

**НИИЯФ
МГУ**

ПРЕПРИНТ - 90-43/189

Л. В. Бравина, Е. Е. Забродин, Н. А. Круглов

НИИЯФ - МГУ - 90-43-189

**ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

**В РР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/c,
ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ
СТАТИСТИЧЕСКОГО РАЗДЕЛЕНИЯ**

**МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ И
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА**

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

П. В. Бравина, Е. Е. Забродин, Н. А. Круглов

**ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 32 ГэВ/с, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКОГО РАЗДЕЛЕНИЯ**

Препринт НИИЯФ МГУ - 90 - 43/189.

Москва 1990

ИНКЛЮЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКОГО РАЗДЕЛЕНИЯ

Л. В. Бравина, Е. Е. Забродин, Н. А. Круглов

На статистике 36 тыс. неупругих событий, полученных в рр- эксперименте при 32 ГэВ/с на жидководородной пузырьковой камере "Мирабель", проведены исследования инклюзивного рождения π^+ -мезонов и протонов, а также K^- -мезонов. Для разделения спектров π^+ (π^-)-мезонов и протонов (K^- -мезонов) во всей кинематически допустимой области фазового пространства был использован специальный метод, основанный на СР-симметрии инклюзивных спектров частиц в рр-взаимодействиях, позволяющий выделить K^- -мезоны.

Предложенный метод был применен также для случая рр-взаимодействий при том же импульсе налетающей частицы. Данные по инвариантным дифференциальным сечениям π^+ -мезонов и протонов в инклюзивных и полуинклюзивных процессах сравнивались с аналогичными результатами при других энергиях (рр-взаимодействия), а также с аналогичными спектрами при той же энергии, полученными другим методом, и с предсказаниями модели кварк-глюонных струн (рр-взаимодействия). Получено значение инклюзивного сечения K^- - мезонов в рр-взаимодействиях при 32 ГэВ/с.

© Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского Государственного университета имени
М. В. Ломоносова

1. ВВЕДЕНИЕ

В этой работе представлены некоторые данные по спектрам заряженных частиц в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Эксперимент был поставлен с помощью большой пузырьковой камеры "Мирабель" в ИФЭ (Серпухов), измерения всех топологий и последующая обработка информации проводилась в измерительно-вычислительных центрах ИФЭ и НИИЯФ МГУ. Выполненный эксперимент интересен еще и тем, что предоставляет возможность сравнить полученные данные с результатами эксперимента по pp -взаимодействиям при 32 ГэВ/с, проведенного ранее также с помощью п/к "Мирабель". Работа организована следующим образом. Во введении приведены общие характеристики эксперимента. В разделе 2 дан краткий обзор статистических методов восстановления спектров заряженных частиц, обсуждаются их достоинства и недостатки. Результаты, полученные разными методами для pp -взаимодействий, сравниваются с расчетами, выполненными по модели кварк-глюонных струн (МКГС). Полное математическое описание используемого в работе метода разделения спектров дано в Приложении. Инклюзивные спектры заряженных частиц и их топологические сечения приводятся в разделе 3. Особый интерес представляет выделение спектров K^- -мезонов, на которые до сих пор, как правило, вводились поправки. В Заключении обсуждаются дальнейшие возможности применения описываемой процедуры разделения спектров.

2. МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для восстановления инклюзивных спектров заряженных частиц использовалось наличие симметрии вперед-назад в с.ц.м. спектров частиц, которая обусловлена CP -симметрией начальной системы. Это обстоятельство позволяет провести разделение спектров π^+ , π^- , p и K^- статистическими методами, использующими зависящее от массы преобразование Лоренца импульсов этих частиц из лабораторной системы в антилабораторную. В литературе уже описан ряд методов подобного разделения для pp -взаимодействий [1-3] и их модификации для случая pp -взаимодействий [4,5]. Однако, существенным недостатком этих методов является то обстоятельство, что спектры K^\pm -мезонов не включаются в процедуру разделения спектров заряженных частиц, а на них вводятся поправки.

Интересен метод, предложенный в работе [6], в котором

для каждой заряженной частицы во всей кинематически разрешенной области вводится статистический вес, являющийся функцией как продольного, так и поперечного импульсов. Но заряженные каоны опять-таки не включаются в процедуру восстановления спектров.

Новая модификация метода статистического разделения спектров содержится в работе [7]. Алгоритм его включает в себя разделение спектров K^+ -мезонов, что помимо улучшения качества восстановления π^+ (π^-) и p (\bar{p})-спектров, представляет самостоятельный научный интерес. Здесь все частицы переводятся одна за другой в с.ц.м. с наибольшей вероятностной массой и накапливается шесть гистограмм по переменной y^* для π^+ , K^+ , p и \bar{p} . Метод довольно сложный и строгого математического доказательства сходимости алгоритма к истинному решению не существует. Эти обстоятельства, а также небольшая статистика используемых событий (всего 35 тыс. событий, что менее половины всей статистики эксперимента, обработка которого в настоящее время только подходит к завершению) привели к тому, что мы остановили свой выбор на методе, основные идеи которого изложены в [8]. Подробное математическое описание этого метода приведено в Приложении, там же обсуждается его обобщение на случай восстановления спектров K^+ -мезонов в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Этот алгоритм привлекателен еще и тем, что не требует дополнительной информации о природе частиц с $P_L \leq 1.2$ ГэВ/с, то есть не использует данных визуальной идентификации заряженных частиц.

На первом этапе была поставлена задача "симметризации" в с.ц.м. спектров p , π^+ , π^- и K^- . Предварительно, в целях апробации метода, было решено проверить его при восстановлении спектров π^+ , p и \bar{p} для $\bar{p}p$ -взаимодействий (статистика 250 тыс. событий). Результаты сравнивались с данными, представленными в работе [9], а также с расчетами, проведенными по монте-карловской версии модели кварк-глюонных струн (МКГС) [10].

На рис.1 показано распределение для π^+ по быстройте y^* , а на рис.2 и 3 приводятся инвариантные дифференциальные распределения $F(x)$ для π^+ и p , соответственно. Во всех случаях достигается вполне удовлетворительное согласие результатов. Далее, для прямой проверки качества восстановления спектров частиц в pp -взаимодействиях данным методом были "симметризованы" события, разыгранные по модели

LUND (версия 5.2) [11]. На рис.4 показано распределение по продольному импульсу в л.с. для π^- . Следует отметить, что, несмотря на небольшую статистику, восстановленный спектр пионов практически совпадает с исходным. Столь же хорошее качество восстановления спектров достигается и в случае p и π^+ , а для отрицательных каонов, хотя восстановленный спектр и совпадает в пределах ошибок с первоначальным, качество его было хуже из-за больших величин ошибок. Для улучшения качества восстановления спектра K^- , была применена комбинированная процедура "симметризации" спектров, в которой использовались и так называемые отраженные спектры. Подробнее об этой возможности говорится в Приложении.

3. СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В PP-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с

Пользуясь восстановленными инклюзивными спектрами p , π^+ , K^- во всей области изменения их кинематических переменных, можно вычислить ряд средних характеристик образования этих частиц в pp- взаимодействиях при 32 ГэВ/с. В табл.1 приведены сечения образования π^+ -мезонов и протонов в реакциях типа $pp \rightarrow \pi^+ + X$ и $pp \rightarrow p + X$ и в соответствующих полуинклюзивных процессах, а также аналогичные сечения для всех заряженных частиц.

В табл.2 и на рис.5 приведены средние множественности π^+ -мезонов и протонов в полуинклюзивных процессах, определенные как

$$\langle n_{n_c}^i \rangle = \frac{1}{\sigma_{n_c}} \int \frac{d^3 \sigma_{n_c}^i}{d^3 p} d^3 p ,$$

где $\frac{d^3 \sigma_{n_c}^i}{d^3 p}$ - сечение полуинклюзивных процессов для адронов i -го сорта: $i = \pi^+, p$. Для сравнения в табл.2 приведены соответствующие средние множественности протонов в pp-столкновениях при близких энергиях взаимодействия (24 ГэВ/с [1] и 69 ГэВ/с [2]). Видно, что в пределах ошибок результаты pp- экспериментов при 32 ГэВ/с и 69 ГэВ/с согласуются друг с другом, и средние множественности протонов при этих энергиях в целом меньше, чем при 24 ГэВ/с.

Инвариантные распределения по фейнмановской переменной x

Таблица 1

Полуинклюзивные и инклюзивные сечения образования π^+ -мезонов в pp-взаимодействиях при 32 ГэВ/с

n_{\pm}	$\sigma_{n_c}^D$ (мбн)	$\sigma_{n_c}^{\pi^+}$ (мбн)	$\sigma_{n_c}^+$ (мбн)
2 луч. (неупр)	7.95±0.6	6.45±0.6	15.0±0.3
4 луч.	13.50±0.4	20.0 ±0.4	34.0±0.4
6 луч.	9.7 ±0.4	21.1 ±0.4	31.1±0.4
8 луч.	4.3 ±0.3	11.8 ±0.3	16.1±0.4
10 луч.	1.4 ±0.1	4.1 ±0.2	5.7±0.2
12 луч.	0.2 ±0.03	0.97±0.08	1.2±0.1
14 луч.	0.03±0.005	0.2 ±0.02	0.24±0.03
16 луч.	0.003±0.001	0.02±0.009	0.027±0.01
все	36.92±1.8	64.65±2.0	103.6±1.8

Таблица 2

Средние множественности π^+ -мезонов и протонов в полуинклюзивных и инклюзивных реакциях в pp-взаимодействиях при 32 ГэВ/с и средние множественности протонов в аналогичных процессах, вызываемых pp-взаимодействиями при 24 и 69 ГэВ/с

n_c	pp 32 ГэВ/с		pp 24 ГэВ/с	pp 69 ГэВ/с
	$\langle n^{\pi^+} \rangle_{n_c}$	$\langle n^D \rangle_{n_c}$	$\langle n^D \rangle_{n_c}$	$\langle n^D \rangle_{n_c}$
2 луч. (неупр)	0.86±0.08	1.06±0.08	1.05±0.04	1.10±0.03
4 луч.	1.77±0.03	1.2 ±0.03	1.278±0.012	1.21±0.03
6 луч.	2.73±0.03	1.25±0.05	1.328±0.017	1.26±0.04
8 луч.	3.66±0.09	1.33±0.09	1.429±0.033	1.37±0.09
10 луч.	4.45±0.20	1.52±0.10	1.48±0.10	1.40±0.12
12 луч.	5.83±0.90	1.14±0.10	-	1.28±0.29
все	2.09±0.06	1.20±0.06	1.24±0.02	1.25±0.02

$$F(x) = \frac{1}{\pi P_{\max}^*} \int E^* \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} dp_T^2$$

использующиеся для описания динамических характеристик инклюзивных процессов, приведены для протонов в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с на рис. 6, где для сравнения указаны и спектры протонов в $\bar{p}p$ -соударениях при 32 ГэВ/с [7]. На рис. 7 показаны аналогичные распределения для π^+ и K^- -мезонов в pp -столкновениях при 32 ГэВ/с.

Хорошее совпадение протонных спектров в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с в области $-1 \leq x \leq 0$ свидетельствует о том, что процесс образования протонов при данных энергиях идет в основном на валентном дикварке протона мишени.

Следует также заметить, что в силу относительно небольшой статистики, все распределения, относящиеся к K^- -мезонам, нужно рассматривать как носящие полукачественный характер.

На рис. 8 и 9 представлены распределения по быстроте в с.ц.м. y^* для протонов и π^+ -мезонов (рис. 8) и для π^- и K^- -мезонов (рис. 9).

Любопытно, что распределение по быстроте для π^- -мезонов, приведенное на рис. 9, в точности совпадает с распределением, рассчитанным в работе [12] для π^- -мезонов в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с по эмпирической формуле

$$\frac{d\sigma_{\pi^-}}{dy^*} = A \exp \left[- \left(|y^*| / D \right)^B \right]$$

Значения параметров A, B и D для 32 ГэВ/с были найдены путем экстраполяции их оценок, полученных при соседних энергиях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены следующие результаты.

1. Модифицирован метод статистического разделения спектров заряженных частиц в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

2. С помощью этого метода получены инклюзивные спектры протонов, π^+ -мезонов и впервые K^- -мезонов в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с.

3. Получено инклюзивное сечение рождения K^- -мезонов в pp -соударениях при 32 ГэВ/с, которое равняется $\sigma_{K^-} = 1,45 \pm 0,35$ мбн.

Метод статистического восстановления спектров
заряженных частиц в pp - и $p\bar{p}$ - взаимодействиях

Определяем следующие преобразования, действующие на продольный импульс q в соответствии с (8):

$R_p q \rightarrow R_p q$ - тоже самое, что и R_p , но в предположении, что трек имеет массу протона, плюс отражение вдоль оси продольного импульса.

$R_{pK} q \rightarrow R_{pK} q$ - тоже самое, что и R_p , но в предположении нулевой (ваонной) массы трека.

Эти определения подразумевают следующее:

$$R_p q = \gamma (\beta \sqrt{q^2 + r^2 + m_p^2} - q)$$

$$R_{pK} q = \gamma (\beta \sqrt{q^2 + r^2 + m_p^2} - q)$$

$$R_K q = \gamma (\beta \sqrt{q^2 + r^2 + m_K^2} - q),$$

где r^2 - квадрат поперечного импульса, γ и β - лоренцовские переменные: $\gamma = E_{beam} / m_p$, $\beta = P_{beam} / E_{beam}$.

В случае $p\bar{p}$ -взаимодействий спектры положительных и отрицательных частиц можно представить в виде

$$\begin{aligned} f_+ &= f_p + f_{\pi^+} + f_{K^+} \\ f_- &= f_{\pi^-} - f_{K^-} \end{aligned} \quad (1a)$$

Из определения операторов R и зарядовой симметрии $p\bar{p}$ -взаимодействий следует, что

$$\begin{aligned} R_p f_p &= f_p \\ R_{\pi} f_{\pi^\pm} &= f_{\pi^\pm} \\ R_K f_{K^\pm} &= f_{K^\pm} \end{aligned} \quad (1b)$$

Решение нашей задачи в случае отрицательно заряженных частиц получается следующим образом:

$$\begin{aligned} f_{\pi^-} &= f_- - f_{K^-} = f_- - R_K f_{K^-} = f_- - R_K (f_- - f_{\pi^-}) = \\ &= f_- - R_K (f_- - R_{\pi} f_{\pi^-}) = f_- - R_K f_- + R_K R_{\pi} f_{\pi^-} \end{aligned}$$

Аналогично,

$$f_{K^-} = f_- - R_{\pi} f_{\pi^-} + R_{\pi} R_K f_{K^-}$$

Отсюда получают рекуррентные формулы

$$f_{\pi^-}^{(0)} = f_- - R_K f_{\pi^-}$$

$$f_{K^-}^{(0)} = f_- - R_{\pi} f_{K^-}$$

$$f_{\pi^-}^{(n+1)} = f_{\pi^-}^{(n)} + R_K R_{\pi} f_{\pi^-}^{(n)} \quad (2)$$

$$f_{\bar{k}}^{(n+1)} = f_{\bar{k}}^{(n)} + R_{\bar{n}} R_{\bar{k}} f_{\bar{k}}^{(n)}$$

В случае положительно заряженных частиц, когда в спектре присутствуют уже не два, а три сорта частиц, искомые формулы будут гораздо сложнее:

$$\begin{aligned} f_p &= f_+ - f_{\pi^+} - f_{k^+} = f_+ - R_{\pi} f_{\pi^+} - R_k f_{k^+} = \\ &= f_+ - R_{\pi}(f_+ - R_p f_p - R_k f_{k^+}) - R_k(f_+ - R_p f_p - R_{\pi} f_{\pi^+}) = \\ &= f_+ - R_{\pi} f_+ - R_k f_+ + R_{\pi} R_p f_p + R_k R_p f_p + R_{\pi} R_k f_{k^+} + R_k R_{\pi} f_{\pi^+} \\ f_{\pi^+} &= f_+ - R_p f_+ - R_k f_+ + R_p R_{\pi} f_{\pi^+} + R_k R_{\pi} f_{\pi^+} + R_p R_k f_{k^+} + R_k R_p f_p \\ f_{k^+} &= f_+ - R_p f_+ - R_{\pi} f_+ + R_p R_k f_{k^+} + R_{\pi} R_k f_{k^+} + R_p R_{\pi} f_{\pi^+} + R_{\pi} R_p f_p \end{aligned}$$

Поэтому рекуррентные формулы, аналогичные (2), будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} f_p^{(0)} &= f_+ - R_{\pi} f_+ - R_k f_+ \\ f_{\pi^+}^{(0)} &= f_+ - R_p f_+ - R_k f_+ \\ f_{k^+}^{(0)} &= f_+ - R_p f_+ - R_{\pi} f_+ \\ f_p^{(n+1)} &= f_p^{(n)} + R_{\pi} R_p f_p^{(n)} + R_k R_p f_p^{(n)} + R_{\pi} R_k f_{k^+}^{(n)} + R_k R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} \\ f_{\pi^+}^{(n+1)} &= f_{\pi^+}^{(n)} + R_p R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} + R_k R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} + R_p R_k f_{k^+}^{(n)} + R_k R_p f_p^{(n)} \\ f_{k^+}^{(n+1)} &= f_{k^+}^{(n)} + R_p R_k f_{k^+}^{(n)} + R_{\pi} R_k f_{k^+}^{(n)} + R_p R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} + R_{\pi} R_p f_p^{(n)} \end{aligned} \quad (3)$$

Для случая $\bar{p}\bar{p}$ -взаимодействий система уравнений, эквивалентная (1а) и (1б), будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} f_+ &= f_p + f_{\pi^+} + f_{k^+} \\ f_- &= f_{\bar{p}} + f_{\bar{\pi}^+} + f_{\bar{k}^+} \\ R_p f_p &= f_{\bar{p}} \\ R_{\pi} f_{\pi^+} &= f_{\bar{\pi}^+} \\ R_k f_{k^+} &= f_{\bar{k}^+} \end{aligned} \quad (4)$$

Рекуррентные формулы для решения этой системы получаются точно так же, как и формулы (2) и (3):

$$\begin{aligned} f_p^{(0)} &= f_+ - R_{\pi} f_- - R_k f_- \\ f_{\pi^+}^{(0)} &= f_+ - R_p f_- - R_k f_- \\ f_{k^+}^{(0)} &= f_+ - R_p f_- - R_{\pi} f_- \\ f_{\bar{p}}^{(0)} &= f_- - R_{\pi} f_+ - R_k f_+ \\ f_p^{(n+1)} &= f_p^{(n)} + R_{\pi} R_p f_p^{(n)} + R_k R_p f_p^{(n)} + R_{\pi} R_k f_{k^+}^{(n)} + R_k R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} \\ f_{\pi^+}^{(n+1)} &= f_{\pi^+}^{(n)} + R_p R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} + R_k R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} + R_p R_k f_{k^+}^{(n)} + R_k R_p f_p^{(n)} \\ f_{k^+}^{(n+1)} &= f_{k^+}^{(n)} + R_p R_k f_{k^+}^{(n)} + R_{\pi} R_k f_{k^+}^{(n)} + R_p R_{\pi} f_{\pi^+}^{(n)} + R_{\pi} R_p f_p^{(n)} \end{aligned} \quad (5)$$

Наличие четырех операторов типа R_{π} , R_p , R_k в выражениях (3) и

(5) для спектров каждого типа частиц приводит к увеличению в 4 раза членов очередной итерации, что является главным препятствием, мешающим использованию представленного метода в случае, когда число частиц в спектре больше или равно 3. Если же их число равно двум, никакого увеличения числа членов последующей итерации не происходит. Заметим, что все бесконечные цепочки, приведенные выше, являются сходящимися в том смысле, что члены высших порядков при действии на данный спектр приближаются к распределению с нулевой плотностью, поскольку неравенства типа

$$R_{\pi} R_{\rho} q < q < R_{\rho} R_{\pi} q$$

справедливы для любых ρ и q . Это означает, что область распределения типа $R_{\pi} R_{\rho} \dots R_{\pi} R_{\rho}$ возрастает, как функция числа повторяемых операторов R , подразумевая уменьшение плотности. На практике мы вычисляем только те преобразованные продольные импульсы, которые остаются внутри кинематически разрешенной области. В среднем было достаточно 8-9 итераций, хотя в некоторых случаях их число превышало 30.

Опять-таки следуя статье [8], отметим еще одну возможность расчета спектров в рамках представленного метода. Рассмотрим, для простоты, первое уравнение системы (2), а именно:

$$f_{\pi}^{-} = f_{\pi}^{-} - R_{\kappa} f_{\pi}^{-} + R_{\kappa} R_{\pi} f_{\pi}^{-}$$

Подействуем на левую и правую его части оператором R_{π} , тогда

$$R_{\pi} f_{\pi}^{-} = R_{\pi} f_{\pi}^{-} - R_{\pi} R_{\kappa} f_{\pi}^{-} + R_{\pi} R_{\kappa} R_{\pi} f_{\pi}^{-} \quad (6)$$

Поскольку в силу определения оператора R_{π} (1а) $R_{\pi} f_{\pi}^{-} = f_{\pi}^{-}$, то из (6) автоматически следует

$$f_{\pi}^{-} = R_{\pi} f_{\pi}^{-} - R_{\pi} R_{\kappa} f_{\pi}^{-} + R_{\pi} R_{\kappa} f_{\pi}^{-} \quad (7)$$

Тем самым, мы работаем как бы с отраженным спектром, сначала переводя частицы из л.с. в а.л.с. и применяя отражение вдоль направления продольного импульса, а затем уже используя развитый алгоритм восстановления спектров.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D.B.Smith, et.al. Phys.Rev.Lett., 1969, v.23, p.1064.
Blobel V., Bradenburg G.W., Fesefeldt H., et.al. -
Multiplicity, topological cross sections and single particle
inclusive distributions from $\bar{p}p$ -interactions at 12 and
24 GeV/c. - Nucl.Phys., 1974, v. 869, p.454-492.
2. Ammosov V.V., et.al. - A study of π^+ , π^- and proton
production in $\bar{p}p$ -interactions at 69 GeV/c. - Nuovo Cim.,
1977, v.40, p.237.
3. Boos E.G., Samojlov V.V., Takibaev Zh. S. Single
particle inclusive spectra of charged particles in $\bar{p}p$ -
interactions at 22.4 GeV/c. - Nucl.Phys., 1977,
v.B121, p.381-392.
Boos E.G., Ermilova D.I., Samojlov V.V. et.al. - Inclusive
and semi-inclusive production of positive pions and pro-
tons in $\bar{p}p$ -interactions at 22.4 GeV/c. - Nucl.Phys., 1980,
v.B174, p.45.
4. Ward C.P., Ward D.P., Ansorge R.E. et.al. General
features of charged particle production in $\bar{p}p$ -interactions
at 100 GeV/c. - Nucl.Phys., 1979, v.B153, p.299-333.
5. V.Idschok et. al. Nucl.Phys., 1973, v.B67, p.93.
6. Э.Г.Боос и др. Препринт ИФВЭ АН Каз.ССР 85-08, Алма-Ата,
1985.
7. Vlasov E.V., Babintsev V.V., Bumazhnov V.A. et.al.
Study of inclusive production of π^+ and protons in $\bar{p}p$ -
interactions at 32 GeV/c. - Z.Phys.C, 1982, v.13, p.95-112.
8. Jonson P., Mason P., Muirhead H., et.al. - General
features of the $\bar{p}p$ -interactions at 12 GeV/c. Nucl.Phys.,
1980, v.B173, p.77-92.
9. Боголюбовский М.Ю., Бравина Л.В., Досханова К.М. и др.
Исследование множественности заряженных частиц в pp - и $\bar{p}p$ -
взаимодействиях при импульсе 32 ГэВ/с. - ЯФ, 1987, т.46,
с.1680-1700.
10. Амелин Н.С., Бравина Л.В., Сарычева Л.И., Смирнова Л.Н.
Распределения по множественности и спектры заряженных частиц
в pp - и $\bar{p}p$ - взаимодействиях при импульсах от 12 до 100
ГэВ/с в модели кварк-глюонных струн. Препринт НИИЯФ МГУ
89-55/132, Москва, 1989; ЯФ, 1990, т.51, с 841-853.
11. Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. - A
model for low P_T hadron reactions with generalizations to
hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions. Nucl.Phys.,
1987, v.B281, p.289-309; Lund preprint, 1987, TP-87-6.
12. H.G.Kirk and M.Matziolis. Lettre al Nuovo Cim., 1975, v.12, p.75.

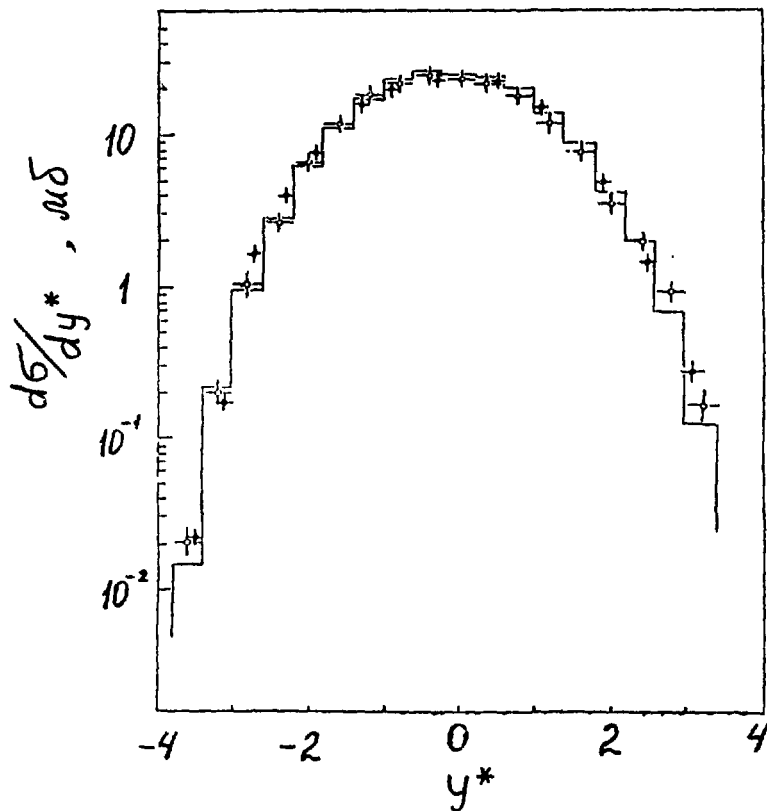


Рис.1. Распределение π^+ -мезонов по быстроте в с.ц.м. в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с (о - результаты, приведенные в работе /7/; о - данные, полученные описываемым в настоящей работе методом; гистограммой приведены расчеты по модели кварк-глюонных струн).

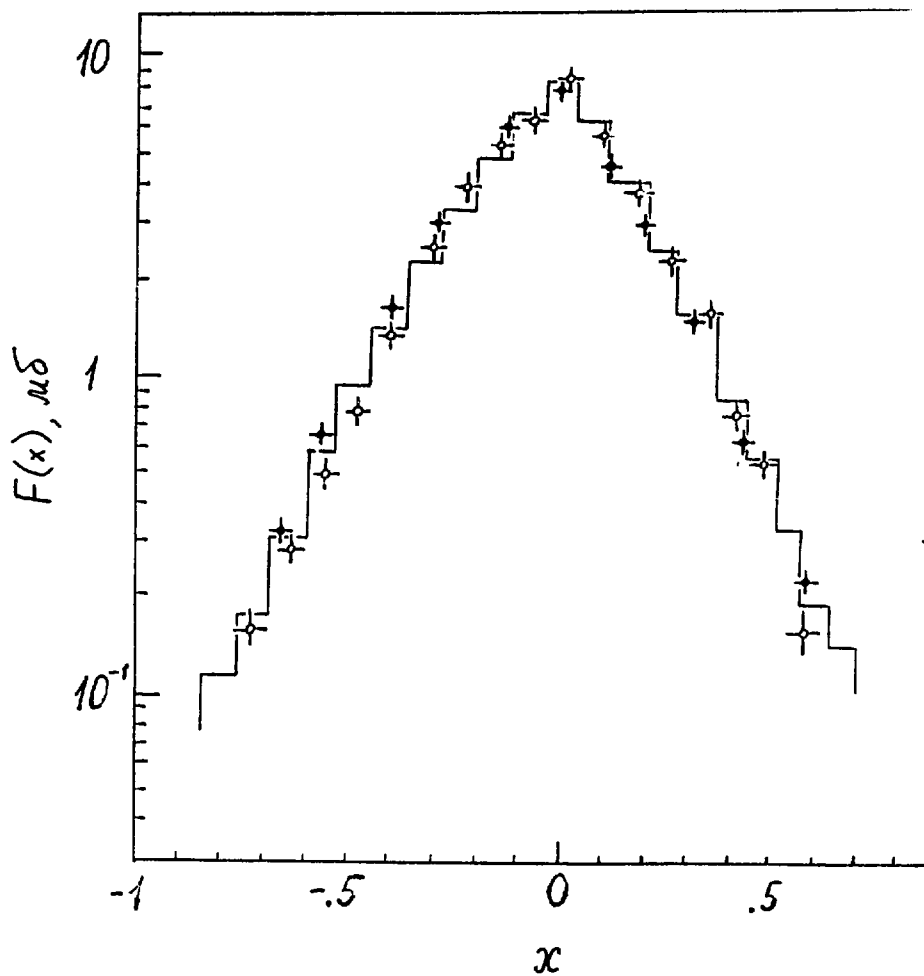


Рис.2. Инвариантное дифференциальное сечение π^+ -мезонов (● - результаты, приводимые в работе /7/; ○ - данные, полученные описываемым в настоящей работе методом; гистограммой приведены расчеты по модели кварк-глюонных струн).

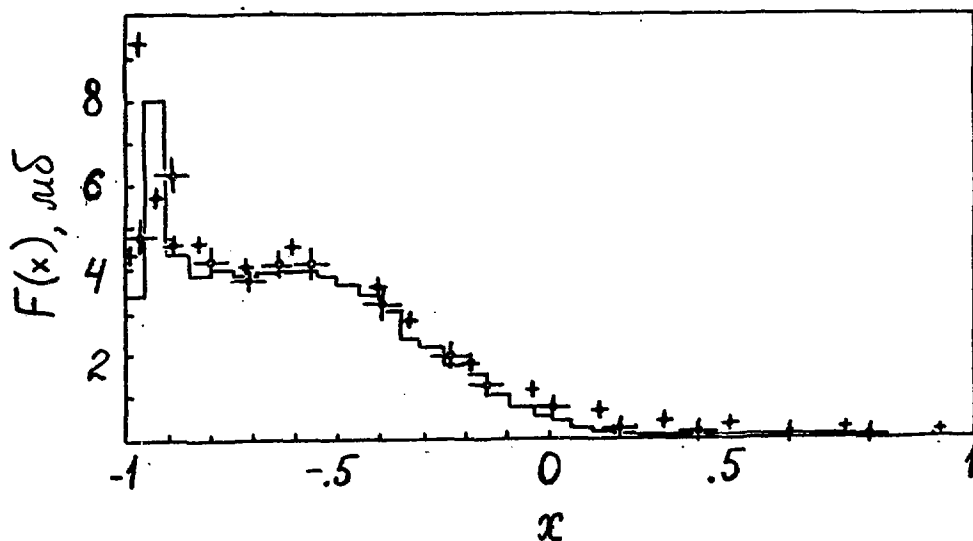


Рис.3. Инвариантное дифференциальное сечение протонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с (• - результаты, приводимые в работе /7/; o - данные, полученные описываемым в настоящей работе методом; гистограммой приведены расчеты по модели кварк-глюонных струн).

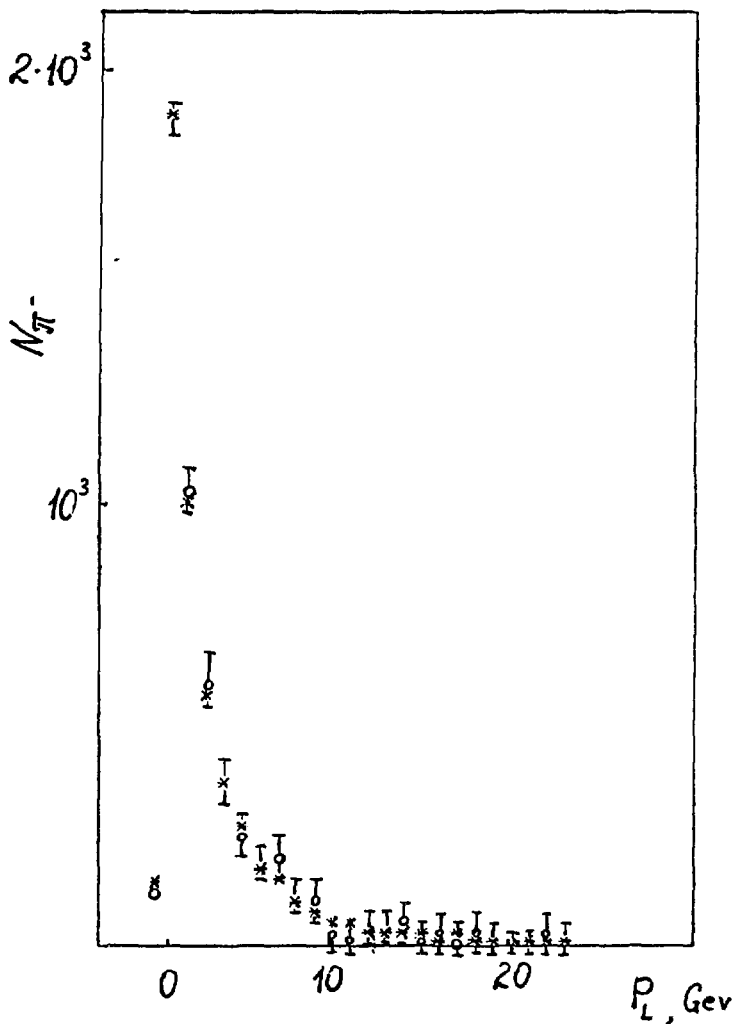


Рис.4. Распределение по продольному импульсу для π^- -мезонов в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с (ж - спектр π^- -мезонов, разыгранных с помощью программы LUND; о - спектр π^- -мезонов, полученный при обработке разыгранных событий описываемым в настоящей работе методом).

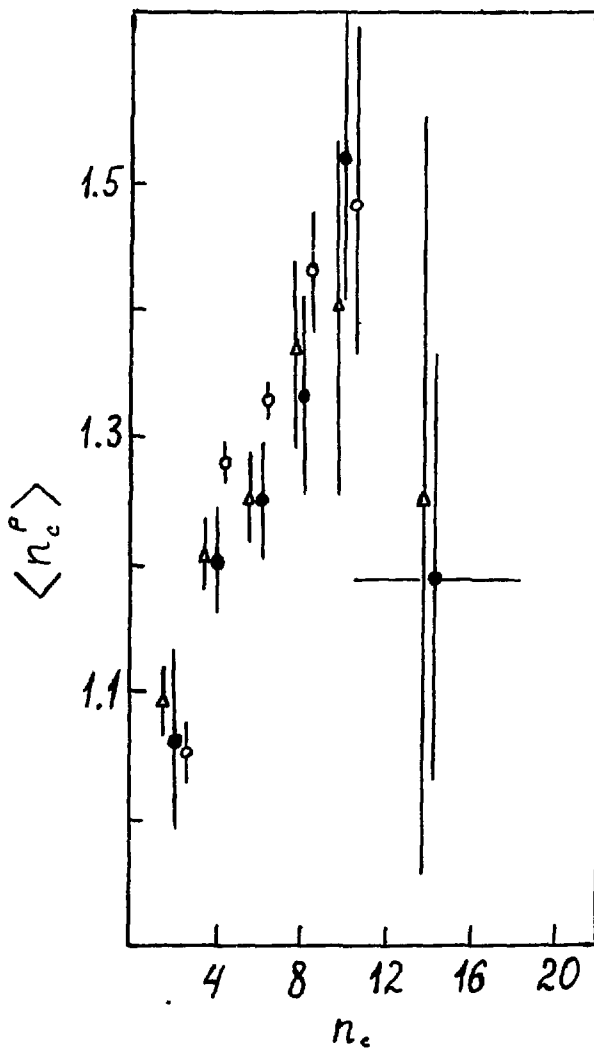


Рис. 5. Средние множественности протонов в pp-взаимодействиях при 24, 32 и 69 ГэВ/с (o - pp-взаимодействия при 24 ГэВ/с, ● - при 32 и ▲ - при 69 ГэВ/с).

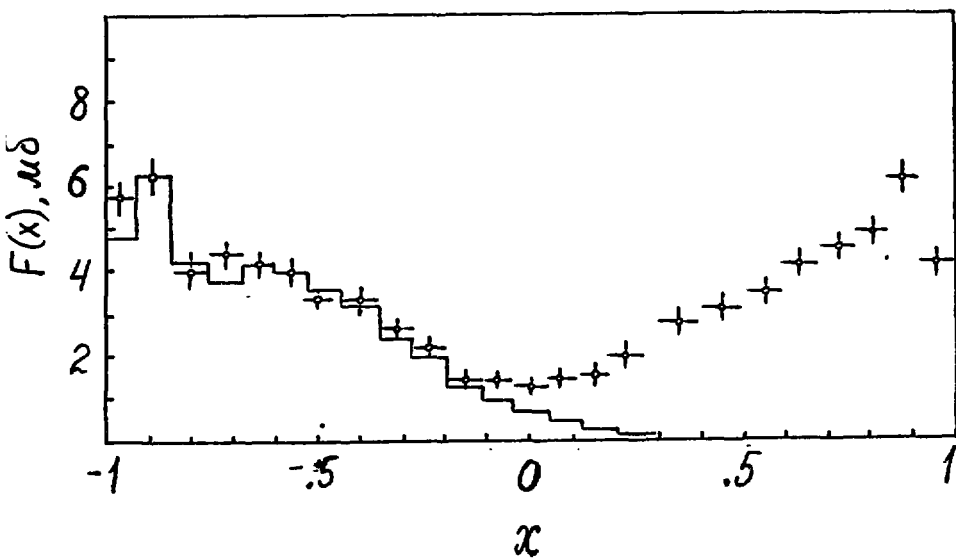


Рис.6. Инвариантное дифференциальное сечение протонов в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с. (Гистограммой приведены протоны в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с).

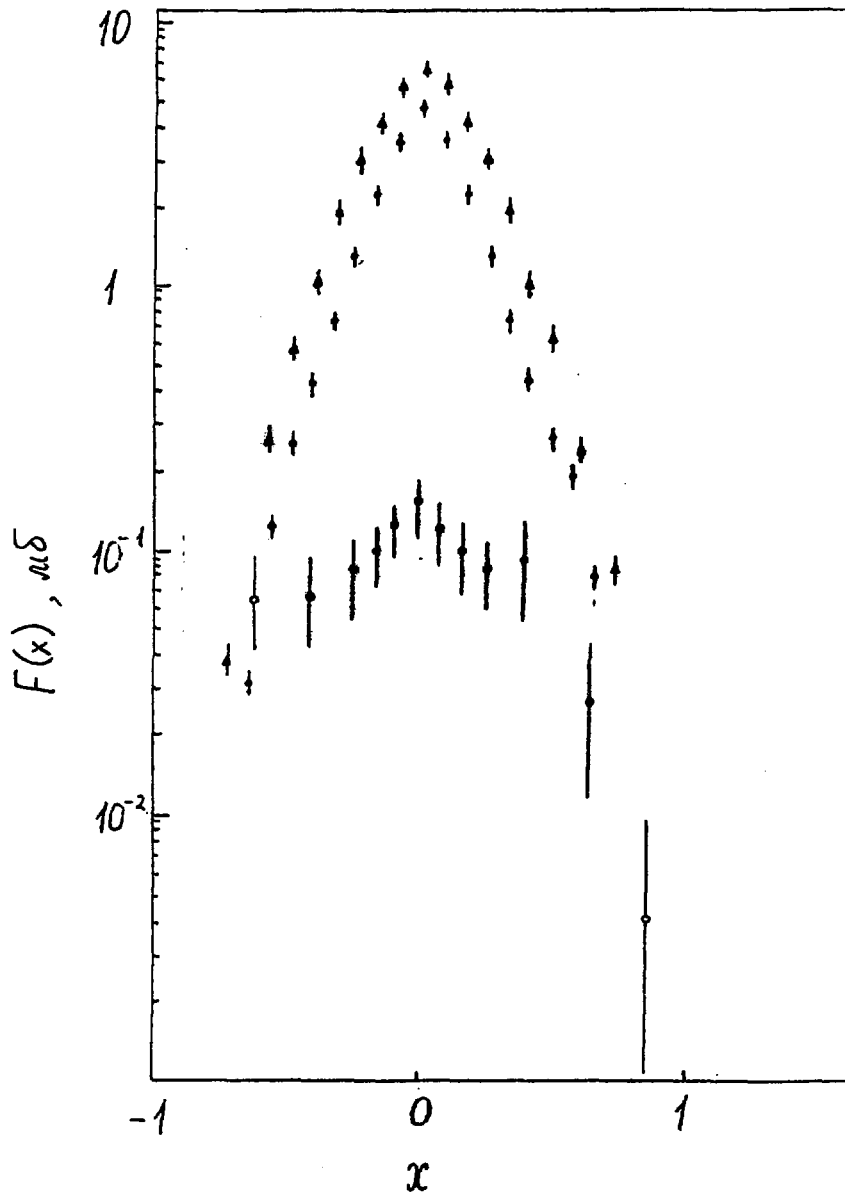


Рис.7. Инвариантные дифференциальные сечения π^+ и K^- -мезонов в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с (\bullet - π^- -мезоны; Δ - π^+ -мезоны; \circ - K^- -мезоны).

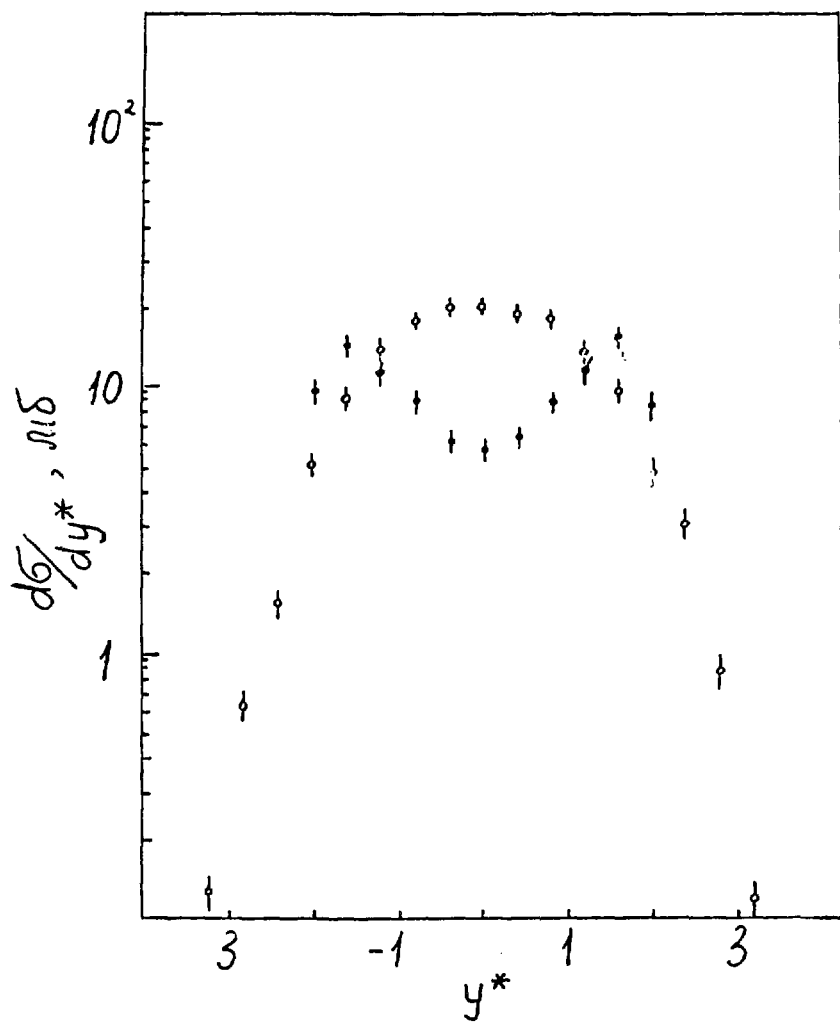


Рис.8. Распределения по быстроте протонов и π^+ -мезонов в с.ц.м. в pp-взаимодействиях при 32 ГэВ/с (• - протоны; о - -мезоны).

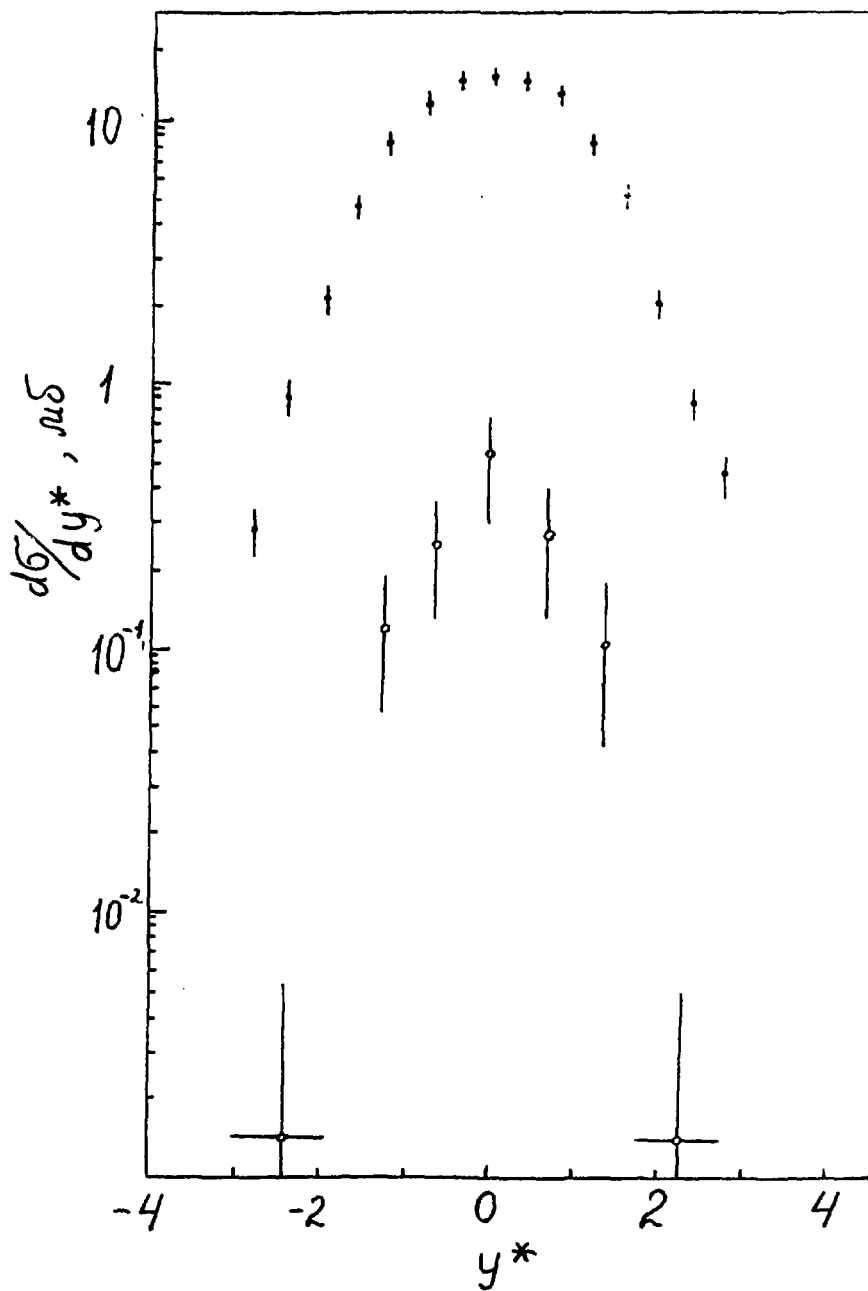


Рис.9. Распределения по быстройте π^- и K^- -мезонов в с.ц.м. в pp-взаимодействиях при 32 ГэВ/с (● - π^- -мезоны; ○ - K^- -мезоны).

Лариса Владимировна Бравина
Евгений Евгеньевич Забродин
Никслай Александрович Круглов

**ИНКЛУЗИВНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В РР-ВЗАИМОДЕЙСТВИИХ
ПРИ 32 ГэВ/с, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ СТАТИСТИЧЕСКОГО РАЗДЕЛЕНИЯ**

Препринт НИИЯФ МГУ - 90 - 43/189..

Работа поступила в ОНТИ 22.08.90.

Подписано к печати 27.08.1990.

Печать офсетная. Бумага для множительных аппаратов.

Формат 60x84/16. Уч.-изд. л. - I, I. . Усл. п. л. - I, 25.

Заказ N 4842 .

Тираж 100 экз.

Бесплатно.

Отпечатано в лаборатории офсетной печати и множительной
техники отдела научно-технической информации НИИЯФ МГУ.

119899, Москва, ГСП.