

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

~~ИФВЭ~~
ИФВЭ - ОЭИПК -- 85-90
(SERP-E -- 133).

И Ф В Э 85-90
ОЭИ ПК (SERP-E-133).

В.В.Князев, А.Г.Томарадзе, В.А.Уваров,
П.В.Шляпников
Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР

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

АССОЦИАТИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ $K^{*+}(890)$ ИЛИ ρ^0
С ДРУГИМИ ЧАСТИЦАМИ
В ИНКЛЮЗИВНЫХ K^+p -РЕАКЦИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 85-90
ОЭИ ПК SFRP-B-133

В.В.Князев, А.Г.Томарадзе^{*)}, В.А.Уваров,
П.В.Шляпников
Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР

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

АССОЦИАТИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ $K^{*+}(890)$ ИЛИ ρ^0
С ДРУГИМИ ЧАСТИЦАМИ
В ИНКЛЮЗИВНЫХ K^+p -РЕАКЦИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Направлено в ЯФ

^{*)} Институт физики высоких энергий Тбилисского
государственного университета

Аннотация

Князев В.В., Томарадзе А.Г., Уваров В.А., Шляпников П.В., Де Вольф Е.А. Ассоциативное образование $K^{*+}(890)$ или ρ^0 с другими частицами в инклюзивных K^+p -реакциях при 32 ГэВ/с: Препринт ИФВЭ 85-90. - Серпухов, 1985. - SERP-E-133. - 16 с., 8 рис., 3 табл., библиогр.: 18 назв.

Представлены результаты K^+p -эксперимента при 32 ГэВ/с на пузырьковой камере "Мирабель" по совместному инклюзивному образованию $K^{*+}(890)$ с π^{\pm} , K^0 , $K^{*+}(890)$, ρ^0 и ρ^0 с K^0 . Получены полные инклюзивные сечения этих реакций, x -спектры частиц. Проведено сравнение данных с лундской кварк-фрагментационной моделью.

Abstract

Chisapnikov P.V., Kniszev V.V., Tomaradze A.G., Uvarov V.A., De Wolf E.A. Associated Production of the $K^{*+}(890)$ with Other Particles and of the ρ^0 with Other Particles in Inclusive K^+p Reactions at 32 GeV/c: IHEP Preprint 85-90. - Serpukhov, 1985. - SERP-E-133. - p. 16, figs. 8, tables 3, refs.: 18.

Results of 32 GeV/c K^+p experiment with the bubble chamber Mirabelle on the inclusive $K^{*+}(890)$ production associated with π^{\pm} , K^0 , $K^{*+}(890)$, ρ^0 and on the ρ^0 production associated with K^0 are presented. Total inclusive cross sections of these reactions and x -spectra of particles are obtained. The data are compared with the Lund quark-fragmentation model.

ВВЕДЕНИЕ

Вслед за недавно опубликованными результатами исследования ассоциативного образования ϕ -мезона с другими частицами^{1, 2/} в настоящей статье сообщается о результатах экспериментального изучения ассоциативного образования $K^{*+}(890)$ с другими частицами и ρ^0 с другими частицами в инклюзивных K^+p -реакциях:

$$K^+p \rightarrow K^{*+}(890) + \pi^+ + X, \quad (1)$$

$$\rightarrow K^{*+}(890) + \pi^- + X, \quad (2)$$

$$\rightarrow K^{*+}(890) + K^n + X, \quad (3)$$

$$\rightarrow K^{*+}(890) + K^{*+}(890) + X, \quad (4)$$

$$\rightarrow K^{*+}(890) + K^{*0}(890) + X, \quad (5)$$

$$\rightarrow K^{*+}(890) + \rho^0 + X, \quad (6)$$

$$\rightarrow \rho^0 + K^n + X \quad (7)$$

при первичном импульсе $32,1 \text{ ГэВ/с}^{*})$.

Помимо представляемых здесь сведений в литературе отсутствует какая-либо другая информация об этих реакциях, кроме данных о спектре $d\sigma/d\pi \cdot K^{*+}$ в реакции (3)^{3/} и некоторых данных о реакциях (1), (2) и (7), полученных в этом же эксперименте на предварительной статистике^{4, 5/}.

Имеющиеся на сегодня экспериментальные данные о мезон-нуклонных соударениях и результаты их сравнения с различными кварк-партонными моделями оставляют мало сомнений в том, что векторные мезоны в этих столкновениях, в основном, образуются при фрагментации валентных кварков. Так, например, в реакциях

$$K^+p \rightarrow K^{*+}(890) + X, \quad (8)$$

$$\rightarrow \rho^0 + X \quad (9)$$

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

в области фрагментации первичного K^+ -мезона $K^{*+}(890)$ доминирующим образом образуется на валентном \bar{s} -кварке K^+ -мезона^{/6,7/}, а заметная часть ρ^0 - на его валентном u -кварке^{/7,8/}. При этом детальное исследование реакции (8) и её детальное сравнение с реакцией $K^+p \rightarrow K^{*0}(890) + X$ показало, что процесс рекомбинации обоих валентных \bar{s} - и u -кварков K^+ -мезона в K^{*+} запрещён или, по крайней мере, сильно подавлен (см./6,7/, а также/1,2/). Поэтому изучение двухчастичных инклюзивных реакций (1)-(7), в которых одна или даже обе частицы являются резонансами, позволяет проследить за судьбой валентного u -кварка K^+ -мезона, когда его валентный \bar{s} -кварк фрагментирует в $K^{*+}(890)$ или K^n . Полученная экспериментальная информация может быть использована для проверки идей, заложенных в различные кварк-партоновые модели.

В настоящей статье полученные экспериментальные данные детально сопоставляются с предсказаниями лундской кварк-фрагментационной модели^{/9/}. Используемая для этого программа Лунд-Монте-Карло (ЛМК) отличается от её опубликованной версии^{/10/} только тремя следующими, уже обсуждавшимися ранее (см., например/3,11,12/), модификациями:

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

Помимо общедоступности программы ЛМК основанием для детального сравнения полученных данных с лундской моделью послужило её хорошее согласие с целой серией результатов в данном (см., например, /1-3, 66, 12, 13, 16/) и других (см., например, обзор/14/) экспериментах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Экспериментальные данные получены при обработке 1 млн. снимков с 4,7-м водородной пузырьковой камеры "Мирабель", облученной в сепарированном пучке K^+ -мезонов ускорителя ИФВЭ в Серпухове. На этой статистике, соответствующей чувствительности ~ 27 соб./мкб, в эксперименте зарегистрировано 31573 однозначно идентифицированных по ЗС-фит-кинематике распадов K_s^0 -мезонов (и 1346 $K_s^0 K_s^0$ -пар), использованных для изучения реакций (1)-(7). Заряженные частицы обычно считались π^\pm -мезонами, кроме K^\pm и

ρ^\pm , идентифицированных как таковые в 7С- и 10С-фит эксклюзивных каналах реакций или в результате ионизационного просмотра (при котором π^\pm -мезоны отделялись от протонов при импульсах РЛАБ $< 1,2$ ГэВ/с)*). С подробностями обработки данных в эксперименте можно ознакомиться в работе /13/. Результаты анализа инклюзивных реакций (8), (9) и реакций



приведены, соответственно, в работах /6,8,13,15/.

Полные и дифференциальные сечения реакции (7) определялись обычным способом при аппроксимации спектров эффективных масс $\pi^+ \pi^-$ выражением

$$d\sigma/dM = BG(1 + \beta BW), \quad (12)$$

в котором BW - релятивистская р-волновая функция Брейта-Вигнера, а BG - фон, параметризованный в виде $BG = a_1 (M - M_{th})^2 \exp(-a_3 M - a_4 M^2)$,

где M_{th} - пороговое значение массы, а a_1 и β - фитируемые параметры. Мы пренебрегли влиянием отражения $K^{*0}(890) \rightarrow K^+ \pi^-$ на спектры масс $\pi^+ \pi^-$ в области ρ^0 -мезона в реакциях (6) и (7), так как оно заметно меньше, чем в случае реакции (9). Полный инклюзивный спектр эффективных масс $\pi^+ \pi^-$, соответствующий реакции (7), показан для иллюстрации на рис. 1а, а спектр масс $\pi^+ \pi^-$ для разных интервалов значений $x(K^+)$ и $x(\pi^+ \pi^-)$ - на рис. 1б, вместе с результатами аппроксимации. Как видно, сигнал ρ^0 -мезона проявляется во всех спектрах, и они хорошо аппроксимируются выражением (12).

Сечения реакций (1)-(3) находились с помощью следующей методики, рассмотренной на примере реакции (1). Обозначим через $\sigma_1(K\pi)$ и $\sigma_2(K\pi)$ сечения $K_s^0 \pi^+$ -комбинаций с массами, попадающими соответственно либо в полосу масс резонанса $K^{*+}(890)$:

$$0,86 \leq M(K_s^0 \pi^+) \leq 0,92 \text{ ГэВ}, \quad (13)$$

либо (для учёта фона) в "охранные полосы" масс:

$$0,70 \leq M(K_s^0 \pi^+) \leq 0,74 \text{ ГэВ}, \quad 1,20 \leq M(K_s^0 \pi^+) \leq 1,24 \text{ ГэВ}, \quad (14)$$

а через $\sigma_1(K\pi\pi)$ и $\sigma_2(K\pi\pi)$ сечения реакции $K^+ p \rightarrow (K_s^0 \pi^+) + \pi^+ + X$, соответствующие $\sigma_1(K\pi)$ и $\sigma_2(K\pi)$. Сечение реакции (1) тогда находится из значений $\sigma_1(K\pi\pi)$ и $\sigma_2(K\pi\pi)$ после перенормировки фона под $K^{*+}(890)$ и учёта хвостов в распределении Брейта-Вигнера.

* В ЛМК массы частиц переопределялись так же, как в эксперименте.

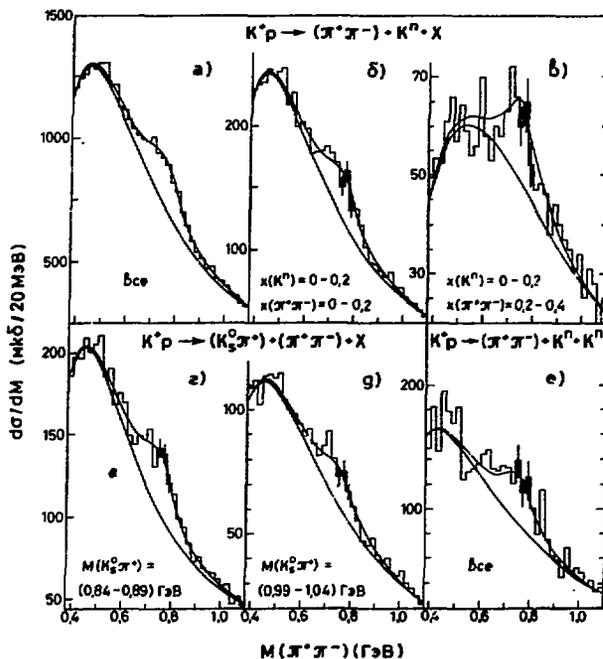


Рис. 1. Спектры эффективных масс $\pi^+\pi^-$. В реакции $K^+p \rightarrow (\pi^+\pi^-) + K^n + X$ для всех событий (а); при $0 < x(K^n) < 0,2$ и $0 < x(\pi^+\pi^-) < 0,2$ (б); при $0 < x(K^n) < 0,2$ и $0,2 < x(\pi^+\pi^-) < 0,4$ (в). В реакции $K^+p \rightarrow (K_s^0\pi^+) + (\pi^+\pi^-) + X$ при $0,84 < M(K_s^0\pi^+) < 0,89$ ГэВ (г); при $0,99 < M(K_s^0\pi^+) < 1,04$ ГэВ (д). В реакции $K^+p \rightarrow (\pi^+\pi^-) + 2K^n + X$ для всех событий (е). Гладкие кривые – результат аппроксимации спектров функцией (12), нижними кривыми показан фон.

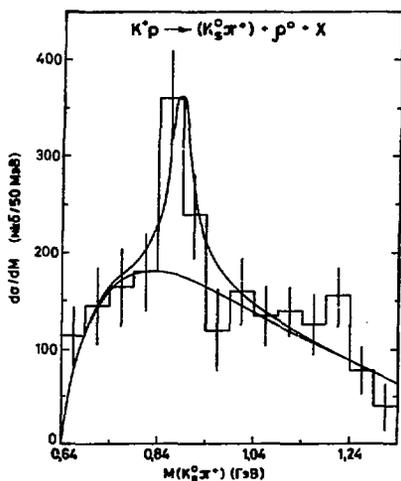


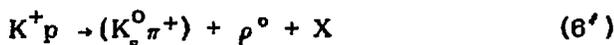
Рис. 2. Спектр эффективных масс $K_s^0\pi^+$ в реакции $K^+p \rightarrow (K_s^0\pi^+) + \rho^0 + X$ вместе с результатами его аппроксимации функцией (12) (гладкие кривые).

Для этого спектр эффективных масс $K_s^0 \pi^+$ (полный или в отдельных x -интервалах) аппроксимировался выражением (12). По результатам аппроксимации определялись: сечение $\sigma(K^{*+})$ резонанса K^{*+} во всем интервале масс $K_s^0 \pi^+$, а также сечения $\sigma_1(K^{*+})$ и $\sigma_1(\text{back})$ соответственно K^{*+} и фона в полосе масс (13). Тогда искомое сечение реакции (1) составляет

$$\sigma = \frac{\sigma(K^{*+})}{\sigma_1(K^{*+})} \left[\sigma_1(K \pi \pi) - \sigma_2(K \pi \pi) \frac{\sigma_1(\text{back})}{\sigma_2(K \pi)} \right].$$

Для проверки стабильности результатов опробовались отличные от (14) "охраняемые полосы" масс; полученные незначительные изменения в сечениях учтены в цитируемых ошибках.

Оценки сечений реакций (4)–(6) с ассоциированным образованием двух резонансов были получены следующим образом, рассматриваемым на примере реакции (6). В событиях реакции $K^+ p \rightarrow (K_s^0 \pi^+) + (\pi^+ \pi^-) + X$ область масс $K_s^0 \pi^+$ от 0,64 до 1,34 ГэВ была разбита на несколько равных интервалов. Для всех $K_s^0 \pi^+$ -комбинаций, массы которых попали в один из этих интервалов, вычислялись эффективные массы ассоциированных с ними систем $\pi^+ \pi^-$. Для иллюстрации на рис. 1 г, д показаны спектры эффективных масс $\pi^+ \pi^-$, ассоциированные с $K_s^0 \pi^+$ -парам, массы которых соответственно составили $0,84 \leq M(K_s^0 \pi^+) \leq 0,89$ ГэВ и $0,99 \leq M(K_s^0 \pi^+) \leq 1,04$ ГэВ. Путём аппроксимации полученных спектров масс $\pi^+ \pi^-$ выражением (12) были определены сечения реакции



для каждого из интервалов масс системы $K_s^0 \pi^+$. Сечение реакции (6) соответственно оценивалось по спектру эффективных масс $K_s^0 \pi^+$ в реакции (6') с помощью все той же процедуры аппроксимации выражением (12). Полный инклюзивный спектр эффективных масс $K_s^0 \pi^+$ в реакции (6') вместе с результатами аппроксимации показан на рис. 2.

Все приведенные ниже сечения поправлены на ненаблюдаемые моды распада K^0 и $K^{*0}(890)$. Ошибки в сечениях приведены с учётом наших оценок систематических погрешностей.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измеренные значения полных инклюзивных сечений реакций (1)–(7) приведены в табл. 1^{*}). Из грубых оценок сечений реакций (4)

^{*})Нами также оценены сечения двух следующих реакций: $K^+ p \rightarrow \rho^0 + 2K^0 + X$ и $K^+ p \rightarrow 2\rho^0 + K^0 + X$, составившие, соответственно, $0,41 \pm 0,08$ мб и $0,15 \pm 0,20$ мб. Спектр эффективных масс $\pi^+ \pi^-$, соответствующий первой из этих реакций, вместе с результатами его аппроксимации выражением (12) показан на рис. 1е.

и (5) следует, что парное образование резонансов $K^*(890)$ при энергии данного эксперимента подавлено и что, в частности, в реакциях (1) и (2) доля π^+ и π^- , образовавшихся при распаде $K^{*+}(890)$ и $K^{*0}(890)$, невелика. Сечения реакций (1), (2), (6) и (7) интересно сравнить с их оценками

$$\sigma_{12} = \sigma_1 \sigma_2 / \sigma_{inel}, \quad (15)$$

следующими из предположения о независимом образовании частиц в этих двухчастичных инклюзивных реакциях $K^+p \rightarrow 1+2+X$ (с полными сечениями σ_{12}), где σ_1 и σ_2 - полные инклюзивные сечения реакций $K^+p \rightarrow 1+X$ и $K^+p \rightarrow 2+X$, а σ_{inel} - полное неупругое сечение, равное $15,33 \pm 0,12$ мб/15/. Соответствующие оценки, полученные при полных инклюзивных сечениях реакций (8)-(11), приведенных в табл. 2, даны во втором столбце табл. 1. Для реакций (1), (2), (6) и (7) эти оценки в пределах ошибок совпадают с измеренными значениями сечений, что означает малость динамических корреляций между частицами в этих реакциях. Оценки сечений реакций (3)-(5) по формуле (15), конечно, не являются достоверными. Заметное превышение оценок над измеренными значениями, очевидно, объясняется тем, что в реакциях (3)-(5), по крайней мере, одна из частиц образуется из моря, тогда как в реакциях (8) и (10) K^* и K^n , в основном, образуются при фрагментации валентного \bar{s} -кварка.

Таблица 1. Полные инклюзивные сечения двухчастичных реакций (1)-(7) при 32 ГэВ/с: а) измеренные в эксперименте; б) оцененные по формуле (15); в) предсказанные в ЛМК.

| Реакция | Сечение (мб) | | |
|---------------------------------------|-----------------|-----------------|------|
| | а) | б) | в)*) |
| $K^+p \rightarrow K^{*+} + \pi^+ + X$ | $7,63 \pm 0,30$ | $7,29 \pm 0,32$ | 7,20 |
| $\rightarrow K^{*+} + \pi^- + X$ | $5,21 \pm 0,25$ | $4,81 \pm 0,16$ | 5,07 |
| $\rightarrow K^{*+} + K^n + X$ | $0,85 \pm 0,10$ | $1,71 \pm 0,05$ | 0,97 |
| $\rightarrow K^{*+} + K^{*+} + X$ | $0,20 \pm 0,20$ | $0,74 \pm 0,03$ | 0,13 |
| $\rightarrow K^{*+} + K^{*0} + X$ | $0,30 \pm 0,20$ | $0,71 \pm 0,09$ | 0,17 |
| $\rightarrow K^{*+} + \rho^0 + X$ | $1,00 \pm 0,30$ | $0,75 \pm 0,07$ | 1,23 |
| $\rightarrow \rho^0 + K^n + X$ | $2,03 \pm 0,17$ | $1,72 \pm 0,16$ | 2,27 |

*) Полное число сгенерированных по ЛМК событий отнормировано на измеренное в эксперименте полное неупругое сечение недифракционных каналов, составляющее 13,31 мб.

Таблица 2. Полные инклюзивные сечения реакций (8)–(11) при 32 ГэВ/с

| Реакция | Сечение (мб) | Ссылка |
|--------------------------------|----------------------|--------|
| $K^+ p \rightarrow K^{*+} + X$ | $3,37 \pm 0,10$ | 66 |
| $\rightarrow \rho^0 + X$ | $3,40 \pm 0,30$ | 8 |
| $\rightarrow K^0 + X$ | $7,76 \pm 0,18$ | 13 |
| $\rightarrow \pi^+ + X$ | $35,40 \pm 1,0^{**}$ | 15 |
| $\rightarrow \pi^- + X$ | $21,90 \pm 0,30$ | 15 |

***)** При получении оценки сечения реакции (1) по формуле (15) из указанного в этой таблице полного инклюзивного сечения π^+ было вычтено сечение π^+ , образовавшихся при распаде K^{*+} (890).

В случае реакций (4) и (5) полученная в эксперименте статистика позволяет лишь грубо оценить их полные инклюзивные сечения. Для реакции (6) некоторая дополнительная информация представлена в табл. 3, из которой видно, что подавляющая доля сечения этой реакции приходится на образование K^{*+} (890) вперед в с.д.и. Сравнение сечения реакции (6) при $x(K^{*+}) \geq 0,2$ ($0,58 \pm 0,17$ мб) с сечением реакции $K^+ p \rightarrow \phi + X$ при $x(\phi) \geq 0,2$ ($0,308 \pm 0,019$ мб)^{2/} позволяет получить хорошую оценку^{*)} фактора подавления моря странных кварков:

$$\lambda = 0,5 \sigma(K^+ p \rightarrow \phi X)_{x(\phi) \geq 0,2} / \sigma(K^+ p \rightarrow K^{*+} \rho^0 X)_{x(K^{*+}) \geq 0,2} = 0,27 \pm 0,07,$$

которая неплохо согласуется с другими оценками этого фактора, в том числе и в данном эксперименте^{13,16/}.

Таблица 3. Измеренные сечения реакции (6) при 32 ГэВ/с (мб) в указанных интервалах $x(K^{*+})$ и $x(\rho^0)$ в сопоставлении с предсказаниями ЛМК (в скобках)

| x-интервал | $x(K^{*+}) > 0$ | $x(K^{*+}) < 0$ |
|-----------------|------------------------|------------------------|
| $x(\rho^0) > 0$ | $0,53 \pm 0,20$ (0,52) | $0,04 \pm 0,15$ (0,22) |
| $x(\rho^0) < 0$ | $0,38 \pm 0,16$ (0,39) | $0,06 \pm 0,10$ (0,10) |

***)** Имеется в виду близость масс частиц в реакциях $K^+ p \rightarrow \phi + K^+ / K^0 + X$ и $K^+ p \rightarrow K^{*+} + \rho^0 + X$ и примерно одинаковая кинематика этих реакций.

В случае реакций (1)-(3) и (7) статистика эксперимента достаточна не только для восстановления их полных сечений, но и для получения x -спектров частиц. Спектры $d\sigma/dx$ π^+ , π^- и K^0 , образовавшихся в реакциях (1)-(3) совместно с K^{*+} , приведены на рис. 3а-в, а спектр K^0 в реакции (7) - на рис. 4.

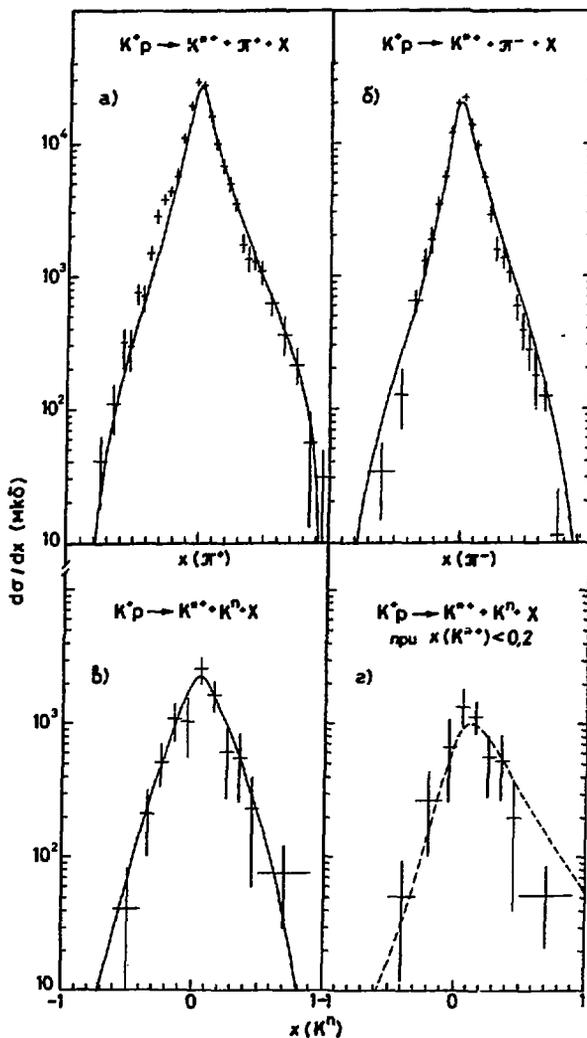


Рис. 3. Спектры $d\sigma/dx$ π^+ (а), π^- (б), K^0 (в,г) в реакциях (1)-(3) при 32 ГэВ/с для всех значений $x(K^{*+})$ (а, б, в) и для $x(K^{*+}) < 0,2$ (г). Сплошные гладкие кривые (а, б, в) - предсказания ЛМК. Пунктирная кривая (г) - спектр $d\sigma/dx$ K^0 в реакции (10) с сечением, отнормированным на сечение реакции (3).

Спектр $d\sigma/dx \pi^-$ в реакции (2) практически идентичен по форме со спектром π^- в реакции $K^+p \rightarrow \pi^- + X$ /15/. В то же время x -спектр π^+ в реакции (1) заметно отличается по форме от x -спектра всех положительно заряженных частиц в реакции $K^+p \rightarrow c^+ + X$, особенно при $x > 0$. Последнее прежде всего связано с существенно меньшей примесью K^+ -мезонов в реакции (1) по сравнению с реакцией $K^+p \rightarrow c^+ + X$, особенно в области больших x , так как процессы дифракционной диссоциации протона практически не дают вклада в реакцию (1). Заметим, что и вкладом процессов дифракционной диссоциации K^+ в реакциях (1)-(6) можно также пренебречь, поскольку полное сечение дифракционных процессов K^+p , $K^{*+}(890)X$ ($0,144 \pm 0,012$ мб)/66/ составляет только небольшую долю от полного инклюзивного сечения реакции (8).

Зависимость отношения сечений реакций (1) и (2) от $x(\pi^\pm)$ (рис. 5а) в области протонной фрагментации, как и следовало ожидать, не отличается от полученной для отношения инклюзивных сечений π^+ и π^- в реакциях (11)/15/ *. В области $x(\pi^\pm) > 0$ возрастание отношения π^+/π^- с увеличением x естественно объясняется вкладом процессов фрагментации валентного u -кварка K^+ в образование π^+ . В этой связи интересно проследить за поведением отношения сечений реакций (1) и (2) при $x(\pi^\pm) \geq 0$ в зависимости от $x(K^{*+})$. Эта зависимость показана на рис. 5б. При $x(K^{*+}) \geq 0,2$, т.е. когда K^{*+} с большей вероятностью образовался на лидирующем валентном \bar{s} -кварке K^+ -мезона, отношение $\pi^+/\pi^- = 1$. По-видимому, это означает, что в таком случае валентный u -кварк K^+ -мезона является настолько медленным, что практически его распределение мало отличается от распределения морских кварков. При $x(K^{*+}) < 0,2$ вероятность образования π^+ на быстром валентном u -кварке K^+ возрастает. Соответственно отношение π^+/π^- становится большим единицы и увеличивается при $x(K^{*+}) \rightarrow -1$.

Спектр $d\sigma/dx K^n$ в реакции (3) (рис. 3в) характеризуется существенно меньшей асимметрией, чем спектр K^n в реакции (10), так как в реакции (3) только одна из частиц может образоваться на лидирующем валентном \bar{s} -кварке K^+ . Действительно, при $x(K^{*+}) < 0,2$, т.е. в тех случаях, когда с большой вероятностью K^n , а не K^{*+} образуется при фрагментации валентного \bar{s} -кварка, x -спектр K^n в реакции (3) становится близким по форме к x -спектру K^n в реакции (10), как это показано на рис. 3г.

*) Связь наблюдаемого поведения отношения π^+/π^- с предсказываемым в кварк-партоном подходе/17/, где $\pi^+/\pi^- \rightarrow 5$ при $x \rightarrow -1$, обсуждается в работе/15/ (в этой связи см. также/18/).

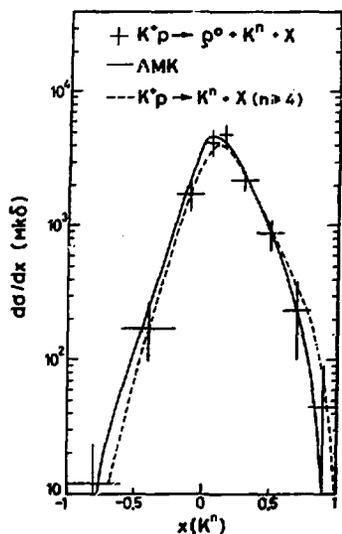


Рис. 4. Спектр $d\sigma/dx$ K^n в реакции (7) при 32 ГэВ/с. Сплошная гладкая кривая - предсказание ЛМК. Пунктирная кривая - спектр $d\sigma/dx$ K^n в реакции (10) при множественности заряженных частиц $v_{ch} \geq 4$ с сечением, отнормированным на сечение реакции (7).

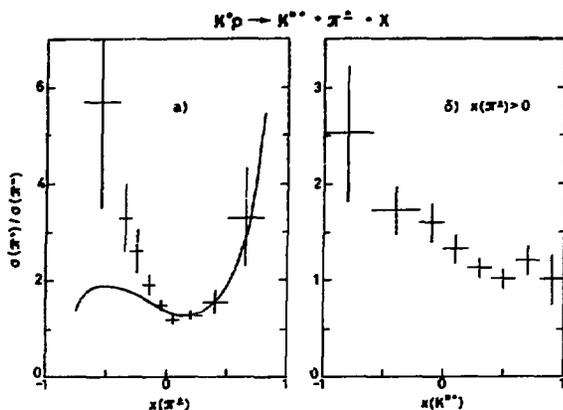


Рис. 5. Отношение сечений реакций (1) и (2) при 32 ГэВ/с в зависимости от $x(\pi^\pm)$ (а), в зависимости от $x(K^{\pi^\pm})$ при $x(\pi^\pm) > 0$ (б). Гладкая кривая (а) - предсказание ЛМК.

Спектр $d\sigma/dx \cdot K^n$ в реакции (7) (рис. 4) практически идентичен по форме с инклюзивным спектром K^n в реакции (10), когда из последнего удалены 2-лучевые события, не дающие вклада в реакцию (7) (пунктирная кривая на рис. 4). Спектр $d\sigma/dx$ ρ^0 , образованных совместно с K^n в реакции (7) (не показан), также не отличается по форме в пределах ошибок от спектра ρ^0 в

реакции (9). В частности, параметр асимметрии $A = (\sigma_F - \sigma_B) / (\sigma_F + \sigma_B)$, где σ_F (σ_B) - сечение образования ρ^0 в передней (задней) полушаре в с.д.и., составляет $0,19 \pm 0,08$ для реакции (7) и $0,17 \pm 0,07$ для реакции (9)/8/.

Ещё более дифференцированная информация о реакциях (1), (2) и (7) представлена на рис. 6-8, где показаны спектры $d\sigma/dx$ π^+ и π^- в реакциях (1) и (2) для разных интервалов $x(K^{*+})$, и спектры $d\sigma/dx$ K^n в реакции (7) для разных интервалов $x(\rho^0)$.

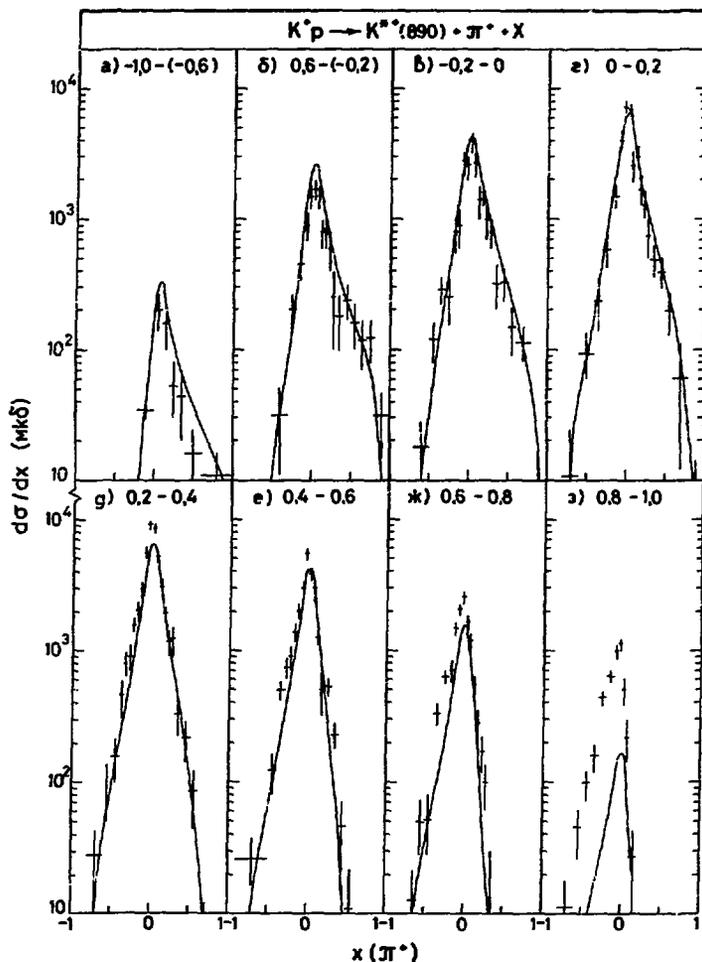


Рис. 6. Спектры $d\sigma/dx$ π^+ в реакции (1) для различных интервалов значений $x(K^{*+})$: $-1,0 - (-0,6)$ (а); $-0,6 - (-0,2)$ (б); $-0,2 - 0$ (в); $0 - 0,2$ (г); $0,2 - 0,4$ (д); $0,4 - 0,6$ (е); $0,6 - 0,8$ (ж); $0,8 - 1,0$ (з). Гладкие кривые - предсказания ЛМК.

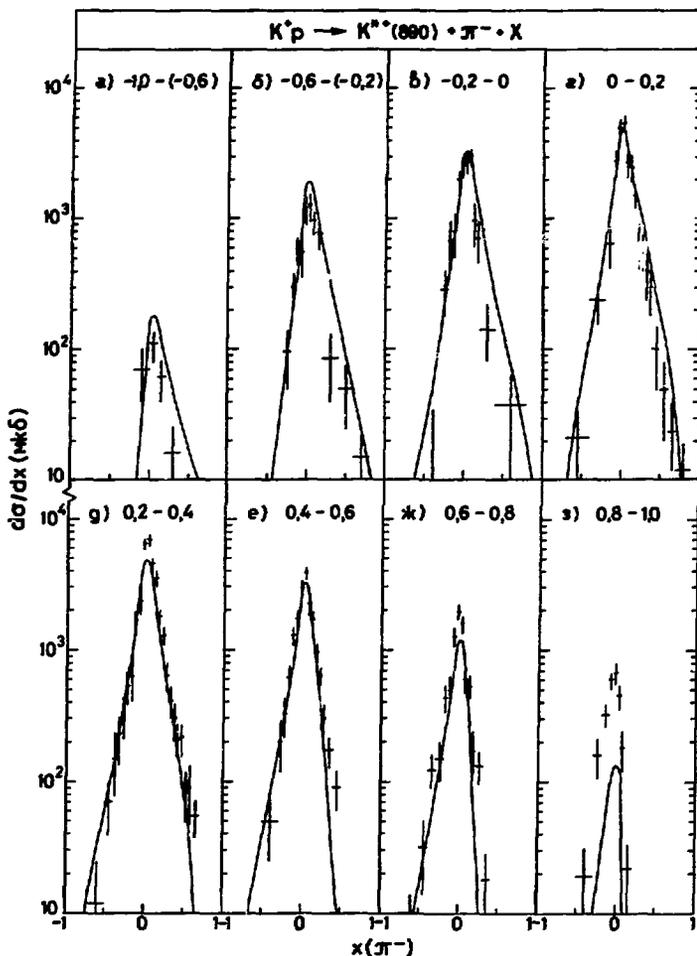


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для π^- в реакции (2).

СРАВНЕНИЕ ДАННЫХ С ЛУНДСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИОННОЙ МОДЕЛЬЮ

Как видно из табл. 1, модель хорошо воспроизводит измеренные значения полных инклюзивных сечений реакций (1)–(7). Она также хорошо описывает спектры $d\sigma/dx \cdot \pi^\pm$ и K^n в реакциях (1)–(3) и (7) (рис. 3,4). Только для π^+ в реакции (1) при $-0,4 \lesssim x(\pi^+) \lesssim -0,3$ (рис. 3а) и для π^- в реакции (2) при $x(\pi^-) < -0,4$ (рис. 3б) наблюдаются некоторые отклонения предсказыва-

емых значений сечений от измеренных. Эти отклонения более заметно проявляются при рассмотрении отношений сечений реакций (1) и (2) на рис. 5а в области $x(\pi) \lesssim -0,3$. ЛМК хорошо воспроизводит и дваждыдифференциальные сечения $d^2\sigma/dx(\pi^\pm) dx(K^{*\pm})$ и $d^2\sigma/dx(K^n) dx(\rho^0)$ реакций (1), (2) и (7) (рис. 6-8). Заметное отличие предсказаний от экспериментальных данных наблюдается только для реакций (1) и (2) при максимальных значениях $x(K^{*\pm})$ (рис. 6ж,з и 7ж,з), т.е. в тех кинематических областях, где при образовании $K^{*\pm}$ существенен механизм пионного обмена. Грубые оценки сечений реакции (6) в разных интервалах значений $x(K^{*\pm})$ и $x(\rho^0)$, как видно из табл. 3, также неплохо согласуются с предсказаниями ЛМК.

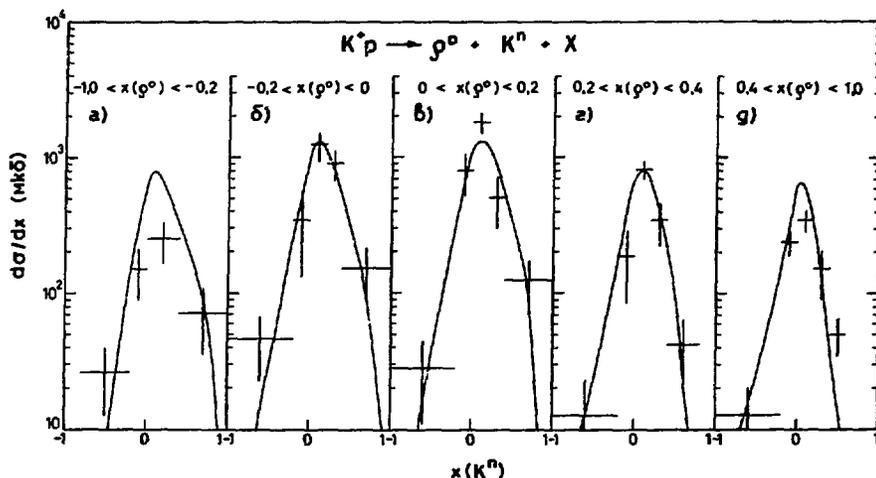


Рис. 8. Спектры $d\sigma/dx K^n$ в реакции (7) для различных интервалов значений $x(\rho^0)$: -1,0 - (-0,2) (а); -0,2 - 0 (б); 0 - 0,2 (в); 0,2 - 0,4 (г); 0,4 - 1,0 (д).

Таким образом, лундская кварк-фрагментационная модель после введенных модификаций в целом успешно описывает не только большую совокупность полученных в этом эксперименте данных по инклюзивному образованию частиц и резонансов (за исключением ряда специальных случаев)/1,2,3,66,12,13,16/, но и представленные в этой работе и в статьях/1,2/ данные по ассоциативному образованию резонансов с другими частицами или резонансами.

В заключение нам приятно поблагодарить персонал просмотрово-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. Chliapnikov P.V., Tomaradze A.G., Uvarov V.A., De Wolf E.A. - Phys. Lett., 1983, v. 130B, p. 432.
2. Ажиненко И.В. и др. - ЯФ, 1984, т. 39, с. 1448.
3. Ажиненко И.В. и др. - ЯФ, 1985, т. 41, с. 338.
4. De Wolf E.A. et al. - Z.Phys.C., Particles and Fields, 1982, v. 12, p. 105.
5. Ажиненко И.В. и др. - Препринт ИФВЭ 81-158, Серпухов, 1981.
6. а) Ajinenko I.V. et al. - Z.Phys.C., Particles and Fields, 1980, v. 5, p. 177;
б) Ajinenko I.V. et al. - Z.Phys.C., Particles and Fields, 1984, v. 25, p. 103.
7. Barth M. et al. - Nucl.Phys., 1983, v. B223, p. 296.
8. Chliapnikov P.V. et al. - Nucl.Phys., 1980, v. B176, p. 303.
9. Andersson B. et al. - Nucl.Phys., 1981, v. 178, p. 242; Phys. Rev., 1983, v. C97, p. 31 and refs. therein.
10. Sjöstrand T. - Comp. Phys. Comm., 1982, v. 27, p. 243.
11. De Wolf E.A. et al. - Nucl. Phys., 1984, v. B246, p. 431.
12. Князев В.В. и др. - ЯФ, 1984, т. 40, с. 1460.
13. Ajinenko I.V. et al. - Z.Phys.C, Particles and Fields, 1984, v. 23, p. 307.
14. De Wolf E.A. - Invited talk at XV Symposium on Multiparticle Dynamics, Lund, 1984, University of Brussels Preprint IINE 84-03, Brussels, Belgium, 1984.
15. Ajinenko I.V. et al. - Z.Phys.C, Particles and Fields, 1980, v. 4, p. 181.
16. Ажиненко И.В. и др. - ЯФ, 1985, т. 41, с. 925.
17. Ochs W. - Nucl. Phys., 1977, v. B118, p. 397.
18. Buschbeck B., Dibon H., Gerhold H.R. et al. - Z.Phys.C, Particles and Fields, 1980, v.7, p. 73.

Рукопись поступила 4 марта 1985 года.

В.В.Князев и др.

Ассоциативное образование $K^{*+}(890)$ или ρ^0 с другими частицами в инклюзивных K^+ -реакциях при 32 ГэВ/с.

Редактор В.В.Герштейн. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор Л.Ф.Васильева.

Подписано к печати 24.04.1985 г. Т-10834. Формат 60х90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 1,06. Уч.-изд.л. 1,15. Тираж 250.
Заказ 837. Индекс 9624. Цена 17 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Московской обл.

Цена 17 коп.

Индекс 3624

ПРЕПРИНТ 85-90, ИФВЭ, 1985
