

ИФЭ - ОЭИПК -- 79 - 183  
( Serp - E - 77 ) .

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

50800 / 1178

И Ф В Э 79-183  
ОЭИПК SERP-E-77

М.Ю.Боголюбовский, С.А.Гуменюк, М.С.Левницкий, А.М.Моисеев,  
Д.И.Паталах, А.С.Проскураков, С.М.Сидлинская  
(Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР)

А.Живерно, К.Левин, М.Тюрлюер, Ж.Прово  
(Центр ядерных исследований, Сакле, Франция)

П.Костка, Ж.Кальтвассер  
(Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин, ГДР)

Х.Грвсслер  
(III Физическая институт Высшей технической школы, Аахен, ФРГ)

Ф.Триантис  
(ЦЕРН, Женева, Швейцария)

Дж. Мак-Ноттон  
(Институт физики высоких энергий Австрийской АН, Вена, Австрия)

АНАЛИЗ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ В  $K^+$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 32 ГэВ/с В ТЕРМИНАХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

М.Ю.Боголюбский, С.А.Гуменюк, М.С.Левинский, А.М.Моисеев,  
Д.И.Паталаха, А.С.Проскураков<sup>\*)</sup>, С.М.Силинская  
(Институт физики высоких энергий, Серпухов, СССР)

А.Живерно, К.Левин, М.Тюрлюер, Ж.Презо  
(Центр ядерных исследований, Сакле, Франция)

П.Костка, Ж.Кальтвассер  
(Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин, ГДР)

Х.Грасслер  
(Ш Физический институт Высшей технической школы, Аахен, ФРГ)

Ф.Триантис<sup>\*\*)</sup>  
(ЦЕРН, Женева, Швейцария)

Дж. Мак-Ноттоп  
(Институт физики высоких энергий Австрийской АН, Вена, Австрия)

АНАЛИЗ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ В  $K^-$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 32 ГэВ/с В ТЕРМИНАХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Направлено в ЯФ

---

<sup>\*)</sup> Постоянный адрес: НИИЯФ МГУ, Москва

<sup>\*\*)</sup> Физическое отделение Университета Крита, Гераклион

**Авторы.**

Егорова И.Ю., Гуманов С.А., Гриссер Х., Жерго А., Коста П., Калдассер Ж., Лавинки М.С., Левин К., Москва А.М., Мак-Ноттон Дж., Питалка Д.И., Прокурков А.С., Превост Ж., Салливан С.М., Торлнер М., Траватас Ф.

Анализ эксклюзивных реакций в  $K^+p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с в терминах многочастичных переменных. Серпухов, 1979.

24 стр. с рис. (ИФВЭ ОЭИПК 79-183,СЕРП-В-77).

Библоср. 18.

В работе проведено изучение эксклюзивных каналов в  $K^+p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с в терминах многочастичных переменных. Главные черты конфигурации в фазовом пространстве конечных состояний с числом заряженных частиц от 4 до 10 могут быть в первом приближении описаны моделью цилиндрического фазового объема, включающей эффект лидирующих частиц. Анализ указывает на уменьшение периферичности реакций с ростом множественности. Найдено, что события с недифракционно рожденными легкими резонансами в канале  $K^+p \rightarrow K^+p^*n$  дают главный вклад в выстроенность в поперечной плоскости и эффекты планарности относительно угла наклона конфигурации событий вдоль главной оси трансверсальности с энергией, в то время как планарность демонстрирует приблизительный скейлинг для конечных состояний с шестью и более частицами.

**Abstract**

Bogolyubov M.Yu., Kostka P., Givernaud A., Graesser H., Gumanov S.A., Kaltwasser J., Levin K., Levitsky M.S., MacNaughton J., Moiseev A.M., Petalaska D.I., Prevost J., Prokuryakov A.S., Silynskii S.M., Triantis F., Turluer M.  
Analysis of Exclusive Reactions in  $K^+p$ -Interactions at 32 GeV/c in Terms of Multi-particle Variables. Serpukhov, 1979.

p. 24. (ИФВЭ 79-183,СЕРП-В-77).

Refs. 18.

In this work a study of the exclusive channels in  $K^+p$ -interactions at 32 GeV/c is fulfilled in terms of multiparticle variables. The general features of their final state phase space configuration with number of charged particles from 4 up to 10 can be described in the first approximation by a cylindrical phase space model, including a leading particle effect. The analysis indicates the decrease of peripherality of the reactions with multiplicity growth. It is found that events with nondiffractively produced light resonances in the channel  $K^+p \rightarrow K^+p^*n$  give significant contribution to the transverse plane alignment and planarity effects; the relative elongation of events along principle axis increases with energy, while planarity demonstrates approximate scaling for the final states with six and more particles.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Трудности представления данных для многочастичных реакций вызывают интерес к изучению некоторых коллективных (или многочастичных) кинематических переменных, которые могут быть чувствительны к динамике множественного рождения. Такие величины конструируются из одночастичных переменных и определяются последовательно для каждого события. Некоторые из таких многочастичных переменных были введены для изучения свойств периферичности<sup>/1,2/</sup>, выстроенности и планарности рождения частиц<sup>/3-5/</sup>, нижней границы прицельного параметра<sup>/6,7/</sup>, струй<sup>/4,8/</sup> и т. д.

В этой статье мы изучаем ряд эксклюзивных каналов в  $K^-p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с с количеством частиц в конечном состоянии более двух в терминах многочастичных переменных. Исследования проводились на жидководородной пузырьковой камере "Мирabelle" на Серпуховском ускорителе. Статистика эксперимента составляет приблизительно 6 событий на микробарн. Во второй части работы будут описаны используемые экспериментальные данные и обсуждена процедура выделения эксклюзивных каналов. В части 3 мы определим многочастичные переменные. Экспериментальные результаты будут представлены в части 4, где также будет проведено сравнение с экспериментами при других энергиях.

## 2. ДАННЫЕ

Проведенный анализ был основан на данных по экзотическим реакциям следующих типов:

$$K^- p \rightarrow K^- p \ell (\pi^+ \pi^-) \quad 1 \leq \ell \leq 4, \quad (1)$$

$$\rightarrow K^0 p \pi^- m (\pi^+ \pi^-) \quad 0 \leq m \leq 4, \quad (2)$$

$$\rightarrow \Lambda n (\pi^+ \pi^-) \quad 1 \leq n \leq 3 \quad (3)$$

при импульсе 32 ГэВ/с. К реакциям (2) и (3) в данной работе относились только события с видимыми распадами соответствующих нейтральных странных частиц. Поскольку в этом эксперименте по ионизации могли быть идентифицированы только медленные протоны ( $P_{\text{лаб}} < 1,2$  ГэВ/с), выделение событий от реакций (1)–(3) производилось в основном по  $\chi^2$ -критерию после кинематического фитирования в программе GRIND, что не всегда позволяло однозначно идентифицировать массы частиц с одинаковым зарядом. В случае, когда приемлемую величину  $\chi^2$  имели две или более гипотезы, но одна из них была более чем в 10 раз вероятнее других, сохранялась только эта гипотеза, в противном случае событие классифицировалось как неоднозначно идентифицированное и на DST записывались все конкурирующие гипотезы.

Разделение на основе  $\chi^2$ -критерия конкурирующих гипотез с  $(\pi^+ \pi^-)^-$ ,  $(K^+ K^-)$  и  $(\bar{p}\bar{p})$ -парами было достаточно эффективным: "внешнюю" неоднозначность (т.е. неоднозначность между разными каналами реакций) имели только 3% событий из канала (1). "Внутренняя"  $K^-/\pi^-$ -неоднозначность, т.е. неоднозначность интерпретации двух отрицательно заряженных частиц в событиях, отнесенных к каналу (1), встречалась более часто (в 25% событий), но этот вид неоднозначности, возникающий у частиц с близкими значениями импульсов, не может существенно изменять конфигурацию события в фазовом пространстве. В дальнейшем анализе оба вида неоднозначностей были разрешены путем выбора гипотезы с наибольшей  $\chi^2$ -вероятностью. Более детально процедура выделения экзотических каналов в  $K^- p$ -эксперименте при 32,1 ГэВ/с описана в работе <sup>18/</sup>.

Таблица 1

Количество событий

Канал	Количество событий
$K^- p \pi^+ \pi^-$	3445
$K^- p 2(\pi^+ \pi^-)$	893
$K^- p 3(\pi^+ \pi^-)$	286
$K^- p 4(\pi^+ \pi^-)$	89
$\bar{K}_s^0 p \pi^-$	82
$\bar{K}_s^0 p \pi^- \pi^+ \pi^-$	145
$\bar{K}_s^0 p \pi^- 2(\pi^+ \pi^-)$	58
$\bar{K}_s^0 p \pi^- 3(\pi^+ \pi^-)$	25
$\bar{K}_s^0 p \pi^- 4(\pi^+ \pi^-)$	10
$\Lambda p^+ \pi^-$	29
$\Lambda 2(\pi^+ \pi^-)$	23
$\Lambda 3(\pi^+ \pi^-)$	18

Полный список изучаемых конечных состояний и соответствующее количество событий даны в табл. 1. Так как имеющаяся статистика для реакций (2) и (3) довольно ограничена, распределения для многочастичных переменных будут представлены только для реакций (1) при  $\ell = 1, 2$ , а для остальных каналов будут рассматриваться средние значения соответствующих величин. В случае 4- и 6-лучевых реакций (1) методом разрыва быстрой<sup>/10/</sup> были дополнительно выделены события от дифракционной диссоциации первичного  $K^-$ -мезона или протона. Для этих реакций анализ проводится отдельно для дифракционной и недифракционной компонент с учетом поправок на потери медленных протонов (см. работу<sup>/9/</sup>).

### 3. ВЫБОР ПЕРЕМЕННЫХ

Для анализа экспериментальных данных в настоящей работе были выбраны следующие многочастичные переменные:

$$C_0 = \frac{1}{n} \cdot \sum_i \sin^2 \theta_i, \quad (4)$$

$$C_1 = \frac{1}{n} \cdot \sum_i (x_i^2 - \bar{r}_i^2 / 2\rho_i'^2), \quad (5)$$

$$C_2 = \frac{1}{n^2} \cdot \sum_{i,j} (\bar{r}_i, \bar{r}_j) x_i x_j, \quad (6)$$

где  $p_i$  и  $\vec{r}_i$  обозначают соответственно импульс в с.ц.м. и поперечный импульс;  $\theta_i$  - угол вылета  $i$ -й частицы в с.ц.м.;  $p_i^{\parallel}$  - продольный импульс;  $\rho_i'$  - максимальное значение  $p_i$ , так что  $x_i = p_i^{\parallel} / \rho_i'$  - фейнмановская переменная. Суммирование здесь и далее выполняется от 1 до  $n$ , где  $n$  есть число в конечном состоянии.

Как показано в работах /11,12/, переменные  $C_0, C_1$  могут отражать периферические свойства реакций. А именно, величина  $C_0$  должна уменьшаться с увеличением периферичности, тогда как величина  $C_1$  должна увеличиваться. Величина  $C_2$ , как ожидается, чувствительна к образованию "струй". Так, например, если все вторичные частицы испускаются в с.ц.м. вперед и назад внутри конуса с углом раскрытия  $\alpha$ , величина  $C_2$  будет пропорциональна  $\sin^2 \alpha$  /11/.

При изучении выстроенности рожденных частиц в поперечной плоскости мы использовали переменную /3,11,13/

$$C_3 = \frac{|\sum_i r_i^y r_i^z|}{\sqrt{\sum_i (r_i^y)^2 \sum_j (r_j^z)^2}}, \quad (7)$$

где  $r_i^y$  и  $r_i^z$  - компоненты поперечного импульса  $i$ -й частицы. Для более детального изучения конфигураций событий в трехмерном пространстве особые преимущества дает система "главных осей" реакции. "Главная ось" определяется как направление, относительно которого сумма

кватратов поперечных импульсов всех частиц минимальна. Однако это направление может быть также найдено из 3x3 матрицы<sup>/14/</sup>:

$$Q^{\alpha\beta} = \sum_i p_i^\alpha p_i^\beta, \quad (8)$$

где индексы  $\alpha, \beta = x, y, z$  обозначают компоненты 3-импульса. Собственные значения  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  матрицы  $Q^{\alpha\beta}$  обычно выстраивают в следующем порядке:

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3.$$

Соответствующие собственные векторы  $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$  представляют естественную координатную систему для анализа множественного рождения. "Главная ось" при этом определяется по направлению вектора  $\vec{x}_1$ , соответствующего большому собственному значению  $\lambda_1$ .

В системе "главных осей" выстроенность частиц в конечном состоянии может быть выражена в терминах отношений  $\lambda_2/\lambda_1$  и  $\lambda_3/\lambda_2$ . Другая удобная величина - сферичность<sup>/14/</sup>, которая определяется как

$$S = \frac{3\lambda_3}{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3} \quad (9)$$

и часто используется для проверки струйной структуры взаимодействий. Для исключения ложных эффектов планарности, которые могут быть вызваны лидирующими частицами, при изучении конфигурации неупругих столкновений используется также матрица приведенных импульсов<sup>/15/</sup>

$$Q^{\alpha\beta} = \sum_i \frac{p_i^\alpha p_i^\beta}{|p_i|^2}. \quad (10)$$

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для анализа основных динамических свойств эксклюзивных реакций в  $K^-p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с описанные выше многочастичные переменные вычислялись для каждого из событий всех реакций из табл. 1. Для

отделения динамических эффектов от кинематических проводилось моделирование событий методом Монте-Карло по цилиндрическому фазовому объему (ЦФО). Использовался следующий матричный элемент:

$$|M|^2 = (1 + x_k)^\alpha (1 - x_p)^\beta \prod_i \exp(-c_i v_i^2 + d_i r_i^4), \quad (11)$$

где  $x_k(x_p)$  – фейнмановская переменная  $K^-$  (прогона). Первые два множителя введены с целью воспроизвести эффект лидирования. Параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $c_i$  и  $d_i$  были выбраны из сравнения с экспериментальными распределениями по продольным и поперечным импульсам для частиц из соответствующих экзотических каналов.

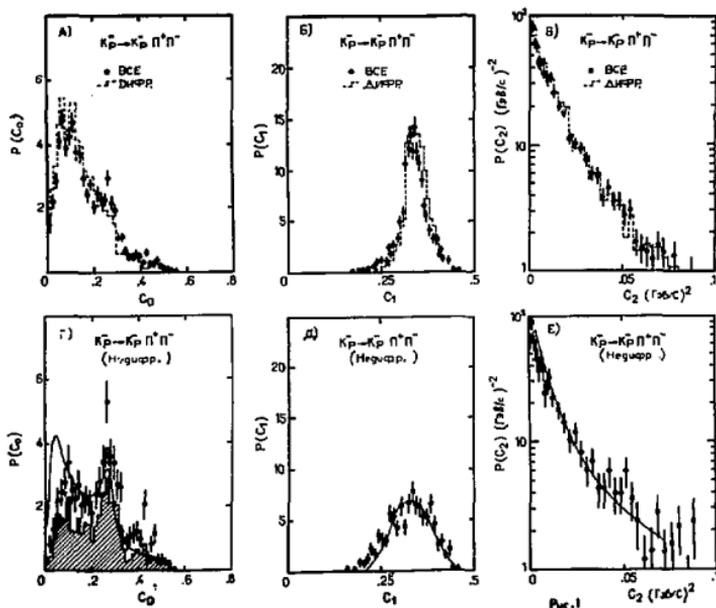


Рис. 1.  $C_1$ -распределения ( $l = 0, 1, 2$ ) для реакции  $Kp \rightarrow Kp \pi^+ \pi^-$ . Сплошные кривые показывают результаты расчетов методом Монте-Карло по ЦФО. Заштрихованной гистограммой показан относительный вклад в недифрагированную компоненту от событий, имеющих одну из 2-частичных составляющих в области масс  $\rho^0, K^0$  (1890).

На рис. 1 показаны  $C_1$ -распределения ( $i = 0, 1, 2$ ) для реакции  $K^- p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$  отдельно для дифракционной и недифракционной компонент. Здесь и ниже в этой работе  $C_1$ -распределения нормированы на единицу, т.е.  $\int p(C_1) dC_1 = 1$ . В  $C_0$ -распределении наблюдается пик при  $C_0 = 0,27$ , который более отчетливо виден для недифракционных событий. С другой стороны, этот эффект отсутствует в дифракционной компоненте. Результаты расчетов методом Монте-Карло по ЦФО<sup>\*)</sup>, представленные сплошной кривой, имеют пик в той же области  $C_0$ , но не могут полностью описать экспериментальное распределение по  $C_0$ . Анализ событий из пика  $C_0$ -распределения при  $C_0 \approx 0,27$  показывает, что эта специфическая конфигурация является следствием рождения одного из пионов в направлении, почти перпендикулярном к оси столкновения частиц (в выражении (4) соответствующее слагаемое равно 1). Другой пион обычно имеет малое значение  $p_{\perp}$ , и распределение по азимутальному углу  $\phi_{12}$  между  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонами в поперечной плоскости для таких событий практически изотропно.

Дополнительное изучение показывает, что повышенное число событий с пионом, рожденным под большим углом, является в основном следствием распада резонансных состояний, рожденных в недифракционных процессах. В частности, выделение событий, которые имеют по крайней мере одну комбинацию  $\pi^-\pi^-, K^-\pi^+, p\pi^+$  в области масс  $\rho$ -мезона,  $K^*(890)$  или  $\Delta^{++}$  соответственно, указывает, что события из области масс  $\rho$ -мезона дают вклад в область пика при  $C_0 \approx 0,27$ , в то время как  $C_0$ -распределения для событий из области масс  $K^*(890)$  или  $\Delta^{++}$  имеют два пика: один при малых значениях  $C_0$  и другой при  $C_0 \approx 0,27$ . Относительный вклад событий из области масс  $\rho, K^*(890)$  и  $\Delta^{++}$  в недифракционную компоненту показан на рис. 1Г заштрихованной гистограммой.

Другие распределения по  $C_1$  ( $i = 1, 2$ ) для 4-лучевой реакции (1) не имеют существенной структуры, при этом  $C_1$ -распределение приблизительно

<sup>\*)</sup> Для обеспечения статистической сопоставимости событий, использованных методом Монте-Карло, с недифракционными событиями, выделенными методом разрывов быстрой, к недифракционным событиям был применен такой же критерий отбора.

гауссова, а  $C_2$  - экспоненциально. Для 6-лучевой реакции (1) все  $C_i$  -распределения ( $i = 0, 1, 2$ ), показанные на рис. 2, бесструктурны, включая  $C_0$  -распределение недифракционных событий, которое близко по форме к распределению событий, промоделированных методом Монте-Карло по ЦФО. Поэтому дальше мы ограничимся анализом средних значений  $\langle C_1 \rangle$  и дисперсией  $\sigma_1 = \sqrt{\langle C_1^2 \rangle - \langle C_1 \rangle^2}$  (см. табл. 2).

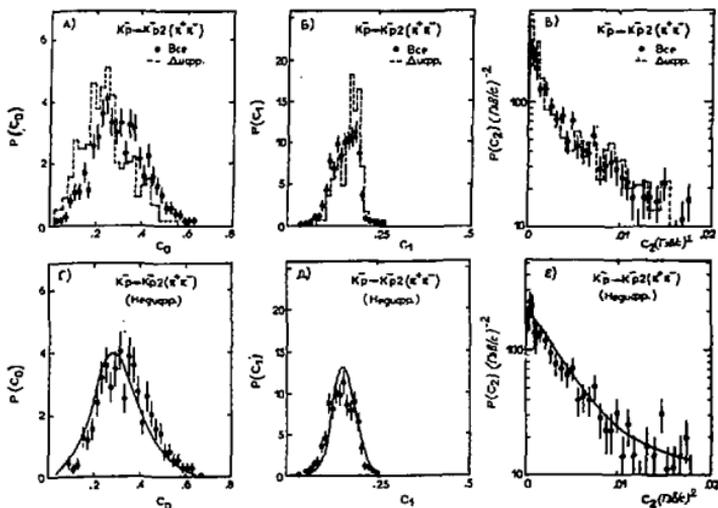


Рис. 2.  $C_i$ -распределения ( $i = 0, 1, 2$ ) для реакции  $Kp-Kp2(e^+e^-)$ . Сплошные кривые показывают результаты Монте-Карло расчетов по ЦФО.

На рис. 3 показана зависимость  $\langle C_1 \rangle$  и  $\sigma_1$  для реакции (1) и (2) от числа частиц в конечном состоянии. На этом рисунке величины  $\langle C_1 \rangle$ ,  $\langle C_2 \rangle$  и дисперсии  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  даны в произвольных единицах, нормировка произведена на единицу в точке, соответствующей экспериментально наблюдаемому трехчастичному состоянию. Пунктирная кривая получена с помощью вычислений по фор-

муде (11) для ЦФО. Для сравнения на этом рисунке приведены соответствующие данные для аннигиляционных каналов  $p\bar{p} - n\bar{n}$  при 5,7 ГэВ/с и  $p\bar{p} - p\bar{p}$  при 5,55 ГэВ/с из работ /11,12/. Как хорошо известно, при этих энергиях многочастичная аннигиляция может быть описана статистической моделью /17/.

Из рис. 3 видно, что  $\langle C_0 \rangle$  увеличивается с увеличением множественности и для аннигиляционных процессов приближается к пределу, даваемому обычным фазовым объемом  $(=2/3)$  /11/. Для К<sup>-</sup>p-взаимодействий  $\langle C_0 \rangle$  увеличивается с ростом множественности быстрее, чем следует из расчетов по ЦФО, основанных на уравнении (11), но предела фазового объема  $(=2/3)$  не достигает. Величины  $\langle C_1 \rangle$  и  $\sigma_1$  в К<sup>-</sup>p-эксперименте уменьшаются с увеличением числа рожденных частиц, как ожидается для более центральных столкновений, и находятся в удовлетворительном согласии с расчетами по ЦФО.

С другой стороны, сравнение К<sup>-</sup>p-данных с данными из нуклон-антинуклонной аннигиляции указывает, что  $\langle C_2 \rangle$  не чувствительна к струйному механизму рождения, так как более коллимированные события должны иметь меньшую величину  $\langle C_2 \rangle$ . Вероятно, уменьшение угла колуса, внутри которого излучены частицы, компенсируется увеличением продольного импульса, вызываемого ростом энергии падающей частицы.

На рис. 4 экспериментальные  $C_3$ -распределения для реакций (1) с  $\ell = 1, 2$  при 32 ГэВ/с сравниваются с соответствующими распределениями при 9 ГэВ/с /3/. Для обеих топологий не наблюдается существенной энергетической зависимости вида распределений по  $C_3$ , хотя есть значительное различие в их форме для 4- и 6-частичных конечных состояний. Чтобы отличить динамическую выстроенность от кинематических эффектов,  $C_3$ -распределения сравнивались с некоторыми модельными предсказаниями. Как показано в работе /3/, для чисто цилиндрического фазового объема такие распределения могут быть параметризованы в форме

$$P(C_3) = (1 - C_3)^{2 \ln -4\eta^2} \cdot const, \quad (12)$$

где  $\eta$  - число вторичных частиц. Для 4-частичного конечного состояния эта формула предсказывает изотропное распределение, что, очевидно, не согласуется с экспериментальными результатами.

$\bullet$   $\beta_0 = m\pi$  3,7 Габ/С     $\Delta$   $\beta_0 = m\pi$  3,55 Габ/С  
 $\circ$   $K_0 = K_0 m(\pi^2) 32$  Габ/С     $\square$   $K_0 = K_0 m(\pi^2) 32$  Габ/С

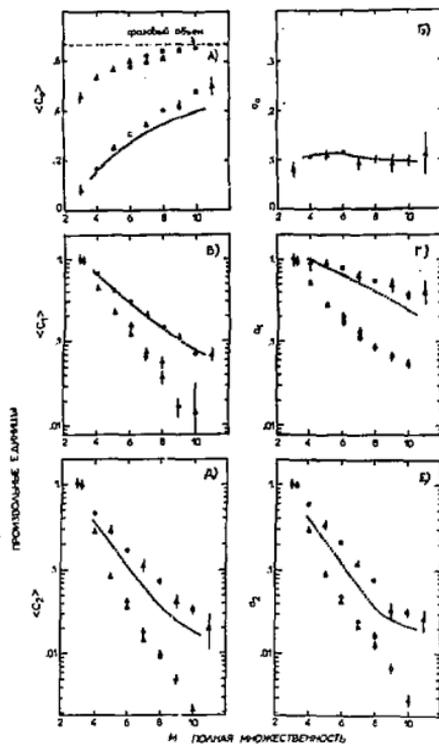


Рис. 8. Зависимость  $\langle C_i \rangle$  и  $\sigma_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) от численности  $N$ . Точечная линия показывает результаты расчета методом Монте-Карло по ЦОО. Параметры  $\langle C_i \rangle$ ,  $\langle C_2 \rangle$  и  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  даны в процентных единицах с поправкой на ошибку для экспериментально beobahenных трехчастичных коакционных состояний.

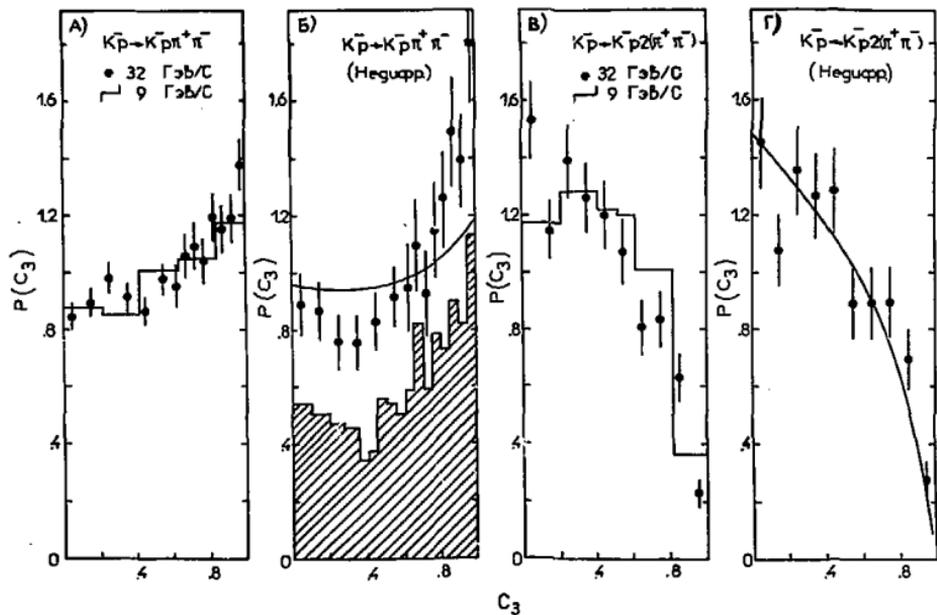


Рис. 4.  $C_3$ -распределение для 4- и 6-частичных конечных состояний. Сплошные кривые показывают результаты расчетов по ЦФО. Заштрихованной гистограммой показан относительный вклад в недифрагционную компоненту реакции  $Kp^- \rightarrow Kp\pi^+\pi^-$  от событий, входящих отнюдь во 2-частичные комбинации в области масс  $\rho^+$ ,  $K(890)$  или  $\Delta^{++}$ .

Пик при  $C_3 = 1$ , который отражает динамическую выстроенность, лучше виден в  $C_3$ -распределении для недифракционных событий. Хотя включение эффекта лидирования в модель цилиндрического фазового пространства приводят в  $C_3$ -распределении к некоторым отклонениям от изотропного (непрерывная кривая на рис. 4Б), в экспериментальном распределении имеется значительное превышение числа событий при  $C_3 > 0,8$ .

Заштрихованная часть  $C_3$ -распределения на рис. 4Б соответствует недифракционным событиям, которые имеют по крайней мере одну двухчастичную комбинацию в области масс  $\rho(782)$ ,  $\bar{K}(890)$  или  $\Delta^{++}(1238)$ . Из этого распределения можно заключить, что при энергии этого эксперимента распад недифракционно рожденных резонансных состояний можно рассматривать как главный источник выстроенности в 4-частичном конечном состоянии. Это наблюдение не совпадает с заключением, сделанным в работе при более низкой энергии  $^{15}/$ , где эффект выстроенности трактуется как следствие большого момента количества движения при столкновении.

Сравнение результатов расчетов по ЦФО, основанных на формуле (11) (сплошная линия на рис. 4Г), с  $C_3$ -распределением для недифракционных 6-частичных конечных состояний показывает отсутствие заметной динамической выстроенности в поперечной плоскости. Сильное уменьшение выстроенности с ростом множественности было замечено и при более высоких энергиях  $^{15}/$ .

Для анализа эффектов выстроенности в трехмерном пространстве обычно используется система главных осей. В частности, в  $K^{\bar{p}}$ -эксперименте при  $8,25 \text{ ГэВ}/c^{15}/$  были получены  $\lambda_1 (i = 1, 2, 3)$  и  $\lambda_2/\lambda_1$ ,  $\lambda_3/\lambda_2$ -распределения, где  $\lambda_i$  - собственные значения  $Q^{\alpha\beta}$ -матрицы, определенные выражением (8). Форма  $\lambda_1$ -распределений при  $32 \text{ ГэВ}/c$  не имеет особых отличий от распределений при  $8,25 \text{ ГэВ}/c$ , исключая сильную энергетическую зависимость, что видно из табл. 3, где представлены средние величины для реакций (1), (2) и (3) вместе с результатами расчета по ЦФО. Распределения по  $\lambda_2/\lambda_1$  и  $\lambda_3/\lambda_2$  для реакций (1) с  $\ell = 1, 2$  приведены на рис. 5. Сильная выстроенность частиц вдоль главной оси  $\vec{\Sigma}_1$  видна в

Таблица 2

Средние значения многократных параметров  $\langle C_0 \rangle$ ,  $\langle C_1 \rangle$ ,  $\langle C_2 \rangle$  и  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ .  
 Результаты расчетов методом Монте-Карло даны в скобках (см. текст).

Конечное состояние	$\langle C_0 \rangle$	$\langle C_1 \rangle$	$\langle C_2 \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\sigma_0$	$\sigma_1$	$\sigma_2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>
$K^- p n^+ \pi^-$	,165 $\pm$ ,003 (,178)	,339 $\pm$ ,001 (,342)	,0193 $\pm$ ,0005 (,0187)	,108 $\pm$ ,003 (,113)	,0998 $\pm$ ,0008 (,0447)	,0292 $\pm$ ,0005 (,0173)
$K^- p 2\pi^+ \pi^-$	,304 $\pm$ ,004 (,278)	,174 $\pm$ ,002 (,160)	,0072 $\pm$ ,0004 (,005)	,114 $\pm$ ,004 (,108)	,035 $\pm$ ,001 (,031)	,0085 $\pm$ ,0004 (,0058)
$K^- p 3\pi^+ \pi^-$	,409 $\pm$ ,006 (,336)	,073 $\pm$ ,002 (,078)	,0032 $\pm$ ,0003 (,0018)	,098 $\pm$ ,007 (,103)	,024 $\pm$ ,002 (,017)	,0035 $\pm$ ,0003 (,0019)
$K^- p 4\pi^+ \pi^-$	,480 $\pm$ ,10 (,428)	,036 $\pm$ ,002 (,039)	,0014 $\pm$ ,0002 (,0007)	,098 $\pm$ ,010 (,096)	,018 $\pm$ ,002 (,0145)	,0014 $\pm$ ,0002 (,0007)
$K^- p \pi^+ \pi^-$ (Д)	,148 $\pm$ ,003	,342 $\pm$ ,001	,0168 $\pm$ ,0007	,093 $\pm$ ,003	,0321 $\pm$ ,0010	,0246 $\pm$ ,0008
$K^- p \pi^+ \pi^-$ (НД)	,229 $\pm$ ,004	,325 $\pm$ ,002	,0218 $\pm$ ,0010	,119 $\pm$ ,005	,0968 $\pm$ ,0022	,0906 $\pm$ ,0011
$K^- p 2\pi^+ \pi^-$ (Д)	,247 $\pm$ ,007	,168 $\pm$ ,002	,0082 $\pm$ ,0009	,103 $\pm$ ,007	,0288 $\pm$ ,0020	,0098 $\pm$ ,0008
$K^- p 2\pi^+ \pi^-$ (НД)	,331 $\pm$ ,006	,149 $\pm$ ,002	,0078 $\pm$ ,0005	,109 $\pm$ ,005	,0968 $\pm$ ,0020	,0098 $\pm$ ,0005

$K^0 p n^-$	,078 $\pm$ ,018	,508 $\pm$ ,009	,044 $\pm$ ,010	,078 $\pm$ ,015	,044 $\pm$ ,007	,048 $\pm$ ,009
$K^0 p \pi^+ \pi^-$	,25 $\pm$ ,01	,210 $\pm$ ,004	,012 $\pm$ ,002	,107 $\pm$ ,010	,040 $\pm$ ,003	,015 $\pm$ ,001
$K^0 p \pi^+ 2(\pi^+ \pi^-)$	,35 $\pm$ ,02	,107 $\pm$ ,004	,0048 $\pm$ ,0008	,063 $\pm$ ,015	,028 $\pm$ ,004	,0055 $\pm$ ,0009
$K^0 p \pi^+ 3(\pi^+ \pi^-)$	,42 $\pm$ ,02	,067 $\pm$ ,003	,0018 $\pm$ ,0003	,060 $\pm$ ,020	,021 $\pm$ ,004	,0015 $\pm$ ,0004
$K^0 p \pi^+ 4(\pi^+ \pi^-)$	,50 $\pm$ ,04	,036 $\pm$ ,006	,0009 $\pm$ ,0004	,111 $\pm$ ,045	,018 $\pm$ ,006	,0012 $\pm$ ,0004
$\Lambda e^+ \pi^-$	,10 $\pm$ ,02	,51 $\pm$ ,02	,048 $\pm$ ,013	,063 $\pm$ ,020	,070 $\pm$ ,015	,069 $\pm$ ,012
$\Lambda 2(\pi^+ \pi^-)$	,28 $\pm$ ,02	,20 $\pm$ ,01	,020 $\pm$ ,003	,085 $\pm$ ,020	,040 $\pm$ ,009	,013 $\pm$ ,003
$\Lambda 3(\pi^+ \pi^-)$	,38 $\pm$ ,03	,09 $\pm$ ,01	,009 $\pm$ ,001	,122 $\pm$ ,035	,032 $\pm$ ,009	,004 $\pm$ ,001

(Д) - дифракция.

(НД) - недифракция.

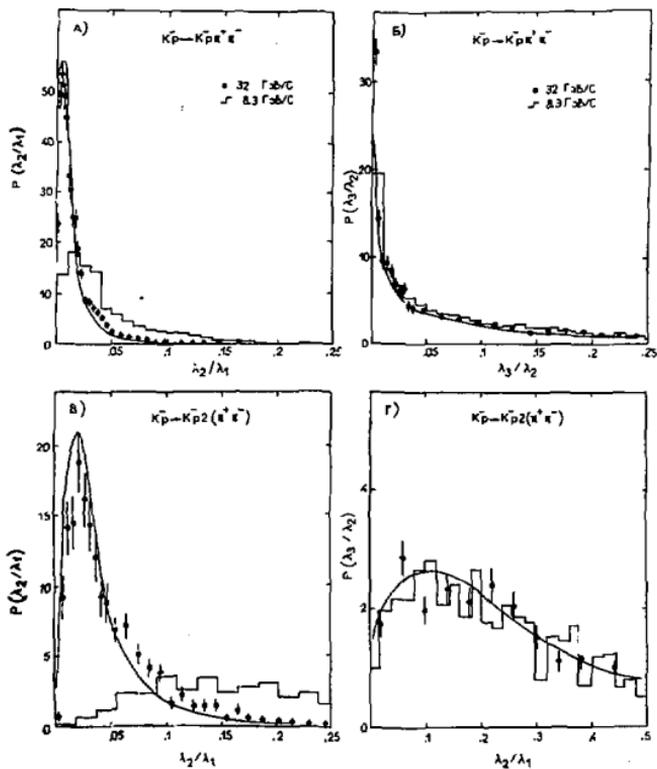


Рис. 6.  $\lambda_1/\lambda_2$  - и  $\lambda_3/\lambda_2$ -распределения для 4- и 6-частичных конечных состояний. Сплошная кривая дана результаты вычисления по ЦФО.

$\lambda_2/\lambda_1$  — распределениях, где она максимальна для 4-частичного состояния. Этот эффект лидирования может быть хорошо воспроизведен в расчетах по ЦФО, основанных на уравнении (11), что показано на рис. 5 сплошной кривой. Малость величины  $\lambda_3/\lambda_2$  для 4-частичного конечного состояния (1), видная из рис. 5Б, подразумевает выстроенность вдоль  $\vec{z}_2$ -оси, которая означает, что частицы лежат преимущественно в  $(\vec{z}_1, \vec{z}_2)$ -плоскости (главная плоскость). Подобный эффект планарности наблюдался в  $K^+$ р-взаимодействиях при 32 ГэВ/с [18].

Результаты расчетов по ЦФО, показанные на рис. 5 сплошной кривой, в основном хорошо совпадают с экспериментальным распределением по  $\lambda_2, \lambda_1$ , но для  $\lambda_3/\lambda_2 < 0,03$  они идут систематически ниже  $\lambda_3/\lambda_2$ -распределения, покаяывая тем самым существование динамических эффектов планарности. Для 6-частичной реакции  $\lambda_2/\lambda_1$ -и  $\lambda_3/\lambda_2$ -распределения вполне совместимы с результатами расчетов по ЦФО. Сравнение с соответствующими распределениями для  $K^+$ р-взаимодействий при 8,25 ГэВ/с, обозначенными на рис. 5 гистограммами, указывает на сильное увеличение эффектов лидирования для всех множественностей в реакции (1) и на более узкий пик в  $\lambda_3/\lambda_2$ -распределении при  $\lambda_3/\lambda_2 \approx 0$  при 32 ГэВ/с для четырехчастичного состояния. С другой стороны, для реакции (1) с шестью частицами в конечном состоянии  $\lambda_3/\lambda_2$ -распределение демонстрирует скейлинг для планарности между 8,25 и 32,1 ГэВ/с (рис. 5Г).

На рис. 6 показана  $S$ -зависимость для реакции (1) с  $l = 1, 2$  в сравнении с расчетами по ЦФО (сплошная кривая). В обоих случаях видно хорошее согласие между распределениями и предсказаниями модели. Средние значения  $\langle S \rangle$  для реакций (1), (2) и (3), представленные в табл. 3, показывают, что с ростом множественности форма событий для всех реакций становится более сферичной.

Так как конфигурация рожденных частиц в эксклюзивных реакциях при 32 ГэВ/с сильно зависит от эффекта лидирования, анализ планарности реакций был выполнен также с помощью матрицы приведенных импульсов  $Q^{a\beta}$ .

Таблица 3

Средние значения многочастичных переменных  $\langle \lambda_1 \rangle$ ,  $\langle \lambda_2 \rangle$ ,  $\langle \lambda_3 \rangle$ ,  $\langle S \rangle$ .  
 Результаты расчетов методом Монте-Карло даны в скобках (см. текст)

Конечное состояние	$\langle \lambda_1 \rangle (\text{ГэВ}/c)^2$	$\langle \lambda_2 \rangle (\text{ГэВ}/c)^2$	$\langle \lambda_3 \rangle (\text{ГэВ}/c)^2$	$\langle S \rangle$
$K^- p \pi^+ \pi^-$	$20,19 \pm,04 (20,26)$	$,851 \pm,008 (,292)$	$,035 \pm,001 (,033)$	$,0055 \pm,0002 (,0049)$
$K^- p 2(\pi^+ \pi^-)$	$13,85 \pm,10 (14,17)$	$,72 \pm,02 (,50)$	$,180 \pm,006 (,112)$	$,035 \pm,002 (,028)$
$K^- p 3(\pi^+ \pi^-)$	$8,20 \pm,15 ( 8,03)$	$1,03 \pm,04 (,75)$	$,30 \pm,02 (,24)$	$,092 \pm,005 (,078)$
$K^- p 4(\pi^+ \pi^-)$	$6,16 \pm,18 ( 5,73)$	$1,18 \pm,06 (,89)$	$,40 \pm,03 (,43)$	$,184 \pm,010 (,182)$
$K^- p \pi^+ \pi^-$ (Д)	$20,37 \pm,04$	$,903 \pm,007$	$,032 \pm,002$	$,0047 \pm,0002$
$K^- p \pi^+ \pi^-$ (НД)	$19,57 \pm,11$	$,68 \pm,02$	$,050 \pm,004$	$,0081 \pm,0006$
$K^- p 2(\pi^+ \pi^-)$ (Д)	$14,74 \pm,16$	$,51 \pm,03$	$,128 \pm,007$	$,026 \pm,002$
$K^- p 2(\pi^+ \pi^-)$ (НД)	$13,56 \pm,12$	$,82 \pm,03$	$,178 \pm,008$	$,040 \pm,002$
$K^0 p \pi^-$	$22,79 \pm,36$	$,30 \pm,08$	-	-
$K^0 p \pi^- \pi^+ \pi^-$	$15,89 \pm,22$	$,72 \pm,08$	$,14 \pm,02$	$,027 \pm,004$
$K^0 p \pi^- 2(\pi^+ \pi^-)$	$11,42 \pm,35$	$,81 \pm,07$	$,24 \pm,03$	$,062 \pm,008$
$K^0 p \pi^- 3(\pi^+ \pi^-)$	$7,89 \pm,51$	$,60 \pm,10$	$,32 \pm,05$	$,12 \pm,02$
$K^0 p \pi^- 4(\pi^+ \pi^-)$	$6,37 \pm,65$	$1,00 \pm,15$	$,43 \pm,08$	$,18 \pm,06$
$\Lambda \pi^+ \pi^-$	$23,02 \pm,56$	$,43 \pm,18$	-	-
$\Lambda 2(\pi^+ \pi^-)$	$15,59 \pm,58$	$,70 \pm,09$	$,14 \pm,04$	$,027 \pm,007$
$\Lambda 3(\pi^+ \pi^-)$	$10,33 \pm,66$	$1,07 \pm,15$	$,33 \pm,08$	$,10 \pm,02$

(Д) - дифракция,

(НД) - недифракция.

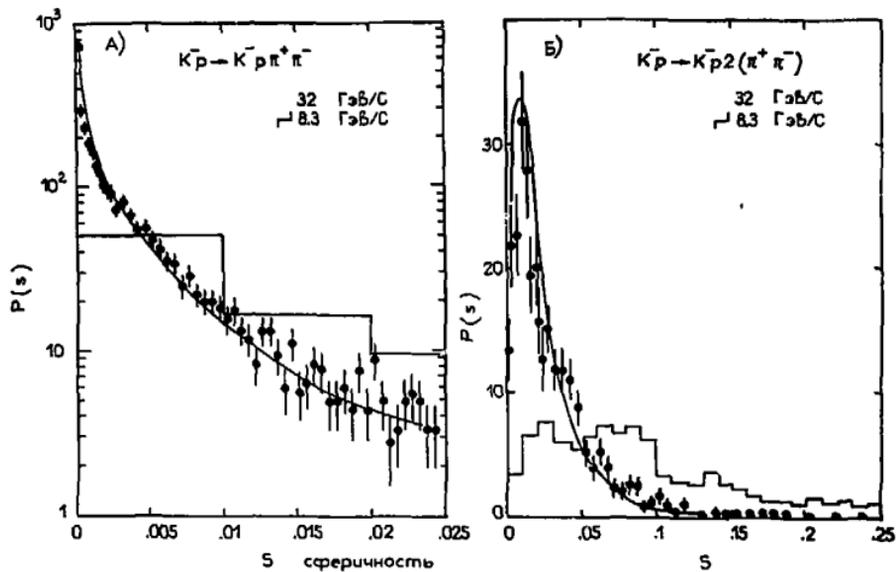


Рис. 8.  $S$ -распределения для реакций  $K^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$  и  $K^- \rightarrow K^- \pi^0 \pi^-$ . Столбчатая кривая воспроизводит результаты расчетов по ЦФО.

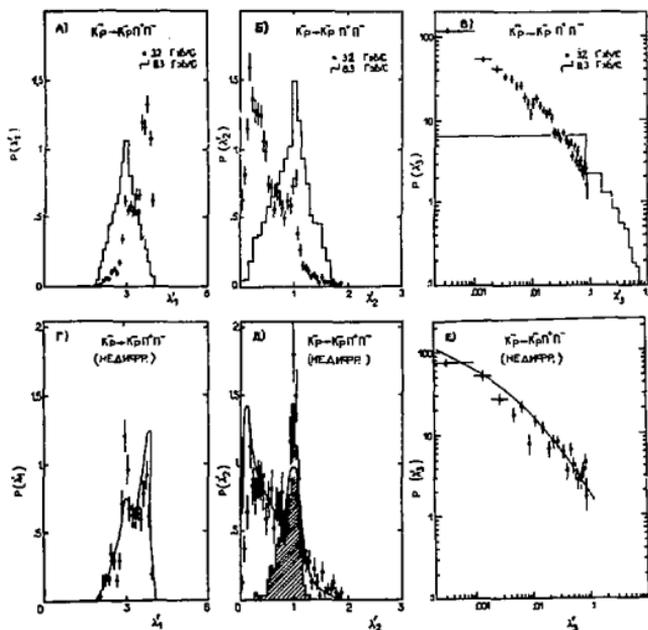


Рис. 7.  $\lambda_i^*$ -распределения ( $i = 1, 2, 3$ ) для реакции  $\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$ . Сплошные кривые показывают результаты расчетов по ЦФФ. Относительный вклад от событий со значением  $C_0$  в области пика этой порамалки ( $0,25 < C_0 < 0,33$ ) в недифракционную компоненту показан заштрихованной гистограммой.

$\lambda_i^*$ -распределения ( $i = 1, 2, 3$ ) для 4-частичных реакций (1) показаны на рис. 7, где  $\lambda_i^*$  — собственные значения матрицы (10) в сравнении с соответствующими  $\bar{K}^0 p$ -данными при 8,25 ГэВ/с<sup>15/</sup>. Как видно из рис. 7, максимум  $\lambda_1^*$ -распределения сдвигается к большим значениям  $\lambda_1^*$ ;  $\lambda_2^*$  и  $\lambda_3^*$  — распределенная — к меньшим значениям этих переменных при увеличении энергии от 8,25 до 32 ГэВ. В  $\lambda_1^*$ -и  $\lambda_2^*$ -распределениях при 32 ГэВ/с заметен второй пик приблизительно в том же месте, что и максимум распределений

при 8,25 ГэВ/с. Эти пики опять более четко проявляются в недифракционных событиях. Сравнение с результатами расчетов по ЦФО (сплошная кривая на рис. 7) показывает динамическую природу этих пиков.

Последние эффекты тесно связаны с пиком в  $C_0$ -распределении (рис.1), обсужденным выше. Это видно из рис. 7Д, где отражение области пика ( $0,23 < C_0 < 0,32$ ) в  $\lambda'_2$ -распределение, показано заштрихованной гистограммой. Отсюда следует, что для 4-частичных конечных состояний, содержащих продукты распада недифракционно образованных резонансов, с ростом энергии наблюдается меньшее изменение их конфигурации, определенной по матрице приведенных импульсов, чем для дифракционных событий. Это приводит к меньшему смещению их  $\lambda'_2$ -распределения в сторону малых значений  $\lambda'_2$ , и следовательно, к относительно большей выстроенности в  $(z'_1, z'_2)$ -плоскости.

$\lambda'_1$ -распределения для 6-частичных реакций (1) показаны на рис. 8 и в среднем обладают такой же зависимостью от энергии в диапазоне от 8,25 до 32,1 ГэВ/с, но имеют плавную форму без долгительной структуры. Средние значения  $\langle \lambda'_i \rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) и  $\langle S' \rangle = 3 \langle \lambda'_3 \rangle / (\lambda'_1 + \lambda'_2 + \lambda'_3)$  для реакции (1), (2) и (3) приведены в табл. 4, где также показаны соответствующие результаты, рассчитанные по ЦФО. Все эти переменные становятся больше с увеличением числа конечных частиц. Это означает, что конфигурация конечных состояний приближается к сферической, так как среднее значение сферичности  $\langle S' \rangle$  растет с множественностью, в то время как планарность (определяемая по отношению средних значений  $\langle \lambda'_2 \rangle$  и  $\langle \lambda'_3 \rangle$ ) уменьшается.

Сравнение наших данных с результатами работы /13/ указывает на увеличение  $\langle \lambda'_2 \rangle$ ,  $\langle \lambda'_3 \rangle$ ,  $\langle \lambda'_1 \rangle$  и уменьшение  $\langle \lambda'_i \rangle$  ( $i = 2, 3$ ) с изменением максимального импульса от 8,25 до 32 ГэВ/с. Конфигурация событий при 32 ГэВ/с характеризуется большей "старообразностью", в то время как отношение  $\langle \lambda'_2 \rangle / \langle \lambda'_3 \rangle$  мало изменяется, что говорит о наличии приблизительно сферичности для планарности в рассматриваемом диапазоне энергий.

Таблица 4

Средние значения многочастичных переменных  $\langle \lambda_1' \rangle$ ,  $\langle \lambda_2' \rangle$ ,  $\langle \lambda_3' \rangle$ ,  $\langle S' \rangle$ .  
 Результаты расчетов методом Монте-Карло даны в скобках (см. текст)

Конечное состояние	$\langle \lambda_1' \rangle$	$\langle \lambda_2' \rangle$	$\langle \lambda_3' \rangle$	$\langle S' \rangle$
$K^- p n^+ \pi^-$	3,428 $\pm$ ,010 (3,39)	,519 $\pm$ ,007 (,560)	,053 $\pm$ ,002 (,052)	,040 $\pm$ ,001 (,039)
$K^- p 2(n^+ \pi^-)$	4,36 $\pm$ ,02 (4,51)	1,27 $\pm$ ,02 (1,19)	,37 $\pm$ ,01 (,30)	,184 $\pm$ ,005 (,168)
$K^- p 3(n^+ \pi^-)$	5,08 $\pm$ ,05 (5,58)	2,09 $\pm$ ,04 (1,80)	,83 $\pm$ ,03 (,83)	,31 $\pm$ ,01 (,27)
$K^- p 4(n^+ \pi^-)$	5,84 $\pm$ ,08 (6,11)	2,81 $\pm$ ,06 (2,52)	1,35 $\pm$ ,05 (1,37)	,40 $\pm$ ,02 (,41)
$K^- p n^+ \pi^-$ (Д)	3,49 $\pm$ ,01	,464 $\pm$ ,007	,043 $\pm$ ,002	,033 $\pm$ ,001
$K^- p n^+ \pi^-$ (НД)	3,21 $\pm$ ,02	,71 $\pm$ ,01	,086 $\pm$ ,005	,084 $\pm$ ,004
$K^- p 2(n^+ \pi^-)$ (Д)	4,64 $\pm$ ,04	1,06 $\pm$ ,03	,31 $\pm$ ,02	,15 $\pm$ ,01
$K^- p 2(n^+ \pi^-)$ (НД)	4,22 $\pm$ ,02	1,38 $\pm$ ,02	,40 $\pm$ ,01	,20 $\pm$ ,01
$K^0 p \pi^-$	2,80 $\pm$ ,04	,18 $\pm$ ,04	-	-
$K^0 p \pi^- \pi^+ \pi^-$	3,90 $\pm$ ,04	,89 $\pm$ ,04	,21 $\pm$ ,02	,13 $\pm$ ,01
$K^0 p \pi^- 2(n^+ \pi^-)$	4,80 $\pm$ ,09	1,57 $\pm$ ,06	,83 $\pm$ ,05	,27 $\pm$ ,02
$K^0 p \pi^- 3(n^+ \pi^-)$	5,54 $\pm$ ,17	2,49 $\pm$ ,14	1,00 $\pm$ ,10	,32 $\pm$ ,03
$K^0 p \pi^- 4(n^+ \pi^-)$	6,02 $\pm$ ,34	3,19 $\pm$ ,26	1,78 $\pm$ ,15	,49 $\pm$ ,04
$\Lambda p^+ \pi^-$	2,75 $\pm$ ,06	,25 $\pm$ ,06	-	-
$\Lambda 2(n^+ \pi^-)$	3,85 $\pm$ ,09	,85 $\pm$ ,08	,20 $\pm$ ,03	,12 $\pm$ ,02
$\Lambda 3(n^+ \pi^-)$	4,61 $\pm$ ,15	1,70 $\pm$ ,06	,89 $\pm$ ,10	,30 $\pm$ ,04

(Д) - дифракция

(НД) - недифракция

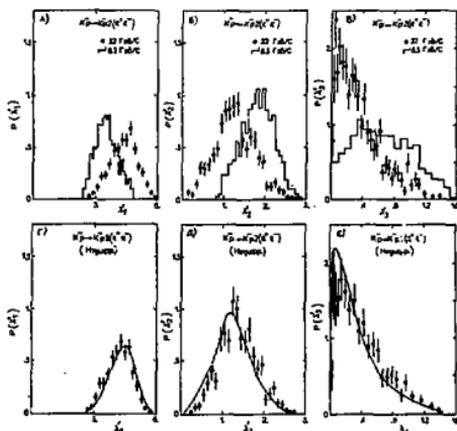


Рис. 6.  $N_i$ -распределения ( $i = 1, 2, 3$ ) для реакции  $K^0 p \rightarrow K^+ p 2(\pi^+ \pi^-)$ . Сплошные кривые показывают результаты расчетов по ЦФ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Изучение эксклюзивных реакций в  $K^0 p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с в терминах многочастичных переменных показывает, что главные черты их конфигурации в фазовом пространстве, включая зависимость от множественности, находятся в приблизительном соответствии с результатами расчетов по Монте-Карло, использующих цилиндрический фазовый объем с эффектом лидирующих частиц.

2. В недифракционно рожденных конечных состояниях  $K^0 p \pi^+ \pi^-$  найден класс событий с одним пионом, излученным под большим углом к направлению пучка, которые образуются в основном от распада известных резонансов и приводят к эффекту выстроенности в плоскости поперечных импульсов.

3. Использование системы главных осей реакции, определенной по матрице приведенных импульсов  $Q^*$ , дает возможность заметить разницу в кон-

фигурации в фазовом пространстве для событий, рожденных за счет различных механизмов.

4. Эффект выстроенности, определенный по отношению к системе главных осей реакции, уменьшается с ростом множественности, но для фиксированных множественностей более четырех виден приблизительный скейлинг в области импульсов от 8,25 до 32 ГэВ/с. Относительная вытянутость конфигурации событий, наоборот, быстро увеличивается в этом диапазоне энергий.

5. Анализ указывает на уменьшение периферичности реакций с ростом множественности.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D.Danusz, W.Wojcik, Acta Phys. Pol., 33, 81 (1968).
2. M.C.Foster et al. Phys. Rev., D6, 3135 (1972).
3. M.C.Foster, R.J.Loveless and S.Nussinov. Phys. Rev., D8, 3848 (1973).
4. M.J.Counihan. Phys. Lett., 59B, 367 (1975).
5. P.Kostka et al. Nucl. Phys., B86, 1 (1975).
6. B.R.Webber. Phys. Lett., 49B, 474 (1974).
7. P.Bosetti et al. Nucl. Phys., B97, 29 (1975).
8. S.Brandt, H.D.Dahmen. Preprint Siegen University SI 78-8 (1978).
9. A.Givernaud et al. Saclay Preprint D Ph P E 79-08 (1979).
10. Yu.I.Arestov et al. France-Soviet Union and CERN-Soviet Union Collaborations. Paper 171. Presented to EPS Intern. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979.
11. H.Braun et al. Phys. Rev., D15, 1293 (1976).
12. H.Braun et al. Features of  $\bar{p}n$  Annihilation at 5.5 GeV/c. Antinucleon-Nucleon Interactions. Proceedings of the Third European Symposium, Stockholm, 1976, p. 337;  
A.Fridman. Multiparticle Production in  $\bar{p}$  Induced Reactions at 5.55; 9.2 and 14.6 GeV/c, Ibid, p. 409
13. S.Brandt et al. Phys. Lett., 12, 57 (1964).
14. G.Hanson et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1609 (1975).
15. M.Kakoulidou et al. Nucl. Phys., B130, 189 (1977).
16. France-Soviet Union and CERN-Soviet Union Collaborations, Diffraction Dissociation in Exclusive  $K^+p$  Reactions at 32 GeV/c. Paper, submitted to the European Conf. on Particle Physics, Budapest, 1977.
17. I.Bar-Nir et al. Nucl. Phys., B20, 45 (1970).
18. I.V.Ajinenko et al. Nucl. Phys., B135, 365 (1978).

Рукопись поступила в издательскую группу  
28 ноября 1979 года.



Цена 14 коп.

© - Институт физики высоких энергий, 1978.  
Издательская группа И Ф В Э  
Заказ 64. Тираж 260. 1,0 уч.-изд.л. Т-20473.  
Декабрь 1978. Редактор Н.В. Ежела.

---