

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



11/II, 74

P1 - 7523

Г-859

В.Г.Гришин, Т.Я.Иногамова, Ш.В.Иногамов

594/2-74

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ И КОРРЕЛЯЦИИ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАННЫХ В π^-C^{12} -
СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 7523

В.Г.Гришин, Т.Я.Иногамова, Ш.В.Иногамов

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ И КОРРЕЛЯЦИИ
ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАННЫХ В π^- C¹²
-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

S u m m a r y

The analysis of the multiplicity distributions in π^-C^{12} interactions shows that the distributions are described qualitatively by Poisson and Polya formulae. The multiplicity data for π^-C^{12} interactions satisfy the same universal curve as π^-p and pp interactions (multiplicity scaling).

The average multiplicity increase satisfies the logarithmic function of energy for π^-C^{12} and π^-p interactions with the same slope parameters.

The correlation between neutral and charged pions in π^-C^{12} -interactions takes the form $\langle n_{\pi^0} \rangle = (1.64 \pm 0.11) + (0.16 \pm 0.02)n_{\pi^{\pm}}$, and the coefficients coincide with the similar results for π^-p and π^-n interactions at 40 GeV/c. Hence, one can conclude that intranuclear interactions are unimportant for this phenomenon.

В последние годы много экспериментальных и теоретических работ [1-11] было посвящено исследованию распределений по множественности вторичных частиц, образованных в π^-p и pp -взаимодействиях при высоких энергиях. Было установлено, что экспериментальные данные описываются распределениями типа Пуассона или эмпирическими формулами с двумя параметрами. Было также показано, что имеется корреляция между рождением заряженных и нейтральных π^- -мезонов при $E \geq 25$ ГэВ.

Аналогичные результаты для взаимодействий частиц с ядрами практически отсутствуют. В этой работе мы приводим результаты сравнения теоретических распределений по множественности вторичных частиц и корреляций нейтральных и заряженных пионов с экспериментальными данными для взаимодействий π^- -мезонов с $p = 40$ ГэВ/с с ядрами углерода.

§1. Распределение по множественности вторичных заряженных частиц в π^-C^{12} -взаимодействиях

Распределение по множественности вторичных заряженных частиц ($n_{\pi^{\pm}}$), образованных во взаимодействиях π^- -мезонов с $p = 40$ ГэВ/с с ядрами углерода, приведено на рис. 1*. Эти данные сравнивались с распределением Пуассона

* В это распределение не включены протоны с $pc \leq 800$ МэВ, которые визуально хорошо идентифицируются при просмотре стереофотографий.

$$P(n_{\pm}) = \frac{\langle n_{\pm} \rangle^{n_{\pm}}}{n_{\pm}!} e^{-\langle n_{\pm} \rangle} \quad /1/$$

Результаты сравнения показаны на рис. 1 и в табл. 1. Здесь же приведены данные для " π^-C "-событий, в которых исключены взаимодействия π^- -мезонов с квазисвободными нуклонами ядра углерода /12/. Видно, что распределение Пуассона плохо описывает экспериментальные

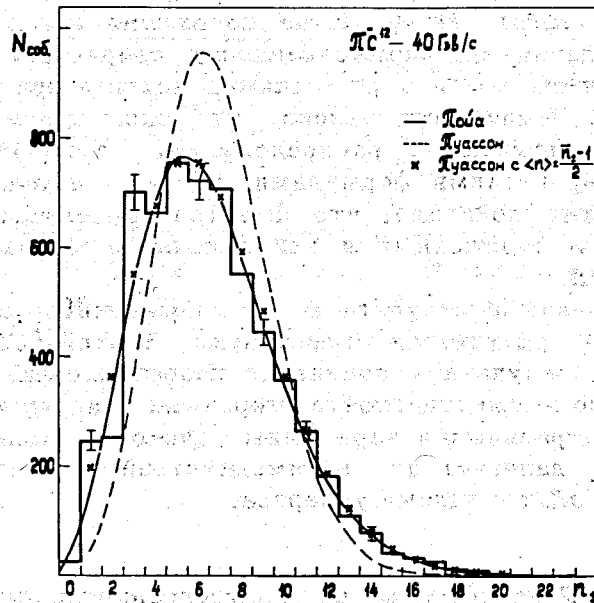


Рис. 1. Распределение по множественности заряженных частиц в π^-C^{12} -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с.

данные. Дисперсия экспериментального распределения больше дисперсии, предсказываемой формулой /1/. Аналогичная ситуация имеет место и для π^-p -взаимодействий /1/, однако предположение о независимости рождения пар частиц приводит к хорошему согласию экспериментального распределения по множественности с предсказываемым. Для π^-C^{12} -взаимодействий мы не можем

провести аналогичное рассмотрение из-за вторичных взаимодействий в ядре, но если предположить, что распределение описывается формулой, аналогичной /1/, с $\langle n \rangle = \frac{\langle n_{\pm} \rangle - 1}{2}$ / - 1 введена для исключения влияния первичного π^- -мезона/ и $n = \frac{n_{\pm} - 1}{2}$, то получаемое распределение качественно лучше описывает эксперимент, чем в случае /1/. Дисперсия распределения близка к экспериментальной /см. рис. 1/.

§2. Распределение Пойа и его применение к описанию распределений по множественности

В работе /13/ было предложено использовать для описания распределений по множественности вторичных частиц в pp -столкновениях распределение Пойа. Это распределение успешно применяется к ветвящимся процессам. Основной особенностью таких процессов является зависимость числа частиц в последующем поколении от числа частиц в предшествующем. Распределение Пойа успешно было использовано для описания распределения числа частиц в электронно-фотонных ливнях /14,15/.

Распределение Пойа имеет вид:

$$P(n) = P(0) \left(\frac{\langle n \rangle}{1 + \xi \langle n \rangle} \right)^n \frac{(1 + \xi)(1 + 2\xi) \dots [1 + (n-1)\xi]}{n!} \quad /2/$$

где

$$P(0) = (1 + \xi \langle n \rangle)^{-1/\xi} \quad /3/$$

Для квадрата отношения $D/\langle n \rangle$ имеем

$$\frac{D^2}{n^2} = \frac{1}{n} + \xi^2 \quad /4/$$

Распределение Пойа переходит в распределение Пуассона

$$\text{Величина } D = (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)^{1/2}$$

при $\xi = 0$. Первый член в соотношении /4/ соответствует независимому испусканию частиц, второй - генетической корреляции между частицами.

Для pp-столкновений в области импульсов /50 ÷ 303/ ГэВ/с¹³ величина параметра ξ оказалась постоянной и равной /0,2588 ± 0,0034/.

Распределение Пойа было использовано нами для описания распределения по множественности заряженных частиц в π^-p взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с /данные были взяты из работы /12/ /. Свободным параметром был взят параметр ξ , величина средней множественности бралась из эксперимента: $\langle n_{\pm} \rangle = 5,62 \pm 0,04$. Результаты фитирования по методу наименьших квадратов приведены в табл. 2 и на рис. 2.

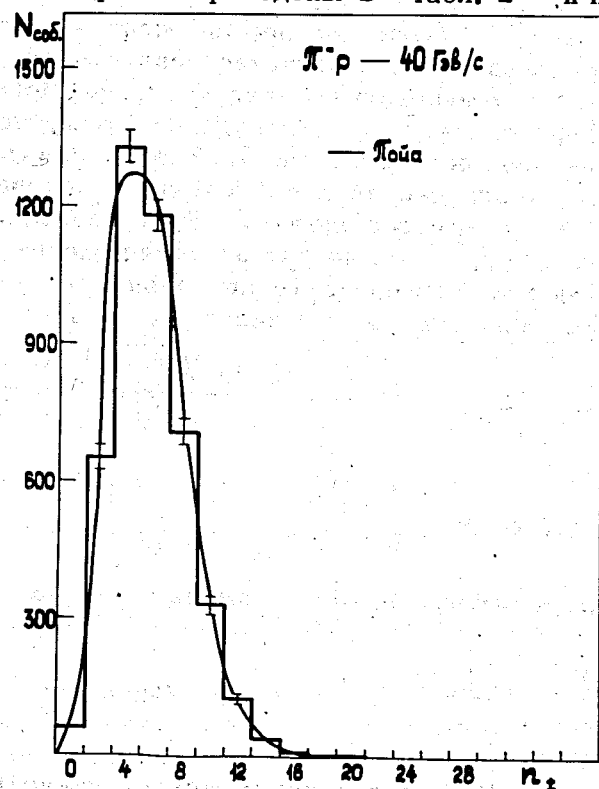


Рис. 2. Распределение по множественности заряженных частиц в π^-p -взаимодействиях при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$.

Видно, что распределение /2/ хорошо описывает экспериментальные данные.

С большим основанием распределение Пойа можно применить к взаимодействиям на ядрах, поскольку конечная множественность вторичных частиц в этом случае есть результат взаимодействия как первичной, так и вторичных частиц с нуклонами ядра. Другими словами, процесс взаимодействия элементарной частицы с ядром можно отнести к классу ветвящихся процессов, где число частиц в последующем поколении зависит от числа частиц в предшествующем. На рис. 1 и в табл. 2 приведены результаты подгонки по формуле /2/ распределения по множественности для π^-C^{12} -взаимодействий при 40 ГэВ/с. Видно, что формула /2/ плохо описывает экспериментальное распределение. Наибольший вклад в χ^2 вносят первые четыре точки. Исключение этих точек ($n_{\pm} = 0, 1, 2, 3$) улучшает фит /см. табл. 2/. Было проведено сравнение распределения /2/ с данными для группы " π^-C ". Результаты приведены в табл. 2. Распределение Пойа хорошо описывает экспериментальные данные. Это следовало ожидать, поскольку события группы " π^-C " обогащены взаимодействиями, где встречаются вторичные взаимодействия внутри ядра углерода.

§3. Скейлинг по множественности вторичных заряженных частиц в π^-C^{12} -взаимодействиях

Коба и др. /16/ показали, что при выполнении масштабной инвариантности следует ожидать соответствующего скейлингового распределения по множественности вторичных заряженных частиц. Если построить распределение величины $\langle n_{\pm} \rangle \frac{\sigma_{n_{\pm}}}{\sigma_{in}}$ в зависимости от $\frac{n_{\pm}}{\langle n_{\pm} \rangle}$,

то при больших энергиях экспериментальные точки должны расположиться на одной универсальной кривой, т.е.

$$\langle n_{\pm} \rangle \frac{\sigma_{n_{\pm}}}{\sigma_{in}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \psi \left(\frac{n_{\pm}}{\langle n_{\pm} \rangle} \right), \quad /5/$$

Таблица 1

	$\langle n \pm \rangle$	χ^2	Число степеней свободы	$\langle n \pm \rangle_{\text{экл.}}$
"ГС12"	6.74 ± 0.03	864.2	23	6.54 ± 0.05
"ГС"	7.60 ± 0.05	341.	23.	7.62 ± 0.06

Таблица 2

Тип взаимодействия	ξ	χ^2	Число степеней свободы	Примечание
"ГР"	0.059 ± 0.005	11	10	
"ГС12"	0.101 ± 0.005	128	22	
"ГС"	0.079 ± 0.005	17	22	
"ГС12"	0.108 ± 0.007	14	18	$n_4 = 0, 1, 2, 3$ исключены
"ГС"	0.075 ± 0.006	14	18	$n_4 = 0, 1, 2, 3$ исключены

где $\sigma_{n_{\pm}}$ - парциальное сечение образования n_{\pm} заряженных частиц; σ_{in} - полное неупругое сечение взаимодействия.

Проведенное сравнение /17/ имеющихся данных для pp -взаимодействий показало, что в области импульсов /50-303/ ГэВ/с предсказание /5/ выполняется, хотя в этой области энергий масштабная инвариантность имеет место не во всем фазовом пространстве. Данные по πN взаимодействиям при импульсах 40,50 ГэВ/с так же удовлетворительно согласуются с /5/ /18,19/.

Интересно посмотреть, сохраняется ли скейлинговое свойство распределения по множественности для взаимодействий элементарных частиц с ядрами, если для столкновения с нуклонами оно имеет место.

На рис. 3 приведены данные по зависимости величины

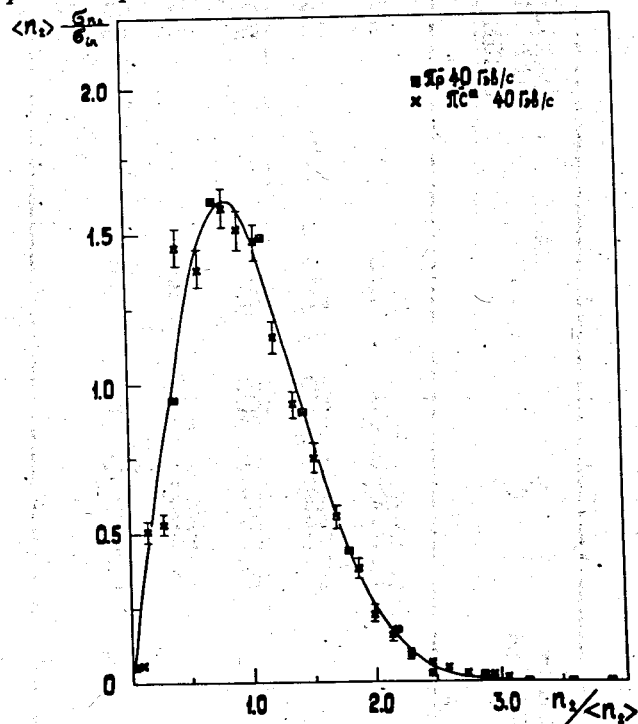


Рис. 3. Зависимость $\langle n_{\pm} \rangle \frac{\sigma_{n_{\pm}}}{\sigma_{in}}$ от $n_{\pm} / \langle n_{\pm} \rangle$ для $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействий при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$.

$$\langle n_{\pm} \rangle \frac{\sigma_{n_{\pm}}}{\sigma_{in}} \text{ от } \frac{n_{\pm}}{\langle n_{\pm} \rangle} \text{ для } \pi^{-}C^{12} \text{-взаимодействий}$$

при 40 ГэВ/с. Сплошная кривая представляет аппроксимацию экспериментальных данных $\pi^{-}p$ и pp -взаимодействий в области энергий $\geq 40 \text{ ГэВ}$ /17/. Видно, что в пределах экспериментальных ошибок данные для $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействий ложатся на ту же универсальную кривую.*

§4. Энергетическая зависимость средней множественности вторичных заряженных частиц в $\pi^{-}C^{12}$ -взаимодействиях

Одной из интересных проблем в исследовании множественных процессов является энергетическая зависимость средней множественности вторичных частиц. Мультипериферическая модель предсказывает логарифмический рост множественности, в то время как статистическая модель предполагает степенную зависимость. Имеющиеся данные для pp и πp -взаимодействий не позволяют сделать выбор между логарифмической и степенной зависимостью /20/**

В табл. 3 и на рис. 4 приведены результаты подгонки кривой

$$\langle n_s \rangle = -A^s + b \ln s; \quad (A \approx 12) \quad /6/$$

к имеющимся экспериментальным данным по средней множественности релятивистских заряженных частиц, образованных во взаимодействиях π -мезонов с ядрами углерода в области энергий /40-300/ ГэВ /21-23/. Эк-

* Распределения для $\pi^{-}p$ и $\pi^{-}C^{12}$ -столкновений на рис. 3 нормированы на одну площадь.

** Новые экспериментальные данные по πp -взаимодействиям при 205 ГэВ/с позволили исключить степенную зависимость /18/.

Таблица 3

α	b	χ^2	Число степеней свободы
0.15 ± 0.54	1.14 ± 0.28	5	2.

Для кривой типа (6) с заменой S на E_0 (энергия в лабораторной системе) значения коэффициентов α и b совпадают в пределах экспериментальных ошибок с приведенными в таблице.

Экспериментальные данные хорошо описываются приведенной зависимостью*.

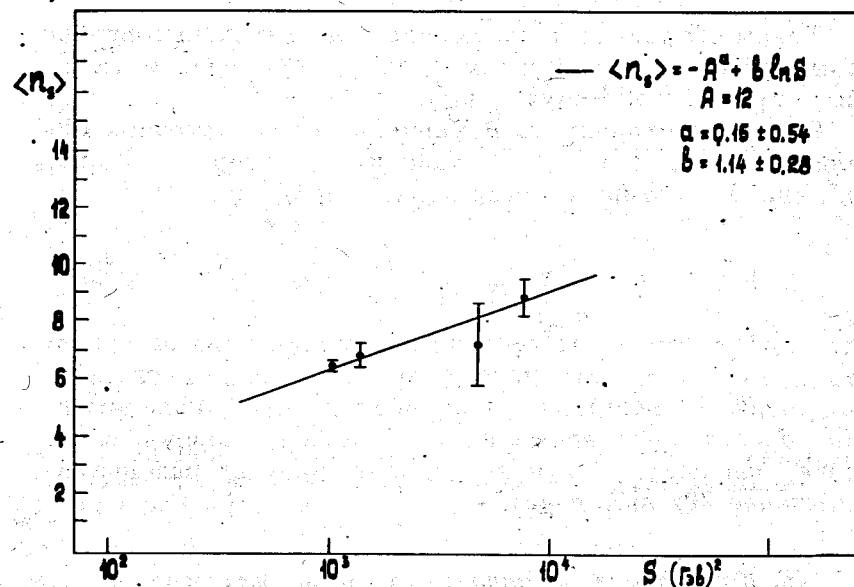


Рис. 4. Энергетическая зависимость $\langle n_s \rangle$ для $\pi^- C^{12}$ взаимодействий в области энергий $40 \div 300$ ГэВ.

Параметр b в формуле /6/ для адрон-адронных столкновений связан со структурной функцией $f(x=0)$ соотношением

$$b = \frac{f(x=0)}{\sigma_{in}} \quad /7/$$

и не зависит от типа сталкивающихся частиц. В связи с этим интересно сравнить полученные результаты для $\pi^- C^{12}$ и $\pi^- p$ -соударений: /18/

$$b_{n+}^{\pi^- C^{12}} = 1.14 \pm 0.28 \quad \text{и} \quad b_{n+}^{\pi^- p} = 1.48 \pm 0.02$$

* Следует отметить, что данные в этой области энергии также не противоречат и степенной зависимости от энергии.

$$n 2. \quad b \frac{\pi^- p}{\pi^0} = 1,24 \pm 0,14.$$

Таким образом, в пределах экспериментальных ошибок нормированная структурная функция /7/ одна и та же для $\pi^- p$ и $\pi^- C^{12}$ -соударений.

С другой стороны, О.В.Канчели /24/ в партонной модели получил, что $\langle n_s \rangle$ зависит от энергии в виде /6/, где Λ - атомный номер ядра, $a \approx 1/3$ и

$$b \frac{\pi^- C^{12}}{\pi^- p} \approx \frac{\Lambda \cdot \sigma_{in}^{\pi^- p}}{\sigma_{in}^{\pi^- C^{12}}} b \pi^- p \approx 1,44 \cdot b \pi^- p, \quad /8/$$

где $\sigma_{in}^{\pi^- p}$ - неупругое сечение взаимодействия на протоне, $\sigma_{in}^{\pi^- C^{12}}$ - неупругое сечение на ядре углерода. Как видно из результатов сравнения /6/ с экспериментом, в настоящее время нельзя сделать выводов о величине параметра a , и в пределах двойных ошибок соотношение /8/ выполняется.

§5. Корреляция нейтральных и заряженных частиц, образованных в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с

Исследования множественного образования частиц в πp - и pp -столкновениях в области $p > 25$ ГэВ/с установили существование сильной корреляции в рождении нейтральных и заряженных частиц /25, 26/. В экспериментах при более низких энергиях подобная корреляция не обнаружена /6, 27 ÷ 29/. Для объяснения наблюдаемой линейной зависимости среднего числа π^0 -мезонов ($\langle n_{\pi^0} \rangle$) от числа вторичных заряженных частиц было предложено несколько теоретических моделей /30 ÷ 32/. Аналогичные исследования на ядрах практически отсутствуют /25, 28/.

На рис. 5 приведена зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{\pm} для $\pi^- C^{12}$ -взаимодействий. Среднее число π^- -мезонов растет с увеличением множественности заряженных частиц. Прямая линия на рис. 5 есть результат фитирования экспериментальных данных функцией

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = A + B n_{\pm}. \quad /9/$$

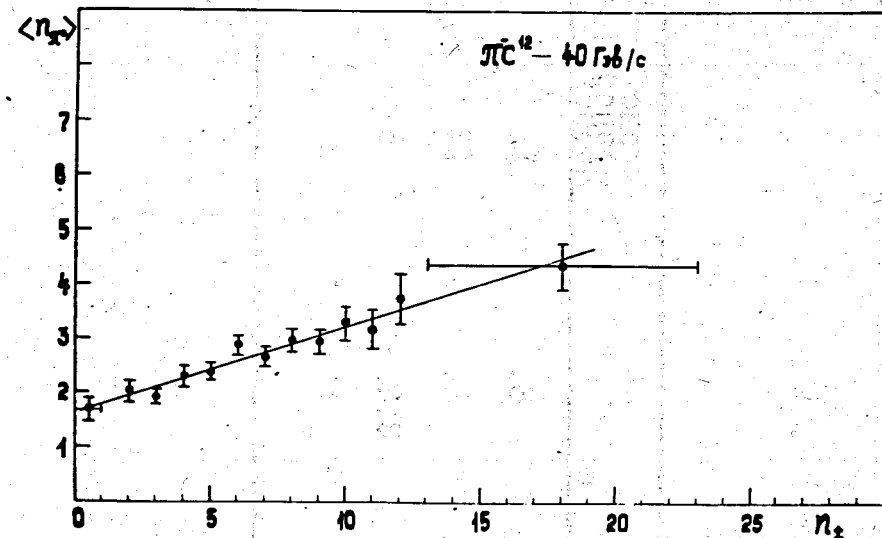


Рис. 5. Зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_{\pm} для $\pi^- C^{12}$ взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с. Прямая - результат фитирования функцией /9/.

Результаты фитирования приведены в табл. 4. Величина параметра наклона B в пределах ошибок совпадает со значением параметра для πN -столкновений при том же начальном импульсе /30/. / $B_{\pi^- p} = 0,16 \pm 0,02$, $B_{\pi^- n} = 0,15 \pm 0,02$ /. Аналогичные данные для событий " $\pi^- C$ " приведены на рис. 6. И здесь мы обнаруживаем сильную корреляцию в рождении нейтральных и заряженных частиц /см. табл. 4/. Равенство параметров наклона B для $\pi^- N$ и $\pi^- C^{12}$ взаимодействий указывает на то, что вторичные взаимодействия, если они имеют место, не нарушают корреляции в рождении π^0 и π^{\pm} -мезонов.

Заключение

1. Распределения по множественности вторичных заряженных частиц в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях могут быть описаны с помощью кривых типа Пуассона и Пойа.

Таблица IV

	A	B	χ^2	ЧИСЛО СТУПЕНЕЙ СВОБОДЫ
$\pi^+ \pi^-$	1.64 ± 0.11	0.16 ± 0.02	6.	11
" $\pi^+ \pi^-$ "	1.54 ± 0.17	0.18 ± 0.02	8.	13.
$\pi^+ p$	1.85 ± 0.15	0.16 ± 0.02	2,2	6
$\pi^+ n$	1.55 ± 0.03	0.15 ± 0.02	2.9	5

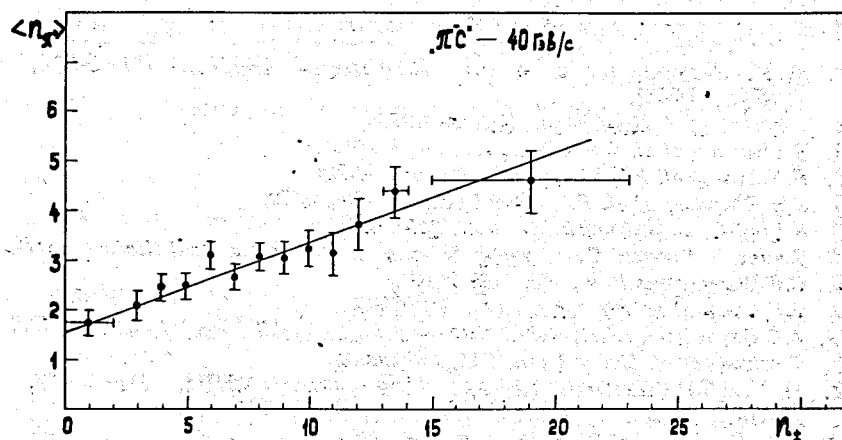


Рис. 6. Зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от n_+ для " $\pi^- C$ "-событий при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$. Прямая - результат фитирования функцией /9/.

2. Данные по множественности в $\pi^- C^{12}$ -взаимодействиях при $p = 40 \text{ ГэВ/с}$ описываются той же универсальной функцией, что и πp и pp -столкновения при $E \geq 40 \text{ ГэВ}$. Таким образом, имеется указание о справедливости скейлинга по множественности при высоких энергиях независимо от типа сталкивающихся частиц.

3. Зависимость средней множественности вторичных частиц от энергии описывается логарифмической функцией для $\pi^- p$ и $\pi^- C^{12}$ -столкновений с параметрами наклона, одинаковыми в пределах ошибок.

4. Существование одинаковой корреляции в рождении π^0 -мезонов от числа заряженных частиц для $\pi^- p$ и $\pi^- C^{12}$ соударений показывает, что вторичные взаимодействия не влияют на это явление.

В заключение авторы выражают благодарность А.У.Абдурахимову, А.Б.Говоркову за полезные обсуждения. Мы признательны группе лаборантов, которые принимали участие в обработке экспериментального материала.

Литература

1. А.У.Абдурахимов и др. Препринт ОИЯИ, P1-6491, Дубна, 1972.
2. J.Elbert et al. Nucl.Phys., B19, 85 (1970).
3. G.Charlton et al. Phys.Rev.Lett., 29, 515 (1972).
4. F.T.Dao et al. Phys.Rev.Lett., 29, 1627 (1972).
5. J.W.Chapman et al. Phys.Rev.Lett., 29, 1686 (1972).
6. H.Boggilg et al. Nucl.Phys., B27, 285 (1971).
7. Sowiet - French Coll. paper Submit. to the 16 Int. Conf. Batavia, 1972.
8. C.P.Wang. Phys.Rev., 180, 1463 (1969).
9. G.F.Chew et al. Phys.Rev., 176, 2112 (1968).
10. O.C.Czyzewski, K.Rybicki. INR Report No. 703 /PH/ Cracow (1970).
11. G.Bozoki et al. Nuovo Cim., 54A, 881 (1969).
12. А.У.Абдурахимов и др. Препринт ОИЯИ, P1-6277, Дубна, 1972.
13. A.B.Govorkov. JINR, E2-7170, Dubna, 1973.
14. А.Б.Говорков, Б.Козик. АЭ, 20, 342 /1966/.
15. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ, 1956.
16. Z.Koba et al. Nucl.Phys., B40, 317 (1972).
17. P.Slattery. Preprint COO-3065-26 (1972).
18. А.У.Абдурахимов. Автореферат диссертации. ОИЯИ, I-7459, Дубна, 1973.
19. A.J.Buras, Z.Koba. NBI - HE - 73 - 1 (1973).
20. D.Morrison. CERN /D.Ph. II/ Phys. 72-19 (1972).
21. С.А.Азимов и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 36, №8, 1626 /1972/.
22. А.В.Алакоз и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 36, №8, 1786 /1972/.
23. И.Н.Ерофеева и др. Письма ЖЭТФ, т. 9, №7, 390/1969/.
24. А.У.Абдурахимов и др. Препринт ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972.
25. О.В.Канчели. Труды Международного семинара по глубоконеупругим и множественным процессам. 7-13 июня, 1973 года. Изд. ОИЯИ, Д-7411, Дубна, 1973.
26. А.У.Абдурахимов и др. Препринт ОИЯИ, P1-6928, Дубна, 1973.
27. F.T.Dao et al. NAL - Conf. - 73/3/ - EXP (1973).
28. В.А.Беляков и др. Препринт ОИЯИ, P-1138, Дубна, 1962.
29. Б.Словинский, З.С.Стругальский. Препринт ОИЯИ, P1-6408, Дубна, 1972.
30. J.H.Campbell et al. ANL/HEP/ 7311 (1973).
31. В.Г.Гришин и др. Препринт ОИЯИ, P2-6950, Дубна, 1973.
32. E.L.Berger et al. ANL /HEP/ 7240 (1972).
33. G.H.Thomas. ANL /HEP/ 7302 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 октября 1973 года.