

5849

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P1 - 5849

В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов,
Б.С. Юлдашев, Г. Янчо

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ИМПУЛЬСНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПИОНОВ
В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $p=4$ ГЭВ/с

1971

5

P1 - 5849

В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов,*
Б.С. Юлдашев, Г. Янчо

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ИМПУЛЬСНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПИОНОВ
В π^0 -р-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $p=4$ ГЭВ/с

Направлено в ЯФ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

* Институт ядерной физики АН Уз ССР, Ташкент

S U M M A R Y

It is shown that the momentum distributions of secondary pions produced in the reactions (1) at $p = 4 \text{ GeV}/c$ /10 + 13/ can be well described by simple functions which were received from the Bosestatistic /8,9/:

$$\frac{dN}{dp_L} = A_L p_L^{3/2} e^{-a_L p_L} \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dp_{||}} = A_{||} e^{-a_{||} p_{||}} \quad (2)$$

The results of the fit are presented in Tables 1 and 2 for transverse and longitudinal momentum distributions, respectively. While introducing the cut-off $p_L \geq 0.2 \text{ GeV}/c$ and $p_{||} \geq 0.1 \text{ GeV}/c$, the distributions $\frac{dN}{dp_L}$ and $\frac{dN}{dp_{||}}$ are described significantly better then without it.

A very simple explanation of the difference of the slopes in the $\frac{dN}{dp_{||}}$ distributions for left- and right-moving pions in the c.m.s. is also given in this paper on the basis of the phenomenological quasi-two-body model for high multiplicity interactions /12,13/.

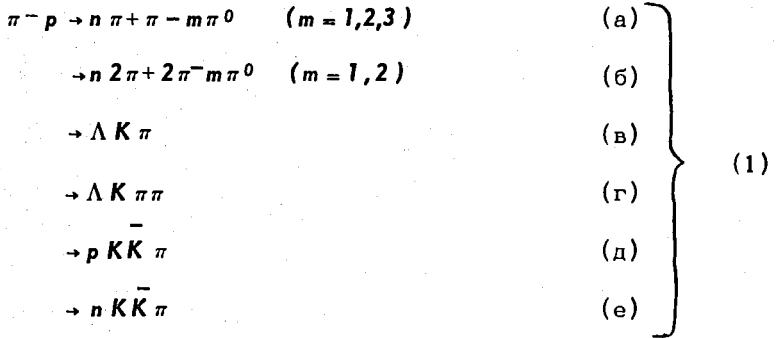
В в е д е н и е

Исследование импульсных характеристик вторичных частиц в процессах множественного образования дает важную информацию для сравнения предсказаний различных теоретических моделей с экспериментальными данными. В частности, в связи с появлением новых моделей Фейнмана /1,2/ и Янга и др. /3,4/ особенно возрос интерес к изучению таких характеристик при высоких энергиях.

С другой стороны, было показано /5-7,15/, что распределения вторичных пионов по импульсам в π^-p и pp -соударениях при $p = (13-29)$ Гэв/с могут быть достаточно хорошо описаны простыми функциями, получаемыми из Бозе-распределения частиц (термодинамический подход) /8,9/.

Исследования такого рода представляют также интерес в связи с недавней работой Фейнберга /16/, в которой показывается, что при тщательном отборе объекта применения статистическая теория множественного образования частиц дает вполне удовлетворительное описание экспериментальных данных.

В настоящей работе показано, что импульсные распределения вторичных пионов, образованных в реакциях:



при импульсе $p = 4 \text{ ГэВ/с} / 10^{13}$, могут быть описаны функциями, соответствующими Бозе-распределению частиц. Общее число пионов в (1) составляет ~ 8000 . Сечение образования резонансов в реакциях (1) относительно мало, а барионы выделены по сравнению с мезонами $/10^{13}$. В связи с этим представляется интересным применить термодинамическое описание процессов к системе вторичных π -мезонов в реакциях (1).

§1. Распределение поперечных импульсов

Используя обычное Бозе-распределение для плотности dN частиц в интервале импульсов $dp_x dp_y dp_z$, можно получить следующее выражение для распределения поперечных импульсов ^{/8,9/}:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = A_{\perp} p_{\perp}^{3/2} e^{-\sigma_{\perp} p_{\perp}} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{\perp} = \frac{1}{T_0}$, A_{\perp} - нормировочный множитель. Соотношение (2) получается в предположении, что температура системы $T_0 \approx m_{\pi}$ (масса пиона) и

$$\mu = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2} \gg m_{\pi} \quad (3)$$

где m - масса частицы, для которой выводится $\frac{dN}{dp_{\perp}}$. Это условие справедливо для нуклонов и неплохо выполняется для других частиц с $m < m_N$ (масса нуклона). Для пионов это соотношение имеет место при значениях $p_{\perp} \geq (2-3) m_{\pi}$ /9/. Тем не менее, в работах /5,6/ было показано, что функция (2) хорошо описывает спектры $\frac{dN}{dp_{\perp}}$ для π^{\pm} -мезонов почти во всей области значений p_{\perp} . При этом фитируемые параметры σ_{\perp} оказывается линейно зависят от множественности заряженных частиц при фиксированной энергии.

В настоящей работе распределения поперечных импульсов π -мезонов, образованных в реакциях (1), аппроксимировались функцией (2) с помощью метода наименьших квадратов /14/. Результаты представлены в таблице 1.

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены распределения поперечных импульсов π^{\mp} -мезонов, суммированные по каналам (1а) и (1б). Сплошные линии соответствуют результатам аппроксимации этих распределений функцией (2). Как видно из рис. 1, а также из таблицы 1, экспериментальные спектры $\frac{dN}{dp_{\perp}}$ π^{-} -мезонов по сравнению с π^{+} -мезонами плохо согласуются с (2). Аналогичная картина наблюдается и в случае аппроксимации экспериментальных данных отдельно в каналах (1а) и (1б), в то время как для π^{+} -мезонов это отсутствует ^{x/}. Однако, если учесть то обстоятельство, что формула (2), вообще говоря, справедлива при условии (3) и ввести, например, обрезание $p_{\perp} \geq 0,2 \text{ Гэв/с}$, то результаты приближения экспериментальных данных функцией (2) существенно улучшаются (см. второй столбец таблицы 1 и рис. 1 - значки x на гистограммах).

x/Распределения поперечных импульсов (по всей области значений p_{\perp}) аппроксимировались также функцией:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = A_{\perp} p_{\perp}^{\beta} e^{-\sigma_{\perp} p_{\perp}}, \quad (4)$$

где свободными параметрами являются β и σ_{\perp} . Как показала аппроксимация для π^{\mp} -мезонов в (1а) и (1б), а также для распределения всех π -мезонов в (1) результаты аналогичны тем, которые были получены при использовании функции (2). При этом параметр $\beta \approx 1,5$. Но для π^{-} -мезонов такое приближение хотя и улучшает результаты, но дает $\beta \approx 2,4$ (см. рис. 1 - штриховая линия).

ТАБЛИЦА I

| спектр | $A_{\perp} p_{\perp}^{\frac{3}{2}} e^{-a_{\perp} p_{\perp}}$ | $A_{\perp} p_{\perp}^{\frac{3}{2}} e^{-a_{\perp} p_{\perp}}, p_{\perp} \geq 0,2 \text{ ГэВ/с}$ | |
|--------------------|--|--|------------------|
| (Ia), π^{+} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $7,37 \pm 0,10$ | $7,38 \pm 0,14$ |
| | n | 23 | 19 |
| | χ^2 | 14,9 | 10,3 |
| (Ia), π^{-} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $7,04 \pm 0,09$ | $7,96 \pm 0,15$ |
| | n | 23 | 19 |
| | χ^2 | 343,2 | 14,4 |
| (I6), π^{+} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $8,48 \pm 0,23$ | $8,49 \pm 0,34$ |
| | n | 20 | 16 |
| | χ^2 | 14,1 | 8,5 |
| (I6), π^{-} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $11,22 \pm 0,24$ | $12,75 \pm 0,45$ |
| | n | 18 | 14 |
| | χ^2 | 89,6 | 38,7 |
| (Ia+I6), π^{+} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $7,68 \pm 0,09$ | $7,67 \pm 0,12$ |
| | n | 23 | 19 |
| | χ^2 | 18,3 | 17,7 |
| (Ia+I6), π^{-} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $8,06 \pm 0,09$ | $8,47 \pm 0,13$ |
| | n | 23 | 19 |
| | χ^2 | 74,9 | 13,2 |
| (I), π^{+} | $a_{\perp}(\text{ГэВ/с})^{-1}$ | $8,01 \pm 0,06$ | $8,12 \pm 0,08$ |
| | n | 23 | 19 |
| | χ^2 | 23,1 | 16,0 |

x) n - число точек на гистограмме

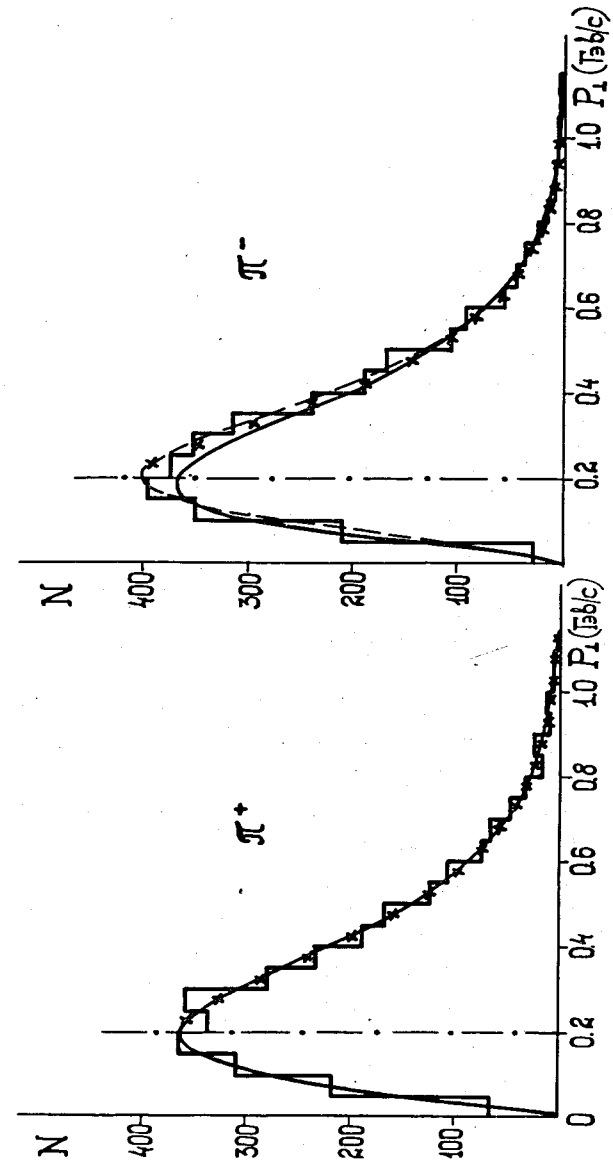


Рис. 1. Распределение поперечных импульсов с.д.м. реакции для π^{+} - мезонов, суммированное по каналам (Ia) и (I6). Сплошные линии - результат аппроксимации функцией (2); \times - соответствуют тому же при $p_{\perp} \geq 0,2$ ГэВ/с. Штриховая линия для π^{-} -мезонов - приближение с помощью функции (4).

Уровень согласия по критерию χ^2 при этом поднимается до (70-90)%. То же самое наблюдается и для распределений $\frac{dN}{dp_{\perp}}$ π -мезонов отдельно в каждом из каналов (1).

Распределение поперечных импульсов пионов, суммированное по всем каналам (1) и зарядовым состояниям π -мезонов, показано на рис. 2. Как видно, суммарный спектр всех пионов одинаково хорошо описывается функцией (2) как без обрезания по p_{\perp} , так и для значений $p_{\perp} \geq 0,2$ Гэв/с (см. таблицу 1). Необходимо отметить одно интересное обстоятельство. Полученные в этой работе значения коэффициентов a_{\perp} (или T_0) близки к результатам экспериментов по неупругим π - p и p - p -взаимодействиям при энергиях (13-29) Гэв и 500 Гэв /5-8,17/. Отсюда следует, что в интервале энергий (4-500) Гэв величина температуры системы $T_0 = \frac{1}{a_{\perp}}$ примерно постоянна и приближенно равна массе π -мезона, что и подчеркивалось рядом авторов /8,9,16/.

§2. Распределение продольных импульсов

1. Из статистики Бозе можно также получить распределение частиц по продольным импульсам $\frac{dN}{dp_{\parallel}}$. Оно имеет вид:

$$\frac{dN}{d|p_{\parallel}|} = A_{\parallel} e^{-a_{\parallel} |p_{\parallel}|} \quad (5)$$

(A_{\parallel} - нормировочный множитель).

В некоторых работах отмечалось /5,6/, что при аппроксимации экспериментальных данных с помощью функции (5) плохо приближаются данные в области значений p_{\parallel} , близких к нулю. Это легко понять, если учесть, что соотношение (5) для пионов получается в предположении $p_{\parallel} \gg m_{\pi}$ при $T_0 \approx m_{\pi}$. Такая же ситуация наблюдается и в настоящей работе. На рис. 3 в качестве иллюстрации представлены резуль-

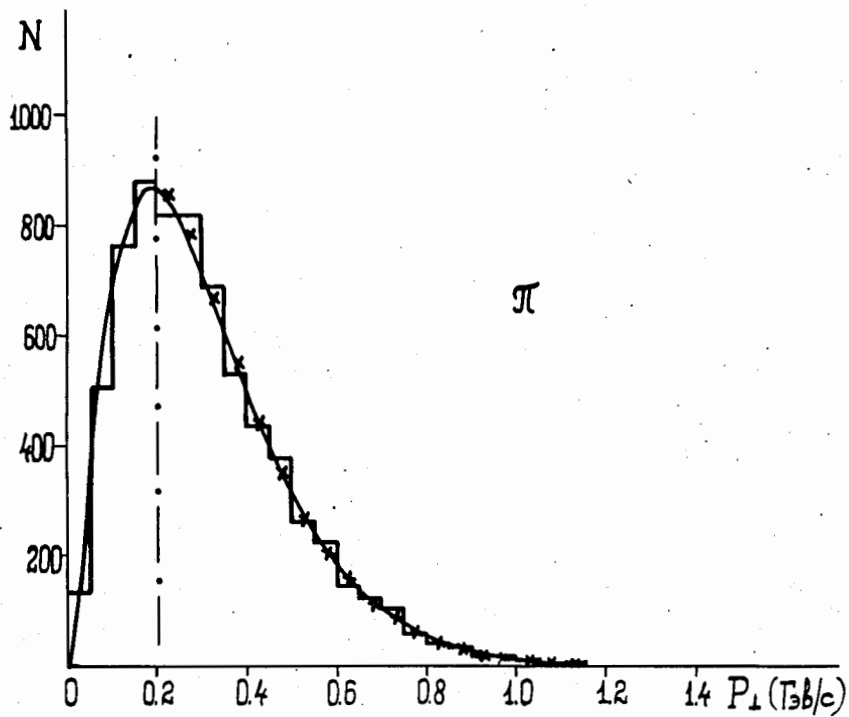


Рис. 2. Распределение поперечных импульсов всех пионов в (1). Сплошная линия - приближение функцией (2); x - соответствуют тому же при $P_{\perp} \geq 0,2$ ГэВ/с.

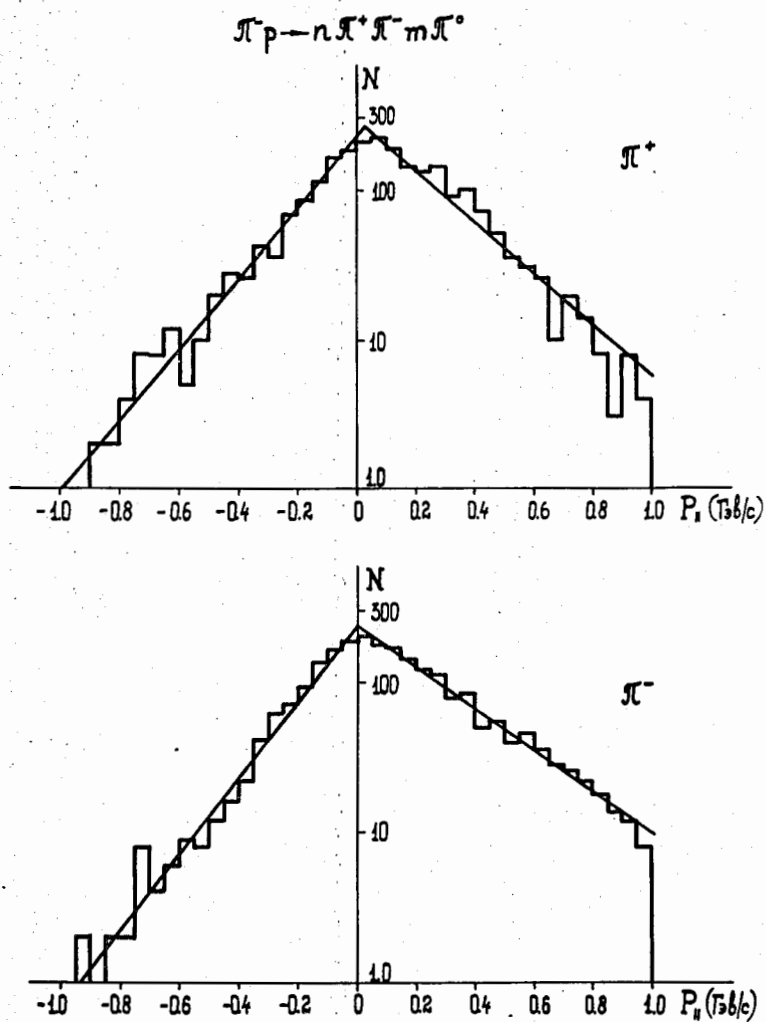


Рис. 3. Распределение продольных импульсов π^\pm -мезонов в с.ц.м. реакции в канале (1а). Прямые - приближение с помощью функции (5).

таты аппроксимации методом наименьших квадратов спектра $\frac{dN}{d|p_{||}|}$ для π^{\pm} -мезонов в канале (1а) с помощью функции (5). То же самое для пионов, суммированных по всем каналам (1), показано на рис. 4. Значения χ^2 и $\sigma_{||}$, полученные при аппроксимации, даются в таблице 2^{х/}.

2. В ранее опубликованных нами работах /12,13/ было показано, что квазидвухчастичная феноменологическая модель множественного образования частиц удовлетворительно описывает экспериментальные данные по реакциям (1). В этой модели предполагалось, что мезоны образуются в некотором статистическом облаке, движущемся в с.ц.м. реакции в сторону, противоположную направлению движения вторичного бариона. При этом считается, что матричный элемент взаимодействия определяется только барионными переменными. С другой стороны, существует известный экспериментальный факт, что угловые распределения вторичных барионов во множественных πN -взаимодействиях имеют резкую анизотропию назад в с.ц.м. реакции. В таком случае система мезонов (за исключением изобарных) летит преимущественно вперед в этой же системе. Положим для простоты, что мезонная система (к которой, как было сказано выше, применима статистика), движется в с.ц.м. вперед и его вектор скорости $\vec{\beta}_c$ постоянен, имеет положительный знак ($\vec{\beta}_c > 0$) и параллелен оси $p_{||}$. В системе покоя вторичных мезонов распределение продольных импульсов будет иметь вид:

$$\frac{dN}{d|p_{||}^*|} = e^{-\sigma_{||}^* |p_{||}^*|}, \quad (6)$$

где знак * относится к с.ц.м. мезонов.

Тогда спектр продольных импульсов в с.ц.м. реакции можно получить, используя обычный переход:

^{х/} Относительно большие значения χ^2 являются следствием плохой аппроксимации в области значений $|p_{||}| \leq 0,1$ Гэв/с.

ТАБЛИЦА 2

| Реакция | Спектр | $P_{\mu}^{*)}$ | $n^{**)}$ | f^2 | $a_{\mu}(\text{Гэв/с})^{-1}$ |
|---------|---------------|----------------|-----------|-------|------------------------------|
| (Ia) | π^+ | < 0 | 19 | 22,6 | $5,51 \pm 0,20$ |
| | | > 0 | 20 | 81,1 | $3,94 \pm 0,11$ |
| | π^- | < 0 | 19 | 18,4 | $5,93 \pm 0,21$ |
| | | > 0 | 20 | 16,8 | $3,18 \pm 0,11$ |
| (Iб) | π^+ | < 0 | 13 | 12,6 | $7,42 \pm 0,23$ |
| | | > 0 | 18 | 43,1 | $4,85 \pm 0,25$ |
| | π^- | < 0 | 15 | 15,8 | $7,28 \pm 0,39$ |
| | | > 0 | 18 | 41,4 | $5,87 \pm 0,35$ |
| (I) | $\pi^{\pm 0}$ | < 0 | 10 | 19,1 | $5,93 \pm 0,11$ |
| | | > 0 | 10 | 55,0 | $3,75 \pm 0,07$ |

*) Знаки < и > соответствуют спектрам $\frac{dN}{dp_{\mu}}$ для $p_{\mu} < 0$ и $p_{\mu} > 0$;

**) n - число точек на гистограмме.

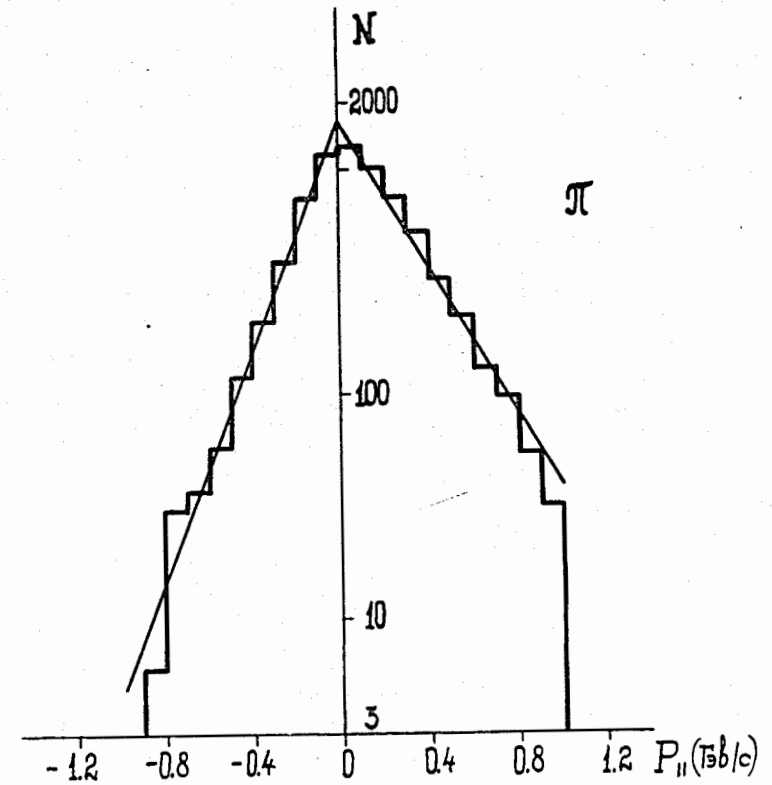


Рис. 4. Распределение продольных импульсов всех пионов в с.ц.м. реакции для (1). Прямые - результаты аппроксимации функцией (5).

$$\frac{dN}{d|p_{||}|} = \frac{dN}{d|p_{||}^*|} \frac{d|p_{||}^*|}{d|p_{||}|} - e^{-\alpha_{||}^* | \gamma_c p_{||} | (\pm 1 - \beta_c \sqrt{1 + \frac{m^2 + p_{\perp}^2}{p_{||}^2}}) |} \quad (7)$$

$$(\gamma_c = 1/\sqrt{1 - \beta_c^2})$$

Таким образом, сравнивая соотношения (7) и (5), получаем, что

$$\alpha_{||} = \alpha_{||}^* | \gamma_c (\pm 1 - \beta_c \sqrt{1 + \frac{m^2 + p_{\perp}^2}{p_{||}^2}}) |. \quad (8)$$

Знак \pm перед единицей зависит от знака $p_{||}$ в с.ц.м. реакции. Следовательно, для частиц с $p_{||}$, имеющих отрицательный знак, величина наклона $\alpha_{||}$ будет больше, чем для частиц с $p_{||} > 0$ (при одних и тех же p_{\perp} и β_c), что и наблюдается на эксперименте (5-7, 15 / и настоящая работа). Разумеется, приведенные выше соображения являются чисто качественными.

Что же касается распределения поперечных импульсов, то в этом приближении оно инвариантно и в с.ц.м. реакции имеет тот же вид, что и в системе покоя всех вторичных мезонов.

§3. Заключение

Проведенный анализ показал, что распределения поперечных и продольных импульсов ≈ 8000 вторичных пионов, образованных в реакциях (1), при значениях $p_{\perp} \geq 0,2$ Гэв/с и $p_{||} \geq 0,1$ Гэв/с, соответственно, могут быть удовлетворительно описаны функциями, получаемыми из Бозе-распределения. Значения температуры $T_0 \approx 1,3 m_{\pi}$, полученные в настоящей работе, близки к результатам экспериментов, выполненных при энергиях (13-29) Гэв и 500 Гэв. Разница в наклонах $dN/dp_{||}$ для пионов, летящих в заднюю и переднюю полусферы в с.ц.м. реакции, может быть качественно объяснена в рамках феноменологической квазидвухчастичной модели множественного образования частиц.

Авторы признательны Г.И. Копылову и Д.С. Чернавскому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. R.P.Feynman, Proc. of Third Int. Conf. on High Energy Collisions, Stony Brook 1969 (Gordon and Breach, 1969) 237.
2. R.P.Feynman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969).
3. C.N.Yang. Proc. of Third Int. Conf. on High Energy Collisions, Stony Brook 1969 (Gordon and Breach, 1969) 509.
4. I. Benecke et al., Phys. Rev., 188 2159 (1969).
5. I.W.Elbert et al., Phys.Rev.Lett., 20, 124 (1968).
6. D.B.Smith et al., Phys.Rev.Lett., 23, 1064 (1969).
7. A.Wroblewski. Rapporteur Talk in the 15-th Conf. of High Energy Phys., Kiev, 1970.
8. Г.А. Милехин, И.Л. Розенталь. ЖЭТФ, 33, 197 (1957).
9. R.Hagedorn. Suppl. Nuovo Cim., 3, 147 (1965).
10. В.Г. Гришин, М. Иреш, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, М.М. Муминов, А.Г. Павлова, В.В. Петржилка, М. Сук, З. Трка, Я. Тркова, Б.С. Юлдашев. ЯФ, 10, 1204 (1969).
11. В.Г. Гришин, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, В.В. Петржилка, М. Сук, З. Трка, Я. Тркова, Б.С. Юлдашев. ЯФ, 11, 1242 (1970).
12. В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов, Д.К. Копылова, В.Б. Любимов, Б.С. Юлдашев. Препринт ОИЯИ P1-5431, Дубна, 1970.
13. В.Г. Гришин, Ш.В. Иногамов, А.А. Кузнецов, Н.Н. Мельникова, А. Михул, М. Сабэу, Б.С. Юлдашев, Г. Янчо, В. Болдеа, С. Фелеа. Препринт ОИЯИ P1-5706, Дубна, 1971.
14. И.Н. Силин, Препринт ОИЯИ 11-3362, Дубна, 1967.

15. N.N. Biswas et al., The paper No 22 at session 3a, XYIntern. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970.
16. Е.Л. Фейнберг. ЯФ, 13, 659 (1971).
17. Н.Н. Ройнишвили, Е.Н. Шеррер. Письма в ЖЭТФ, 13, 243 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1971 года.