{aligned} \langle Y_0^0 \rangle &= S^2 + 2\omega_0^2 + 2\omega_+^2 + 2\omega_-^2 \\ \langle Y_2^0 \rangle &= 2 \cdot 1/81 \cdot 1/20 \cdot \cos \phi_{S,20} + 0,439 2\omega_0^2 + 0,319 (\omega_+^2 + \omega_-^2) \\ \langle Y_2^2 \rangle &= -1,414 \cdot 1/81 \cdot 1/20 \cdot \cos \phi_{S,20} - 0,452 |2\omega_+ \cdot 1/20 - 1/20| \\ \langle Y_2^2 \rangle &= 0,391 (\omega_+^2 - \omega_-^2) \\ \langle Y_2^0 \rangle &= 0,857 2\omega_0^2 - 0,571 (\omega_+^2 + \omega_-^2) \\ \langle Y_4^0 \rangle &= -1,107 |2\omega_+ \cdot 1/20 - 1/20| \\ \langle Y_4^0 \rangle &= 0,452 (\omega_+^2 - \omega_-^2) \end{aligned}$$

Так как статистически обеспеченной мы считаем только часть спектра масс  $K_{\pm}^{0}K_{\mp}^{0}$ -системы от порога до  $\sim 1,6$  ГэВ, где для амплитудного анализа достаточно только  $S$ - и  $D$ -волн, то в таблицу включены только моменты с  $L \leq 4$ . Кроме того, из близости к нулю моментов с  $M \geq 2$  следует, что нет необходимости рассматривать состояния  $K_{\pm}^{0}K_{\mp}^{0}$ -системы со спиральностью, большей единицы. Это позволило ввести следующие сокращения в обозначениях:  $L_0 = L_0$ ,  $L_{\pm} = L_{\pm}$ . Мы также в явном виде использовали равенство  $\pi$  разности фаз  $D_0$ - и  $D_{-}$ -волн, следующее из фазовой когерентности /6,15/.

Следует отметить, что амплитудный анализ даже с участием только  $S$ - и  $D$ -волн оказывается достаточно сложным, так как в обеих волнах присутствуют резонансы. Поэтому при вычислениях использовалось еще одно ограничение  $D_{-} = D_{+}$ , согласующееся с моделью OPEA /15/ и оправдываемое малостью моментов  $\langle Y_2^2 \rangle, \langle Y_4^2 \rangle$ . Таким образом, в наших вычислениях были использованы следующие переменные:  $|S|, |D_0|, |D_{-}| = |D_{+}|$  и фаза  $\phi_{SD_0}$ .

Результаты амплитудного анализа представлены на рис.7, где показаны квадраты амплитуд  $S$ - и  $D$ -волн и разность фаз  $S$ - и  $D_0$ -волн. Амплитуды  $D_{-}$  и  $D_{+}$  оказались, как и следовало ожидать из поведения моментов с  $M = 1$  и  $2$ , малыми, а в амплитудах  $S$ - и  $D_0$ -волн, как видно из рисунка, имеется ясно выраженные структуры. Сначала мы остановимся на изучении структуры  $D_0$ -волны.

Как и во всех предыдущих работах по исследованию  $K\bar{K}$ -системы, мы попытались описать поведение  $D_0$ -волны  $f$ - и  $f'$ -мезонами. Брейт-Вигнеровская амплитуда  $f$ -мезона была взята в виде ..

$$f_{\rho_{BW}} = \frac{A_{\rho} (\Gamma_{\pi\pi} \cdot \Gamma_{KK})^{1/2}}{M_{\rho}^2 - M^2 - i M_{\rho} \Gamma_{tot}}$$

где  $M_{\rho}$  - эффективная масса  $K_1^0 K_1^0$ -системы,

$A_{\rho}$  - амплитуда, в которую собраны все множители, не зависящие от  $M$ ,

$M_{\rho}$ ,  $\Gamma_{\pi\pi}$ ,  $\Gamma_{KK}$ ,  $\Gamma_{tot}$  - масса, парциальные и полная ширины  $\rho$ -мезона, взятые из данных PDG /16/.

Аналогично для  $\rho'$ -мезона

$$f'_{\rho_{BW}} = \frac{A_{\rho'} \Gamma_{tot}}{M_{\rho'}^2 - M^2 - i M_{\rho'} \Gamma_{tot}}$$

где  $M_{\rho'}$  и  $\Gamma_{tot}$  снова фиксированы их табличными значениями.

Массовая зависимость ширины была взята в виде

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{q^5 / D_2}{(q^5 / D_2)_0}$$

где

$$D_2 = 9 + 3(q_2)^2 + (q_2)^4,$$

$$\Sigma = 5,0 \text{ ГэВ}^{-1},$$

$q$  - импульс распадающей частицы в системе покоя  $K_1^0 K_1^0$ , а значок 0 означает, что соответствующая величина берется при резонансном значении массы  $K_1^0 K_1^0$ -системы /6/.

Суперпозиция двух этих амплитуд записывается в виде

$$D_0 = \frac{M}{\sqrt{q}} \left\{ [ \text{Re} f_{\rho_{BW}} + \text{Re} f'_{\rho_{BW}} \cos \phi - \text{Im} f_{\rho_{BW}} \sin \phi ] + i [ \text{Im} f_{\rho_{BW}} + \text{Re} f'_{\rho_{BW}} \sin \phi + \text{Im} f'_{\rho_{BW}} \cos \phi ] \right\}.$$

Здесь  $\phi$  - относительная фаза этих двух амплитуд. Она была принята равной  $\pi/2$ , как это получается при описании рождения  $\rho'$ -мезона в терминах CPE и как это наблюдается в экспериментах /6, 17, 18/.

Подгонка к  $D_0^2$  этой результирующей амплитуды в интервале масс I, II - I,57 ГэВ, при которой варьировались только относительные вклады резонансов, дала  $\chi^2 = 15,4$  при 17 степенях свободы, что говорит о формальном согласии этой гипотезы с экспериментальными данными. Но, как видно из рис.7, где пунктирная кривая показывает результат этой подгонки, экспериментальные точки в области максимума лежат далеко от фитированной кривой. Была сделана попытка добавить к суперпозиции  $f$  - и  $f'$ -амплитуд амплитуду  $A_2$ -мезона. Параметры  $A_2$ -мезона были взяты снова из данных PDG. Фаза рождения  $A_2$ -мезона была фиксирована величиной 1,8416 рад по следующим соображениям. В работах /15,17 - 21/, где изучалась реакция  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ K^- n$ , для фазы рождения  $A_2$ -мезона были получены величины в диапазоне  $-(1,0 - 1,4)$  рад. При переходе к реакции  $\pi^- p \rightarrow K_{1,1}^0 K^- n$  в соответствии с /22,23/ в фазам рождения состояний с изотопическим спином  $I = 1$  должно быть добавлено  $\pi$ . Поэтому мы в качестве фазы рождения  $A_2$ -мезона взяли величину  $-1,3 + 3,1416 = 1,8416$  рад. Подгонка к  $D_0^2$  суперпозиции трех амплитуд, при которой варьировались их относительные вклады, не изменила ход кривой. Вклад  $A_2$ -мезона оказался исчезающе малым ( $A_{A_2}/A_p \sim 10^{-4}$ ). Были прочерены также варианты описания  $D_0^2$ -волны с  $A_2$ -мезоном, не интерферирующим с  $f$  и  $f'$ , и вариант со свободной фазой. Они позволяют несколько приблизить фитированную кривую к экспериментальным точкам, но только при большом вкладе  $A_2$ , что не согласуется с другими экспериментами /6,9,17,18,19/. Предположение о большом вкладе  $A_2$ -мезона не согласуется и с наблюдавшейся в наших экспериментах зависимость спектров от ограничений по переднему импульсу. На рис.8 показано поведение момента  $\langle Y_4^0 \rangle$  для еще меньших передних к

$K_1^0 K_1^0$ -системе 4-импульсов, чем использованные при амплитудном анализе, и для области больших переданных импульсов. Как видно из рисунка, при меньших переданных импульсах сохраняется присутствие амплитуды, имеющей максимум при более высоком значении массы, чем  $\rho$ -мезон, а при больших переданных импульсах она практически отсутствует. Для  $A_2$ -мезона следует ожидать скорее обратных соотношений. Таким образом, включение  $A_2$ -мезона в лямбда-варианте для описания  $D_0$ -волны должно быть отвергнуто.

В последующих попытках улучшить описание  $D_0$ -волны мы исключили  $A_2$ -мезон совсем, а вместо него допустили существование нового резонанса, для которого подбирались масса, ширина и относительный вклад. Так как число экспериментальных точек в диапазоне масс  $K_1^0 K_1^0$ -системы I, II-1, 57, 2, 5 равно 19, а число параметров, которые нужно найти при подгонке к ним, достаточно велико, то мы не включили фазу рождения резонанса в число свободных параметров, а просто проделали подгонку при нескольких заданных ее значениях.

Как видно из таблицы 2 и из рис. 7, на котором сплошной линией нанесена фитированная кривая, эта гипотеза при нулевой фазе рождения резонанса наилучшим образом описывает экспериментальные данные. С целью проверки устойчивости параметров резонанса мы проделали подгонку этой гипотезы к экспериментальным данным для области меньших переданных импульсов и непосредственно к моменту  $\langle Y_4^0 \rangle$ . Было выполнено также подгонка к экспериментальным данным без их фазки на эффективность спектрометра. Результаты всех этих подгонок также представлены в таблице 2. Сравнительно величина, полученных для параметров резонанса в различных вариантах описания экспериментальных данных, показывает их хорошее согласие друг с другом в пределах ошибок.

Относительные ошибки в амплитуде  $S$ -волны несколько больше, чем для  $D_0$ -волны. В связи с этим мы не приводим здесь результатов описания  $S$ -волны суммой резонансов с Брейт-Вигнеровскими амплитудами. Качественно зависимость амплитуды  $S$ -волны и относительной фазы  $S$ - и  $D_0$ -волн от массы  $K_1^0 K_1^0$ -системы согласуется с результатами работ [9, 10]. Полученные нами результаты подтверждают приведенные в [10] указания на существование двух  $0^{++}$ -резонансов в области масс 1,2 - 1,5 ГэВ. Однако, значения максимумов в нашем материале несколько смещены. Первый резонанс имеет максимум при 1,26 ГэВ вместо 1,24 ГэВ при ширине около 50 МэВ, а второй, менее надежно определенный, - 1,42 ГэВ вместо 1,47 ГэВ с несколько большей шириной.

#### 9. Обсуждение и выводы

Возможность присутствия новых  $0^{++}$  - и  $2^{++}$  - состояний в области масс 1,0 - 2,0 ГэВ обсуждалась неоднократно в текущей литературе как с теоретической [1, 23, 24], так и с экспериментальной точек зрения [10, 25, 26]. Мы не будем здесь рассматривать детали теоретических расчетов спектров глюонных и смешанных состояний. Для нас сейчас важно только то, что общее количество возможных  $0^{++}$ - и  $2^{++}$ -состояний оказывается достаточно большим и не исчерпывается состояниями типа кварк-антикварк, известными в настоящее время.

С точки зрения поисков возможных дополнительных состояний  $2^{++}$  экспериментальная ситуация представляется нам не совсем ясной. В ранних работах по исследованию  $K_1^0 K_1^0$ -системы [4-8] для описания  $D_0$ -волны не использовалось других резонансов, кроме  $f$  и  $f'$ . Но и спектр  $D_0$ -волны в них был пред-

ставлен в 50 МэВ- или более крупном разбиении, так что достаточно узкий резонанс с относительно небольшим вкладом мог просто не проявиться при таком представлении экспериментальных данных.  $D_0$ -волна в работе /9/ дана в 25 МэВ-разбиении и формально достаточно хорошо описывается  $f$ -,  $A_2$ - и  $f'$ -мезонами. К сожалению, авторы этой работы не приводят относительной фазы рождения  $A_2$ -мезона, полученной ими, поэтому остается важной необходимостью включения  $A_2$ -мезона, хотя бы и в той малой доле, которая у них получилась, в описание  $D_0$ -волны.

В полученном нами при 40 ГэВ/с материале  $D_0$ -волна в интервале от 1 до 1,6 ГэВ удовлетворительно описывается суперпозицией  $f$ - и  $f'$ -мезонов:  $\chi^2/NDF = 15,4/17$ . Однако, отклонения экспериментальных точек от фитированной кривой не похожи на случайный разброс и могут рассматриваться как некоторое указание на существование в области 1,33 ГэВ дополнительного сравнительно узкого резонанса. Фитированные параметры этого гипотетического  $2^{++}$  резонанса равны:  $M_X = 1329 \pm 7$  МэВ,  $\Gamma_X = 47 \pm 28$  МэВ, относительная амплитуда  $A_X/A_f = 0,074 \pm 0,028$ , относительная фаза рождения  $\phi_X - \phi_f = 0$ , относительный вклад в сечение (без учета интерференции)  $\sigma_X/\sigma_f = 0,06$ .

Что касается подтверждаемых нами двух резонансных состояний в  $S$ -волне, то наиболее естественно интерпретировать их как партнеры  $f$ - и  $f'$ -мезонов по спин-орбитальному мультиплету -  $^3P_0$ -состояние обычных и странных кварков. Только более детальный анализ, затрудненный при малом  $\ell_3$ -расщеплении, может выявить примесь глюония  $0^{++}$  в этих резонансах.

Авторы приносят свою благодарность Г.А.Мамучашвили и группе эксплуатации 6-м-спектрометра, службам пучков и ускорителя ИФЭФ за содействие в проведении сеансов работы 6м-спектрометра, просмотровое бюро ИТЭФ и сотрудников установки ПСВ за качественную обработку фотоматериала сеансов, Т.Б.Белаш за помощь в оформлении данной работы.

Таблица 2

$A_{\pi^0}/A_{\pi}$	$A_{\chi}/A_{\pi}$	$M_{\chi}, \text{ГэВ}$	$\Gamma_{\chi}, \text{ГэВ}$	$\chi^2/\text{NDF}$	Эксп. данные
$0,124 \pm 0,014$				15,4/17	$D_0^2,  t  < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S$
$0,134 \pm 0,018$	$0,074 \pm 0,028$	$1,329 \pm 0,007$	$0,047 \pm 0,028$	6,8/14	$D_0^2,  t  < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S\S$
$0,154 \pm 0,030$	$0,086 \pm 0,026$	$1,327 \pm 0,008$	$0,050 \pm 0,027$	6,5/14	$Y_4^0,  t  < 0,2 \text{ ГэВ}^2$
$0,155 \pm 0,026$	$0,063 \pm 0,036$	$1,324 \pm 0,009$	$0,040 \pm 0,042$	6,8/14	$D_0^2,  t  < 0,1 \text{ ГэВ}^2$
$0,154 \pm 0,021$	$0,064 \pm 0,022$	$1,324 \pm 0,008$	$0,043 \pm 0,046$	9,3/14	$Y_4^0,  t  < 0,1 \text{ ГэВ}^2$
$0,113 \pm 0,027$	$0,053 \pm 0,074$	$1,325 \pm 0,013$	$0,024 \pm 0,038$	9,3/14	$D_0^2,  t  < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S\S\S$
$0,128 \pm 0,030$	$0,066 \pm 0,046$	$1,325 \pm 0,008$	$0,032 \pm 0,038$	8,9/14	$Y_4^0,  t  < 0,2 \text{ ГэВ}^2, \S\S\S$

§ Сечения  $f$  - и  $f'$ -мезонов равны соответственно  $68 \pm 7$  нб и  $12 \pm 1,3$  нб.

§§ Сечения  $f$  -,  $f'$  - и  $\chi$  -мезонов равны соответственно  $49 \pm 5$  нб,  $10 \pm 1,3$  нб и  $3 \pm 1$  нб.

§§§ Экспериментальные данные взяты без учета эффективности.

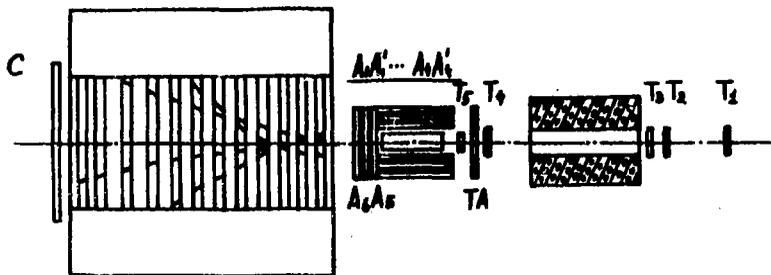


Рис. I. Схема расположения оборудования 6-метрового спектрометра.

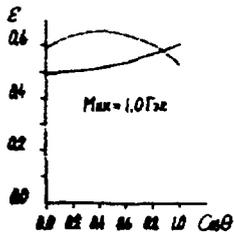
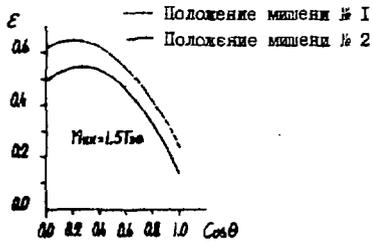
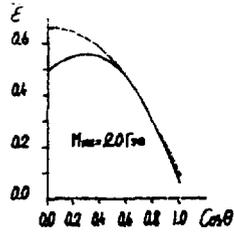


Рис.2. Геометрическая эффективность спектрометра.

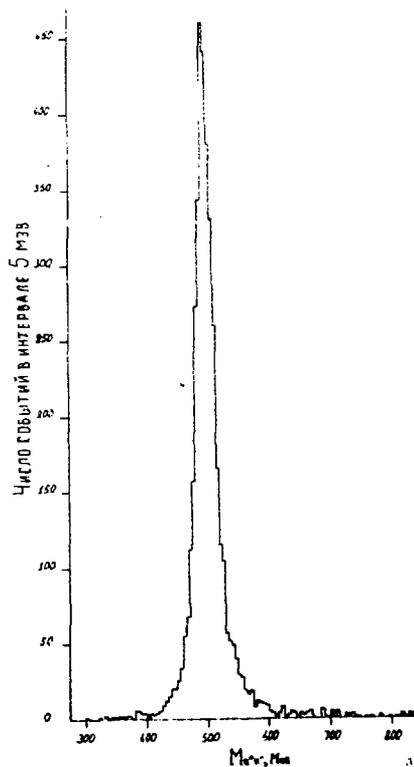


Рис.3. Распределение по эффективной массе  $\mu^+\mu^-$ -комбинации для пар треков, образующих вершину.

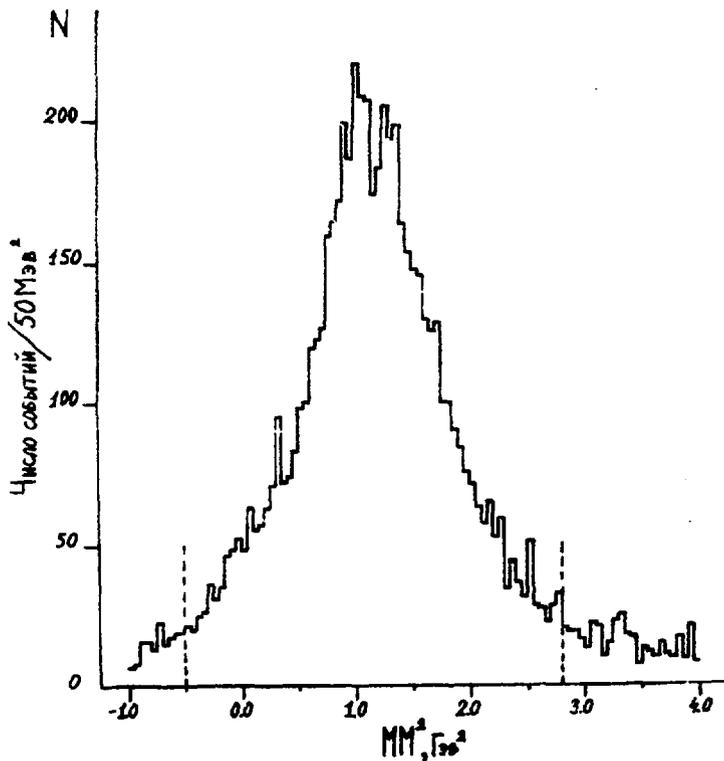


Рис. 4. Распределение по квадрату недостающей массы  $MM^2$  для события с двумя идентифицированными  $K^0$ -мезонами.

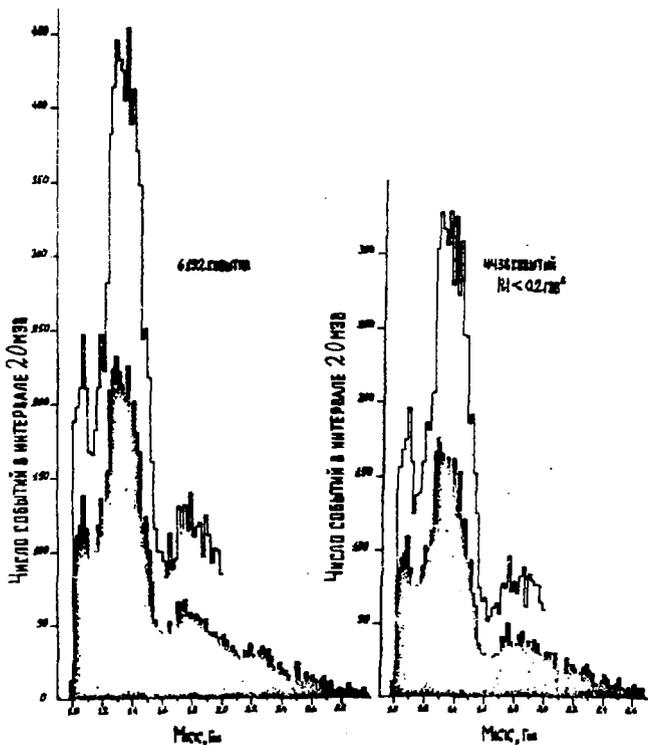


Рис.5. Распределение по эффективной массе двух  $K_1^0$ -мезонов из реакции  $p^-p \rightarrow K_1^0 K_1^0 n$  без ограничений на переданный  $K_1^0 K_1^0$ -системе импульс и с ограничением  $|t| < 0,2 \text{ ГэВ}^2$ .

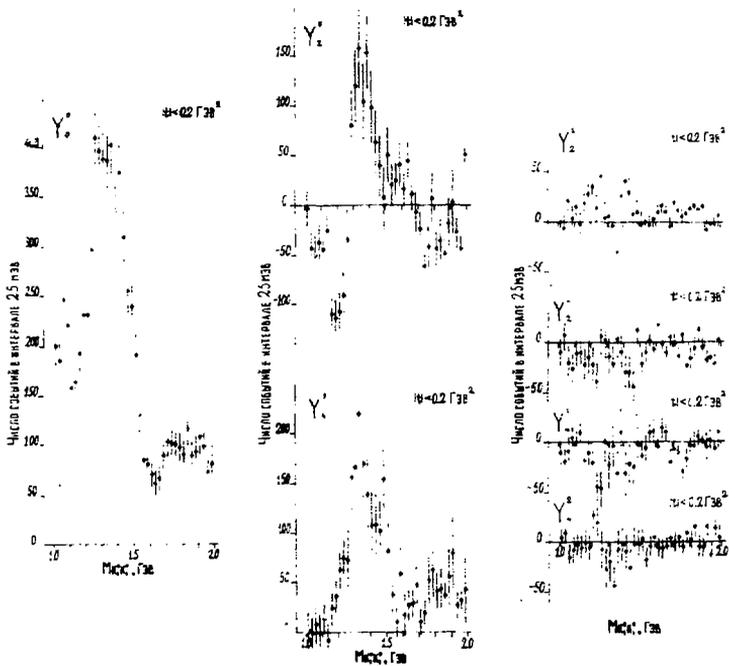


Рис.6. Поведение моментов сферических гармоник, использованных в амплитудном анализе, в зависимости от массы  $K_1^0 K_1^0$  - системы.

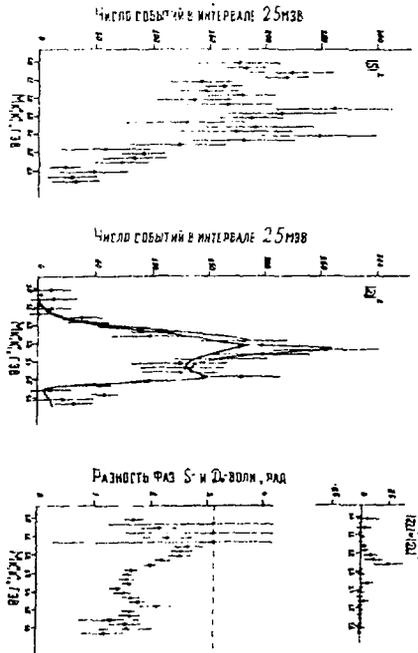


Рис. 7. Результаты амплитудного анализа. Объяснение кривым на рисунке с  $D_0$ -волной дано в тексте.

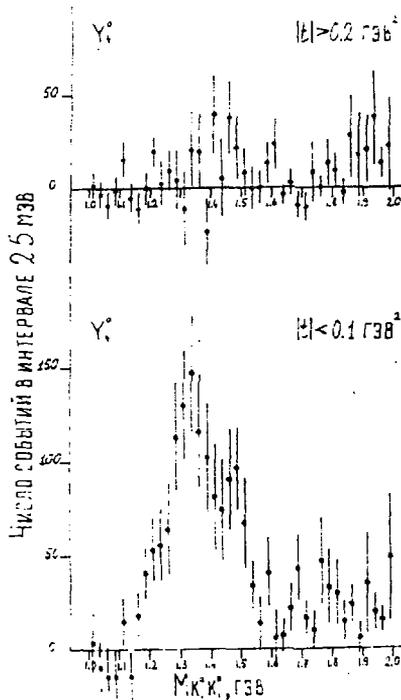


Рис.8. Поведение момента  $\langle Y_4^0 \rangle$  в области больших и малых переданных к  $K_1^0 K_1^0$ -системе импульсов.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Roegner J.L. - Phys.Rev., 1981, D24, p.1347.
2. Doppelt J.P. - Phys.Lett., 1981, B99, 416.
3. Novikov V.A. et al. - Nucl.Phys., 1981, B191, p.301.
4. Вейнштейн А.И. - Физ.СНАИ, 1982, 13, с.542.
4. Wetzel W. et al. - Nucl.Phys., 1976, B115, 1976.
5. Casson N.M. et al. - Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1485.
6. Polychronakos V.A. et al. - Phys.Rev., 1979, D19, 1317.
7. Lovelace R.P. et al. Preprint CERN/EP-79-162, 1979.
8. Gottewaldt E.R. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, p.1501.
9. Etkin A. et al. - Phys.Rev., 1982, D, p.1786.
10. Etkin A. et al. - Phys.Rev., 1982, D25, p.2446.
11. Бодянский Л.Р. и др. Препринт ИТЭФ, 1973, № 88.
12. Борисов К.Р. и др. - Физ.СНАИ, 15, с.361.
13. Журин Е.В. и др. Препринт СНАИ, 1977, 110-6142.
14. Veitch W. et al. - Phys.Lett., 1967, B25, p.357.
15. Irving A.C., Michael C. - Nucl.Phys., 1974, B82, p.282.
16. Particle Data Group. - Phys.Lett., 1982, B111.
17. Dörlisch L. et al. - Nucl.Phys., 1980, B174, p.16.
18. Costa G. et al. - Nucl.Phys., 1980, B175, p.402.
19. Pawlicki A.J. et al. - Phys.Rev., 1977, D12, p.3196.
20. Wicklund A.B. et al. - Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1469.
21. Cohen D. et al. - Phys.Rev., 1980, D22, p.2595.
22. Lipkin H.J. - Phys.Rev., 1968, 176, p.1709.
23. Vianva N.N. et al. - Phys.Rev., 1972, D5, p.1564.
24. Dognug J.P. - Phys.Rev., 1977, D25, p.1875.
25. Chavaud V. et al. - Nucl.Phys., 1983, B222, p.1.
26. Atkinson M. et al. Preprint CERN/EP-83-179, 1983.

О.Н.Балашин и др.

Амплитудный анализ КСР-системы из реакции  $J/\psi \rightarrow K_s^0 K_s^0 \pi^0$  при импульсе падающего  $J/\psi$ -мезона 40 Гэв/с.

Редактор И.Н.Ломкина

Корректор О.Ю.Ольховникова

Работа поступила в СНИИ 7.08.84

Подписано к печати 4.09.84

Т17043

Формат 60x90 1/16

Офсетн.печ. Усл.-печ.л.1,5. Уч.-изд.л.1,1. Тираж 235 экз.

Заказ 136.

Индекс 3624

Цена 16 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, ИУ7259, Москва, Б.Черемушкинская, 25

16 К О П

ИНДЕКС 3624

М., ПРЕПРИНТ ИТЭФ, 1984, № 136, с.1-25