

A-147

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



19/10-76

1 - 9406

1427/2-76

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Л.Т.Ахобадзе,
Н.К.Куциди, В.А.Матвеев, Т.Г.Махарадзе, М.И.Соловьев,
А.Н.Соломин, Р.Г.Салуквадзе, Л.А.Слепченко,
А.Н.Сисакян, Ю.В.Тевзадзе, М.В.Топуридзе,
Н.Г.Фадеев, Э.Т.Цивцивадзе, М.С.Чаргейшвили,
Л.М.Щеглова

АССОЦИАТИВНАЯ МНОЖЕСТВЕННОСТЬ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
И АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ
ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ
В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $P=40$ ГЭВ/С

1975

Л.Н.Абесалашвили,¹ Н.С.Амаглобели,¹ Л.Т.Ахобадзе,¹
Н.К.Куциди,¹ В.А.Матвеев, Т.Г.Махарадзе,¹ М.И.Соловьев,
А.Н.Соломин,² Р.Г.Салуквадзе,¹ Л.А.Слепченко,¹
А.Н.Сисакян, Ю.В.Тевзадзе,¹ М.В.Топуридзе,¹
Н.Г.Фадеев, Э.Т.Цивцивадзе, М.С.Чаргейшвили,¹
Л.М.Щеглова²

АССОЦИАТИВНАЯ МНОЖЕСТВЕННОСТЬ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
И АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ
ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ
В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $P = 40$ ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

¹ Тбилисский государственный университет.

² Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ.

§1. Введение

Изучение полуинклюзивных характеристик процессов множественного рождения адронов позволяет установить некоторые закономерности в поведении одночастичных спектров выделенных частиц как функций множественности заряженных частиц. Следующим этапом в понимании динамики процессов рождения является исследование корреляций между вторичными частицами, в частности, корреляций между импульсом детектируемой частицы и средней множественностью остальных частиц.

В настоящей работе мы продолжим начатый в работе^{/1/} анализ полуинклюзивных характеристик π^-p -взаимодействий при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$. На основе обработки ≈ 6000 неупругих π^-p -событий, зарегистрированных в 2-метровой пропановой камере ОИЯИ, облученной π^- -мезонами с импульсом $/40,00 \pm 0,24/ \text{ ГэВ/с}$ на ускорителе ИФВЭ /Серпухов/, были получены экспериментальные данные по одночастичным распределениям π^\pm -мезонов с фиксированной множественностью. Вопросы, связанные с камерой и методикой обработки, описаны в работе^{/2/}. Далее в работе^{/1/} было показано, как с помощью модели дифракционного возбуждения, опирающейся на статистические предположения об инклюзивном спектре, удается достичь удовлетворительного согласия в количественном описании полученных экспериментальных данных.

В данной работе рассматриваются также экспериментальные данные по ассоциативным множественностям заряженных частиц в π^-p -взаимодействиях при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$ и в этой связи обсуждаются некоторые указания на автомодельный характер полуинклюзивных спектров π^\pm -мезонов.

§2. Полуинклюзивные распределения и ассоциативная множественность

Рассмотрим реакцию $a+b \rightarrow c(\vec{p})+(n-1)_{зарч.}^+$... Пусть $d\sigma/d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_n$ - дифференциальное сечение образования n заряженных частиц^{3/} /при любом числе нейтральных/. Определим полуинклюзивное сечение рождения частицы

$$\frac{d\sigma_n^c}{d\vec{p}} = \frac{1}{(n-1)!} \int \prod_{i=2}^n d\vec{p}_i \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_n}; d\vec{p} = \frac{d^3p}{E} \quad /1/$$

$$\frac{1}{n} \int \frac{d\sigma_n^c}{d\vec{p}} d\vec{p} = \sigma_n; \sum_{n=2} \frac{d\sigma_n^c}{d\vec{p}} = \frac{d\sigma^c}{d\vec{p}} \quad /2/$$

Момент полуинклюзивного распределения /1/

$$\langle n(\vec{p}) \rangle = \frac{\sum (n-1) d\sigma_n / d\vec{p}}{\sum d\sigma_n / d\vec{p}} \quad /3/$$

определяет среднюю множественность заряженных частиц, рожденных вместе /в ассоциации/ с выделенной частицей с импульса \vec{p} , т.н. ассоциативную множественность заряженных частиц.

Корреляционный характер введенной величины /3/ легко видеть из рассмотрения процессов с двумя выделенными частицами: $a+b \rightarrow c_1(\vec{p}_1)+c(\vec{p}_2)+(n-2)_{зарч.}^+$... Определив по аналогии с /1/ 2-частичные полуинклюзивные распределения

$$\frac{d\sigma_n^{c_1 c_2}}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} = \frac{1}{(n-2)!} \int \prod_{i=2}^n d\vec{p}_i \frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_2} \quad /4/$$

и соответствующий инклюзивный спектр

$$\frac{d\sigma^{c_1 c_2}}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} = \sum_{n=3} \frac{d\sigma_n^{c_1 c_2}}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2},$$

используя определение двухчастичной корреляционной функции $C_2(p_1, p_2)$, получим искомую связь:

$$\langle n(\vec{p}_1) \rangle = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma^{c_1}}{d\vec{p}_1} \int C_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2) d\vec{p}_2 + \langle n \rangle, \quad /5/$$

т.е. в отсутствие корреляций между частицами c_1 и c_2 ассоциативная множественность не зависит от импульса \vec{p}_1 и $\langle n(\vec{p}_1) \rangle = \langle n \rangle$.

Таким образом, полуинклюзивные "двумерные" распределения $d\sigma_n(n, \{\vec{p}\})/d\vec{p}$, согласно /2/ определяющие топологические сечения σ_n и одночастичные спектры $d\sigma/d\vec{p}=f(\vec{p})$ /соответственно двум проекциям/, содержат информацию и о возможных корреляциях n и $\{\vec{p}\}$, мерой которых является ассоциативная множественность $\langle n(\vec{p}) \rangle^*$.

Проанализируем сейчас экспериментальные данные по полуинклюзивным распределениям и ассоциативным множественностям заряженных частиц в π^-p -взаимодействии при $p = 40$ ГэВ/с. На рис. 1-6 представлены

в различных проекциях распределения $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d\vec{p}}$ и соот-

ветствующие ассоциативные множественности $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, $\langle n(y^*) \rangle$ для π^- -мезонов. Перечислим характерные особенности этих распределений.

1. Почти линейный рост по n величин $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d p_{\perp}}$ при фиксированных значениях p_{\perp} /см. также рис. 3 работы^{1/} /.

2. Изменение хода поведения сечений, растущих при малых фиксированных p_{\perp} , на более пологий режим в области больших поперечных импульсов, соответствующее т.н. сужению наклонов распределения и проявляющееся в медленном падении ассоциативной множественности $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ с ростом p_{\perp} .

Отметим, что подгонка одночастичных спектров по p_{\perp} проводилась по уравнениям работ^{1,4/}. Удовлетворительного согласия удается достичь, в частности, для

*Мы не будем касаться сейчас поведения величин среднего импульса при фиксированной множественности $\langle \vec{p}_{\perp} \rangle_n$.

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d p_{\perp}} = A n p_{\perp}^{-1} m_{\perp}^{-2} e^{-n M_{\perp} (m_{\perp} - m)}$$

/соответствующие χ^2 и значения параметра M_{\perp} см. в табл. 1 и 2/.

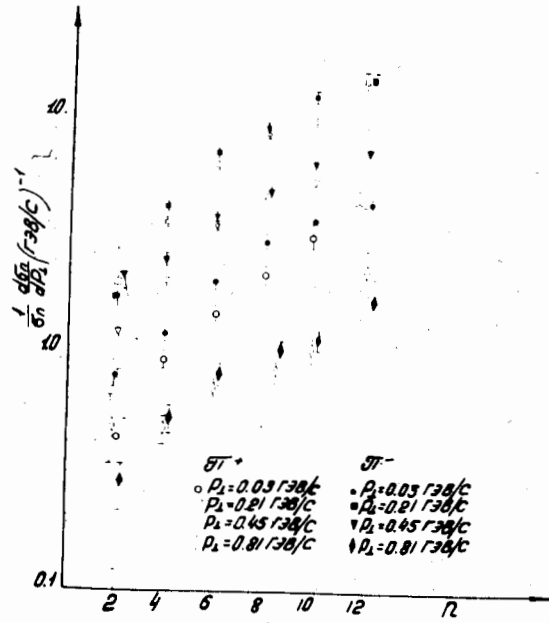


Рис. 1. Проекция полуинклюзивных спектров $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{d p_{\perp}}$ π^{\pm} -мезонов по топологиям при фиксированных значениях p_{\perp} .

3. Для распределений по быстротам характерно более заметное изменение хода сечений, растущих при фиксированных малых значениях u , к постоянному /падающему/ режиму при соответствующих больших значениях u . Эта особенность проявляется и в заметном падении ассоциативной множественности с ростом u .

Таблица 1

Значения χ^2/N (N - число экспериментальных точек) и параметра M_{\perp} при описании спектра π -мезонов по p_{\perp}

n	2	4	6	8	10	12
χ^2/N	15,7/7	16,5/15	30,6/15	20,4/12	8,8/10	10,9/14
M_{\perp}^{\pm}	2,13 \pm	1,14 \pm	0,79 \pm	0,63 \pm	0,54 \pm	0,44 \pm
ΔM_{\perp}^{\pm}	0,07	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02

Таблица 2

Значения χ^2/N (N - число экспериментальных точек) и параметра M_{\perp} при описании спектра π^+ -мезонов по p_{\perp}

n	2	4	6	8	10	12
χ^2/N	0,3/8	22,1/13	44,7/15	23,1/13	14,2/12	10,1/13
M_{\perp}^{\pm}	$1,67 \pm$	$1,07 \pm$	$0,76 \pm$	$0,60 \pm$	$0,50 \pm$	$0,44 \pm$
ΔM_{\perp}^{\pm}	0,29	0,02	0,01	0,01	0,01	0,02

Рис. 2. Проекция полуинклюзивных спектров $\frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} \pi^+$ -мезонов по топологиям при фиксированных значениях p_{\perp} .

Перейдем теперь к формуле, выражающей ассоциативную множественность через y и p_{\perp} в рамках предположений работ /1,4/. Для этого подставим

$$\frac{d\sigma_n}{dy dp_{\perp}^2} = C e^{-nm_{\perp} M_{\perp} chy}$$

в определение /3/ и, переходя от суммирования по дискретным значениям n к интегрированию, получим

$$\langle n(y) \rangle \approx a + b/chy,$$

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle \approx a' + b'/p_{\perp},$$

/6/

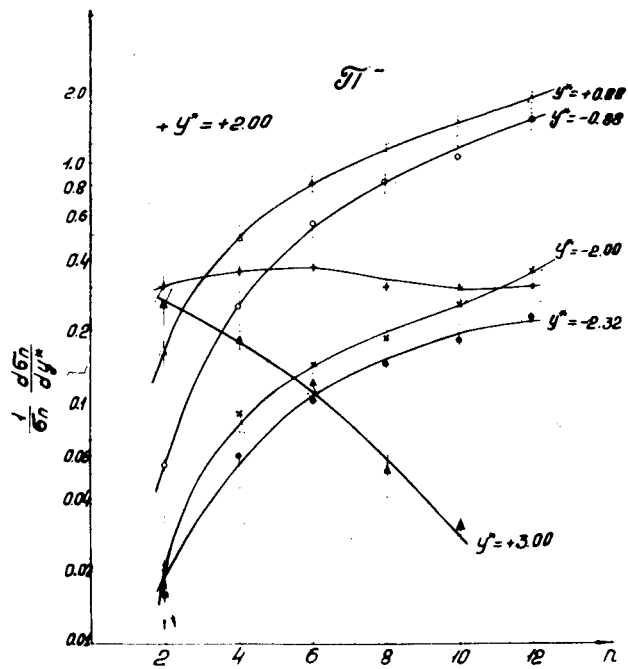


Рис. 3. Проекция полуинклюзивных спектров $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy^*}$ π^- -мезонов по топологиям при фиксированных значениях y^* .

где a, a', b, b' - коэффициенты, зависящие, вообще говоря, от энергий первичных частиц. На рис. 4, 5 даны результаты подгонок экспериментальных данных $\langle n(y, p_\perp) \rangle$ π^\pm -мезонов по формулам /6/. Численные значения коэффициентов, входящих в /6/, приведены в табл. 3.

В соответствии с корреляционным характером ассоциативных множественностей максимум величины $\langle n(y) \rangle$ в области $y \approx 0$ отвечает наличию короткодействующих корреляций между заряженными частицами, испущенными с малыми быстротами, а уменьшение числа заряженных частиц, сопровождающих π^\pm -мезон с большим y , т.е. падение величины $\langle n(y) \rangle$ в области быстрот $y \approx 3$, - малости дальнедействующих корреляций. По характеру изменения ассоциативных множественностей π^\pm -мезонов для $y > 0$,

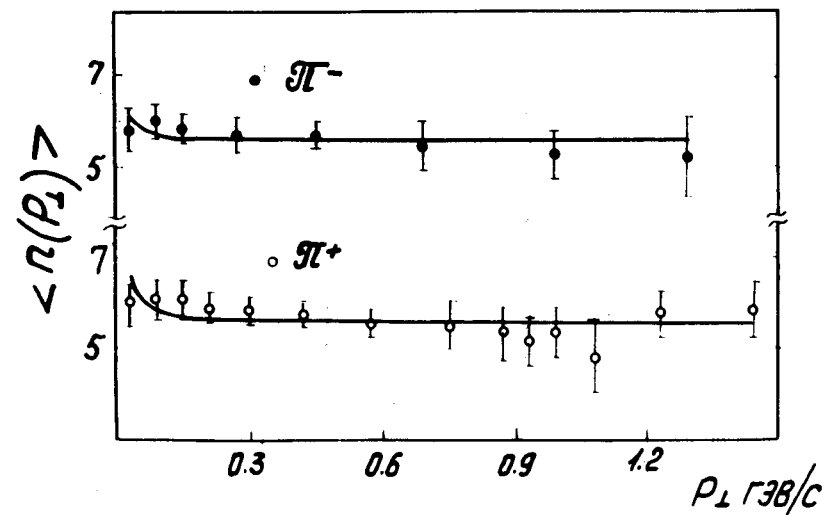


Рис. 4. Ассоциативная множественность π^\pm -мезонов как функция p_\perp .

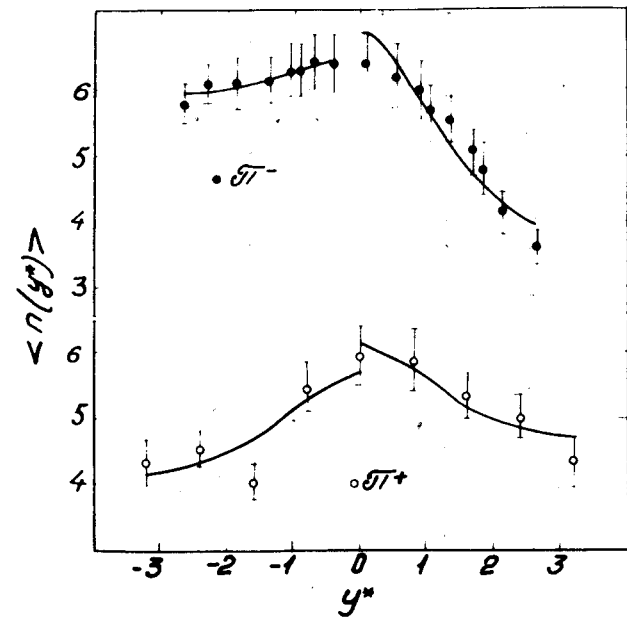


Рис. 5. Ассоциативная множественность π^\pm -мезонов как функция y^* .

Таблица 3

Значения коэффициентов, полученных при аппроксимации ассоциативных множественностей по y^* и p_{\perp} , согласно формулам (6)

	a'		b		a'	b', ГэВ/c
	$y^* < 0$	$y^* > 0$	$y^* < 0$	$y^* > 0$		
π^+	$4,00 \pm 0,23$	$4,56 \pm 0,27$	$1,70 \pm 0,46$	$1,57 \pm 0,51$	$5,54 \pm 0,14$	$0,02 \pm 0,02$
π^-	$5,85 \pm 0,27$	$3,46 \pm 0,22$	$0,68 \pm 0,50$	$3,41 \pm 0,45$	$5,61 \pm 0,19$	$0,01 \pm 0,02$

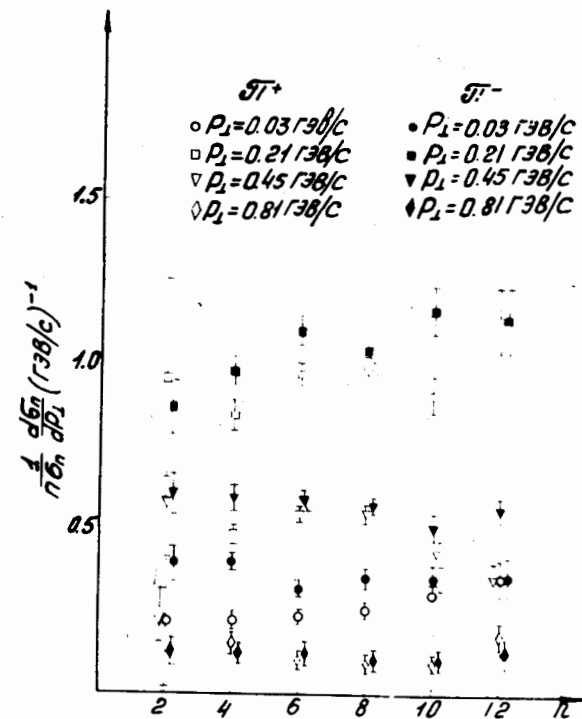


Рис. 6. Полуинклюзивные спектры $\frac{1}{n \sigma_n} \frac{d \sigma_n}{d p_{\perp}} \pi^{\pm}$ -мезонов по топологиям при фиксированных значениях p_{\perp} .

$y < 0$ мы можем судить о величине корреляционных эффектов в соответствующих областях быстрот. Отметим, что наши выводы находятся в соответствии с результатами анализа по изучению двухчастичных корреляций заряженных π -мезонов в $\pi^- p$ -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/c/5,6/.

Слабое убывание /постоянство/ ассоциативной множественности как функции поперечного импульса π^{\pm} -мезонов в соответствии с характером сужения полуинклюзивных распределений позволяет сделать вывод о малости поперечных корреляций заряженных частиц. Это заключение следует также из вида распределений $d \sigma_n / d p_{\perp}$ /рис. 2/. В частности, оказалось, что эти распределения

как функции множественности имеют подобную форму для различных фиксированных значений p_{\perp} т.е. имеет место следующая параметризация:

$$\frac{d\sigma_n}{dp} = F(n) \cdot f(p_{\perp}) \cdot (1 + \Phi(n, p_{\perp})). \quad /7/$$

Это свойство более убедительно выражено в распределении функции $\frac{1}{n\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}}$ /рис. 6/, откуда следует, что за исключением области малых $p_{\perp} / p_{\perp} \lesssim 0,2$ ГэВ/с корреляция $\Phi(n, p_{\perp})$ мала и имеет место с хорошей точностью факторизация по n - и p_{\perp} -переменным

$$\frac{d\sigma_n}{dp} \approx F(n) \cdot f(p_{\perp}) \quad /8/$$

и

$$F(n) = n\sigma_n.$$

§3. Характер поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ и автомодельность полуинклюзивных сечений

В последних экспериментах по образованию частиц в области больших поперечных импульсов наблюдались существенные изменения в поведении сечений по сравнению с областью малых p_{\perp} /7,8/. При этом к характерным чертам взаимодействий при больших p_{\perp} относятся степенное поведение инклюзивных спектров, заметные $n - p_{\perp}$ корреляции, проявляющиеся, в частности, в растущей зависимости* ассоциативной множественности от поперечного импульса /9/.

В работе /10/, на основе представлений о когерентной природе возбуждений адронов в столкновениях при высоких энергиях и принципа автомодельности в полуинклюзивных реакциях рассмотрено явление роста средней множественности вторичных частиц в зависимости от поперечного импульса и дано предсказание о масштабной закономерности сечений полуинклюзивных процессов.

* Отметим, что представленные в настоящей работе экспериментальные данные не противоречат упомянутому росту $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, который начинается со значений $p_{\perp} \approx 1$ ГэВ/с.

В частности, показано, что при больших значениях поперечного импульса сечения полуинклюзивных спектров удовлетворяют соотношению подобия /10/:

$$\frac{\langle n(p_{\perp}) \rangle}{d\sigma/dp_{\perp}} \cdot \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} = \psi\left(\frac{n}{\langle n(p_{\perp}) \rangle}\right). \quad /9/$$

Отметим, что формула /9/ отличается от скейлинга KNO-2, предложенного в работе /11/ для полуинклюзивных процессов.

На рис. 7 приводится распределение экспериментальной величины, соответствующее левой части равенства /9/, полученной в данной работе для π^{\pm} -мезонов в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с. Подчеркнем, что экспериментальные точки, соответствующие двумерным распределениям /рис. 1-3/ с различными значениями множественности заряженных частиц $n = 2 \div 12$ и всему измеренному интервалу p_{\perp} , при построении в масштабе

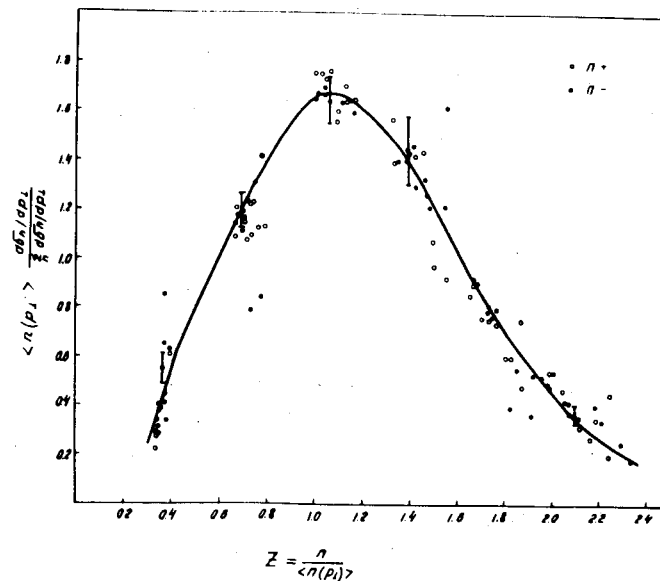


Рис. 7. Распределение $\langle n(p_{\perp}) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} / \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$ для π^{\pm} -мезонов в масштабе $z = \frac{n}{\langle n(p_{\perp}) \rangle}$.

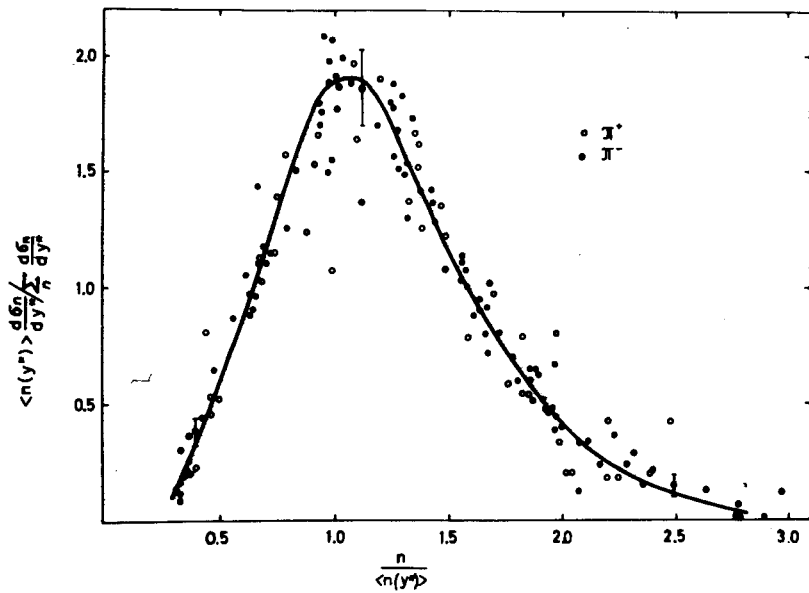


Рис. 8. Распределение $\langle n(y^*) \rangle \frac{d\sigma_n}{dy^*} / \frac{d\sigma}{dy^*}$ для π^\pm -мезонов в масштабе $z = \frac{n}{\langle n(y^*) \rangle}$.

$z = \frac{n}{\langle n(p_\perp) \rangle}$ по формуле /9/ укладываются приблизительно на одну универсальную кривую. На рис. 8 приведено распределение экспериментальной величины $\langle n(y^*) \rangle \frac{d\sigma_n / dy^*}{d\sigma / dy^*}$ как функции переменной $z = \frac{n}{\langle n(y^*) \rangle}$. Из него видно, что

имеются экспериментальные указания на автомодельное поведение полуинклюзивных характеристик также и в пространстве быстрот.

Как отмечалось в предыдущем разделе, убывающему характеру ассоциативной множественности соответствует сужение полуинклюзивных распределений, т.е. в области малых p_\perp вероятности образования большого числа

частиц падают намного быстрее, чем соответствующие значения для малых множественностей. Далее, малость $n - p_\perp$ корреляций в области $p_\perp \approx 1$ ГэВ/с, т.е. приближенное постоянство $\langle n(p_\perp) \rangle \approx \text{const}$, означает, что степени падения сечений с малыми и большими множественностями при $p_\perp \rightarrow 1$ ГэВ/с выравниваются.

С другой стороны, согласно /10/, рост $\langle n(p_\perp) \rangle$ соответствует переходу на новый режим: сечения с большими n при возрастании p_\perp становятся более пологими, чем для малых множественностей, имеет место т.н. "расширение" распределений.

Таким образом, области малых и больших p_\perp четко выделены существенно различными режимами поведения как инклюзивных и полуинклюзивных сечений, так и моментов этих распределений, причем, по-видимому, область $p_\perp \approx 1$ ГэВ/с является промежуточной.

Сочетание полуинклюзивных распределений и ассоциативных множественностей в определенной комбинации /9/ с существенно различным характером поведения в области малых и больших поперечных импульсов, очевидно, указывает на некую универсальность автомодельного поведения полуинклюзивных сечений, предложенного в работе /10/.

Отметим в заключение два обстоятельства. Анализ поведения ассоциативных множественностей показывает, что за рост $\langle n(p_\perp) \rangle$ ответственны частицы, вылетевшие в противоположной полусфере относительно фиксированной частицы с большим p_\perp , а в сопутствующей полусфере $\langle n(p_\perp) \rangle$ имеет падающий характер. Таким образом, необходимо, вообще говоря, проводить разделение при отборе событий на "сопутствующие" и "противоположные" выделенной частице, т.к. распределения без указанной выборки могут смешиваться и давать усредненные эффекты. И, наконец, отметим, что для изучения поперечных распределений в широком интервале p_\perp необходимо, вообще говоря, рассматривать многокомпонентное описание, которое требует совместного учета наряду с рождением "мягких" частиц, соответствующих статистическому механизму образования адронов в центральной области, также и рождения ассоциаций адронов,

обязанных механизму когерентного возбуждения^{/10,12,13/} частиц при высоких энергиях. Отметим, что закон подобия для полуинклюзивных спектров, связанный с зависимостью ассоциативной множественности от недостающей массы (M^2), а также одна из реализаций соотношения типа /9/ рассматривались в работах^{/14/}.

Основные выводы работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Получены экспериментальные одночастичные распределения поперечных импульсов как функции множественности n . Количественное описание одночастичных спектров по p_{\perp} в рамках модели дифракционного возбуждения дает удовлетворительное согласие с экспериментом.

2. Рассчитаны ассоциативные множественности $\langle n(y^*) \rangle$, $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ и показано, что общий ход их поведения качественно согласуется с расчетами по модели дифракционного возбуждения, численные значения параметров b и b' указывают на сильную зависимость множественности заряженных частиц от быстроты в области малых y /в центральной области/ и слабую зависимость множественности от p_{\perp} в области до 1 ГэВ/с .

3. Получено экспериментальное значение функций

$\psi\left(\frac{n}{\langle n(y^*) \rangle}\right)$ и $\psi\left(\frac{n}{\langle n(p_{\perp}) \rangle}\right)$ и показан автомодельный характер их поведения.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность В.Г.Гришину, А.Н.Тавхелидзе, Н.Ангелову, В.Р.Гарсеванишвили, И.А.Ивановской, Т.Канареку, А.Н.Квинихидзе, Е.Н.Кладницкой, С.П.Кулешову, В.Б.Любимову, Н.Н.Мельниковой за обсуждение результатов работы.

Авторы выражают свою благодарность лаборантам и измерителям Лаборатории ядерной физики и обслуживающему персоналу вычислительного центра Института прикладной математики Тбилисского государственного университета.

Литература

1. Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.Г.Гришин и др. ОИЯИ, P1-8848, Дубна, 1975.
2. Нгуен Дин Ты, В.Н.Пенев, Н.А.Смирнов, М.И.Соловьев. Сообщения ОИЯИ, 13-5942, Дубна, 1971; А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973; Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой. ОИЯИ, 1-8064, Дубна, 1974; ОИЯИ, P1-7103, Дубна, 1973; ОИЯИ, P1-7268, Дубна, 1973; ОИЯИ, P1-7543, Дубна, 1973; ОИЯИ, P1-8269, Дубна, 1974.
3. А.А.Логинов, М.А.Мествиршвили. CERN Th-1707, Geneva, 1973.
4. Я.З.Дарбаудзе, Л.А.Слепченко. Сообщения АН ГрССР, 79, 61 /1975/.
5. Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой. ОИЯИ, P1-7543, Дубна, 1973.
6. Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава - Дубна - Краков - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ханой - Чандигар. ОИЯИ, P1-8269, Дубна, 1974.
7. F.W.Busser et al. Phys.Lett., 46B, 471 (1973); M.Banner et al. Phys.Lett., 44B, 537 (1973); V.Alper et al. Phys.Lett., 44B, 521 (1973).
8. S.D.Ellis, R.Thun. CERN TH-1874, Geneva, 1974.
9. T.Del Prete. Symposium on High-Energy Hadron Interaction, Balatonfured, 12-18 June, 1974. A.Ramanauskas et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1371 (1973).
10. В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. ОИЯИ, P2-8670, Дубна, 1975.
11. Z.Koba, H.V.Nielsen and P.Olesen. Phys.Lett., 38B, 25 (1972).
12. В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе. ОИЯИ, E2-5141, Дубна, 1970.
13. А.Н.Квинихидзе, Л.А.Слепченко. ОИЯИ, P12-8539, Дубна, 1975.
14. J.Finkelstein, K.Kajantie. Nucl.Phys., B85, 517 (1975). S.Barshay, Y.Yamaguchi. Phys.Lett., 51B, 376 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 декабря 1975 года.