

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 84-107
ОЭИПК SERP-E-133

И.В.Ажиненко, Ю.А.Белокопытов, З.Ш.Гаручава,
Л.Н.Гердюков, В.В.Князев, А.И.Курносенко,
В.Н.Рядовиков, А.Г.Томарадзе, В.А.Уваров,
О.Г.Чикилев, П.В.Шляпников

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Н.С.Амаглобели, Ш.С.Шошиашвили

Институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

Е.А. Де Вольф

Межуниверситетский институт высоких энергий,
Брюссель, Бельгия

РЕАКЦИИ С ИНКЛЮЗИВНЫМ ОБРАЗОВАНИЕМ
ДВУХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ
В K^+ _p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Сотрудничество СССР-ЦЕРН

Серпухов 1984

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 84-107
ОЭИПК SERP-E-133

И.В.Ажиненко, Ю.А.Белокопытов, З.Ш.Гаручава^{*},
Л.Н.Герджоков, В.В.Князев, А.И.Курносенко,
В.Н.Рядовиков, А.Г.Томарадзе^{*}, В.А.Уваров,
О.Г.Чикилев, П.В.Шляпников

Институт физики высоких энергий, Серпухов
Н.С.Амаглобели, Ш.С.Шошиашвили
Институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

Е.А.Де Вольф
Межуниверситетский институт высоких энергий,
Брюссель, Бельгия

РЕАКЦИИ С ИНКЛЮЗИВНЫМ ОБРАЗОВАНИЕМ
ДВУХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ
В K^+ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Сотрудничество СССР-ЦЕРН

Направлено в ЯФ

^{*}) Сотрудник Института физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

Ажиненко И.В., Белокопытов Ю.А., Гаручава З.Ш. и др. Реакции с инклюзивным образованием двух нейтральных каонов в K^+p -взаимодействиях при 32 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 84-107.- Серпухов, 1984. - 15 с., 7 рис., 3 табл., библиогр.: 10, назв.

Представлены экспериментальные данные, полученные на пузырьковой камере "Мирабель", по инклюзивному образованию двух нейтральных каонов в реакции $K^+p \rightarrow (K^0 K^0)X$ при 32 ГэВ/с. Обсуждается вклад резонансов $K^{*0}(890)$ в эту реакцию, рассматриваются спектры эффективных масс $K_S^0 K_S^0$, $K_S^0 K_S^0 \pi^{\pm}$ и $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Показано, что Лундская кварк-фрагментационная модель обеспечивает хорошее описание экспериментальных данных. Обсуждается особенность в спектре эффективных масс $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ при $\sim 2,0$ ГэВ.

Abstract

Ajinenko I.V., Belokopitov Y.A., Chlirapnikov P.V. et al. Reactions with Two Neutral Kaons Inclusive Production in K^+p Interactions at 32 GeV/c: IHEP Preprint 84-107. - Serpukhov, 1984. - p. 15, figs. 7, tables 3, refs.: 10.

Experimental data on inclusive production of the neutral kaon pairs in the reaction $K^+p \rightarrow (K^0 K^0)X$ obtained in the "Mirabelle" bubble chamber are presented. The $K^{*0}(890)$ contributions to this reaction are discussed and the $K_S^0 K_S^0$, $K_S^0 K_S^0 \pi^{\pm}$ and $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ effective mass distributions are considered. The Lund quark fragmentation model is shown to provide a good description of the experimental data. An enhancement in the $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ effective mass spectrum at a mass of ~ 2.0 GeV is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты исследования инклюзивного образования пары нейтральных K^0 -мезонов^{*}) в реакции



при 32 ГэВ/с. Анализируются инклюзивные спектры K^0 в реакции (1), проводится их сравнение со спектрами K^+ в реакции



и предсказаниями Лундской кварк-фрагментационной модели, обсуждается вклад резонансов K^{*0} (890) в реакцию (1) и рассматриваются инклюзивные спектры эффективных масс $K_S^0 K_S^0$, $K_S^0 K_S^0 \pi^\pm$ и $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Экспериментальные данные получены при обработке 1 млн. снимков с 4,7-метровой водородной пузырьковой камеры "Мирабель", облученной в сепарированном пучке K^+ -мезонов с импульсом $32,1 \pm 0,2$ ГэВ/с Серпуховского ускорителя. На этой статистике, соответствующей чувствительности около 27 событий/мкб, в эксперименте измерены события всех топологий с кандидатами в V^0 -частицы. Последние идентифицировались по 3С-фит кинематике, причём отбирались только однозначно идентифицированные гипотезы. Ненаблюдаемые моды распада и все виды возможных потерь учитывались при вычислении сечений введением соответствующих весов. С подробностями методики обработки данных в эксперименте и результатами анализа инклюзивного образования K^0 в реакции (2) можно ознакомиться в работе^{1/}.

Полное число событий реакции (1) с $\geq 2K_S^0$ в конечном состоянии составило 1256, а полное число $(K_S^0 K_S^0)$ -пар - 1346. Соответствующее полное инклюзивное сечение реакции (1) равно $1,27 \pm 0,07$ мб. Распределение чисел событий с разной топологией V^0 -частиц, дающих вклад в реакцию (1), в зависимости от множественности вторичных заряжен-

^{*}) Под символом K^0 понимается смесь K^0 и \bar{K}^0 -мезонов.

ных частиц приведено в табл. 1*). Заметим, что из наличия только двух событий с топологией $3K_S^0 \Lambda$ и отсутствия хотя бы одного события с $>4K_S^0$ следует, что образованием пяти странных частиц в конечном состоянии при энергии настоящего эксперимента можно пренебречь.

Таблица 1. Числа событий с двумя и более нейтральными странными частицами, зарегистрированными в конечном состоянии и дающими вклад в реакцию (1), в зависимости от множественности n вторичных заряженных частиц.

V^0 -топология	Множественность заряженных частиц					
	$n=2$	$n=4$	$n=6$	$n=8$	$n=10$	$n=12$
$K_S^0 K_S^0$	290	501	269	65	8	1
$K_S^0 K_S^0 K_S^0$	12	21	8	2	-	-
$K_S^0 K_S^0 \Lambda$	19	40	12	2	-	-
$K_S^0 K_S^0 K_S^0 \Lambda$	-	2	-	-	-	-
$K_S^0 K_S^0 \bar{\Lambda}$	3	1	-	-	-	-

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ

Основные характеристики образования K^n -мезонов в реакции (1) хорошо видны из рис. 1, на котором показано распределение разности быстрот каонов в с.ц.и. $y_f - y_s$ в зависимости от быстроты y_f наиболее энергичного K^n -мезона (так что $y_f - y_s \geq 0$). Как видно, наибольшее число ($K^n K^n$)-пар образуется в центральной области, когда быстроты обоих K^n $|y| < 1$. Наиболее густо заселена область быстрот $[0 < y_f < 1, 0 < y_s < 1]$. Заметно меньшее число ($K^n K^n$)-пар образуется в области $[y_f < 0, y_s < 0]$. Малая плотность событий в области $[y_f > 1, y_s > 1]$ свидетельствует о наличии отрицательных корреляций между двумя K^n -мезонами, когда один из них - лидирующий.

Распределение разности быстрот $y_f - y_s$ является экспоненциальным $A \exp(-B(y_f - y_s))$ с характеристической корреляционной длиной в пространстве быстрот $\langle y_f - y_s \rangle = 1/B = 1,3 \pm 0,1$. Такое поведение естественно объясняется двумя следующими механизмами образования пар ($K^n K^n$). Одним из них является парное образование $K^0 \bar{K}^0$

*) Полуинклюзивные сечения реакции (1) (при фиксированной множественности вторичных заряженных частиц) приведены в работе/1/.

на морских кварках в центральной области с малыми значениями y_f , y_s и $y_f - y_s$. В другом случае один из K^0 образуется на валентном \bar{s} -кварке первичного K^+ -мезона и является лидирующим, а второй K^0 (\bar{K}^0) образуется в центральной области на одном из морских кварков пары ($s\bar{s}$) в ассоциации либо с ещё одним K -мезоном, либо с гипероном.

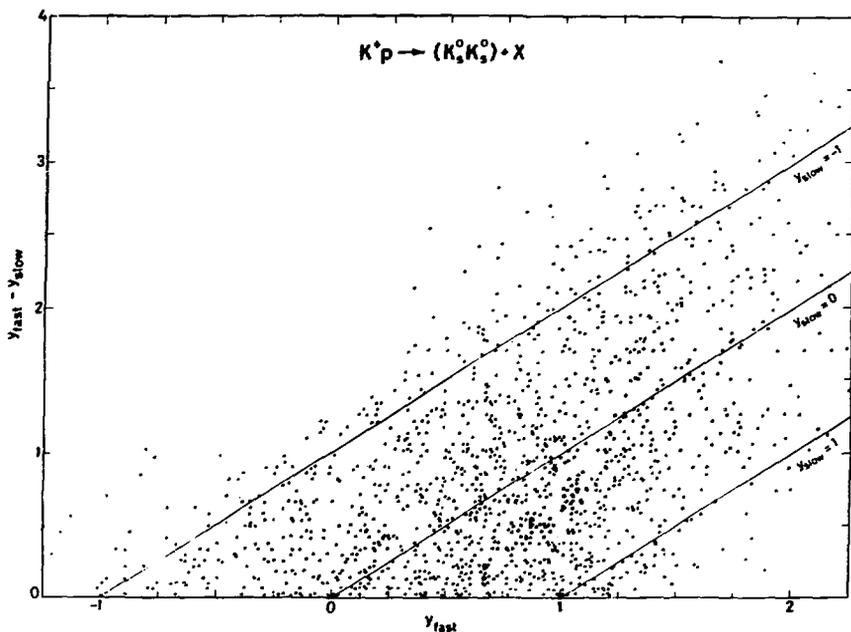


Рис. 1. Двумерное распределение разности быстрот в с.д.и. $Y_f - Y_s$ K^+ -мезонов в реакции (1) в зависимости от быстроты Y_f более энергичного K^+ -мезона. Прямые представляют линии постоянных значений $y_s = \text{const}$.

Инклюзивные распределения K^+ -мезонов в реакции (1) по масштабной переменной $x = p_L^* / p_{inc}^*$, быстрой y в с.д.и. и квадрату поперечного импульса p_T^2 приведены на рис. 2 и 3, $d\sigma/dx$ - и $d\sigma/dp_T^2$ -спектры также представлены в табл. 2. Заметим, что во всех этих распределениях вес каждого K^+ определен как произведение весов обоих K^+ в реакции (1), так что интегралы соответствующих распределений равны удвоенному значению полного инклюзивного сечения реакции (1).

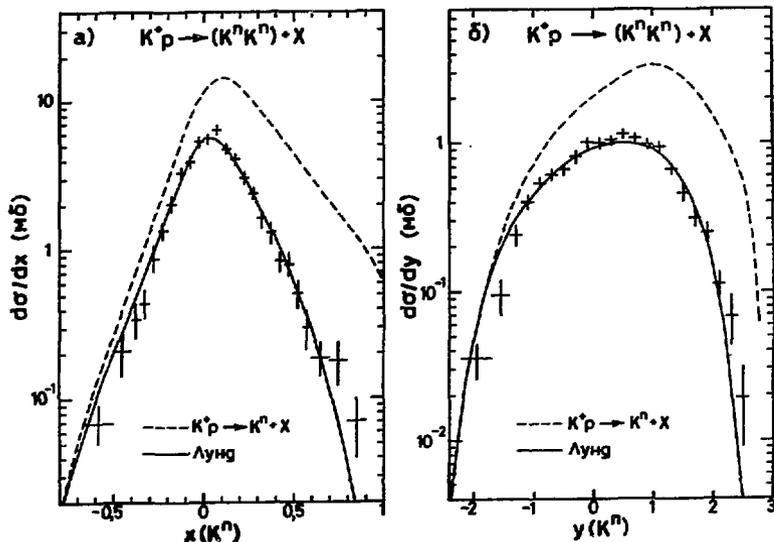


Рис. 2. Распределения K^0 -мезонов в реакции (1) по масштабной переменной x (а) и быстрой u в с.д. (б); пунктирные кривые - соответствующие распределения K^0 в реакции (2); сплошные кривые - предсказания Лундской фрагментационной модели для реакции (1).

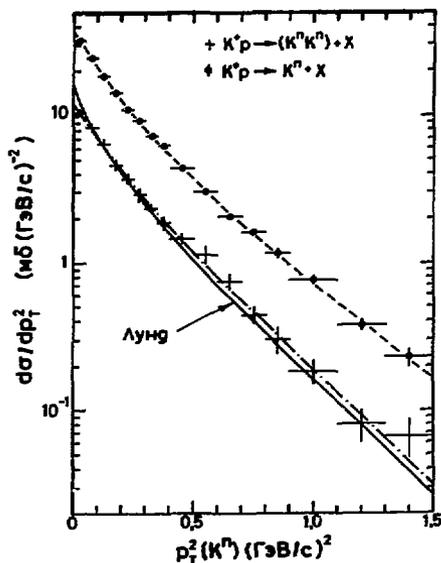


Рис. 3. Распределения по квадрату поперечного импульса p_T^2 K^0 -мезонов в реакциях (1) (крестиках) и (2) (кружочках) и результаты их подгонки суммой двух экспонент $\exp(-br_T^2) + \exp(-dr_T^2)$ (штрих-пунктирная и пунктирная кривые соответственно) с параметрами, приведенными в табл. 3; сплошная кривая - предсказания Лундской фрагментационной модели для реакции (1).

Таблица 2. Дифференциальные сечения K^{π} -мезонов $d\sigma/dx$ и $d\sigma/dp_T^2$ в реакции (1) при 32 ГэВ/с

x -интервал	$d\sigma/dx$ (мб)	p_T^2 -интервал (ГэВ/с) ²	$d\sigma/dp_T^2$ мб(ГэВ/с) ⁻²
(-0,65)-(-0,50)	0,07 ± 0,02	0 - 0,05	10,52 ± 0,49
(-0,50)-(-0,40)	0,21 ± 0,07	0,05 - 0,10	8,32 ± 0,44
(-0,40)-(-0,35)	0,34 ± 0,09	0,10 - 0,15	6,48 ± 0,39
(-0,35)-(-0,30)	0,44 ± 0,09	0,15 - 0,20	4,64 ± 0,35
(-0,30)-(-0,25)	0,86 ± 0,14	0,20 - 0,25	3,70 ± 0,29
(-0,25)-(-0,20)	1,33 ± 0,17	0,25 - 0,30	2,87 ± 0,26
(-0,20)-(-0,15)	2,06 ± 0,23	0,30 - 0,35	2,34 ± 0,22
(-0,15)-(-0,10)	3,32 ± 0,28	0,35 - 0,40	1,89 ± 0,19
(-0,10)-(-0,05)	3,93 ± 0,31	0,40 - 0,50	1,44 ± 0,13
(-0,05)- 0	5,32 ± 0,36	0,50 - 0,60	1,15 ± 0,12
0 - 0,05	5,54 ± 0,36	0,60 - 0,70	0,74 ± 0,10
0,05 - 0,10	6,31 ± 0,37	0,70 - 0,80	0,43 ± 0,07
0,10 - 0,15	4,76 ± 0,31	0,80 - 0,90	0,30 ± 0,06
0,15 - 0,20	4,13 ± 0,31	0,90 - 1,10	0,18 ± 0,03
0,20 - 0,25	3,07 ± 0,26	1,10 - 1,30	0,08 ± 0,02
0,25 - 0,30	2,41 ± 0,23	1,30 - 1,50	0,07 ± 0,02
0,30 - 0,35	1,61 ± 0,18		
0,35 - 0,40	1,31 ± 0,20		
0,40 - 0,45	0,83 ± 0,13		
0,45 - 0,50	0,80 ± 0,14		
0,50 - 0,55	0,51 ± 0,11		
0,55 - 0,60	0,30 ± 0,08		
0,60 - 0,70	0,19 ± 0,05		
0,70 - 0,80	0,18 ± 0,06		
0,80 - 0,90	0,07 ± 0,03		

Для сравнения на рис. 2 и 3 также показаны (пунктирными кривыми) инклюзивные спектры K^{π} в реакции (2)/1/. Как и следовало ожидать, наибольшее отличие в характере x - и y -спектров в реакциях (1) и (2) наблюдается в области каонной фрагментации и в основном обусловлено вкладом процессов перезарядки в реакцию (2), когда K^{π} образуется на лидирующем странном валентном \bar{s} -кварке K^+ -мезона и система X не содержит странных частиц. Это объясняет меньшую асимметрию спектра $d\sigma/dx$ каонов в реакции (1) по сравнению с реакцией (2): средние значения $\langle x \rangle$ для этих реакций составляют соответственно $0,074 \pm 0,004$ и $0,195 \pm 0,002$.

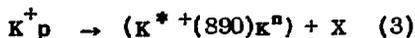
Если рассмотреть выборку событий с тремя нейтральными каонами и построить x -спектр для двух самых медленных каонов, то он, как и следовало ожидать (предполагая, что быстрейший K^{π} образуется на валентном \bar{s} -кварке, а два других - на паре $s\bar{s}$ -кварков из моря), оказывается практически симметричным: $\langle x \rangle = 0,027 \pm 0,015$. В области протонной фрагментации $x \lesssim -0,2$ формы x -спектров K^{π} в реакциях (1) и (2) практически одинаковы (рис. 2а).

Таблица 3. Результаты подгонки $d\sigma/dp_T^2$ -спектров K^{π} -мезонов в реакциях (1) и (2) выражением $a \exp(-bp_T^2) + c \exp(-dp_T^2)$ в указанных интервалах p_T^2

Реакция	Интервал p_T^2 (ГэВ/с) ²	Параметры				P(X ²), %
		a, мб(ГэВ/с) ⁻²	b, (ГэВ/с) ⁻²	c, мб(ГэВ/с) ⁻²	d, (ГэВ/с) ⁻²	
$K^+p \rightarrow (K^{\pi}K^{\pi}) + X$	0 - 1,5	5,7 ± 1,8	9,0 ± 3,2	6,7 ± 2,1	3,6 ± 0,3	88
$K^+p \rightarrow K^{\pi} + X$	0 - 1,5	23,8 ± 1,4	7,26 ± 0,44	12,9 ± 1,6	2,90 ± 0,12	40
$K^+p \rightarrow K^{\pi} + X$	0 - 3,0 ^{1/}	25,6 ± 0,9	6,75 ± 0,28	10,8 ± 1,0	2,74 ± 0,08	69

Спектр $d\sigma/dp_T^2$ K^{π} -мезонов в реакции (1) хорошо описывается суммой двух экспонент $a \exp(-bp_T^2) + c \exp(-dp_T^2)$ (штрих-пунктирная кривая на рис. 3) с параметрами, приведенными в табл. 3. В табл. 3 приведены и результаты такой же подгонки $d\sigma/dp_T^2$ -спектра K^{π} в реакции (2) как в том же самом, так и в более широком интервале p_T^2 . Из табл. 3 следует, что для реакции (1) вклад экспоненты с меньшим параметром наклона в полное сечение этой реакции втрое больше вклада экспоненты с большим параметром наклона, тогда как для реакции (2) обе экспоненты дают приблизительно одинаковый вклад. Большой относительный вес экспоненты с большим параметром наклона в реакции (2) обусловлен большим вкладом в эту реакцию достаточно периферических процессов перезарядки и, в частности, трёхреджеонных механизмов обмена (см. также/1/).

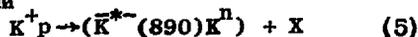
Как видно из инклюзивного спектра эффективных масс $K^{\pi}\pi^+$ для событий реакции (1) (рис. 4), заметное число K^{π} в этой реакции образуется в результате распада резонанса $K^{*+}(890)$. Инклюзивное сечение реакции



было определено аппроксимацией спектра масс выражением

$$d\sigma/dM = BG(M)(1 + \beta BW), \quad (4)$$

в котором BW - функция Брейта-Вигнера, а BG - фон, параметризованный в виде $a_1(M - M_{th})^2 \exp(-a_3M - a_4M^2)$, где M_{th} - пороговое значение массы $K^{\pi}\pi^+$, а β, a_i - фитируемые параметры. Результаты аппроксимации показаны на рис. 4 гладкими кривыми. Полное инклюзивное сечение реакции (3) составило $0,85 \pm 0,10$ мб^{*}. Определенное таким же методом полное инклюзивное сечение реакции



^{*}С учетом наблюдаемых мод распада $K^{*}(890)$.

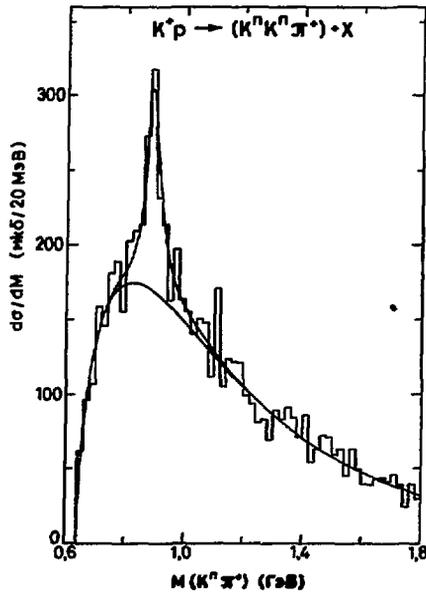


Рис. 4. Инвариантный спектр эффективных масс $K^0 \pi^+$ в реакции (1). Гладкие кривые — результат аппроксимации спектра выражением (4) (суммарная функция и фок).

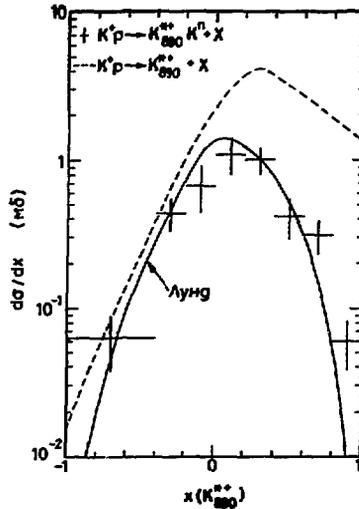


Рис. 5. Распределение $K^{*+}(890)$ в реакции (3) по масштабной переменной x ; пунктирная кривая — спектр $d\sigma/dx$ $K^{*+}(890)$ в реакции (6); сплошная кривая — предсказание Лундской фрагментационной модели для реакции (3).

составило $0,14 \pm 0,06$ мб^{*)}. Мы видим, что примерно в 50% случаев один из каонов в реакции (1) образуется при распаде $K^{*+}(890)$.

Спектр $d\sigma/dx$ $K^{*+}(890)$ в реакции (3) показан на рис. 5 в сравнении со спектром $K^{*+}(890)$ в реакции



заимствованным из работы^{/2/} (пунктирная кривая). Здесь прослеживается та же тенденция, что и на рис. 2а: наибольшее отличие в спектрах $K^{*+}(890)$ в реакциях (3) и (6) наблюдается в области каонной фрагментации, очевидно, за счёт процессов, в которых $K^{*+}(890)$ в реакции (6) образуется на лидирующем \bar{s} -кварке K^+ -мезона и система X не содержит странных частиц.

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ С ЛУНДСКОЙ КВАРК-ФРАГМЕНТАЦИОННОЙ МОДЕЛЮ

Как было показано в работах^{/1-5/}, Лундская фрагментационная модель^{/6/} при некоторых модернизациях успешно описывает большую совокупность инклюзивных характеристик мезонов, барионов и их резонансов в данном эксперименте и K^+p -эксперименте при 70 ГэВ/с. Исключения составляют инклюзивные спектры частиц и резонансов в кинематической области, где доминируют не учитываемые в модели трёхреджеонные механизмы обмена. Поскольку вклады таких механизмов в реакции (1) и (3) должны быть невелики, сравнение полученных данных с предсказаниями Лундской модели представляет особый интерес. Исползованная нами программа Лунд-Монте-Карло отличается от её опубликованной версии^{/7/} тремя следующими модификациями, подробно обсуждавшимися в работах^{/4,5/}:

- 1) меньшим значением фактора подавления $\lambda = 0,27$ моря странных кварков;
- 2) запрещённостью процесса "рекомбинации" обоих валентных \bar{s} - и u -кварков первичного K^+ -мезона в $K^{*+}(890)$ (в свете результатов^{/2,3/});
- 3) введением случайного поворота суммарного импульса K^+ -мезонной (протонной) струны относительно направления сталкивающихся частиц в с.ц.и. на угол, задаваемый распределением $d\sigma/dp_T^2 \sim \exp(-a p_T^2)$, где p_T - суммарный поперечный импульс струны и $a = 4$ (ГэВ/с)⁻².

Полученные в такой версии Лунд-Монте-Карло предсказания представлены в виде сплошных кривых на рис. 2, 3 и 5. Как видно, модель прекрасно воспроизводит спектры K^{π} в реакции (1) по x , u и p_T^2 как по форме, так и по абсолютной величине; предсказываемое моделью значение полного инклюзивного сечения реакции (1) составляет 1,25 мб. Модель также неплохо описывает спектр $d\sigma/dx$ $K^{*+}(890)$ в реакции (3), а предсказываемое ею значение полного инклюзивного сечения этой реакции (0,97 мб) согласуется с экспериментальным значением в

^{*)} С учётом ненаблюдаемых мод распада $K^*(890)$.

пределах ошибки. Однако предсказываемое моделью значение полного инклюзивного сечения реакции (5), составляющее 0,26 мб, заметно выше экспериментального значения.

СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС $K_S^0 K_S^0$, $K_S^0 K_S^0 \pi^+$, $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$

Инклюзивные спектры эффективных масс $K_S^0 K_S^0$, $K_S^0 K_S^0 \pi^+$, $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ и $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ приведены на рис. 6, где они сравниваются с предсказаниями Лундской модели (гладкие кривые). Модель практически идеально воспроизводит спектры масс $K_S^0 K_S^0$ и $K_S^0 K_S^0 \pi^+$ как по форме, так и по абсолютной нормировке (рис. 6а,б). Спектры масс $K_S^0 K_S^0 \pi^-$ и $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ описываются моделью несколько хуже либо из-за занижения предсказываемых ею полных сечений образования соответствующих систем (на $\sim 10\%$), либо из-за (статистически необеспеченных) особенностей в экспериментальных спектрах при $\sim 1,6$ ГэВ (рис. 6в) и $\sim 2,0$ ГэВ (рис. 6г).

Попытки получить лучшее отношение сигнала в спектре масс $K_S^0 K_S^0 \pi^-$ при $\sim 1,6$ ГэВ к фону в каких-то ограниченных кинематических областях оказались безрезультатными. Особенность в спектре масс $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ при $\sim 2,0$ ГэВ становится более выраженной в области каонной фрагментации при введении ограничений снизу на значение x ($K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$) или сверху на значение $t' = |t - t_{\min}|$, где t — квадрат четырехмерного переданного импульса от K^+ к системе $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$.

Так, на рис. 7а показан спектр масс $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ при $t' \leq 0,7$ (ГэВ/с)² вместе с предсказаниями Лундской модели в виде двух гладких кривых, верхняя из которых является абсолютным предсказанием, а нижняя отнормирована на экспериментальный спектр масс при $M(K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-) \geq 2,46$ ГэВ. Верхняя кривая хорошо описывает спектр масс при минимальных значениях M , но заметно отличается от экспериментальных данных как в области пика при $M \sim 2,0$ ГэВ, так и при больших M . Нижняя кривая хорошо воспроизводит спектр масс при $M \geq 2,46$ ГэВ, но определенно ниже экспериментальных сечений при небольших массах. Результат аппроксимации спектра масс $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ выражением (4) с обсуждавшейся выше параметризацией фона показан на рис. 7б. Значения массы и ширины Брейт-Вигнеровского сигнала (в котором содержится 97 событий) составляют $M = 2020 \pm 20$ МэВ и $\Gamma = 140 \pm 70$ МэВ,

^{*)} Пионами считались и все неидентифицированные заряженные частицы. В программе Лунд-Монте-Карло применялись те же критерии идентификации, что и в эксперименте.

^{**)} Для уменьшения комбинаторики 10- и 12-лучевые события были исключены из выборки, использовавшейся на рис. 7.

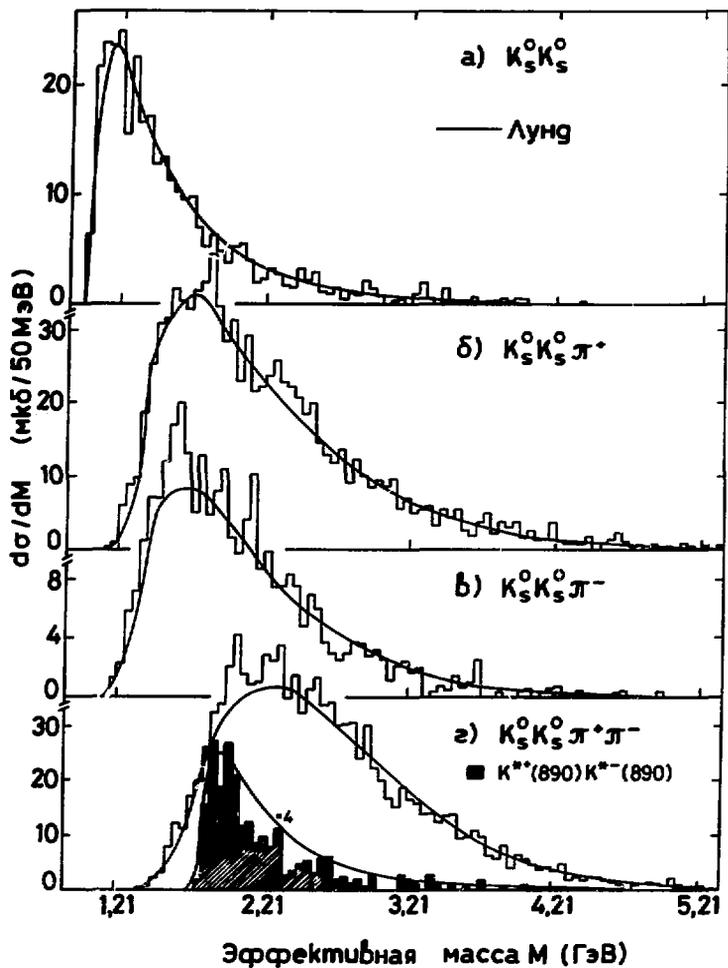


Рис. 6. Инвариантные распределения эффективных масс а) $K_S^0 K_S^0$; б) $K_S^0 K_S^0 \pi^+$; в) $K_S^0 K_S^0 \pi^-$; г) $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ для всех событий и когда обе комбинации $K_S^0 \pi^+$ и $K_S^0 \pi^-$ попадают в полосу масс 0,85–0,89 ГэВ резонанса K^* 890 (заштрихованная гистограмма, масштаб увеличен в 4 раза). Гладкие кривые – абсолютные предсказания Лундской фрагментационной модели.

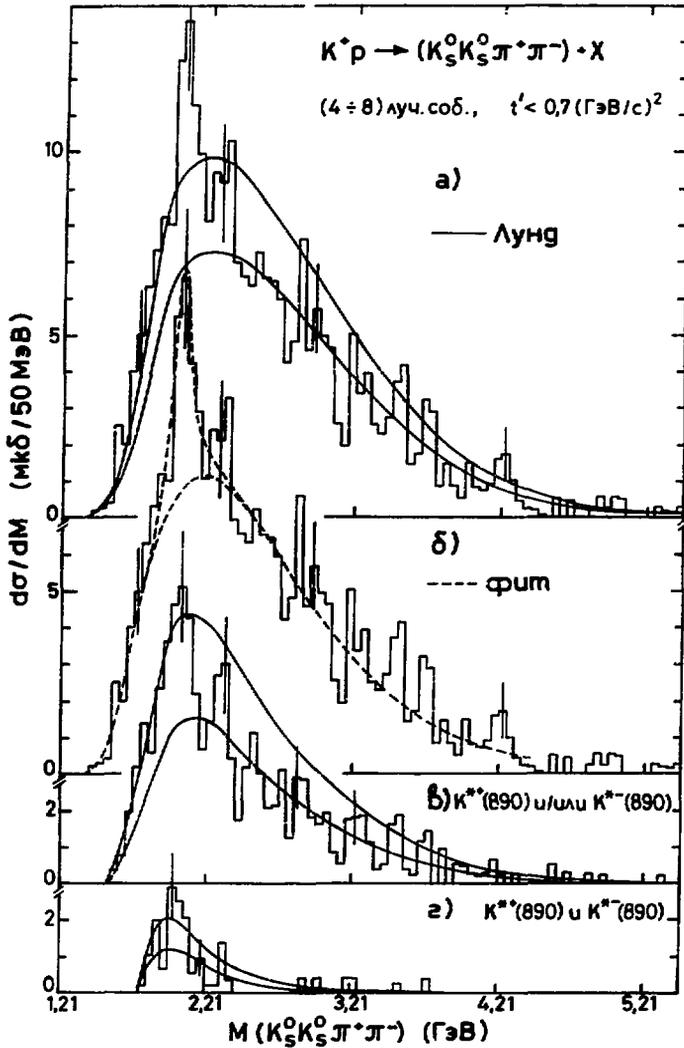


Рис. 7. Распределения эффективных масс $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ при $t' < 0,7 (\text{ГэВ}/c)^2$:

(а,б)-без других дополнительных ограничений;(в)-когда хотя бы одна из комбинаций $K_S^0 \pi^+$ или $K_S^0 \pi^-$ попадает в полосу масс 0,85-0,93 ГэВ резонанса K^*_{890} ;(г)-когда обе комбинации $K_S^0 \pi^+$ и $K_S^0 \pi^-$ попадают в эту полосу масс. Гладкие сплошные кривые (а,в,г) - предсказания Лундской фрагментационной модели (ненормированной на экспериментальные спектры - верхние кривые или отнормированной на экспериментальные спектры при $M \geq 2,46$ ГэВ - нижние кривые). Гладкие пунктирные кривые (б) - результат аппроксимации спектра выражением (4).

а его сечение ≈ 20 мкб. Статистическая обеспеченность сигнала над таким образом определенным фоном составляет около 5 стандартных отклонений. На рис. 7 в, г показаны спектры масс $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$, когда хотя бы одна из комбинаций $K_S^0 \pi^+$ или $K_S^0 \pi^-$ (рис. 7 в), либо обе эти комбинации попадают в полосу масс 0,85–0,93 ГэВ резонанса K^* (890), сравниваемые с предсказаниями Лундской модели (неотнормированными – верхние кривые, и отнормированными – нижние кривые на экспериментальные спектры масс при $M \geq 2,46$ ГэВ). Из них следует, что значительная доля событий в пике при $\sim 2,0$ ГэВ обусловлена образованием систем $K^{*\pm} K_S^0 \pi^\mp$ и $K^{*+} K^{*-}$.

Первое сообщение о возможном существовании структуры в системе $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$ с массой около 1,97 ГэВ, образовавшейся в процессах фрагментации K^+ -мезона и распадающейся доминирующим образом на $K^{*\pm} K_S^0 \pi^\mp$, было сделано в нашей предыдущей работе^{/8/}, основанной на предварительной, примерис вдвое меньшей статистике. Такой же пик в спектре масс $K^{*\pm} K_S^0 \pi^\mp$ при 1,95 ГэВ недавно наблюдался при изучении дифракционной диссоциации π^- -мезона в реакции $\pi^- N \rightarrow (K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^-) N'$ при 200 ГэВ/с^{/9/}.

При имеющейся статистике мы не можем привести аргументов в пользу резонансной интерпретации обнаруженного сигнала. Нельзя исключить, что он обусловлен окологороговыми особенностями в спектрах масс $K^{*\pm} K_S^0 \pi^\mp$ и $K^{*+} K^{*-}$ (см. рис. 7 в, г и рис. 6 г, на котором заштрихованной гистограммой показан инклюзивный спектр масс $K^{*+} K^{*-}$). Тем не менее, интересно отметить, что масса и ширина наблюдаемого состояния так же, как и его доминирующее образование в области фрагментации каона, не исключают его интерпретацию как новой моды распада резонанса $h(2040)$, образовавшегося в результате "слипания" валентного \bar{s} -кварка K^+ -мезона с s -кварком из моря. На возможность такой интерпретации указывает наблюдение распада $h \rightarrow K^+ K^-$ в целом ряде экспериментов^{/10/}.

В заключение нам приятно поблагодарить персонал просмотрно-измерительных и вычислительных центров наших институтов и наших коллег по сотрудничеству СССР–Франция–ЦЕРН за их вклад в обработку снимков. Персоналу камеры "Мирабель" и Серпуховского ускорителя мы благодарны за успешное проведение сеансов облучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ажиненко И.В. и др. - Препринт ИФВЭ 83-108, Серпухов, 1983.
2. Ажиненко И.В. и др. - Препринт ИФВЭ 83-153, Серпухов, 1983.
3. Chliapnikov P.V., Tomaradze A.G., Uvarov V.A., De Wolf E.A. - *Phys. Lett.*, 1983, v. 130B, p. 432.
4. Князев В.В. и др. - Препринт ИФВЭ 84-73, Серпухов, 1984.
5. De Wolf E.A. et al. - *Brussels University Preprint*, 1984 (submitted to *Nucl. Phys. B*).
6. Andersson B. et al. - *Nucl. Phys.*, 1981, v. B178, p. 242; *Phys. Rep.* 1983, v. C97, p. 31 and refs. therein.
7. Sjöstrand T. - *Comp. Phys. Comm.* 1982, v. 27, p. 243.
8. Chliapnikov P.V. et al. - *Z. Phys. C., Particles and Fields* 1980, v. 3, p. 285.
9. Chang C.C. et al. - *Preprint FERMILAB-Pub-83/99-EXP*, 1983.
10. Roos M. et al. - *Particle Data Group, Phys. Lett.*, 1982, v. 111B, p.1.

Рукопись поступила 8 мая 1984 года.

И.В. Ажигенко и др.

Реакции с инклюзивным образованием двух нейтральных каонов
в K^+ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с.

Редактор Н.В. Ежела. Технический редактор Л.П. Тимкина.
Корректор М.И. Овсегина.

Подписано к печати 30.05.1984 г. Т-13215. Формат 60х90/16.
Офсетная печать. Печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,08. Тираж 260.
Заказ 544. Индекс 3624. Цена 16 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Московской обл.

Цена 16 коп.

Индекс 3624.

ПРЕПРИНТ 84-107, ИФВЭ, 1984.