ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 23, вып. 4, 1976

АНАЛИЗ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ ОДНОЧАСТИЧНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В $\pi^- p$-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $p=40$ *Гэв/с*

В. Г. ГРИШИН, С. В. ДЖМУХАДЗЕ, И. А. ИВАНОВСКАЯ, А. Н. СИСАКЯН, Э. Т. ЦИВЦИВАДЗЕ, Л. Н. АБЕСАЛАШВИЛИ [1], Н. С. АМАГЛОБЕЛИ [1], Я. З. ДАРБАИДЗЕ [1], М. И. ДАСАЕВА [1], Н. К. КУЦИДИ [1], Т. Г. МАХАРАДЗЕ [1], И. Ш. МИРИАНАШВИЛИ [1], Р. Г. САЛУКВАДЗЕ [1], Л. А. СЛЕПЧЕНКО [1], Ю. В. ТЕВЗАДЗЕ [1], М. С. ЧАРГЕЙШВИЛИ [1]

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 21 мая 1975 г.)

На статистике 6000 $\pi^- p$-взаимодействий проведен анализ одночастичных полуинклюзивных спектров $\pi^\pm$-мезонов на основе модели дифракционного возбуждения.

1. Введение

Одна из проблем инклюзивного подхода к взаимодействию адронов при высоких энергиях — выяснение зависимости тех или иных наблюдаемых эффектов от множественности. Для решения подобных вопросов можно привлечь информацию о так называемых полуинклюзивных спектрах, т. е. характеристиках реакций с данной топологией, наглядно представляющих вклады различных множественностей в физические явления.

В настоящей работе мы приведем количественное описание одночастичных распределений $\pi^\pm$-мезонов при данной множественности. Приведенные экспериментальные данные были получены из анализа ~6000 неупругих $\pi^- p$-событий с множественностью от 2 до 12 заряженных частиц (включительно), зарегистрированных в 2-метровой пропановой камере ОИЯИ, облученной π^--мезонами с импульсом $(40{,}00\pm0{,}24)$ *Гэв/с* на ускорителе ИФВЭ [1]. В работе [2] дано описание оптической системы камеры и методика определения оптических констант, а вопросы, связанные с отбором, выделением взаимодействий и обработкой фильмовой информации с 2-метровой пропановой камеры, изложены в работе [3]. Результаты по импульсным и угловым инклюзивным характеристикам $\pi^- p$-взаимодействий при $p=40$ *Гэв/с* были опубликованы в работах [4].

Анализ будет основан на некоторых следствиях модели для полуинклюзивных характеристик [5], которая основывается на предположении о статистическом характере инклюзивного спектра вторичных частиц. Далее проводится сравнение модельных предсказаний с полученными в работе одночастичными распределениями по поперечным и продольным составляющим импульса $\pi^\pm$-мезонов. Отметим, что в работе не проводилось совместное описание полуинклюзивных одночастичных спектров с зарядовыми топологическими распределениями; укажем в этой связи, что соответствующий анализ, а также проведенное в [6] изучение корреляций нейтральных и заряженных частиц изложены в обзоре [7].

[1] Тбилисский государственный университет.

2. Теоретические предположения

Рассмотрим ограничения, которые накладываются на полуинклюзивные характеристики реакций $a+b\to c(\mathbf{p})+(n-1)_{\text{зар. част.}}+\ldots$ при выборе структурной функции соответствующего инклюзивного спектра $a+b\to c+\ldots$ в виде статистического распределения [8] бозе-газа

$$f(\mathbf{p})=E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}=\text{const}\cdot(e^{k_0E-k_1p_\parallel}-1)^{-1}, \tag{1}$$

где $\mathbf{p}$, $E=\sqrt{\mathbf{p}^2+m^2}$ – импульс и энергия выделенной частицы $c(\mathbf{p})$ в с.ц.и.; k_0, k_1 – параметры, связанные со средними значениями энергии и продольного импульса вторичных частиц.

Выбор распределения в форме (1) продиктован тем, что с его помощью удается хорошо описывать экспериментальные спектры в π^-p-взаимодействиях в предположении об изотропном распаде $N\pi$, $N2\pi$, и т. д. кластеров [9], и оно удовлетворяет статистическим предположениям моделей дифракционного возбуждения [10–13]. Отметим в этой связи, что в трактовке модели дифракционного возбуждения (м.д.в.) в качестве амплитуды распада кластера обычно вместо (1) выбирается статистическое распределение Больцмана с последующим его усреднением по массам возбужденных кластеров.

В настоящей работе мы не будем проводить соответствующий анализ и ограничимся выяснением вклада отдельной статистической компоненты (1) в спектры при фиксированной множественности.

Нас будет интересовать поведение величин $Ed\sigma_n/d\mathbf{p}$, где n – число заряженных частиц в конечном состоянии реакции $\pi^-p\to c(\mathbf{p})+(n-1)_{\text{зар}}+$ $+\ldots$, нормированных обычным образом на инклюзивный спектр

$$E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}=\sum_n E\frac{d\sigma_n}{d\mathbf{p}}.$$

Разлагая выражение (1) в геометрический ряд по множественности n и учитывая определение полуинклюзивных сечений в переменных y, $p_\perp$, получаем

$$\tau_n(y,p_\perp)=\frac{d\sigma_n}{dy\,dp_\perp^2}=2\pi A\exp\{-nm_\perp M_\perp\operatorname{ch}(y-y')\}, \tag{2}$$

где y' — величина, аналогичная быстроте, и составленная из k_0, k_1,

$$m_\perp=\sqrt{p_\perp^2+m^2},\quad M_\perp=\sqrt{k_0^2-k_1^2}.$$

Ввиду неоднозначности разложения в ряд удобно работать с ненормированными на σ_n распределениями. В физических приложениях мы будем пользоваться лишь относительными величинами.

Интегрируя распределение (2) по поперечным массам, получим нормированное относительное распределение по быстротам:

$$\tau_n(y)=\frac{1}{\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dy}=\frac{cn}{\alpha}\frac{1+\alpha\operatorname{ch}y}{k_1(\alpha)\operatorname{ch}^2y}e^{-\alpha\operatorname{ch}y}, \tag{3}$$

где $\alpha=nmM_\perp$, $k_1(z)$ – функция Бесселя второго рода. При $n>\bar{n}$ можно использовать асимптотику бесселевых функций и тогда

$$\tau_n(y)=\frac{\sqrt{n}}{\sqrt{2\pi mM_\perp}}\frac{1+\alpha\operatorname{ch}y}{\operatorname{ch}^2y}\exp\{-2\alpha\operatorname{sh}^2(y/2)\}. \tag{4}$$

Отметим два важных свойства распределений (3) и (4):

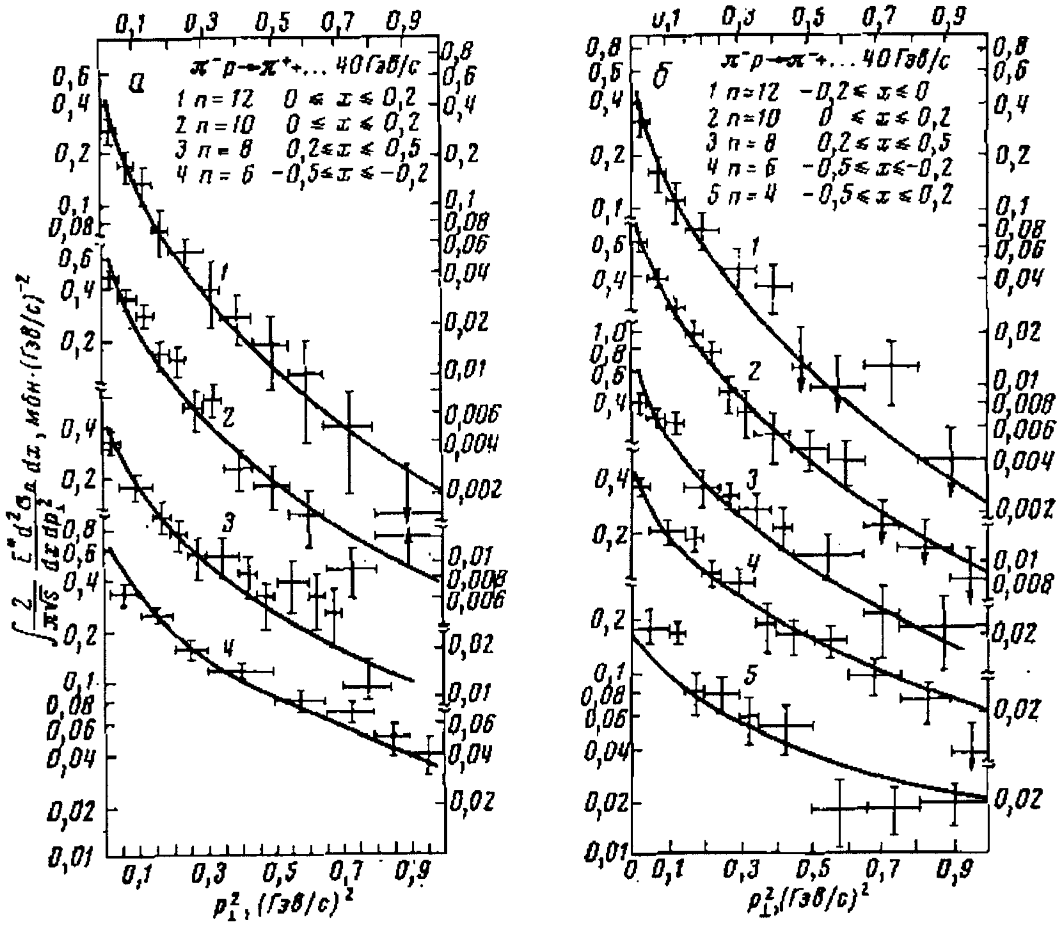

Рис. 1. Полуинклюзивные распределения π^+-мезонов (*а*) и π^--мезонов (*б*) по $p_\perp^2$ для различных фиксированных областей x. Кривые вычислялись по формуле (5)

1) «сужение» пика распределения с увеличением n, т. е. рост эффективного наклона для больших множественностей;

2) возрастание максимального значения при $y=0$ [2)] с множественностью.

Для соответствующих спектров по поперечным составляющим импульса из выражения (2), используя определение бесселевых функций, получаем:

$$\tau_n(p_\perp) = \frac{1}{\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dp_\perp^2} = \frac{nM_\perp}{mk_1(\dot{\alpha})}k_0(nm_\perp M_\perp), \tag{5}$$

где $k_0(z)$, $k_1(z)$ — функция Бесселя второго рода. При $n > \bar{n}$

$$\tau_n(p_\perp)_{\alpha>1} \approx cnm_\perp^{-1/2}\exp\{-nM_\perp(m_\perp - m)\}. \tag{6}$$

Таким образом, полуинклюзивный спектр по $p_\perp$ сужается, как и $\tau_n(y)$, причем величина нормированных сечений растет с множественностью линейно $\tau_n(p_{\perp\, max}) \sim cn$.

3. Сравнение с экспериментом

Экспериментальные полуинклюзивные распределения по быстротам и поперечным импульсам были получены для ~6000 π^-p-взаимодействий при $p=40$ *Гэв/с*. Эти распределения представлены на рис. 1—5. На них же представлены в виде кривых результаты описания согласно уравнениям раздела 2.

---

2) В отличие от стандартных м.д.в. [10, 11], приводящих к спаду спектров в центральной области. См. обсуждение в [12].

А. Распределения по поперечным составляющим импульса

На рис. 1*а*, *б* приведены экспериментальные распределения по $p_\perp^2$ для различных фиксированных интервалов x ($x=2p^*_\parallel/\sqrt{s}$) и фиксированных множественностей n. На графиках заметны как «сужение» пика распределений, упоминавшееся выше (см. (6)), так и рост максимума распределения с увеличением n (рис. 2). Нами проведен количественный анализ этих распределений на основе уравнений (5), (6) и результаты подгонок представлены соответствующими кривыми. Сравнение результатов эксперимента с расчетами по χ^2-критерию показывает, что уровень согласия оказывается хорошим только для определенных областей по n и x (см. табл. 1, 2). В соответствии со статистическим содержанием модельных формул эти результаты естественные, так как описание удается получить только для тех областей по n и x, в которых рождается в каждом случае наибольшее число частиц. Это, в частности, центральная область $x \sim 0$ для больших множественностей $n > \bar{n}$. Отметим, что в проведенном рассмотрении не учитывался эффект лидирующей частицы, который безусловно проявляется при этих энергиях [7]. Подчеркнем тот факт, что численные значения параметров в (5), (6) соответствуют коэффициентам в (1), использованным при описании экспериментальных данных по инклюзивным спектрам в $\pi^- p$-взаимодействии при $p=40$ *Гэв/с*.

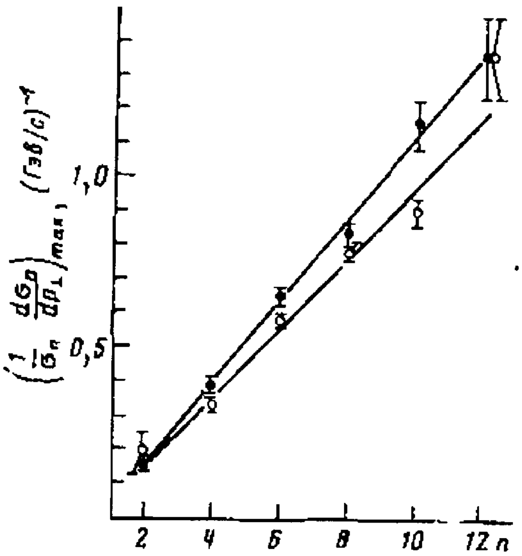

Рис. 2. Распределение максимальных значений $\frac{1}{\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dp_\perp}$ в зависимости от топологии n. Кривые — результат аппроксимации по формуле $(1/\sigma_n)(d\sigma_n/dp_\perp)=a+bn$. Точки: ○ — π^+-мезоны, $b=1{,}05\pm0{,}05$; ● — π^--мезоны, $b=1{,}19\pm0{,}05$

Интересно отметить, что инклюзивный спектр π^+-мезонов по поперечным импульсам, полученный суммированием (5) по всем топологиям n,

Таблица 1

Величина χ^2/N для реакции $\pi^- p \to \pi^+ + \ldots$ (N — число экспериментальных точек)

Топология n	$-0{,}8<x<-0{,}5$	$-0{,}5<x<-0{,}2$	$-0{,}2<x<0$	$0<x<0{,}2$	$0{,}2<x<0{,}5$	$0{,}5<x<0{,}8$	$0{,}8<x<1{,}0$
2	21/10	46/8	26/7	25/9	—	—	—
4	110/6	96/11	166/11	110/8	103/12	51/17	—
6	29/7	7/8	89/14	77/13	24/12	6/8	—
8	—	70/12	36/17	49/15	7/12	—	—
10	—	36/10	13/11	18/12	12/9	—	—
12	—	9/8	18/10	5/11	8/7	—	—

находится в хорошем согласии с экспериментальными данными в области $|x| \sim 1$. Соответствующее распределение для π^--мезонов согласуется хуже из-за отмечавшихся уже эффектов лидирующей частицы.

Далее нами проводилось сравнение на основании уравнения типа (6) с данными по полуинклюзивным распределениям, проинтегрированным по всей области x, в которых эффекты центральной и периферической частей

Таблица 2

Величина χ^2/N для реакции $\pi^- p \to \pi^- + ...$ (N – число экспериментальных точек)

Топология n	$-0,8<x<-0,5$	$-0,5<x<-0,2$	$-0,2<x<0$	$0<x<0,2$	$0,2<x<0,5$	$0,5<x<0,8$	$0,8<x<1,0$
2			26/9	64/8	147/9	157/8	179/10
4		12/9	629/11	220/14	195/12	828/11	17/8
6	7/7	9/11	118/13	190/14	19/12	14/9	12/8
8		21/9	27/12	32/14	16/10		
10		7/10	4/10	6/13	29/8		
12		9/8	7/10	11/10	16/7		

Примечание. Для всей области по x $k_0=0,5$ $Гэв^{-1}$, $k_1=0,2$ $Гэв^{-1}$.

Таблица 3

Множественность n	π^-		π^+	
	a, $(Гэв/c)^{-3/2}$	b, $(Гэв/c)^{-5/2}$	a, $(Гэв/c)^{-3/2}$	b, $(Гэв/c)^{-5/2}$
2	0,196±0,006	−0,190±0,007	0,075±0,004	−0,047±0,006
4	0,145±0,004	−0,121±0,006	0,090±0,003	−0,067±0,004
6	0,109±0,004	−0,067±0,005	0,072±0,003	−0,018±0,004
8	0,100±0,004	0,015±0,009	0,082±0,004	0,045±0,009
10	0,095±0,010	0,120±0,024	0,069±0,009	0,182±0,023
12	0,065±0,016	0,372±0,051	0,058±0,018	0,366±0,051

взаимодействия усреднены. Наиболее удовлетворительное согласие достигается в параметризации

$$\frac{1}{\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dp_\perp^2}=\frac{(a+bp_\perp)n}{m_\perp^{1/2}}\exp\left[-nM_\perp(m_\perp-m)\right]. \tag{7}$$

Результаты аппроксимации экспериментальных данных формулой (7) приведены на рис. 3*а, б*. Значения параметров a и b приведены в табл. 3.

Б. Распределения по быстротам при фиксированных n

На рис. 4*а, б* и 5 представлены полуинклюзивные экспериментальные распределения по продольной быстроте $\pi^\pm$-мезонов $(1/\sigma_n)(d\sigma_n/dy)$ в $\pi^- p$-взаимодействиях при $p=40$ *Гэв/с*. Приведенные теоретические кривые соответствуют результатам подгонки по формулам (3), (4). Характерной особенностью полуинклюзивных распределений по продольному импульсу, в отличие от соответствующих спектров по поперечным составляющим импульса, является их чувствительность к наличию резонансов и лидирующих частиц, которая проявляется в наблюдаемой асимметрии вперед – назад, особенно при малых множественностях. Удовлетворительное описание удается получить лишь для событий с большой множественностью $n>\bar{n}$ (n=8, 10, 12), причем согласие улучшается с ростом n.

Для распределений с $n\leqslant 6$ модельные кривые превышают экспериментальные значения в области $y\sim 0$ и сильно падают по краям интервала y. Уровень согласия в данном случае неудовлетворительный, что находится в соответствии со статистическим характером распределений, которые определяются в основном событиями с малыми импульсами и большими множественностями. По поводу асимметричного характера распределений с малой множественностью заметим, что в силу модельных предположений и без включения конкретного механизма рождения изобар и эффекта лидирующих частиц формула (6) не объясняет сдвиг максимума $d\sigma_n/dy$ в сторону положительных y для π^--мезонов, наблюдающийся для $n\leqslant 6$. Заметим только, что эти свойства довольно естественно получаются в моделях

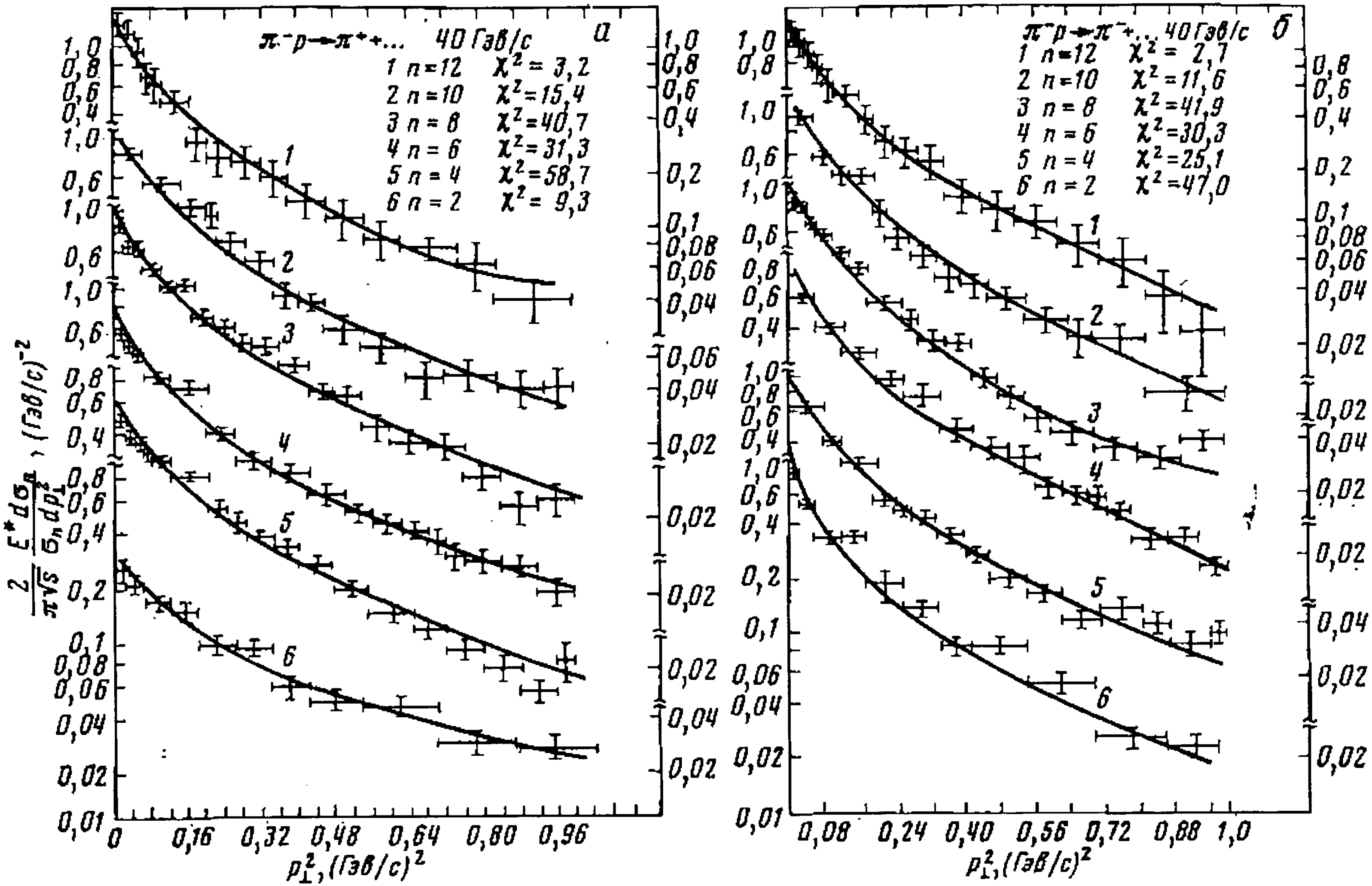

Рис. 3. Полуинклюзивные распределения π^+-мезонов (*а*) и π^--мезонов (*б*) по $p_\perp^2$, проинтегрированные по всему интервалу x: $-1<x<+1$. Кривые – результат вычислений по формуле (7)

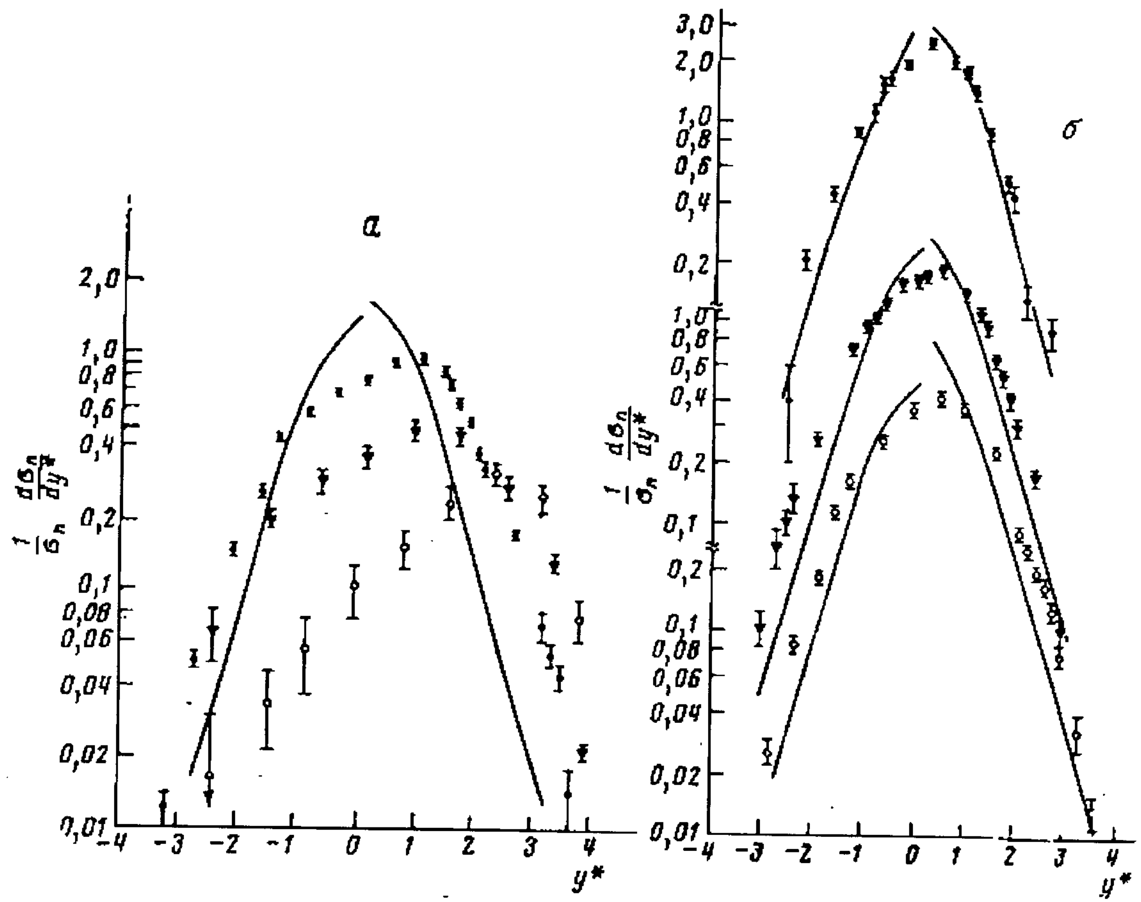

Рис. 4

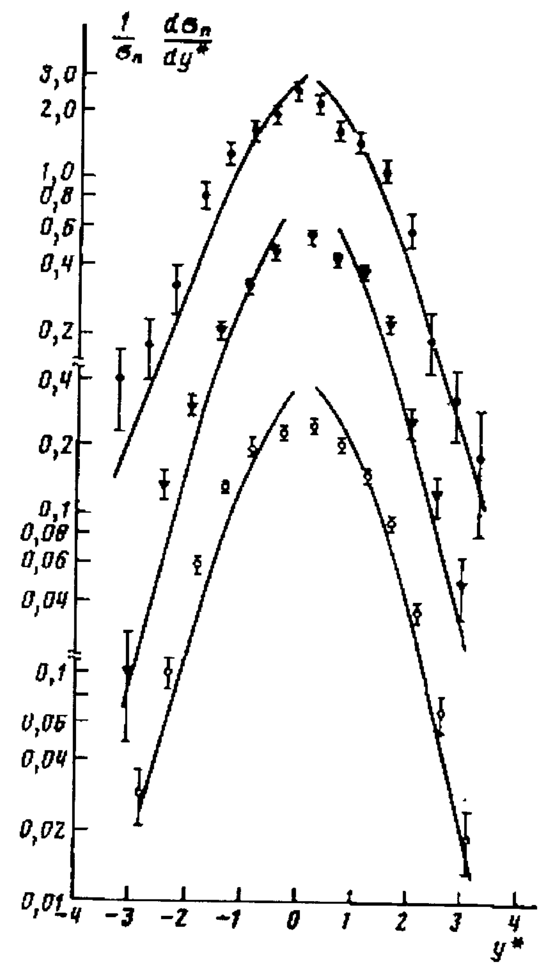

Рис. 5

Рис. 4. Полуинклюзивные распределения по быстротам y для π^--мезонов: *а* – при $n=2$(○), 4(▼), 8(●); кривая получена по формуле (3) для $n=6$; *б* – при $n=8$(○), 10(▼), 12(●); кривые вычислялись по формуле (4)

Рис. 5. Полуинклюзивные распределения по быстротам y для π^+-мезонов при $n=8$ (○), 10 (▼), 12 (●); кривые получены по формуле (4) фрагментации. В частности, распределение по быстротам из работы [11]

$$\frac{1}{\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dy}\bigg|_{\text{л. с.}} \sim (\operatorname{sh} y)^2 \exp\{-\alpha(\operatorname{sh} y)^2/n\} \tag{8}$$

наряду с линейным (по n) ростом максимума дает упомянутый сдвиг последнего $(y_b)_{max} \sim \ln\sqrt{n}$.

Авторы считают приятным долгом выразить свою благодарность В. Р. Гарсеванишвили, В. А. Матвееву, А. Н. Квинихидзе, С. П. Кулешову, А. Н. Тавхелидзе за полезные обсуждения работы и ценные замечания. Авторы признательны сотрудникам коллаборации по исследованию процессов множественного рождения в πN-взаимодействиях при p=40 *Гэв/с* за предоставление материала и полезные обсуждения.

Литература

[1] M. P. Balandin, M. G. Borisov et al. Nucl. Instr. and Meth., 20, 110, 1973.
[2] Нгуен Дин Ты, В. Н. Пенев, Н. А. Смирнов, М. И. Соловьев. Сообщения ОИЯИ, 13-5942, 1973.
[3] А. У. Абдурахимов, Н. С. Ангелов и др. ОИЯИ, 1-6967, 1973.
[4] Алма-Ата – Будапешт – Бухарест – Варшава – Дубна – Краков – Москва – София – Ташкент – Тбилиси – Улан-Батор – Ханой. Сотрудн. ОИЯИ, 1-8064, 1974; ОИЯИ, Р1-7103, 1973; ЯФ, 18, 545, 1973; ОИЯИ, Р1-7268, 1973; ЯФ, 19, 103, 1974; ОИЯИ, Р1-7543, 1973; ЯФ, 19, 1039, 1974; ОИЯИ, Р1-2869, 1974; ЯФ, 21, 328, 1975.
[5] Я. З. Дарбаидзе, Л. А. Слепченко. Сообщения АН ГрузССР, 79, 1, 1975.
[6] В. Г. Гришин, С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, Г. Янчо. ОИЯИ, Е2-6596, 1972; ОИЯИ, Р2-6950, 1973; ЯФ, 17, 1281, 1973; ОИЯИ, Д2-7180, 1973.
[7] A. N. Sissakian. RITP REP. 1–74, HELSINKI, 1974.
[8] N. N. Biswas, N. M. Cason, V. P. Kenney, J. T. Powers, D. W. Shepard. Nucl. Phys., B59, 273, 1973.
[9] E. M. Gordon. Phys. Rev., D8, 971, 1973.
[10] M. Jacob, R. Slansky. Phys. Rev., D5, 1847, 1972. R. Hwa. Phys. Rev. Lett., 26, 1143, 1971.
[11] M. Le Bellac, J. T. Donohue, J. L. Meunier. Nuovo Cim., 14A, 225, 1973. E. L. Berger, M. Jacob, R. Slansky. Phys. Rev., D6, 2580, 1972.
[12] M. F. Bourdeau, Ph. Salin. C. N. R. S. Preprint PTB-57, Bordeaux, 1974. F. Hayot, F. S. Henyey, M. Le Bellac. Nucl. Phys., B80, 77, 1974.
[13] Л. А. Слепченко. ОИЯИ, Р-7642, 497, 1973.
[14] Л. А. Слепченко. Лекции на Школе по физике элементарных частиц, Тбилиси, 1973; Сообщения АН ГрузССР, 73, 49, 1974.

ANALYSIS OF SEMI-INCLUSIVE ONE-PARTICLE DISTRIBUTION IN $\pi^- p$ INTERACTIONS AT p=40 GeV/c

V. G. GRISHIN, S. V. DZHMUKHADZE, I. A. IVANOVSKAYA, A. N. SISSAKYAN, E. T. TSIVTSIVADZE, L. N. ABESALASHVILI, N. S. AMAGLOBELI, Ya. Z. DARBAIDZE, M. A. DASAEVA, N. K. KOUTSIDI, T. G. MAKHARADZE, I. Sh. MIRIANASHVILI, R. G. SALUKVADZE, L. A. SLEPCHENKO, Yu. V. TEVZADZE, M. S. CHARGEISHVILI

One-particle semi-inclusive spectra of $\pi^\pm$ mesons are analysed, basing on 6000 events of $\pi^- p$ interaction, in framework of the diffractive excitation model.
