

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3789/2-80

11/8-80

1-80-362

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСАМ
 π^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $\bar{p}p$ ПРИ 22,4 ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Дубна - Москва -
Прага - Тбилиси - Хельсинки

1980

1-80-362

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСАМ
 π^+ -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
В РЕАКЦИИ $\bar{p}p$ ПРИ 22,4 ГэВ/с

Сотрудничество: Алма-Ата - Дубна - Москва -
Прага - Тбилиси - Хельсинки

В настоящей работе мы продолжаем исследование реакций

$$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ + X \quad /1/$$

$$\bar{p}p \rightarrow p + X, \quad /2/$$

начатое в работе ^{/1/}, на основе статистически разделенных спектров положительно заряженных частиц. Экспериментальный материал $\sim 2,2 \cdot 10^4$ неупругих событий от 2 до 14-лучевых включительно/ был получен на 2-метровой жидководородной камере "Людмила", облученной сепарированными антипротонами с импульсом 22,4 ГэВ/с.

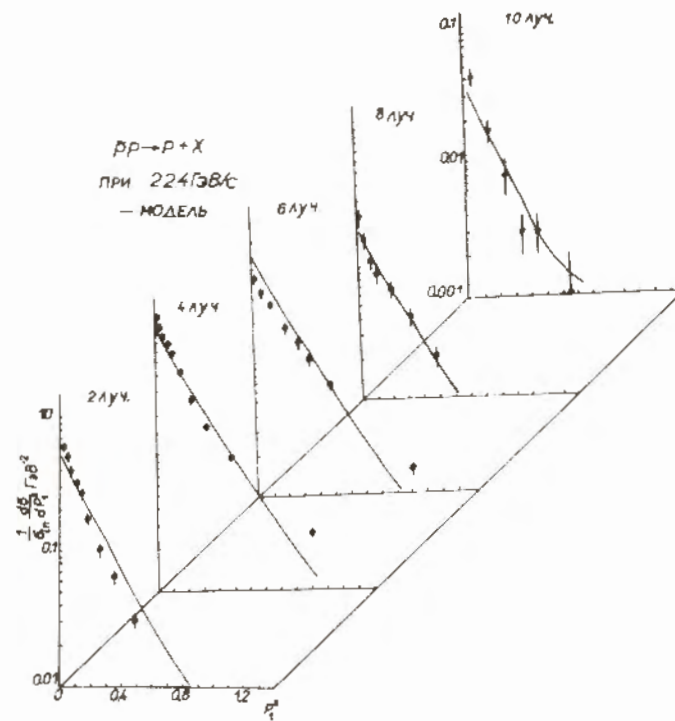
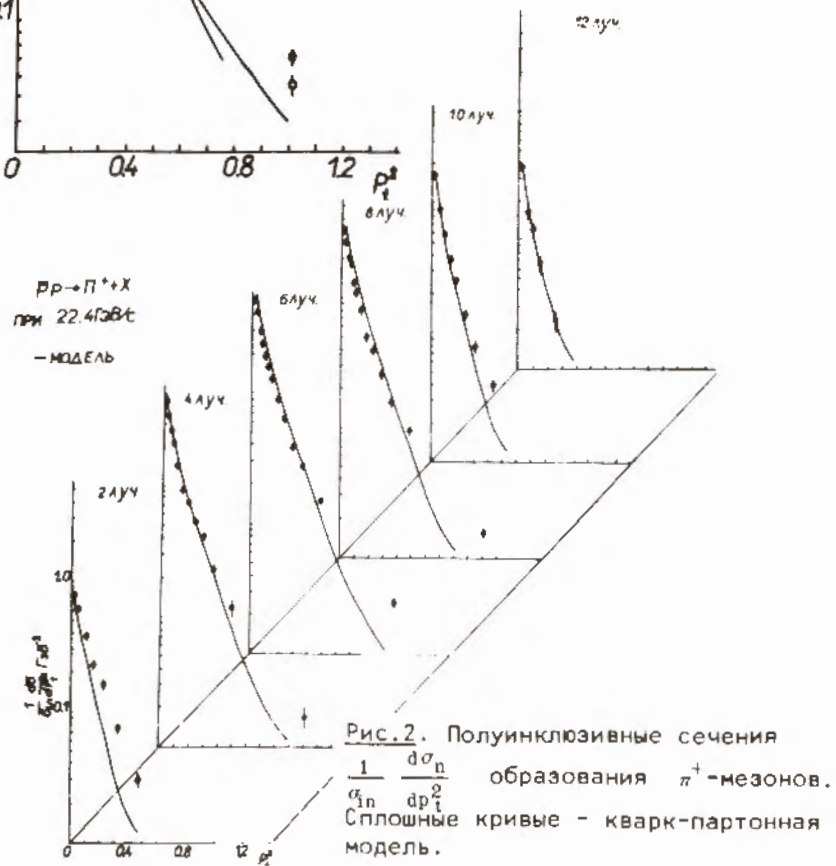
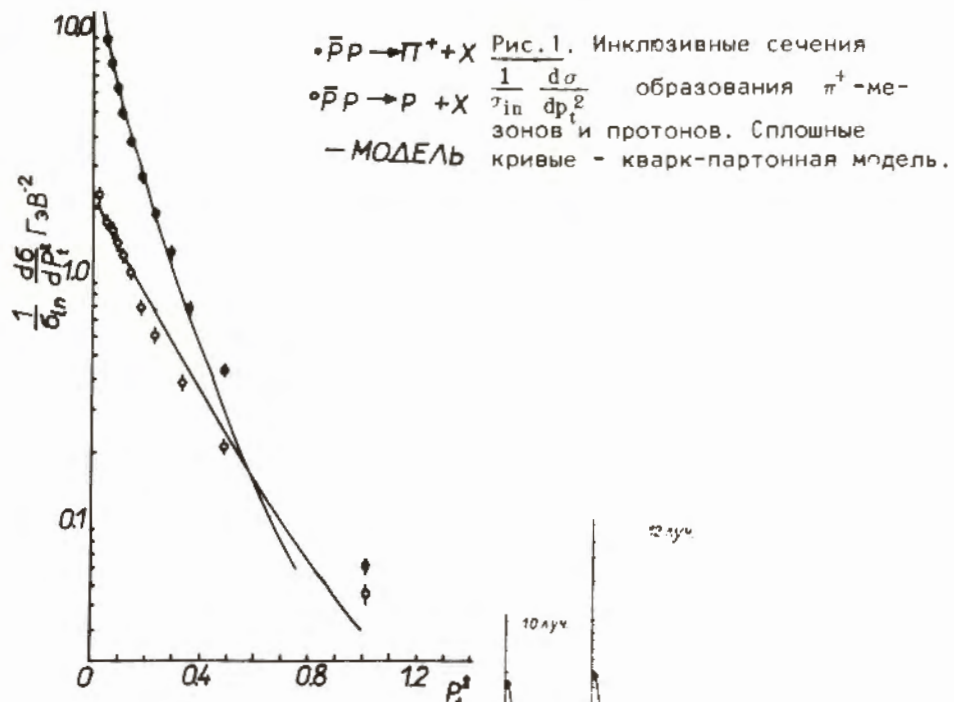
1. Изучение зависимости образования частиц разного сорта от поперечного импульса представляет большой интерес в рамках различных моделей, таких, как статистические, кварк-партонные и т.п.

Распределения $\frac{d\sigma}{dp_t^2}$ и $\frac{d\sigma_n}{dp_t^2}$ для инклюзивного и полуинклюзивного рождения π^+ -мезонов и протонов приведены на рис.1-3. Эти распределения были аппроксимированы в области $p_t^2 \leq \leq 1,5$ /ГэВ/с² выражением

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = a \frac{e^{-b_1 p_t^2}}{I_1} + (1-a) \frac{e^{-b_2 p_t^2}}{I_2}, \quad /3/$$

где $I_{1,2}$ - нормировочные интегралы, а a, b_1 и b_2 - свободные параметры, приведенные в табл.1. Иногда изменение наклона в p_t^2 -спектрах связывают с непрямым рождением конечных адронов. Увеличение наклона в p_t^2 -спектрах при малых p_t^2 возникает также в статистических моделях ^{/2/}.

Сплошные кривые на рис.1-3 - расчет по кварк-партонной модели Монте-Карло ^{/3/}. Заметим, что в модели учитываются резонансы только из низших мультиплетов SU(8), а p_t^2 -распределения кварков как морских, так и валентных определяются множителем $\sim e^{-\theta p_t^2}$. Модель качественно описывает экспериментальные данные в области малых p_t^2 , но существенно занижает сечения рождения π^+ -мезонов и протонов в области больших p_t^2 .



На рис. 4 показаны средние значения p_t для π^+ -мезонов и протонов в зависимости от $x = \frac{p_{L+}}{p_{L+}^{max}}$. Видно, что так называемый "эффект чайки" для π^+ -мезонов проявляется ярче с ростом множественности, тогда как кварк-партонная модель - сплошная кривая - не описывает этого явления. Вызвано это, по-видимому, отсутствием в модели адронных струй [4] и тяжелых резонансов, распадающихся каскадно. В случае протонов в эксперименте наблюдается непрерывное увеличение $\langle p_t \rangle$ с ростом x в отличие от кварк-партонной модели.

2. При изучении инклюзивных дважды дифференциальных сечений $F(y^*, p_t^2) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy^* dp_t^2}$ образования π -мезонов и протонов в

Таблица 1

Результаты аппроксимации инклюзивных $d\sigma/dp_t^2$ и полу-инклюзивных $d\sigma_n/dp_t^2$ распределений для π^+ -мезонов и протонов выражением /3/

Множественность	Частица	a	b_1	b_2	χ^2/ND
2	π^+	$0,71 \pm 0,12$	$9,7 \pm 1,1$	$3,3 \pm 0,7$	6/5
	p	$0,77 \pm 0,10$	$8,1 \pm 0,9$	$1,5 \pm 0,8$	3/6
4	π^+	$0,53 \pm 0,03$	$15,7 \pm 0,8$	$3,95 \pm 0,14$	9/8
	p	$0,55 \pm 0,10$	$8,1 \pm 1,1$	$2,02 \pm 0,41$	2/6
6	π^+	$0,59 \pm 0,03$	$14,4 \pm 0,7$	$3,55 \pm 0,16$	11/9
	p	$0,60 \pm 1,02$	$5,0 \pm 3,4$	$2,0 \pm 3,0$	3/5
8	π^+	$0,64 \pm 0,04$	$13,7 \pm 0,9$	$3,4 \pm 0,2$	4/9
	p	$0,18 \pm 0,09$	$21,0 \pm 11,1$	$3,1 \pm 0,4$	2/4
10	π^+	$0,75 \pm 0,04$	$14,0 \pm 0,8$	$2,8 \pm 0,3$	3/5
	p	$0,73 \pm 0,54$	$10,8 \pm 6,6$	$2,9 \pm 5,6$	3/4
12	π^+	$0,63 \pm 0,16$	$17,9 \pm 5,2$	$5,1 \pm 1,5$	3/4
	все	$0,59 \pm 0,03$	$14,8 \pm 0,6$	$3,66 \pm 0,14$	7/8
все	p	$0,54 \pm 0,09$	$7,9 \pm 0,9$	$2,19 \pm 0,30$	7/7

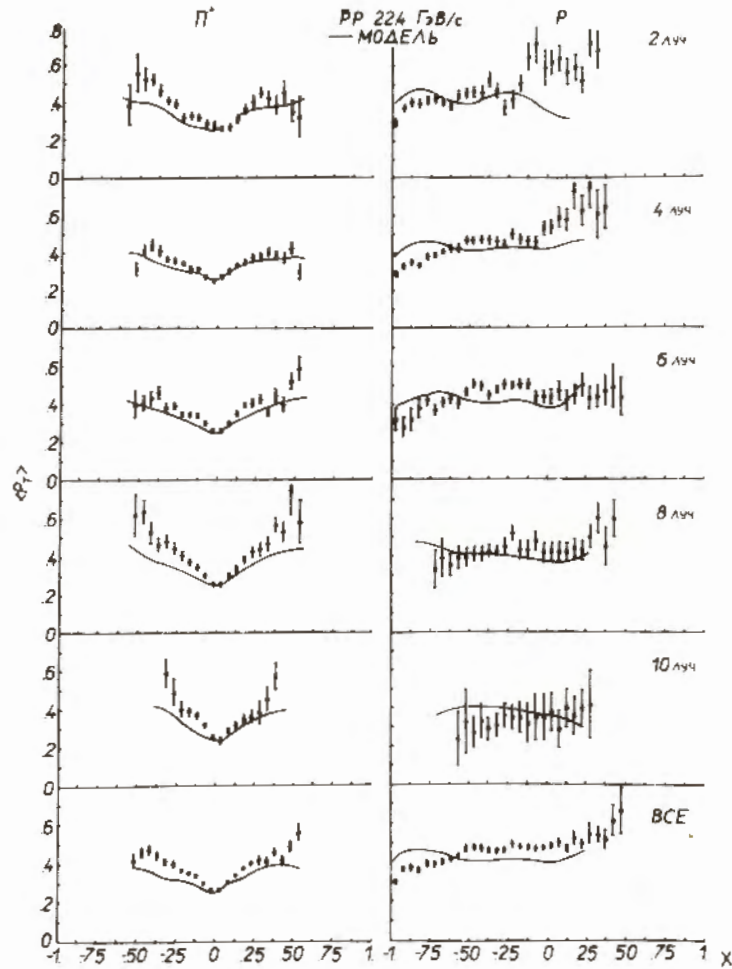
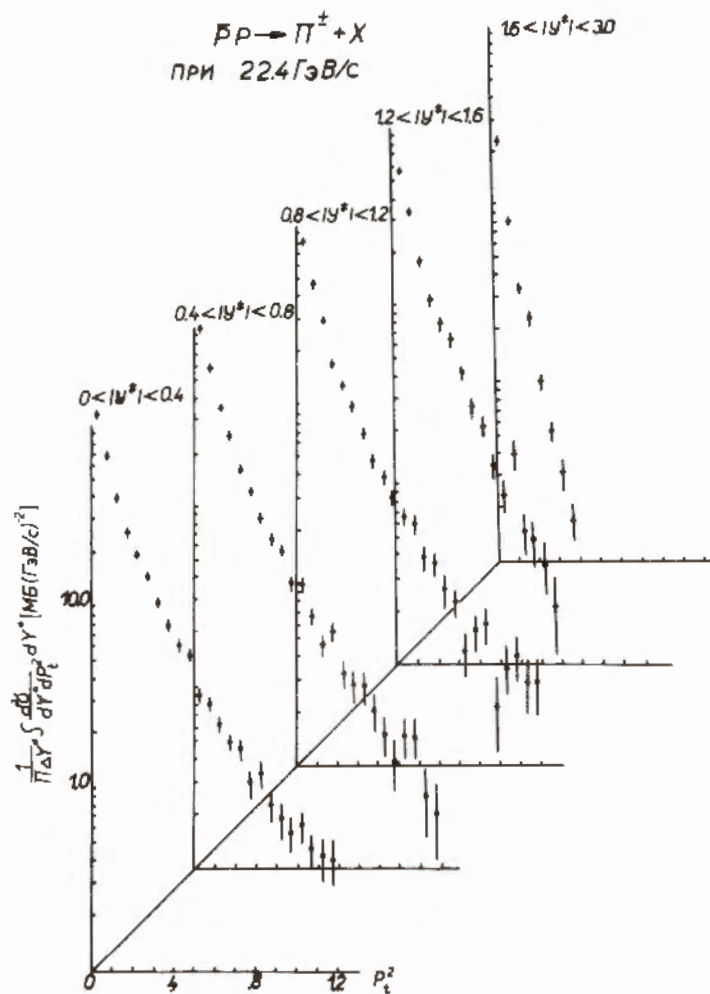


Рис.4. Зависимость $\langle p_t \rangle$ от x для π^+ -мезонов и протонов, образованных в инклюзивных и полу-инклюзивных реакциях. Сплошные кривые - кварк-партоновая модель.

реакции pp при 12 и 24 ГэВ/с^{15/} наблюдалась факторизация по этим переменным в области $|y^*| \leq 0,8$. В табл.2 приводятся результаты аппроксимации инвариантного сечения $F(y^*, p_t^2)$ в реакции $\bar{p}p$ /22,4 ГэВ/с/ для разных интервалов y^* для p^\pm и π^\pm -мезонов выражениями

$$F(y^*, p_t^2) \sim e^{-\sqrt{p_t^2 + m^2}} / T, \quad /4/$$

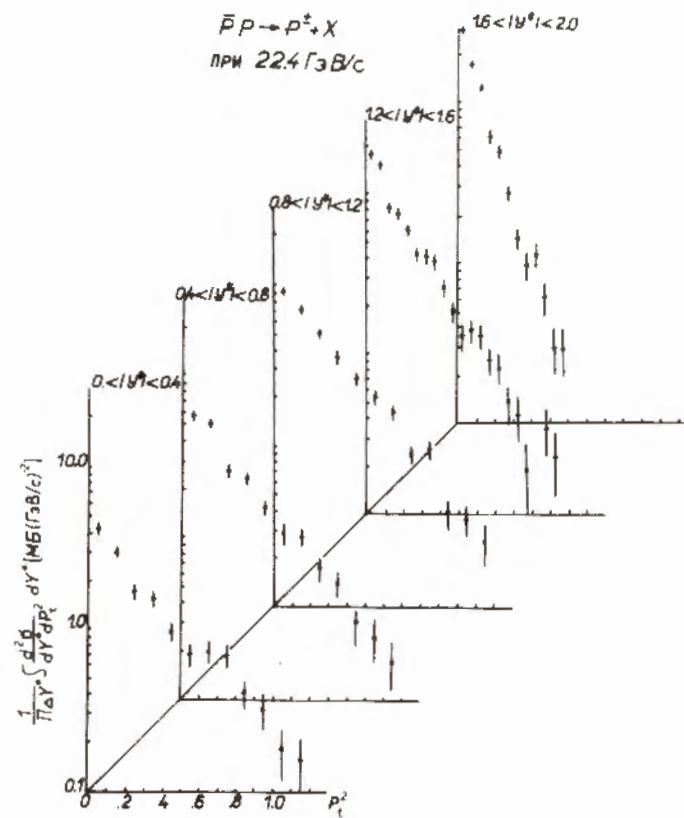
$$F(y^*, p_t^2) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_L^*}{e^{+E^*/T} \pm 1}. \quad /5/$$



а/

Видно, что значения параметра T в первых трех интервалах совпадают в пределах ошибок. Это обстоятельство указывает на факторизацию функции $F(y^*, p_t^2)$ в области $|y^*| \leq 1,2$ /см. также рис.5/. Следовательно, инвариантная функция $F(x, p_t^2)$ не факторизуется, что видно из табл.3 /рис.6/, где приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных выражениями /4/ и /5/ в разных интервалах по x .

Заметим, что малые значения y^* и x удобны для проверки статистического механизма, поскольку в этом случае возможные про-



б/

Рис.5. Инвариантное дважды дифференциальное сечение рождения π^{\pm} -мезонов /а/ и p^{\pm} /б/ как функция p_t^2 в разных интервалах y^* .

долные движения источников адронов мало сказываются на распределениях по поперечным импульсам вторичных частиц. Действительно, в центральных интервалах $|y^*|$ и $|x|$ значения параметра T - "температуры" - для π^{\pm} -мезонов и p^{\pm} практически совпадают. Причем, когда используется усредненное по p_L^* распределение Планка - ур. /5/ - $T \approx m_{\pi}$.

3. В заключение суммируем полученные в данной работе результаты:

а/ Спектры по поперечным импульсам для π^{\pm} -мезонов и протонов хорошо описываются суперпозицией двух экспонент. Кварк-

Таблица 2

Результаты аппроксимации инклюзивного дважды дифференциального сечения $\frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy^* dp^2}$ рождения p^\pm и π^\pm -мезонов выражениями /4/ и /5/ в разных интервалах y^* .

Формула	$e^{-\sqrt{p_t^2 + m^2}/T}$				$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP_z^*}{e^{E^*/T} \pm 1}$				
	y^* интервал для π^\pm	π^\pm	χ^2/N_D	P^\pm	χ^2/N_D	P^\pm	χ^2/N_D	P^\pm	χ^2/N_D
$0,0 < y^* < 0,4$	$0,0 < y^* < 0,4$	$0,153 \pm 0,001$	25/22	$0,144 \pm 0,007$	12/10	$0,139 \pm 0,001$	25/22	$0,136 \pm 0,006$	12/10
$0,4 < y^* < 0,8$	$0,4 < y^* < 0,8$	$0,152 \pm 0,001$	33/22	$0,135 \pm 0,004$	21/12	$0,138 \pm 0,001$	33/22	$0,128 \pm 0,002$	21/12
$0,8 < y^* < 1,2$	$0,8 < y^* < 1,2$	$0,148 \pm 0,002$	31/22	$0,136 \pm 0,003$	20/12	$0,135 \pm 0,001$	32/22	$0,128 \pm 0,002$	19/12
$1,2 < y^* < 1,6$	$1,2 < y^* < 1,6$	$0,135 \pm 0,002$	50/14	$0,098 \pm 0,001$	43/19	$0,123 \pm 0,002$	46/14	$0,094 \pm 0,002$	43/19
$1,6 < y^* < 3,0$	$1,6 < y^* < 2,0$	$0,089 \pm 0,001$	45/8	$0,052 \pm 0,001$	16/10	$0,082 \pm 0,001$	45/8	$0,051 \pm 0,001$	16/10

Таблица 3

Результаты аппроксимации инклюзивного дважды дифференциального сечения $\frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d^2\sigma}{dx dp^2}$ рождения p^\pm и π^\pm -мезонов выражениями /4/ и /5/ в разных интервалах x .

Формула	$e^{-\sqrt{p_t^2 + m^2}/T}$				$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP_z^*}{e^{E^*/T} \pm 1}$				
	x интервал для π^\pm	π^\pm	χ^2/N_D	P^\pm	χ^2/N_D	P^\pm	χ^2/N_D	P^\pm	χ^2/N_D
$ x < 0,05$	$ x < 0,1$	$0,161 \pm 0,002$	43/13	$0,146 \pm 0,008$	13/9	$0,145 \pm 0,002$	30/13	$0,138 \pm 0,004$	13/9
$0,05 < x < 0,1$	$0,1 < x < 0,3$	$0,173 \pm 0,002$	128/16	$0,128 \pm 0,004$	38/13	$0,154 \pm 0,002$	120/16	$0,126 \pm 0,002$	32/13
$0,1 < x < 0,2$	$0,3 < x < 0,5$	$0,188 \pm 0,002$	126/19	$0,128 \pm 0,003$	19/11	$0,171 \pm 0,002$	140/19	$0,122 \pm 0,002$	18/11
$0,2 < x < 0,3$	$0,5 < x < 0,7$	$0,202 \pm 0,004$	75/18	$0,106 \pm 0,001$	26/10	$0,183 \pm 0,003$	83/19	$0,102 \pm 0,001$	26/10
$0,3 < x < 0,4$	$0,7 < x < 0,9$	$0,221 \pm 0,006$	44/18	$0,079 \pm 0,002$	43/19	$0,202 \pm 0,005$	46/18	$0,076 \pm 0,002$	43/19
$0,4 < x < 0,6$	$0,9 < x $	$0,242 \pm 0,009$	28/11	$0,057 \pm 0,002$	16/11	$0,221 \pm 0,008$	30/11	$0,055 \pm 0,002$	16/11

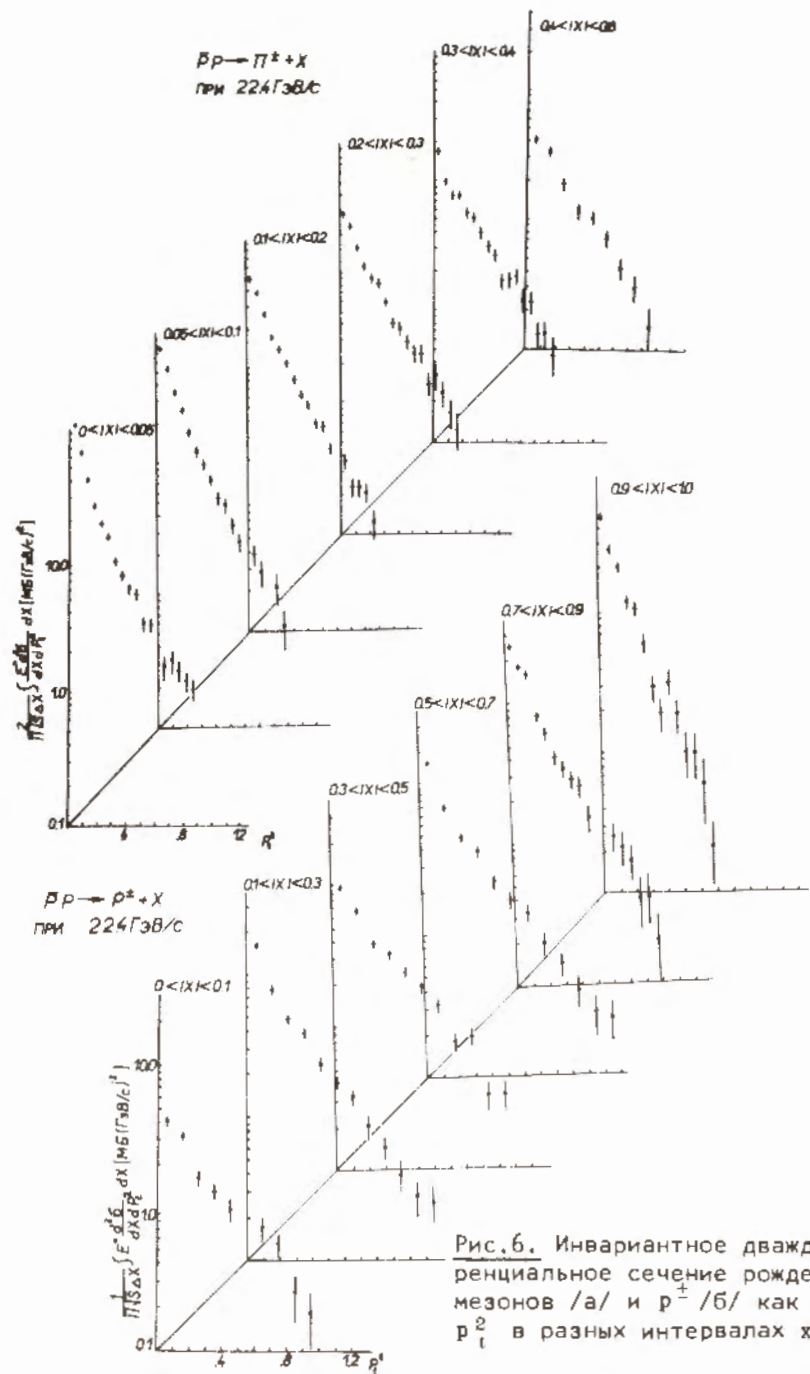


Рис.6. Инвариантное дважды дифференциальное сечение рождения π^{\pm} -мезонов /а/ и π^{\pm} /б/ как функция p_t^2 в разных интервалах x .

партоновая модель качественно описывает эти распределения при малых значениях p_t^2 , но занижает сечение образования π^+ -мезонов и протонов при больших p_t^2 .

б/ Зависимость среднего p_t от x для π^+ -мезонов - "эффект чайки" - усиливается с ростом множественности, "эффект чайки" в кварк-партоновой модели слабее и не зависит от множественности. Наблюдаемый на эксперименте слабый рост $\langle p_t \rangle$ с увеличением x для протонов кварк-партоновой модели также не описывается.

в/ Для области $|y^*| \leq 1,2$ наблюдается факторизация инвариантного дважды дифференциального сечения в переменных y^* и p_t^2 . При малых значениях $|x|$, $|y^*|$ p_t^2 -распределения для π^+ -мезонов и протонов хорошо описываются "статистической" формулой /5/ с одинаковой "температурой" $T \approx m_{\pi}$.

Авторы выражают свою благодарность персоналу, обеспечившему работу ускорителя У-70 ИФВЭ, техническому персоналу установки "Лидмила", а также лаборантам всех институтов сотрудничества за обработку данных.

Авторам приятно также поблагодарить сотрудника ИФВЭ ТГУ Н.К.Куциди за постоянный интерес и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батюня Б.В. и др. ОИЯИ, 1-80-326, Дубна, 1980.
2. Shuryak E.V., Zhirov O.V. Phys.Lett., 1980, v.89B, p.253.
3. Cerny V. et al. Phys.Rev., 1977, v.D16, p.2822; ibid., 1978, v.D18, p.2409.
4. Satz H. Proceedings of the 1977 European Conference on Particle Physics. Budapest, Hungary, 4-9 July 1977, p.379.
5. Blobel V. et al. Nucl.Phys., 1974, v.B69, p.454.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 мая 1980 года.