

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-97-291

На правах рукописи  
УДК 539.172

Б-15

**БАДАЛЯН**  
Надежда Николаевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ К-МЕЗОНА  
И ХАРАКТЕРИСТИК АДРОННЫХ СТРУЙ  
В ОБЛАСТЯХ ФРАГМЕНТАЦИИ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:  
доктор физико – математических наук,  
профессор

Кузнецов  
Анатолий Алексеевич

Официальные оппоненты:  
доктор физико – математических наук,  
профессор

Дремин  
Игорь Михайлович

доктор физико – математических наук,  
старший научный сотрудник

Панебратцев  
Юрий Александрович

Ведущее научно – исследовательское учреждение:  
Научно – исследовательский институт ядерной физики  
Московского государственного университета, г. Москва

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1997 года  
в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02  
в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных  
исследований по адресу: -  
141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1997 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета

*М. Ф. Лихачев*

М. Ф. Лихачев

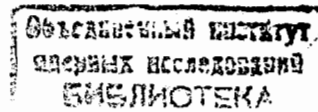
## 1. Общая характеристика работы

Актуальность проблемы определяется тем, что структурные функции или функции распределения кварков и глюонов в адронах являются одной из основных величин, которые определяют сечение взаимодействия между адронами, и в частности сечение рождения адронов, лептонных пар Дрелла – Яна, прямых фотонов и струй. Основным источником экспериментальной информации относительно распределения кварков и глюонов в адронах является глубоко – неупругое рассеяние лептонов на нуклонах, а также жесткие адронные взаимодействия с образованием лептонных пар большой массы, прямых фотонов,  $W$  и  $Z$  бозонов и адронов с тяжелыми кварками.

Разработка других, косвенных способов получения информации о функциях распределения партонов в адронах является важной и актуальной задачей в случаях, когда прямое экспериментальное измерение таких распределений затруднено или практически невозможно. В работе предложен способ получения информации о функциях распределения морских странных партонов в  $K^\pm$ - мезонах из анализа инклюзивных спектров адронов с малыми поперечными импульсами в области фрагментации  $K^\pm$ - мезонов в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях.

Как известно, кварки и глюоны не являются наблюдаемыми объектами. Проявлениями кварков и глюонов во взаимодействии между лептонами, адронами и ядрами являются адронные струи. Поиск адронных струй в многочастичных конечных состояниях взаимодействия между частицами и ядрами и их реконструкция является актуальной и основной проблемой анализа экспериментальных данных с большой множественностью частиц в конечном состоянии. Для выделения адронных струй применяются различные алгоритмы по их поиску. В диссертационной работе предложен новый  $B$ - алгоритм по выделению адронных струй, в котором использована величина  $b_{ik}$ , т.е. квадрат разности 4-х скоростей прекластеров  $i$  и  $k$ , как мера близости прекластеров в 4-х мерном пространстве скоростей.

В диссертационной работе преследовались две цели. Первая цель состояла в описании инклюзивных спектров лидирующих адронов и резонансов в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях на основе рекомбинационного механизма образования частиц и в извлечении информации о структурных функциях  $K^\pm$ - мезонов из такого описания.



Вторая цель заключалась в разработке нового алгоритма по поиску и реконструкции адронных струй во взаимодействиях между частицами и ядрами, в выделении адронных струй в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с и в исследовании их свойств.

**Научная новизна** определяется тем, что рассмотренный в диссертационной работе подход позволяет получать новую информацию относительно функций распределения странных морских партонов в  $K^\pm$ - мезонах, а также о вероятностях рождения мезонов из различных мультиплетов, и в частности, о вероятности подавления рождения тензорных мезонов по отношению к векторным мезонам, о независимости вероятности рождения мезона от значения суммарного спина кварк – антикварковой пары, которая образует мезон, а также об увеличении относительного вклада в инклюзивный спектр от прямого рождения частиц с уменьшением массы частицы.

Предложен новый  $B$ - алгоритм по поиску и реконструкции адронных струй во взаимодействиях между частицами и ядрами. Струи, выделенные на основе  $B$ - алгоритма, разделены как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве как самих струй, так и частиц, входящих в эти струи.

**Практическая ценность работы** заключается в том, что рассмотренный в диссертационной работе способ исследования структурных функций  $K^\pm$ - мезонов может быть применен к различным адронам ( $\pi^-$  мезонам, нуклонам и др.), а также к адронной компоненте фотонов для получения новой информации о функциях распределения партонов в них. Такой способ исследования структурных функций будет очень ценным в случаях, когда прямое экспериментальное измерение структурных функций затруднено или практически невозможно.

Предложенный новый  $B$ - алгоритм по поиску и реконструкции адронных струй может быть применен при анализах экспериментальных данных по рождению струй с большими поперечными импульсами, получаемых на установках  $CDF$  и  $D0$ .

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на сессиях отделения ядерной физики АН СССР (1986, 1987, 1988 гг.), на международных конференциях, на семинарах  $ЕрФИ$  и  $НЭКО$  ЛВЭ.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Текст изложен на 116 страницах, включая 4 таблицы и 34 рисунка.

**Автор защищает следующие положения:**

- Описаны инклюзивные спектры как мезонов, так и мезонных резонансов из различных мультиплетов в области фрагментации  $K^\pm$ - мезонов в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях в рамках многопартонной рекомбинационной модели образования адронов.
- Для  $x$ - распределения странных морских партонов в  $K^-$  мезоне получено  $s_s(x) \sim (1-x)^{n_s}$ , где  $n_s = 4.8 \pm 1.0$ , а для фактора подавленности странных морских кварков в  $K^-$  мезоне по отношению к нестранным найдено значение  $\lambda_s = 0.42 \pm 0.02$ .
- Для фактора подавленности рождения мезонов из мультиплета с  $P$ - волной по отношению к мезонам из мультиплета с  $S$ - волной получено значение  $\alpha = 0.28 \pm 0.02$ . Показано, что вероятность рождения мезона не зависит от суммарного спина  $S$  кварк – антикварковой пары в мезоне. Показано, что с уменьшением массы рожденного мезона относительный вклад в инклюзивный спектр от прямого рождения увеличивается.
- Предложен новый  $B$ - алгоритм для поиска и реконструкции адронных струй в многочастичных конечных состояниях взаимодействия между лептонами, адронами и ядрами. Выделены спектаторные адронные струи в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с и исследованы их свойства.
- Показано, что струи из одноструйных и двухструйных событий, выделенные  $B$ - алгоритмом, универсальны и при  $b_{cut} = 10$  отличаются менее чем на (10 – 15)%. Найдено, что выделенные  $B$ - алгоритмом струи в  $\pi^-p$ - взаимодействиях обладают свойством лидирования, т.е. их свойства определяются кварковым составом фрагментирующего в струю адрона.

## 2. Краткое содержание работы

Во введении обосновывается актуальность проделанных исследований, сформулированы цели диссертационной работы, научная новизна и практическая ценность полученных результатов, приведено краткое содержание диссертации.

В первой главе приводится краткое описание многопартонной рекомбинационной модели (МРМ) для описания инклюзивных спектров адронов с малыми поперечными импульсами в областях фрагментации взаимодействующих адронов в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Вводятся основные определения и переменные необходимые для изложения следующих глав диссертации, а также основные идеи и подходы современного представления о механизме образования частиц в областях фрагментации взаимодействующих адронов. Приводится описание модели продольного фазового объема Кути-Вайскопфа, которая позволяет параметризовать функции распределения валентных кварков и морских партонов в различных адронах. Для  $\pi$ - и  $K$ - мезонов основным источником информации относительно функций распределения кварк-партонов в них являются процессы рождения лептонных пар Дрелла-Яна в  $\pi N$ - и  $KN$ - взаимодействиях, соответственно. На основе экспериментальных данных по процессам рождения лептонных пар Дрелла-Яна построены функции рекомбинации составляющих кварков или валонов в конечный адрон на основе многопартонных распределений Кути-Вайскопфа. При этом не вводятся никаких новых параметров для определения формы рекомбинационных функций для различных адронов. Приведены выражения для инклюзивных спектров прямых адронов с малыми поперечными импульсами  $p_T$ , т.е. адронов, рожденных не от распадов адронных резонансов, а непосредственно вследствие рекомбинации кварков и антикварков, в области фрагментации начального адрона. При этом, зависимость инклюзивных спектров от переменной  $x = p_{||}/p$ , где  $p$ - импульс начального адрона, а  $p_{||}$ - продольная составляющая импульса рожденного адрона в с.ц.м. адрон-адронного взаимодействия, полностью определяется функциями распределения кварк-партонов в начальном и конечном адронах.

Вторая глава диссертации посвящена анализу инклюзивных спектров образования мезонов и мезонных резонансов из различных мультиплетов в области фрагментации  $K^\pm$ - мезонов в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях и оценке параметров структурных функций  $K^\pm$ - мезонов [1, 2, 3, 4]. В рамках многопартонной рекомбинационной модели (МРМ) инвариантное инклюзивное сечение [3, 4]

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{E}{p_{max}} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T^2 \simeq \frac{x}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dx} \quad (1)$$

прямого рождения мезона  $M$  в области фрагментации  $K^\pm$ - мезонов в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях определяется выражением:

$$f(x) = \int [F_{V_1 V_2}(x_1, x_2; W) + F_{V_1 V_2}(x_1, x_2)] \times \quad (2) \\ \times R_M\left(\frac{x_1}{x}, \frac{x_2}{x}\right) \delta\left(1 - \frac{x_1}{x} - \frac{x_2}{x}\right) dx_1 dx_2$$

В выражении (2)  $F_{V_1 V_2}(x_1, x_2; W)$  определяет распределение двух валонов  $V_1$  и  $V_2$  в начальном  $K$ - мезоне (одетые или составляющие кварки, которые рекомбинируют в конечный мезон  $M$ ) с продольными импульсами  $x_1$  и  $x_2$  ( $x_1 + x_2 = x$ ), соответственно. Продольный импульс  $x_1$  валона  $V_1$  складывается из продольных импульсов валентного кварка (антикварка)  $q_1$  и произвольного числа морских партонов начального  $K$ - мезона, которые переходят в конечный мезон  $M = (V_1 V_2)$  (или  $(q_1 \bar{q}_2)$ ) с вероятностью  $W$  ( $0 \leq W \leq 1$ ), а продольный импульс  $x_2$  валона  $V_2$ , который образуется в результате эволюции морского антикварка (кварка)  $\bar{q}_2$  равняется продольному импульсу этого антикварка (кварка). Функция  $F_{V_1 V_2}(x_1, x_2)$  определяет распределение двух валонов с продольными импульсами  $x_1$  и  $x_2$ , которые образуются в результате эволюции морского кварка (антикварка)  $q_1$  и антикварка (кварка)  $\bar{q}_2$  начального  $K$ - мезона с продольными импульсами  $x_1$  и  $x_2$ , соответственно.  $R_M(x_1/x, x_2/x)$  - рекомбинационная функция, которая определяет вероятность рекомбинации валонов  $V_1$  и  $V_2$  с продольными импульсами  $x_1$  и  $x_2$ , соответственно, в конечный мезон  $M = (V_1 V_2)$  с продольным импульсом  $x$ .

Фитирование инклюзивных спектров адронных резонансов ( $K^*(892)$ ,  $\rho^0$ ,  $\varphi$  и  $K_2^*(1430)$ ) в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях ( $E_K > 30$  ГэВ) в областях фрагментации  $K^\pm$ - мезонов на основе выражений (2), полученных в рамках стандартной модели Кути-Вайскопфа, позволяет определять параметры распределения валентных кварков в  $K$ - мезоне. При этом для величины  $\gamma$ , определяющей нормировку кварк-глюонного моря  $K$ - мезона и, следовательно, поведение функции распределения валентных кварков при  $x \sim 1$ , получено  $\gamma = 1.63 \pm 0.09$ .

Для получения информации относительно распределения морских кварков в  $K$ - мезоне необходимо использовать модифицированную модель Кути-Вайскопфа. В рамках модифицированной модели Кути-Вайскопфа исходные распределения для нестранных и странных квар-

ков имеют вид  $x^{\beta_N}$  и  $x^{\beta_S}$ , соответственно, а исходные распределения для морских партонов определяются выражениями:

$$S_a(x) = g_a P_a(x), \quad P_a(x) = (1-x)^{k_a} \quad (3)$$

где  $a = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, G$  обозначают тип морских партонов,  $g_a$  и  $k_a$  – параметры, которые определяют долю продольного импульса партона сорта  $a$  в начальном  $K^-$  мезоне,  $\gamma = \sum_a g_a$ . Отметим, что в рамках стандартной модели Кути – Вайскопфа  $k_a = 0$  для всех  $a$ , т.е.  $P_a(x) = 1$ .

Для странного моря  $K^-$  мезона имеем:  $g_s/\gamma \ll 1$  [2, 3]. В этом случае, для целочисленных значений  $k_s = 0, 1, 2$  и т.д. в рамках модифицированной модели Кути – Вайскопфа для инклюзивных спектров прямой фрагментации  $f(x)$  (2) получены аналитические выражения [4].

Приведен анализ инклюзивных спектров адронных резонансов ( $\rho^0$ ,  $\varphi$ ,  $K^*(892)$ , и  $K_2^*(1430)$ ) в области фрагментации  $K^-$  мезонов в  $K^{\pm p}$ - взаимодействиях при высоких энергиях ( $E_K > 30$  ГэВ) с целью определения значения параметра  $k_s$ . В спектрах  $K^*(892)$  учтен вклад от распадов  $K_2^*(1430) \rightarrow K^*(892)\pi$  и  $K_1(1400) \rightarrow K^*(892)\pi$ .

Результаты фита для значений  $k_s = 0, 1, 2, 3$  и 4 представлены в таблице 1. Из таблицы 1 следует, что наилучшее описание данных по инклюзивным спектрам адронных резонансов получается при  $k_s = 3 \pm 1$ . Следовательно, для распределения странных морских кварков в  $K^-$  мезоне находим  $s_s(x) \sim (1-x)^{n_s}$ , где  $n_s = 4.7 \pm 1.1$ . Правила кваркового счета дают значение  $n_s = 5$ .

Рассмотрим второй множитель подинтегрального выражения (2), а именно функцию рекомбинации кварка (антикварка)  $q_1$  и антикварка (кварка)  $\bar{q}_2$  в конечный мезон  $M(q_1\bar{q}_2)$ . Функцию  $R_M(z_1, z_2)$  можно выразить через функцию распределения валонов  $G_M(z_1, z_2)$  в мезоне  $M$  следующим соотношением [4]:

$$R_M(z_1, z_2) = A(J, L, S; M) G_M(z_1, z_2) \quad (4)$$

Коэффициент  $A(J, L, S; M)$  характеризует вероятность рекомбинации кварк – антикварковой пары ( $q_1\bar{q}_2$ ) (или двух валонов  $V_1$  и  $V_2$ ) в мезон  $M$  с массой  $M$  (и мезон, и его масса обозначены через  $M$ ), принадлежащий к мультиплету с квантовыми числами  $J, L$  и  $S$ , где  $J$  – спин мезона,  $L$  – орбитальный момент, и  $S$  – суммарный спин кварк – антикварковой пары ( $q_1\bar{q}_2$ ).

Большой вклад в инклюзивные спектры пионов и каонов, кроме прямого рождения этих частиц (по формуле (2)), дают распады адронных

резонансов из различных мультиплетов. Для того чтобы определить эти вклады в спектры псевдоскалярных мезонов (пионов и каонов) необходимо знать коэффициенты  $A(J, L, S; M)$  для различных мезонов. Зависимость коэффициента  $A(J, L, S; M)$  от спина  $J$  может быть определена через фактор  $(2J+1)$ . Тогда  $A(J, L, S; M) = (2J+1)B(L, S; M)$ , где величина  $B(L, S; M)$  не зависит от значения спина  $J$ .

В диссертационной работе рассмотрены только  $S^-$  волновые ( $L = 0$ ) и  $P^-$  волновые ( $L = 1$ ) мезонные мультиплеты, так как имеется относительно полная информация об инклюзивных спектрах мезонов из этих мультиплетов. Для коэффициента подавления  $\alpha$  рекомбинации кварка и антикварка в  $P^-$  волновое состояние по сравнению с рекомбинацией в  $S^-$  волновое состояние находим  $\alpha = B_T/B_V = 3A_T/5A_V = 0.28 \pm 0.02$  (здесь и ниже  $A_P = A(0, 0, 0; M)$ ,  $A_S = A(0, 1, 1; M)$ ,  $A_V = A(1, 0, 1; M)$ ,  $A_B = A(1, 1, 0; M)$ ,  $A_A = A(1, 1, 1; M)$ ,  $A_T = A(2, 1, 1; M)$  и соответственно  $B_P = B(0, 0; M)$  и т.д.). Результаты фита, представленные в таблице 1 показывают, что значение параметра  $\alpha = 0.28 \pm 0.02$  практически нечувствительно к значениям параметров  $k_s$  и  $\beta$ .

Массы резонансов, которые были введены в фит для получения результатов, представленных в таблице 1 не сильно отличаются друг от друга ( $0.77 \text{ ГэВ} \leq M \leq 1.43 \text{ ГэВ}$ ). Следовательно, возможная зависимость коэффициентов  $A(J, L, S; M)$  от значений масс резонансов может менять значения параметров, приведенных в таблице 1, незначительно. По этой причине, полученные значения для параметров  $\alpha$  и  $\beta = B_P/B_V = 3A_P/A_V$ , которые определяют относительные вероятности рождения различных мезонных мультиплетов типичны для рождения частиц с массой порядка  $M \simeq 1 \text{ ГэВ}$ .

Таким образом, для относительного выхода частиц, принадлежащих различным мультиплетам, имеем:  $A_S/A_P = \alpha\beta = 0.28 \pm 0.02$ ,  $A_V/A_P = 3\beta = 3$ ,  $A_B/A_P = 3\alpha = 0.84 \pm 0.06$ ,  $A_A/A_P = 3\alpha\beta = 0.84 \pm 0.06$ ,  $A_T/A_P = 5\alpha\beta = 1.4 \pm 0.1$  при  $\alpha = 0.28 \pm 0.02$  и  $\beta = 1$ .

Для описания инклюзивных спектров пионов ( $M = 0.14 \text{ ГэВ}$ ) и каонов ( $M = 0.49 \text{ ГэВ}$ ) необходимо учесть зависимость  $A(J, L, S; M)$  от  $M$ . На рис. 1 и 2 представлены инклюзивные спектры пионов и каонов в  $K^{\pm p}$ - взаимодействиях (в области фрагментации каона) при высоких энергиях ( $E_K > 30 \text{ ГэВ}$ ). В спектрах пионов учтены вклады от следующих двухчастичных распадов:  $\rho \rightarrow \pi\pi$ ,  $K^*(892) \rightarrow \pi K$ ,  $f_2(1270) \rightarrow \pi\pi$ ,  $\alpha_2(1320) \rightarrow \pi\rho$ ,  $b_1(1235) \rightarrow \pi\omega$ ,  $\alpha_1(1270) \rightarrow \pi\rho$ ,  $K_1(1400) \rightarrow \pi K^*(892)$

и  $K_2^*(1430) \rightarrow \pi K$  а в спектрах каонов – вклады от  $K^*(892) \rightarrow K\pi$ ,  $K_2^*(1430) \rightarrow K\pi$ ,  $K_1(1280) \rightarrow K\rho$ . При определении вклада прямого рождения пионов и каонов для отношением  $B_P/B_V$  получено  $5 \pm 0.5$  для пионов и  $3 \pm 0.5$  для каонов.

Таким образом, вероятности рождения различных мезонов из  $S$ - и  $P$ - волновых мультиплетов определяются эмпирической формулой:

$$A(J, L, S; M) = (2J + 1)G(L)F(M), \quad (5)$$

где  $G(0) = 1$  и  $G(1) = \alpha = 0.28 \pm 0.02$ , соответственно, для  $S$ - волновых и  $P$ - волновых мультиплетов, а для функции  $F(M)$  имеем  $F(M_\pi) = (5 \pm 0.05)F(M_0)$ ,  $F(M_K) = (3 \pm 0.05)F(M_0)$  и  $F(M_0) = 0.29 \pm 0.02$  при  $M_0 \simeq 1$  ГэВ.

Для процессов  $K^\pm p \rightarrow K^\pm X$  (рис. 2), кроме прямого рождения с числом общих валентных кварков  $N_V = 1$  и  $N_V = 0$  и вкладов от распадов мезонных резонансов, был также посчитан вклад от процесса дифракционной диссоциации. В рамках  $MPM$  переход двух валентных кварков из начального каона в конечный  $K$ - мезон (процесс с  $N_V = 2$ ) соответствует процессу дифракционной диссоциации; при этом значение параметра  $W_D$  характеризует долю импульса морских партонов начального каона привнесенную в конечный  $K$ - мезон. При значении  $W_D = 0.8$  (для этого значения параметра  $W_D$  представлена кривая на рис. 2) имеем:  $\sigma_{diff}/\sigma_{in} \simeq 0.11$ , которая согласуется с экспериментальными данными.

**Третья глава** диссертационной работы посвящена анализу многопионных конечных состояний, образованных в процессе взаимодействия  $\pi^-$ - мезонов с протоном и ядром углерода на основе различных бинарных алгоритмов для выделения адронных струй [5]. Экспериментальные данные получены с помощью 2-м ПК ОИЯИ, облученной пучком  $\pi^-$ - мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ.

Предложен новый  $B$ - алгоритм по поиску и реконструкции адронных струй. В качестве метрики, определяющей близость пар прекластеров, были использованы лоренц инвариантные величины  $b_{ik}$ , которые определяются как квадрат разности 4-х скоростей прекластеров  $i$  и  $k$ :

$$b_{ik} = - \left( \frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k} \right)^2 \quad (6)$$

На рис. 3 представлены поведения числа 0, 1, 2, 3 и т.д. струйных событий (далее в тексте  $j$ - струйные события) в  $\pi^- p$ - и  $\pi^- C$ - взаимодей-

ствиях, реконструированных с помощью  $B$ - алгоритма, в зависимости от  $b_{cut}$  – параметра обрезания алгоритма.

Предложены критерии для определения параметра обрезания  $x_{cut}$  бинарного алгоритма, одновременное выполнение которых гарантирует разделяемость струй как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве частиц, образующих струи.

$$\text{Критерий А: } \frac{N_3}{N_2} < (0.01 - 0.03), \quad (7)$$

где  $N_2$  и  $N_3$  число событий с двумя и тремя струями, соответственно. Критерий А является простым отражением того факта, что во взаимодействиях, где не ожидается третья жесткая струя, число  $N_3$  трехструйных событий не должно быть больше статистически ожидаемого фона, что для нашего случая,  $\pi^- p$ - взаимодействия при 40 ГэВ/с. составляет (1 – 3) %.

$$\text{Критерий Б: } \frac{b_{RL}}{b_R + b_L} > 1 \quad (8)$$

Критерий Б требует, чтобы расстояние  $b_{RL}$  между струями  $R$  (струя в области фрагментации  $\pi^-$ - мезона) и  $L$  (струя в области фрагментации протона) было больше суммарного размера обеих струй  $b_R$  и  $b_L$ , что означает разделенность двух струй в пространстве скоростей.

Требование одновременного выполнения обеих критериев А и Б дает следующие результаты: для алгоритма  $JADE$  ни при каких значениях параметра  $m_{cut}^2$  критерии А и Б не могут быть удовлетворены одновременно, а для  $B$ - алгоритма находим:  $b_{cut} \simeq 10 - 20$ .

Таким образом, в рамках алгоритма  $JADE$  не могут быть получены струи, разделенные как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве. В отличие от этого,  $B$ - алгоритм при значениях параметра  $b_{cut} \simeq 10 - 20$  позволяет выделить две спекторные струи, которые хорошо разделены как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве  $\pi^\pm$ - мезонов, образующих эти струи (см. рис. 4). В **четвертой главе** на основе  $B$ - алгоритма выделены смешанные адронные струи, состоящие из заряженных  $\pi^-$ - мезонов и протонов в  $\pi^- p$ - и  $\pi^- C$ - взаимодействиях при импульсе  $\pi^-$ - мезона 40 ГэВ/с в областях фрагментации взаимодействующих частиц и исследованы их свойства [6]. Показано, что включение в анализ по поиску струй протонной компоненты струй совместно с  $\pi^\pm$ - мезонной компонентой улучшает характеристики, выделяемых спекторных струй, т.е.

приближает их к значениям ожидаемым в рамках кварк – партонной структуры адронов; при этом значение параметра обрезания алгоритма  $b_{cut}$  практически не меняется, и остается в пределах  $10 < b_{cut} < 20$ .

В таблице 2 представлены характеристики  $R$  и  $L$  струй в одноструйных и двухструйных событиях, а также значения  $N_j$  числа одноструйных ( $j = 1$ ) и двухструйных ( $j = 2$ ) событий, при значении  $b_{cut} = 10$  в  $\pi^-p$ - взаимодействиях.  $N_J$  – множественность частиц в струе ( $J = R$  или  $L$ ),  $Q_J$  и  $m_J$  – заряд и масса струи, соответственно,  $P_T$  и  $x_F$  – поперечный импульс и доля продольного импульса струи в системе центра масс  $\pi^-p$ - взаимодействия, соответственно. Размер струи в 4-х мерном пространстве скоростей определяется величиной  $b_J$ , которую можно интерпретировать, как диаметр струи. Величину  $b_k$  можно интерпретировать как радиус струи в пространстве скоростей, т.к.  $b_k$  является расстоянием между частицей и центром струи, усредненным по всем частицам, входящим в струю.

В одноструйных событиях множественность частиц как в  $R_1$ , так и в  $L_1$  струе равна  $N_{J_1} \simeq 4.2$  и более чем на единицу больше соответствующего значения в двухструйных событиях,  $N_{J_2} \simeq 3.0$ . Более того, такие характеристики как масса струи  $m_J$  и его размер  $b_J$  (или  $b_k$ ) в одноструйных также больше, чем в двухструйных событиях.

Тем не менее, в отличие от множественности частиц в струе, его массы и размера, основные кинематические характеристики  $R$  и  $L$  струй, такие как поперечный импульс  $P_T$ , доля продольного импульса  $x_F$ , и угол вылета  $\vartheta_J$  струи в одноструйных и двухструйных событиях довольно близки друг к другу и отличаются не более чем на (10 – 15)% при значении  $b_{cut} = 10$ . Данное обстоятельство указывает, по-видимому на то, что одноструйные события это такие события, в которых вторая спектаторная струя состоит из нейтральных частиц и не более чем из одной заряженной частицы ( $\pi^\pm$ - мезона или протона).

Сравнения характеристик  $R$  и  $L$  струй из одноструйных и двухструйных событий между собой, т.е.  $R_1$  с  $L_1$  и  $R_2$  с  $L_2$  показывает, что значения таких характеристик как множественность частиц в струе, размер струи и его поперечный импульс одинаковы, в то время как значение заряда, массы струи и переменной  $x_F$  заметно различны для  $R$  и  $L$  струй. Распределения последних величин несут на себе отпечаток кварковой структуры фрагментирующей в  $R$  или  $L$  струю частиц, т.е. пучковой частицы и мишени. При  $b_{cut} = 10$  для  $R$  струи

(область фрагментации пучкового  $\pi^-$ - мезона) имеем  $Q_{R_1} = -0.41$  и  $Q_{R_2} = -0.34$ , в то время как для  $L$  струи (область фрагментации протона) имеем  $Q_{L_1} = 0.19$  и  $Q_{L_2} = 0.21$ . Исходя из кваркового состава  $\pi^-$ - мезона и протона можно определить средний заряд кварка в областях фрагментации  $\pi^-$ - мезона и протона  $Q_R = (Q_{\bar{u}} + Q_d)/2 = -0.5$  и  $Q_L = (2Q_u + Q_d)/3 = 1/3$ , где  $Q_q$  заряд кварка (антикварка)  $q$ . Отметим, что без учета протонной компоненты струи значения  $Q_{L_2}$  значительно меньше:  $Q_{L_2} \simeq 0$  и  $0.1$  при  $b_{cut} = 10$  и  $20$ , соответственно.

В распределениях по массе  $R$  и  $L$  струй заметна определенная структура, различная в областях фрагментации  $\pi^-$ - мезона ( $R$  струя) и протона ( $L$  струя). Данная структура становится более определенной, если провести разделение струй по значениям электрического заряда. На рис. 5 представлены распределения по массе  $R$  и  $L$  струй с различными значениями электрического заряда из одноструйных и двухструйных  $\pi^-p$  событий, выделенных на основе  $B$ - алгоритма при значении параметра  $b_{cut} = 10$ .

Сравнение результатов, представленных на рис. 5, с аналогичными результатами, но без учета протонной компоненты, показывают, что включение в анализ протонной компоненты струи практически не влияет на распределение по массе  $R$  струй при значениях заряда  $Q_R = 0, \pm 1$  и  $\pm 2$ , а также на распределение по массе  $L$  струи при значении заряда  $Q_L = -2$ . В распределениях по массе  $L$  струй при значениях заряда  $Q_L = 0, \pm 1$  и  $+2$  наблюдаются существенные отличия с учетом и без учета протонной компоненты струи.

Эти отличия связаны с областью масс  $\Delta$  резонанса при  $Q_L = 0$  ( $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ ) и  $Q_L = 2$  ( $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$ ) и с областью масс  $\Delta^*(1600)$  резонанса при  $Q_L = \pm 1$  ( $\Delta^{*+} \rightarrow p\pi^+\pi^-$  и  $\Delta^{*-} \rightarrow p\pi^-\pi^-$ ). На рис. 6 представлено суммарное распределение по массе  $L$  струй с зарядами  $Q_L = 0$  и  $2$ , и с условием, что в струе только две частицы: одна из которых – протон, а другая –  $\pi^\pm$ - мезон. В распределении, представленном на рис. 6, учтены все  $L$  струи, удовлетворяющие выше перечисленным условиям из одноструйных и двухструйных событий в  $\pi^-p$ - взаимодействиях, выделенных при значении  $b_{cut} = 6$ . Там же представлены результаты фитирования этого распределения формулой Брейта – Вигнера.

Показано, что все структуры на рис. 5 за исключением структур в областях  $\Delta$  и  $\Delta^*(1600)$  резонансов, не являются физическими, и их появление обусловлено  $B$ - алгоритмом по выделению струй. Что же касается особенностей при  $Q_L = 0$  и  $2$  в области масс  $\Delta(1232)$  резонанса,

и при  $Q_L = \pm 1$  в области масс  $\Delta^*(1600)$  резонанса, то помимо вклада, обусловленного  $B$ - алгоритмом, можно ожидать и заметное усиление вкладов от самих этих резонансов по отношению к фону.

**В заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы.

1. Описаны инклюзивные спектры как мезонов, так и мезонных резонансов из различных мультиплетов в области фрагментации  $K^\pm$ - мезонов в  $K^\pm p$ - взаимодействиях при высоких энергиях в рамках многопартонной рекомбинационной модели образования адронов. При описании  $x$ - зависимости инклюзивных спектров используется информация только о функциях распределения валентных кварков и морских партонов в  $K^\pm$ - мезонах, а для относительного выхода мезонов из различных мультиплетов получена эмпирическая формула.
2. Определены параметры распределения странных морских кварков и антикварков в  $K$ - мезоне по инклюзивным спектрам мезонных резонансов в мягких  $K^\pm p$ - взаимодействиях. Для  $x$ - распределения странных морских партонов получено  $s_s(x) \sim (1-x)^{n_s}$ , где  $n_s = 4.8 \pm 1.0$ , а для фактора подавленности странных морских партонов в  $K$ - мезоне по отношению к нестранным морским партонам найдено значение  $\lambda_s = 0.42 \pm 0.02$ .
3. Получено эмпирическое выражение для рождения мезонов из различных мультиплетов:

$$A(J, L, S; M) = (2J + 1)G(L)F(M),$$

где  $G(0) = 1$  и  $G(1) = \alpha = 0.28 \pm 0.02$  - фактор подавленности мезонов из мультиплета с  $P$ - волной по отношению к мезонам из мультиплета с  $S$ - волной. Показано, что эта вероятность не зависит от суммарного спина  $S$  кварк - антикварковой пары в мезоне. Для функции  $F(M_\pi)$  при значениях масс  $\pi$ - и  $K$ - мезонов получено  $F(M_\pi) = (5 \pm 0.5)F(M_0)$ ,  $F(M_K) = (3 \pm 0.5)F(M_0)$  и  $F(M_0) = 0.29 \pm 0.02$  при  $M_0 \simeq 1$  ГэВ. Показано, что с уменьшением массы рожденного мезона относительный вклад в инклюзивный спектр от прямого рождения увеличивается т.к.  $A_P(M_\pi)/A_V(M_0) = 1.7 \pm 0.2$ ,  $A_P(M_K)/A_V(M_0) = 1 \pm 0.2$  и  $A_P/A_V = 1/3$  при одинаковых значениях масс псевдоскалярного и векторного мезонов.

4. Предложен новый  $B$ - алгоритм для поиска и реконструкции адронных струй в многочастичных конечных взаимодействиях между лептонами, адронами и ядрами. В качестве меры близости между прекластерами  $i$  и  $k$  использованы величины  $b_{ik}$ , т.е. расстояние между прекластерами  $i$  и  $k$  в 4-х мерном пространстве скоростей. На основе анализа данных по  $\pi^- p$ - и  $\pi^- C$ - взаимодействиям при 40 ГэВ/с, сформулированы критерии для определения значения параметра обрезания  $b_{cut}$  бинарного  $B$ - алгоритма, одновременное выполнение которых гарантирует разделяемость струй как в пространстве скоростей, так и в фазовом пространстве частиц, образующих струи. Показано что включение в анализ по поиску струй протонной компоненты струи совместно с  $\pi^\pm$ - мезонной компонентой улучшает характеристики выделяемых спектаторных струй, т.е. приближает их к значениям, ожидаемым в рамках кварк - партонных представлений о структуре адронов. При этом значение параметра обрезания алгоритма  $b_{cut}$  практически не меняется, и остается в пределах  $10 < b_{cut} < 20$ .
5. Выделены две спектаторные или мягкие  $R$  и  $L$  струи, состоящие из  $\pi^\pm$ - мезонов и протонов (смешанные струи), в  $\pi^- p$ - и  $\pi^- C$ - взаимодействиях и исследованы их свойства. Характеристики  $R(L)$  струй в одноструйных и двухструйных событиях отличаются менее чем на (10-15)% при  $b_{cut} = 10$ , т.е. одноструйные события это события, где вторая "невидимая" струя состоит из нейтральных частиц и не более чем из одной заряженной частицы ( $\pi^\pm$  мезона или протона).
6. Найдено, что выделенные  $B$ - алгоритмом струи в  $\pi^- p$ - взаимодействиях обладают свойством лидирования. В областях фрагментации  $\pi^-$ - мезона и протона размеры струй в пространстве скоростей, их поперечные импульсы и множественность частиц в них одинаковы, в то время как заряды струй, распределения по доли продольного импульса и по массе струй зависят от кваркового состава фрагментирующего в струю адрона. В распределениях по массе струй обнаружены структуры, связанные с фрагментирующим в струю адроном. В области фрагментации протона в распределении по массе  $L$  струй с зарядом  $Q_L = 0$  и  $+2$  обнаружены максимумы, которые вероятно связаны с  $\Delta^0(p\pi^-)$  и  $\Delta^{++}(p\pi^+)$  резонансами, соответственно, а при  $Q_L = \pm 1$  обнаружены макси-



мумы, которые, возможно, связаны с  $\Delta^*(1600)$  резонансом: при  $Q_L = +1$  состояние  $\Delta^{*+}(1600) \rightarrow (p\pi^+\pi^-)$ , а при  $Q_L = -1$  состояние  $\Delta^{*-}(1600) \rightarrow (p\pi^-\pi^-)$ .

7. Показано, что выше приведенные особенности, т.е. свойства лидирования и резонансная внутренняя структура струй, обнаруживаются только у струй, выделенных  $B$ - алгоритмом. Струй, выделенные  $JADE$ - алгоритмом, не обладают ни одним из этих свойств.

## Литература

- [1] Н. Н. Бадалян, Р. Г. Бадалян, Г. Р. Гулканын. Инклюзивные спектры адронных резонансов в рамках многопартонной рекомбинационной модели. Фрагментация пиона и каона: Ядерная Физика, 1987, т.47, вып. 6(12), с.1759.
- [2] Н. Н. Бадалян, Р. Г. Бадалян, Г. Р. Гулканын. Оценка параметров структурных функций  $K$ - мезона: Ядерная Физика, 1988, т.48, вып. 5(11), с.1374.
- [3] N. N. Badalian, R. G. Badalian, H. R. Gulkanyan. Estimation of parameters of  $K$ - meson structure functions: Z. Phys., 1989, C42, p.69.
- [4] N. N. Badalian, R. G. Badalian. Determination of meson resonance contributions to pion and kaon inclusive spectra: Z. Phys. C48, 1990, p.587.
- [5] Н. Н. Бадалян и др. Исследование алгоритмов реконструкции адронных струй в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с: Краткие сообщения ОИЯИ, 1996, 1[75]-96, с.27.
- [6] Н. Н. Бадалян, Р. Г. Бадалян, А. А. Кузнецов. Свойства адронных струй в  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с: Препринт ОИЯИ Р1-97-288, Дубна, 1997. Направлено в журнал Ядерная Физика.

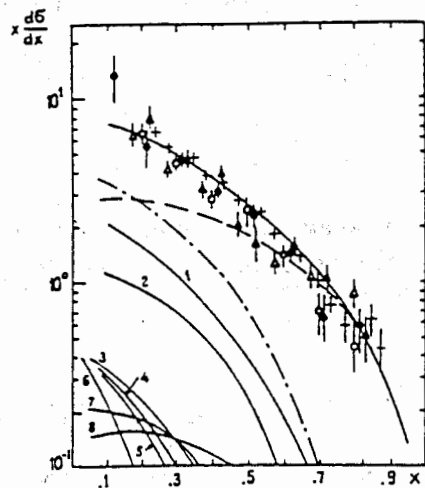
Рукопись поступила в издательский отдел  
25 сентября 1997 года.

$k_s$	0	1	2	3	4
$g_G$	$0 \pm 0.31$	$0 \pm 0.13$	$0 \pm 0.14$	$0 \pm 0.09$	$0 \pm 0.09$
$\lambda_s$	$0.22 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.01$	$0.35 \pm 0.02$	$0.42 \pm 0.02$	$0.50 \pm 0.03$
$W_N$	$0 \pm 0.08$	$0 \pm 0.09$	$0 \pm 0.09$	$0 \pm 0.09$	$0 \pm 0.09$
$W_S$	$0.13 \pm 0.04$	$0.16 \pm 0.03$	$0.18 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.03$	$0.22 \pm 0.03$
$\gamma$	$1.27 \pm 0.08$	$1.30 \pm 0.08$	$1.32 \pm 0.08$	$1.34 \pm 0.08$	$1.36 \pm 0.09$
$A_P$	$0.19 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.04$
$\alpha = 3A_T/5A_V$	$0.28 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.02$
$\beta = A_V/3A_P$	$1.66 \pm 0.42$	$1.74 \pm 0.45$	$1.72 \pm 0.46$	$1.74 \pm 0.47$	$1.78 \pm 0.49$
$\chi^2/NDF$	2.21	2.01	1.91	1.89	1.91

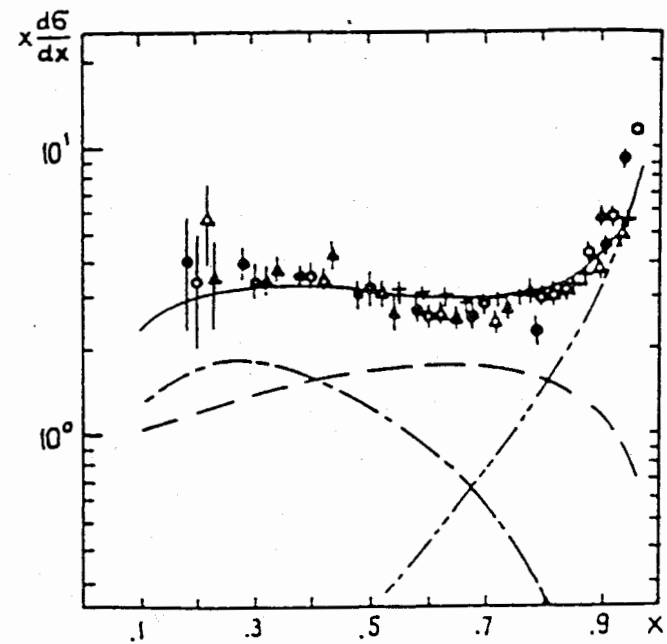
Таблица 1. Значения параметров, определяющих структурные функции  $K$ - мезона, и вероятности рождения мезонных мультиплетов при различных значениях  $k_s$ .

$b_{cut} = 10$		$\pi^-p$ - взаимодействия, 40 ГэВ/с, 16811 событий				
		15834 события с $N_{(\pi^\pm,p)} \geq 2$ , 14904 события с $N_{\pi^\pm} \geq 2$				
Величина (размерность)	2-струйные события $\pi^\pm$ -мезоны		2-струйные события $\pi^\pm$ -мез. и протоны		1-струйные события $\pi^\pm$ -мез. и протоны	
	$L_2$ -струя	$R_2$ -струя	$L_2$ -струя	$R_2$ -струя	$L_1$ -струя	$R_1$ -струя
$N_J$	2.9	2.8	3.0	2.9	4.3	4.2
$Q_J$	0.00	-0.30	0.21	-0.34	0.19	-0.41
$b_J$	5.9	5.6	5.9	5.7	9.2	8.9
$b_k$	2.2	2.1	2.2	2.1	3.3	3.2
$m_J$ (ГэВ)	0.73	0.68	0.99	0.71	1.7	1.3
$P_T$ (ГэВ)	0.71	0.72	0.66	0.69	0.62	0.59
$x_F^{(J)}$	-0.24	0.33	-0.42	0.34	-0.40	0.33
$\vartheta_J$ (град.)	47	35	38	33	33	32
$\Delta$ (град.)	12		4.3		неопределено	
$b_{RL}$	23		24			
$m_{RL}$ (ГэВ)	3.1		3.8			
$N_j$	1724		2016		3911	5501

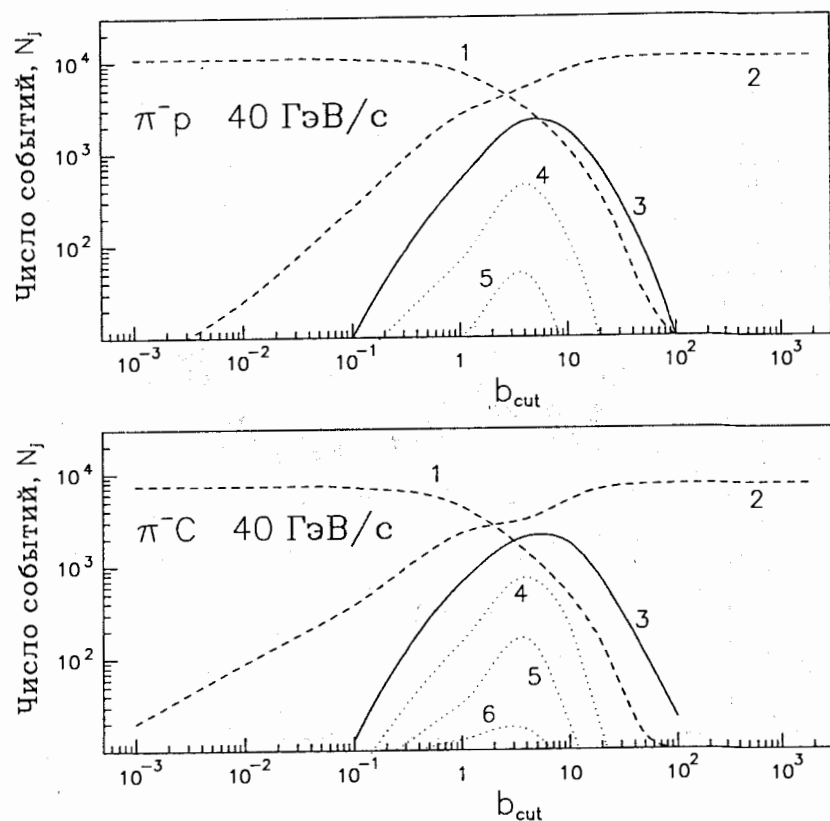
Таблица 2. Характеристики струй из одноструйных и двухструйных событий в  $\pi^-p$ - взаимодействиях при значении параметра  $b_{cut} = 10$ . Для  $L$  струй вместо значения угла  $\vartheta_L$  приведены значения  $180^\circ - \vartheta_L$ .



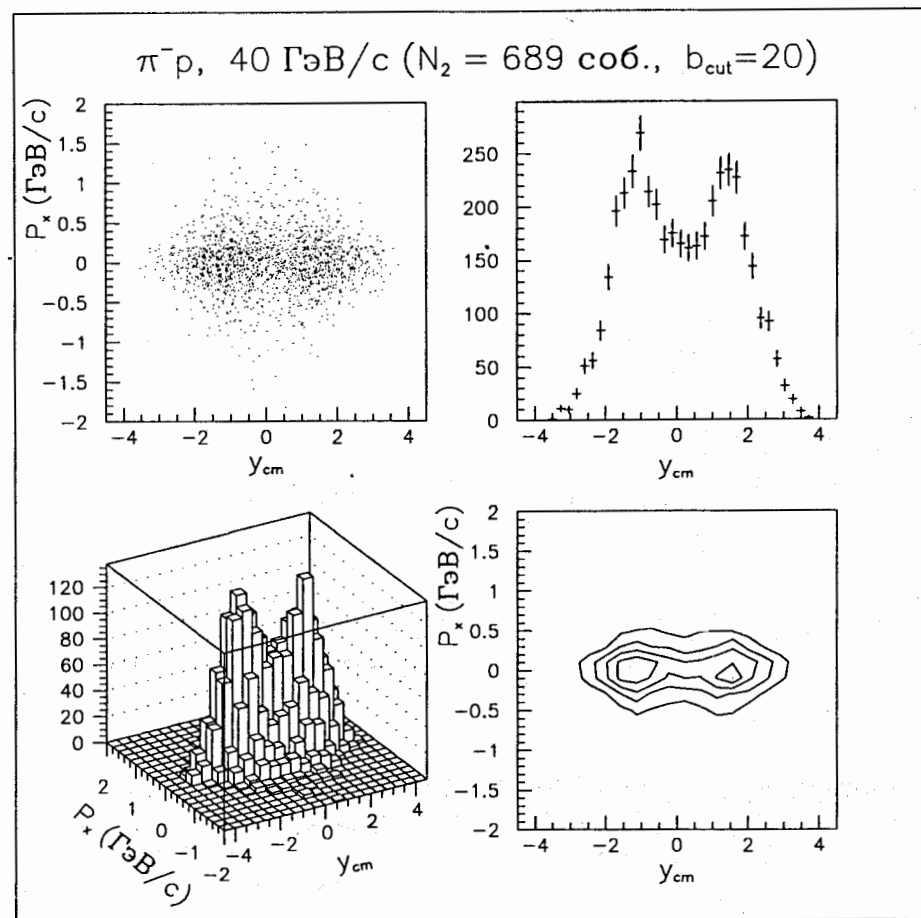
**Рисунок 1.** Инклюзивные спектры  $\pi$ - мезонов в области фрагментации  $K$ - мезона:  $K^+ \rightarrow \pi^+$ :  $\circ$  - 100 ГэВ/с,  $\bullet$  - 175 ГэВ/с;  $K^- \rightarrow \pi^-$ :  $\Delta$  - 100 ГэВ/с,  $\blacktriangle$  - 175 ГэВ/с,  $+$  - 58 ГэВ/с. Штриховая кривая - спектр прямой фрагментации каона  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm$ , штрих - пунктирная кривая - вклад от распадов:  $\rho(770) \rightarrow \pi\pi$  (кривая 1),  $K^*(892) \rightarrow \pi K$  (кривая 2),  $f_2(1270) \rightarrow \pi\pi$  (кривая 3),  $a_2(1320) \rightarrow \pi\rho$  (кривая 4),  $b_1(1235) \rightarrow \pi\omega$  (кривая 5),  $a_1(1270) \rightarrow \pi\rho$  (кривая 6),  $K_1^*(1400) \rightarrow \pi K^*(892)$  (кривая 7)  $K_2^*(1430) \rightarrow \pi K$  (кривая 8).



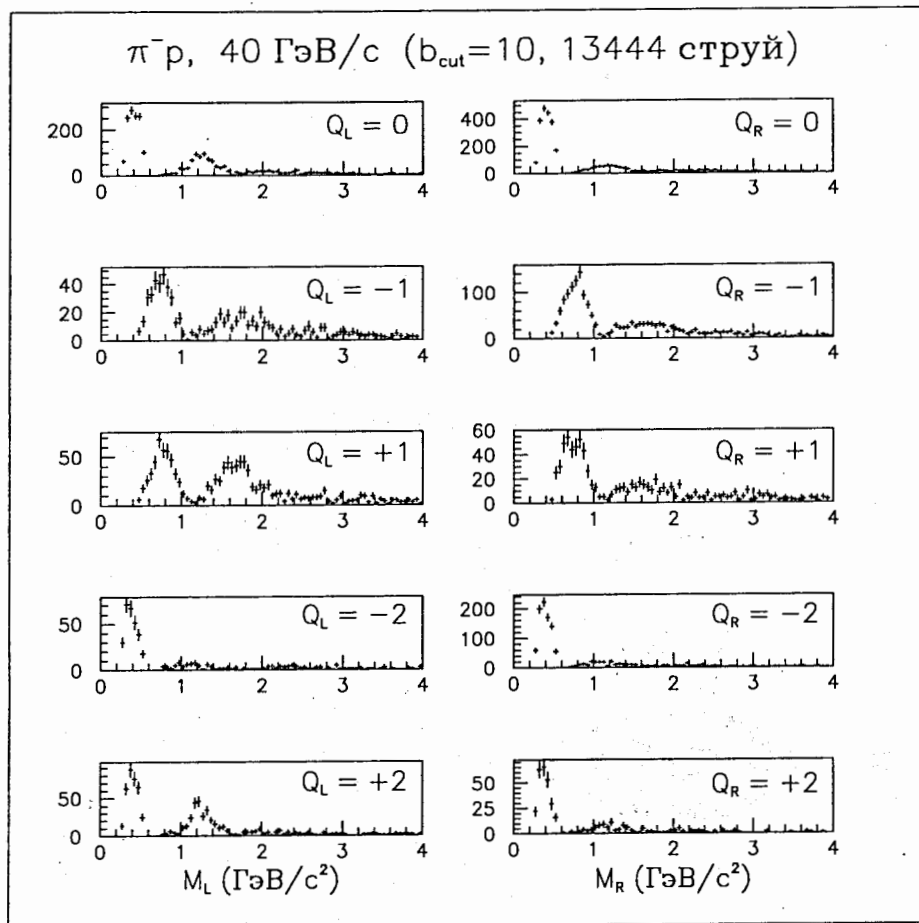
**Рисунок 2.** Инклюзивный спектр  $K$ - мезонов в области фрагментации каона:  $K^+ \rightarrow K^+$ :  $\circ$  - 100 ГэВ/с,  $\bullet$  - 175 ГэВ/с;  $K^- \rightarrow K^-$ :  $\Delta$  - 100 ГэВ/с,  $\blacktriangle$  - 175 ГэВ/с,  $+$  - 58 ГэВ/с. Штриховая кривая - спектр прямой фрагментации каона  $K^\pm \rightarrow K^\pm$ , штрих - пунктирная кривая - вклад от распадов  $K^*(892) \rightarrow K\pi$  (вклады от распадов  $K_2^*(1430) \rightarrow K\pi$  и  $K_1^*(1280) \rightarrow K\rho$  менее 10%), штрих - штрих - пунктирная кривая - вклад от процесса  $K^\pm \rightarrow K^\pm$  с участием двух валентных кварков начального каона (вклад от дифракционной диссоциации).



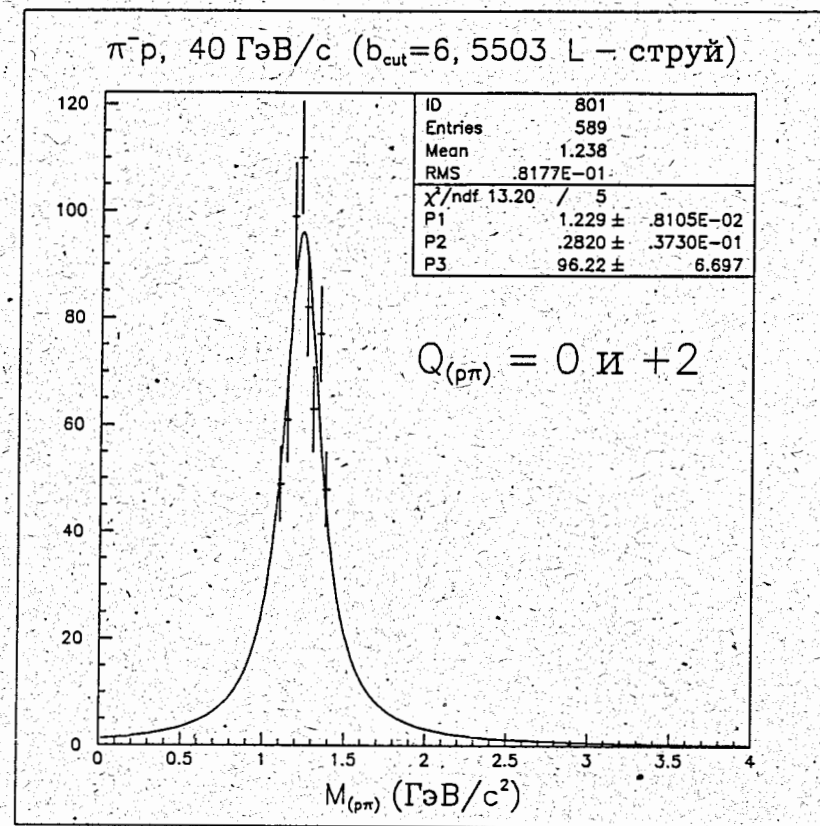
**Рисунок 3.** Зависимость числа  $j$ -струйных событий от величины параметра обрезания  $b_{cut}$  для  $\pi^-p$ - и  $\pi^-C$ - взаимодействий. Кривая 1 – число бесструйных событий, 2 – число одноструйных событий, 3 – число двухструйных событий, 4 – число 3-х струйных событий, 5 – число 4-х струйных событий, 6 – число событий с пятью пионными струями в конечном состоянии.



**Рисунок 4.** Распределения  $\pi^\pm$ - мезонов, входящих в правую ( $R$ ) или левую ( $L$ ) струи в двухструйных событиях, выделенных  $B$ - алгоритмом при значении параметра обрезания  $b_{cut} = 20$ , в системе центра масс  $\pi^-p$ - взаимодействия.



**Рисунок 5.** Суммарные распределения по массе смешанных  $R$  и  $L$  струй с различными значениями электрического заряда из одноструйных и двухструйных событий в  $\pi^-p$ - взаимодействиях. Струи выделены  $B$ - алгоритмом при значении параметра обрезания  $b_{cut} = 10$  и состоят из  $\pi^\pm$ - мезонов и протонов. Значения зарядов струй приведены на соответствующих рисунках.



**Рисунок 6.** Суммарное распределение по массе  $L$  струй с зарядами  $Q = 0$  и  $+2$ , состоящих из одного протона и одного заряженного  $\pi^\pm$ - мезона из одноструйных и двухструйных событий в  $\pi^-p$ - взаимодействиях. Струи выделены  $B$ - алгоритмом при значении параметра обрезания  $b_{cut} = 6$ . Представлены, также, результаты фита по резонансной формуле Брейта - Вигнера. Параметры  $P_1$  и  $P_2$  - масса и ширина резонанса в ГэВ-ах, соответственно, а  $P_3$  - нормировочный множитель. Ширина бина в гистограмме равна 40 МэВ.