

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



034648

1 - 10209

Ш-827

532 | 1-77

Ш.С.Шошиашвили

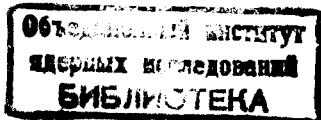
АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В $\pi^- p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 5-205 ГЭВ/С

1976

1 - 10209

Ш.С.Шошиашвили*

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В $\pi^- p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 5-205 ГЭВ/С



* Тбилисский государственный университет

Шошиашвили Ш.С.

1 - 10209

Анализ распределений по множественности вторичных заряженных частиц в $\pi^- p$ -взаимодействиях при 5-205 ГэВ/с

Показано, что распределения по множественности вторичных заряженных частиц, образованных в $\pi^- p$ -взаимодействиях при энергии 25-205 ГэВ, хорошо описываются простой двухпараметрической формулой. Найдена количественная мера отклонения от этой формулы экспериментальных данных при энергиях ниже 25 ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

В настоящее время распределения по множественности вторичных заряженных частиц n_{ch} в адрон-адронных взаимодействиях являются объектом интенсивного исследования. Существует ряд эмпирических формул и теоретических моделей, предназначенных для описания распределений по множественности.

Модели Ванга /1/, Хорна и Сильвера /2/, Кайзера /3/, Чью и Пиньотти /4/ или неудовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, или описывают их только в ограниченном диапазоне энергий.

Распределения по n_{ch} в широком диапазоне энергий удовлетворительно согласуются с эмпирическими формулами Бозоки и др. /5/, Чижевского-Рыбицкого /6/ и Е.Де Фольфа и др. /7/. Однако эти формулы имеют довольно сложный аналитический вид.

В работе /8/ на основе анализа экспериментальных распределений по множественности всех вторичных частиц n в $\pi^- p$ -взаимодействиях при (5-40) ГэВ/с /9/ была получена новая, однопараметрическая формула для вероятности образования n -частиц:

$$P_n = \frac{n'}{\eta^2} \exp \left[-\frac{1}{4} \left(\frac{n'}{\eta} \right)^2 \right], \quad n' = n - 2, \quad (1)$$

где η — мода распределения по n' , связанная со средней множественностью: $\eta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \langle n' \rangle$. Формула (1) отличается тем, что имеет простой аналитический вид по

сравнению с перечисленными выше эмпирическими формулами, и все параметры распределения можно в явном виде выразить через η /8/.

Для распределений по множественности заряженных частиц выражение (1) можно записать так:

$$\sigma_{n_{ch}} = \sigma_{in} \frac{n_{ch} - a}{\eta^2} e^{-\frac{1}{4} \left(\frac{n_{ch} - a}{\eta} \right)^2} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{n_{ch}}$ – топологическое сечение, σ_{in} – сечение неупругого взаимодействия.

Параметр a можно рассматривать как меру среднего числа лидирующих частиц /10,11/, которые не подчиняются закону распределения по множественности "истинно рожденных частиц" $n'_{ch} = n_{ch} - a$.

В данной работе исследуется вопрос о применимости формулы (2) для аппроксимации распределений по множественности заряженных частиц, рожденных в $\pi^- p$ -взаимодействиях при 5–205 ГэВ/с, причём a рассматривается как свободный параметр.

§1. Анализ распределений по n_{ch}

Экспериментальные данные о распределении по n_{ch} для $\pi^- p$ -взаимодействия при 5–205 ГэВ/с /12/ были аппроксимированы формулой (2) со свободными параметрами a и η . Данные о сечениях "0-лучевых" событий при этом не используются, так как формула (2) для них непригодна.

Результаты аппроксимации приведены на рис. 1а (N_T – число экспериментальных точек при данной энергии).

Оказалось, что экспериментальные данные хорошо согласуются с формулой (2) при энергиях 18 ГэВ и выше. Ниже 18 ГэВ наблюдается расхождение, которое растет с уменьшением энергии: экспериментальные значения

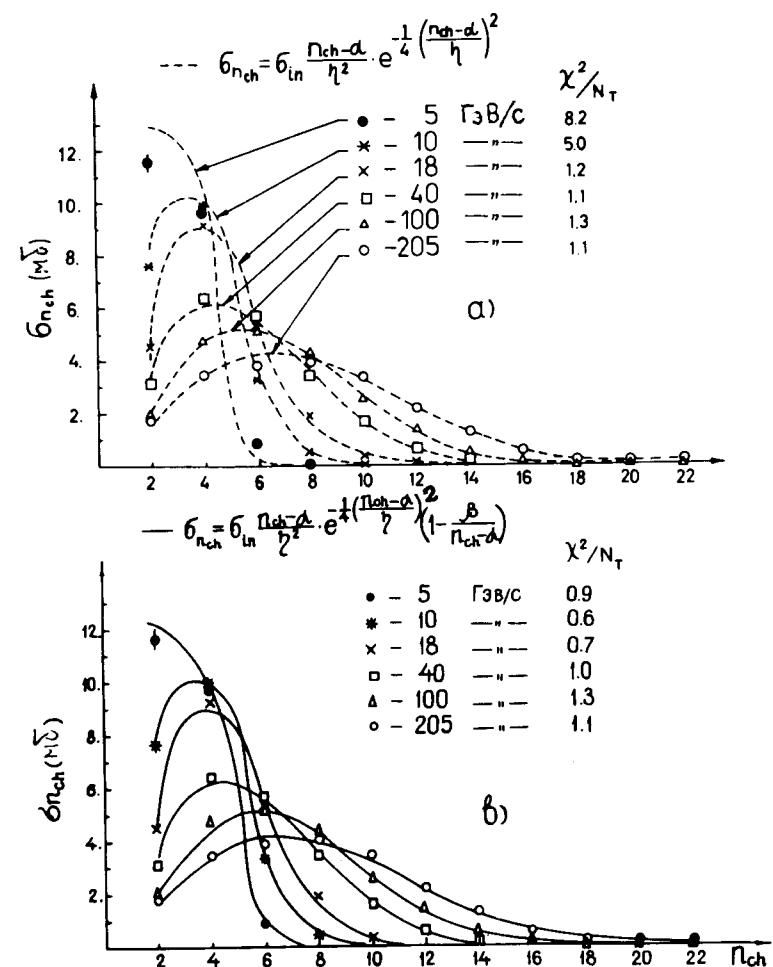


Рис. 1. Зависимость величин топологических сечений $\sigma_{n_{ch}}$ от числа заряженных частиц n_{ch} .

сечений $\sigma_{n_{ch}}$ для малых n_{ch} меньше, чем предсказывает формула (2) при данной энергии.

Исходя из этого, для описания экспериментальных результатов в интервале (5–25) ГэВ/с была использована следующая формула:

$$n_{ch} = \sigma_{in} \frac{n_{ch} - \alpha}{\eta^2} \exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{n_{ch} - \alpha}{\eta}\right)^2\right] \left(1 - \frac{\beta}{n_{ch} - \alpha}\right), \quad (3)$$

где множитель $\left(1 - \frac{\beta}{n_{ch} - \alpha}\right)$ введен для учета отклонения

экспериментальных значений сечений от простой зависимости (2) при малых n_{ch} . Результаты аппроксимации — значения χ^2/N_T и параметры α , η , β показаны в таблице и на рис. 1б. Оказалось, что формула (3) хорошо описывает экспериментальные распределения во всей исследуемой области.

Таблица

p	N_T	χ^2/N_T	$\langle n \rangle^3$	η	α	β	$\langle n \rangle$	M_α	D	$\langle n \rangle/D$	$M/\langle n \rangle$	f_2
5.	4	0.8	2.84 ±0.05	1.16 ±0.02	1.05 ±0.07	0.16 ±0.03	2.94 ±0.09	2.77 ±0.08	1.21 ±0.04	2.43 ±0.10	0.94 ±0.04	-1.48 ±0.12
6.8	4	0.2	3.15 ±0.08	1.35 ±0.08	1.13 ±0.16	0.11 ±0.10	3.40 ±0.22	3.09 ±0.19	1.34 ±0.10	2.54 ±0.20	0.91 ±0.08	-1.60 ±0.35
8.05	4	0.15	3.37 ±0.06	1.47 ±0.02	0.92 ±0.06	0.14 ±0.05	3.39 ±0.08	3.07 ±0.07	1.49 ±0.04	2.28 ±0.08	0.91 ±0.03	-1.18 ±0.17
10.	5	0.5	3.61 ±0.04	1.64 ±0.02	0.81 ±0.05	0.12 ±0.03	3.61 ±0.07	3.20 ±0.06	1.63 ±0.03	2.22 ±0.05	0.89 ±0.02	-0.96 ±0.12
16	6	1.0	4.19 ±0.04	1.95 ±0.02	0.83 ±0.06	0.10 ±0.04	4.19 ±0.09	3.64 ±0.08	1.89 ±0.04	2.21 ±0.07	0.87 ±0.03	-0.60 ±0.20
18.5	7	1.2	4.39 ±0.05	1.98 ±0.02	0.98 ±0.06	0.09 ±0.05	4.40 ±0.09	3.82 ±0.07	1.91 ±0.05	2.30 ±0.07	0.87 ±0.02	-0.75 ±0.23
25.	7	1.3	4.85 ±0.05	2.23 ±0.02	0.95 ±0.06	0.04 ±0.04	4.89 ±0.07	4.14 ±0.07	2.07 ±0.02	2.31 ±0.04	0.84 ±0.02	-0.64 ±0.07
40.	7	1.3	5.60 ±0.04	2.84 ±0.04	0.67 ±0.07		5.71 ±0.10	4.69 ±0.09	2.63 ±0.04	2.16 ±0.05	0.82 ±0.02	1.22 ±0.14
50.	8	2.0	5.79 ±0.05	2.88 ±0.03	0.71 ±0.07		5.81 ±0.08	4.78 ±0.08	2.67 ±0.03	2.18 ±0.04	0.82 ±0.02	1.31 ±0.11
100.	11	1.3	6.79 ±0.22	3.40 ±0.05	0.76 ±0.10		6.78 ±0.11	5.57 ±0.10	3.15 ±0.03	2.15 ±0.04	0.82 ±0.02	3.12 ±0.17
147	12	1.1	7.33 ±0.21	3.81 ±0.04	0.63 ±0.08		7.38 ±0.11	6.02 ±0.10	3.53 ±0.04	2.09 ±0.04	0.82 ±0.02	5.10 ±0.20
205	12	1.1	8.02 ±0.12	4.27 ±0.08	0.49 ±0.20		8.06 ±0.26	6.54 ±0.24	4.00 ±0.09	2.04 ±0.08	0.81 ±0.04	7.60 ±0.55

На рис. 2 показана зависимость параметров η , α и β от $\langle n_{ch} \rangle$. Сплошные кривые соответствуют линейной аппроксимации.

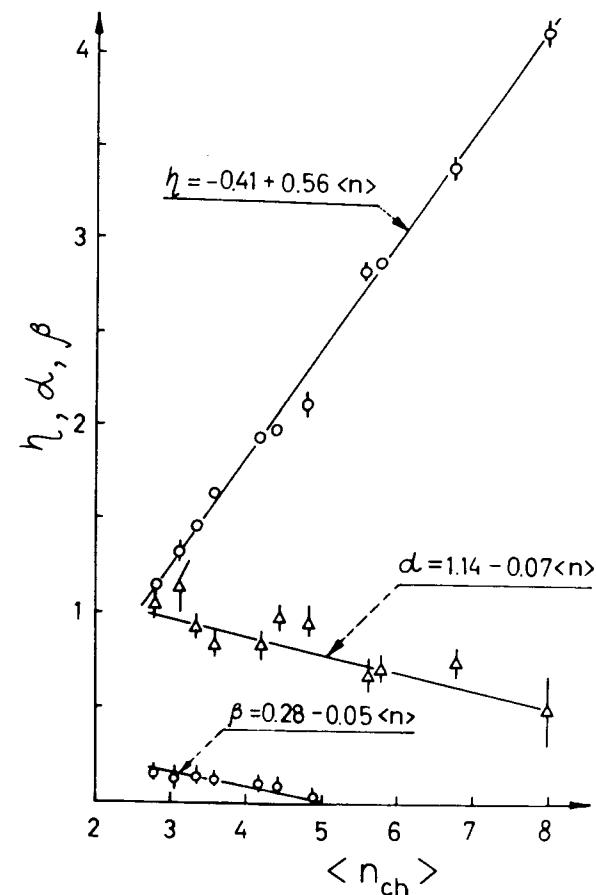


Рис. 2. Зависимость параметров η , α и β от средней множественности заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$.

Из рис. 2 видно, что параметр η растет пропорционально средней множественности $\langle n_{ch} \rangle$. Параметр α незначительно падает с ростом энергии и в среднем $\alpha = 0,8 \pm 0,1$. Параметр β мал по сравнению с единицей, падает с ростом энергии и, начиная с 25 ГэВ/с, практически равняется нулю. Он играет роль меры отклонения экспериментальных распределений при энергии ниже 25 ГэВ от простой формулы (2). Несмотря на то, что формула (3) трехпараметрическая, она имеет простой аналитический вид, и все параметры распределения можно в явном виде выразить через η , α , β .

Параметры распределения по n_{ch}

Выражения для средней множественности $\langle n_{ch} \rangle$, дисперсии D , моды M_0 , корреляционного параметра f_2^{cc} и величины $\langle n_{ch}^2 \rangle$ имеют следующий вид:

$$\langle n_{ch} \rangle = \sqrt{\pi} \eta + \alpha + \beta, \quad (4a)$$

$$D = [(4 - \pi)\eta^2 - \beta\eta\sqrt{\pi} - \beta^2]^{1/2}, \quad (4b)$$

$$M_0 = \sqrt{2}\eta - \frac{1}{2}\beta + \alpha, \quad (4c)$$

$$f_2^{cc} = (4 - \pi)\eta^2 - \sqrt{\pi}\eta(1 + \beta) - \alpha - \beta - \beta^2, \quad (4d)$$

$$\langle n_{ch}^2 \rangle = 4\eta^2 + \sqrt{\pi}\eta(2\alpha + \beta) + \alpha^2 + 2\alpha \cdot \beta. \quad (4d)$$

Соответствующие выражения для распределения по n'_{ch} получаются из (4a-d) при $\alpha = 0$.

В таблице приведены как экспериментальные значения $\langle n_{ch} \rangle^3$, так и величины $\langle n_{ch} \rangle$, D , $\langle n_{ch} \rangle/D$, M_0 ,

$M_0/\langle n_{ch} \rangle$ и f_2^{cc} , вычисленные с помощью параметров η , α и β по формулам (4a-d). Они хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными /7, 12/. Что касается вычисленных значений моды и, следовательно, отношения $M_0/\langle n_{ch} \rangle$, то последние, как видно из рис. 3, расходятся с соответствующими величинами, приведенными в работе /7/. Наблюдаемое расхождение объясняется тем, что в настоящей работе величины моды определяются путем аппроксимации всего распределения по множественности, тогда как значения моды, приведенные в работе /7/, определялись по формулам Веббера /13/. Последние учитывают лишь те значения $\sigma_{n_{ch}}$, которые расположены вблизи максимума распределения. Поэтому, естественно, что случайная неточность измерения в $\sigma_{n_{ch}}$ может привести к заметному отклонению вычисленной величины моды от ее истинного значения.

Из рис. 3 видно, что значение отношения $M_0/\langle n_{ch} \rangle$, вычисленное в данной работе, с ростом энергии монотонно падает. Этот факт снимает сделанное в работе /7/

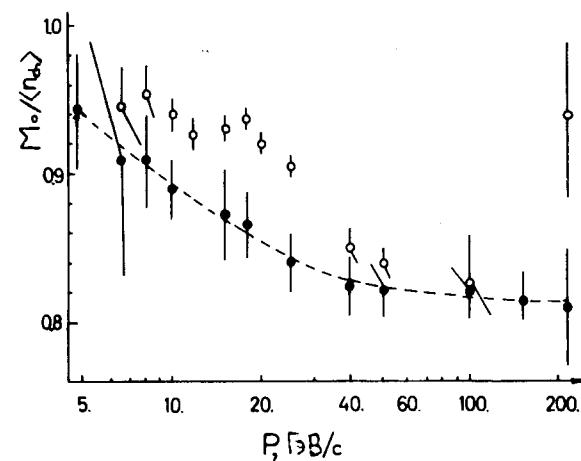


Рис. 3. Зависимость величины отношения $M_0/\langle n_{ch} \rangle$ от импульса налетающего π^- -мезона. О — вычислены по формулам Веббера, • — вычислены в настоящей работе.

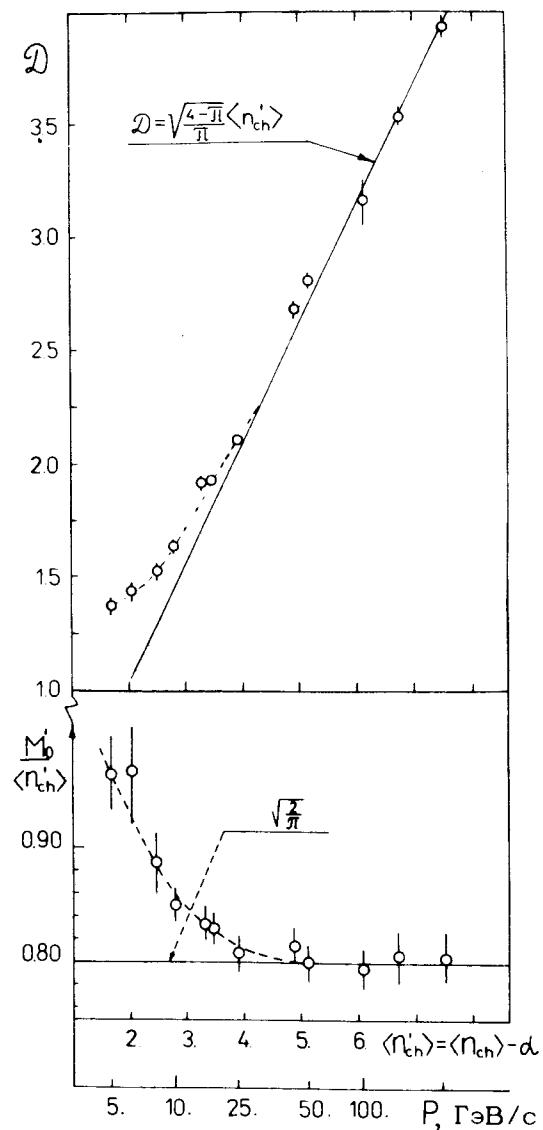


Рис. 4. Энергетическая зависимость дисперсии D и отношения $M'_0 / \langle n'_{ch} \rangle$ для распределений по n'_{ch} .

утверждение о том, что в энергетической зависимости отношений $M'_0 / \langle n'_{ch} \rangle$ наблюдается минимум.

Из формул (4а, б, в) при энергии 25 ГэВ и выше, когда $\beta = 0$, получаются следующие соотношения

$$\frac{M'_0}{\langle n'_{ch} \rangle} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}, \quad (5a)$$

$$D = \sqrt{\frac{4 - \pi}{\pi}} \langle n'_{ch} \rangle, \quad (5b)$$

где D , M'_0 и $\langle n'_{ch} \rangle$ – дисперсия, мода и средняя множественность для распределения по множественности "истинно рожденных" частиц n'_{ch} соответственно.

На рис. 4 показаны экспериментальные значения величин D и $M'_0 / \langle n'_{ch} \rangle$ в зависимости от $\langle n'_{ch} \rangle = \langle n_{ch} \rangle^3 - a$ (величины M'_0 , a , D и $\langle n_{ch} \rangle^3$ брались из таблицы).

Видно, что как отношение $M'_0 / \langle n'_{ch} \rangle$, так и дисперсия D , начиная с 25 ГэВ и выше, согласуются с зависимостью (5а) и (5б) соответственно.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить Ю.А.Будагова, В.С.Румянцева и Л.Шандора за полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

Литература

1. C.P. Wang. Nuovo Cim., 64A, 546 (1969); Phys. Rev., 180, 1463 (1969); Phys. Lett., 32B, 125 (1970).
2. D. Horn and R. Siloer. Phys. Rev., D2, 2082 (1972).
3. G.D. Keiser. Nucl. Phys., B32, 238 (1971).
4. Chew G.F. Pignotti. Phys. Rev., v. 176, p. 2112, 1968.

5. Bozoki et al. Nuovo Cim., 64A, 881 (1969).
 6. O.Czyzewski, K.Rybicki. Nucl.Phys., B47, 633 (1972).
 7. E. de Wolf, Y.Y.Dumont, F.Verbeure. Nucl.Phys., B87, 325 (1975).
 8. N.S.Amaglobeli et al. JINR Preprint, E1-9820, Dubna, 1976.
 9. $\pi^- p$ -взаимодействия.
 5 ГэВ/с: Н.С.Амаглобели и др. ОИЯИ, Е1-9817, Дубна, 1976.
 10 GeV/c: J.Bartke. Nucl.Phys., 82, 673 (1966);
 40 ГэВ/с: Н.Ангелов, В.Г.Гришин, П.Керачев. ОИЯИ, Р1-8187, Дубна, 1974.
 10. A.J.Buras, J.Dias de Deus and R.Moller. Phys.Lett., 47B, 251 (1973).
 11. R.Moller. Nucl.Phys., B74, 145 (1974).
 12. $\pi^- p$ -взаимодействия.
 5 ГэВ/с: Н.С.Амаглобели и др. ОИЯИ, Р1-9718, Дубна, 1976;
 6,8 GeV/c: М.Г.Гирчев и др. ЖЭТФ, 41, 1461 (1961);
 8 GeV/c: J.G.Powers et al. Phys.Rev., D8, 1947 (1973);
 10 GeV/c: J.Bartke. Nucl.Phys., 82, 673 (1966);
 16 GeV/c: R.Honecker et al. Nucl.Phys., B13, 571 (1969);
 18,5 GeV/c: J.G.Powers et al. Phys.Rev., D8, 1947 (1973);
 25 GeV/c: Y.W.Elbert et al. Nucl.Phys., B19, 85 (1970);
 40 GeV/c: O.Balea et al. Phys.Lett., B39, 571 (1972);
 50 GeV/c: C.A.Akopdianov et al. Nucl. Phys., B75, 401 (1974);

100 GeV/c: E.L.Berger et al. Nucl.Phys., B77, 365 (1974);
 147 GeV/c: D.Fong et al. Nucl.Phys., B102, 386 (1976);
 205 GeV/c: D.Bogert et al. Phys.Rev.Lett., 31, 1271 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1976 года