

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 346.46

Г-859

16/14-73

P2 - 6950

1419/2-73

В.Г.Гришин, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев,
А.Н.Сисакян, Г.Янчо

КОРРЕЛЯЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ

И ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ В $\pi^- p$

И $\pi^- n$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $p = 40$ ГЭВ/С

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 6950

В.Г.Гришин, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев,
А.Н.Сисакян, Г.Янчо

КОРРЕЛЯЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ
И ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ В $\pi^- p$ -
И $\pi^- n$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $p = 40$ ГЭВ/С

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

§1. Введение

Изучение корреляции нейтральных и заряженных частиц в процессах множественного рождения при высоких энергиях является одним из важных вопросов физики инклюзивных реакций.

В недавних опытах на 2-метровой пропановой камере в π^-p - и π^-n -реакциях при импульсе $p = 40$ Гэв/с было впервые получено явное экспериментальное указание на линейную зависимость числа нейтральных пионов от числа заряженных ^{/1/}. Эксперименты, выполненные в ЦЕРНе на ISR а также в NAL в Батавии, на примере pp -столкновений при энергиях 1500 и 200 Гэв подтвердили эту закономерность ^{/2,3/}. Отметим, что при более низких энергиях эффект корреляции нейтральных пионов и множественности заряженных частиц выражен значительно слабее ^{/4/}.

В настоящей работе мы дадим количественное описание корреляции нейтральных пионов и числа заряженных треков в π^-p - и π^-n -взаимодействиях при $p = 40$ Гэв/с на основе теоретической модели ^{/5/}, которая опирается на представления о множественном рождении частиц при высоких энергиях, полученные при изучении модели когерентных состояний ^{/6/} и теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей ^{/7/}.

Модель исходит из картины множественных процессов, включающей предположения:

1. О существовании лидирующих частиц с возможной их диссоциацией при локальном сохранении изотопспина;
2. Об образовании адронных ассоциаций, или "кластеров" (с наиболее вероятными квантовыми числами $l = 0$ и $G = \pm 1$), распадающимися статистически независимым образом на пионы.

Предполагается, что средние числа "кластеров" не зависят при достаточно высоких энергиях от типа сталкивающихся частиц и являются, таким образом, универсальными величинами, которые слабо зависят от энергии.

Предложенная нами модель дает хорошее количественное описание экспериментальных данных по зарядовым распределениям частиц совместно в π^-p - и π^-n -взаимодействиях^{/3/}.

Здесь мы покажем, что предположение о существовании в дополнение к " σ -кластеру" с $I=0$ и положительной G -четностью /с основным распадом на $\pi^+\pi^-$ - и $\pi^0\pi^0$ -пары/ также и " ω -кластера" с $I=0$ и отрицательной G -четностью /распадающегося в основном на тройки пионов - $\pi^+\pi^-\pi^0$ / дает простое и естественное объяснение линейной корреляции числа нейтральных пионов и заряженных частиц в процессах множественного рождения при высоких энергиях.

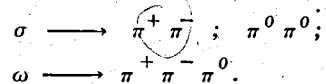
Отметим, что впервые теоретическое указание на линейную зависимость среднего числа нейтральных пионов от числа заряженных треков в рамках рассматриваемой модели было дано В^{/8/}.

В недавних работах^{/9,10/} линейная корреляция обсуждалась на основе различных предположений об изотопических свойствах кластеров и о законах их распада. Значение изотопической симметрии при анализе инклюзивных процессов рассматривалось в^{/11,12/}.

Однако в данной работе мы не ставили своей целью провести сравнение наших результатов с результатами, которые получены с помощью других моделей, посвященных изучению процессов множественного рождения частиц в инклюзивных реакциях при высоких энергиях. Укажем в связи с этим на обзоры Жакоба^{/13/}, Мурадяна^{/14/} и Врублевского^{/15/}.

§2. Формулировка модели

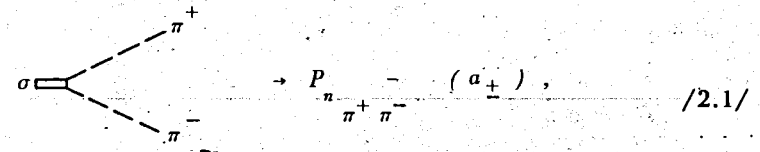
Рассмотрим процесс множественного рождения частиц в π^-p - и π^-n -столкновениях, который идет путем статистически независимого образования " σ -кластеров" и " ω -кластеров" /адронные ассоциации/ с основными схемами распада:



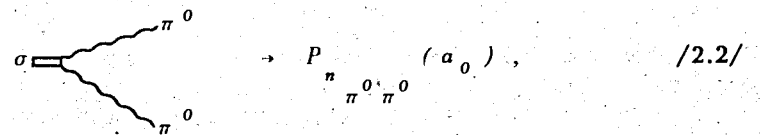
Предполагается, что данные "кластеры" имеют изотопспин $I=0$ и G -четность $+1$ и -1 соответственно.

Согласно предположению о статистической независимости средние числа пар и троек не должны зависеть от типа сталкивающихся /лидирующих/ частиц и являются, таким образом, универсальными величинами, одинаковыми для π^-p - и π^-n -столкновений.

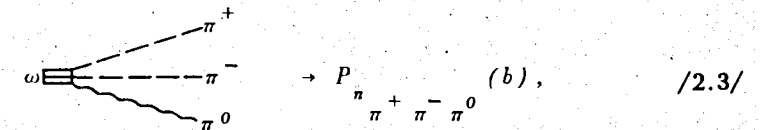
Используя в качестве закона рождения "кластеров" пуассоновскую функцию $P_n(A)$, для вероятностей образования пионов имеем:



где $n_{\pi^+\pi^-}$ - число пар $\pi^+\pi^-$, a_{\pm} - среднее число пар $\pi^+\pi^-$;



где $n_{\pi^0\pi^0}$ - число пар $\pi^0\pi^0$, a_0 - среднее число пар $\pi^0\pi^0$;



где $n_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ - число троек $\pi^+\pi^-\pi^0$, b - среднее число троек $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Из условия, что пары $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ рождаются в состоянии с изотопспином $I=0$, следует, что

$$a_{\pm} = 2a_0 \equiv a. \quad /2.4/$$

Предположим далее, что лидирующий нуклон в процессе столкновения может диссоциировать с определенной вероятностью на π -мезон и нуклон по следующей схеме^{x/}:

^{x/} Для простоты мы не рассматриваем рождение странных частиц.

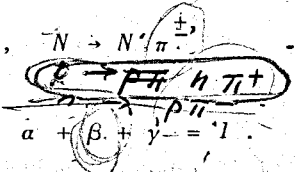
\bar{p}

$i = 1, N \rightarrow N$ с вероятностью канала $W^{i=1} = \alpha$ /2.5/

$i = 2, N \rightarrow N \pi^0$ " " " " $W^{i=2} = \beta$ /2.6/

$i = 3, N \rightarrow N \pi^{\pm}$ " " " " $W^{i=3} = \gamma$ /2.7/

$1 = \beta + \gamma$



причем $\alpha + \beta + \gamma = 1$ /2.8/

Благодаря закону локального сохранения изотопспинна, имеем $\gamma = 2\beta$ /2.9/

Таким образом, вероятность рождения $n_{\pi^+ \pi^-}, n_{\pi^0 \pi^0}$ чисел пар и $n_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$ числа троек пионов при заданном канале диссоциации i лидирующих частиц определяется выражением

$$W_{n_{\pi^+ \pi^-}, n_{\pi^0 \pi^0}, n_{\pi^+ \pi^- \pi^0}}^i (\pi^- N) = W^i P_{n_{\pi^+ \pi^-}}^i (a) \cdot P_{n_{\pi^0 \pi^0}}^i \left(\frac{a}{2}\right) \times P_{n_{\pi^+ \pi^- \pi^0}}^i (b) \quad /2.10/$$

Очевидно, что числа заряженных частиц n_c и нейтральных пионов n_{π^0} могут быть представлены следующим образом:

$$n_c = 2n_{\pi^+ \pi^-} + 2n_{\pi^+ \pi^- \pi^0} + \ell_c^i \quad /2.11/$$

$$n_{\pi^0} = 2n_{\pi^0 \pi^0} + n_{\pi^+ \pi^- \pi^0} + \ell_{\pi^0}^i \quad /2.12/$$

где ℓ_c^i и $\ell_{\pi^0}^i$ есть соответственно числа заряженных частиц и π^0 -мезонов среди продуктов диссоциации лидирующих частиц в i -том канале диссоциации /см. 2.5, 2.6, 2.7/.

^{*/}Обращаем внимание читателя на то, что по сравнению с работой /5/ здесь несколько изменены обозначения параметров.

Нетрудно видеть, что величины ℓ_c^i и $\ell_{\pi^0}^i$ принимают следующие значения:

	$i = 1$		$i = 2$		$i = 3$	
	$\pi^- p$	$\pi^- n$	$\pi^- p$	$\pi^- n$	$\pi^- p$	$\pi^- n$
ℓ_c	2	1	2	1	2	3
ℓ_{π^0}	0	0	1	1	0	0

/2.13/

Из формулы /2.10/, таким образом, для распределений по числу заряженных частиц следует:

для $\pi^- p$

$$W_{n_c}(\pi^- p) = P_{n_c-2}^{n_c-2}(a') \quad /2.14/$$

а для $\pi^- n$

$$W_{n_c}(\pi^- n) = (a + \beta) P_{n_c-1}^{n_c-1}(a') + 2\beta P_{n_c-3}^{n_c-3}(a') \quad /2.15/$$

где $a' = a + b$ - имеет смысл среднего числа пар $\pi^+ \pi^-$, включая вклад от подобных комбинаций среди троек $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

Анализ этих результатов и сравнение их с экспериментом содержится в работе /5/.

Найдем теперь формулу, выражающую среднее число нейтральных π -мезонов при фиксированном значении числа заряженных треков n_c .

Из формулы /2.12/ следует:

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = \frac{2 \langle n_{\pi^0 \pi^0} \rangle_{n_c} + \langle n_{\pi^+ \pi^- \pi^0} \rangle_{n_c} + \langle \ell_{\pi^0} \rangle_{n_c}}{W_{n_c}} \quad /2.16/$$



Используя /2.10/, после ряда выкладок найдем:

для $\pi^- p$

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = k_1 + k_2 (n_c - \bar{n}_c), \quad /2.17/$$

где $k_1 = a' + \beta$, $k_2 = \frac{b}{2a'}$, $\bar{n}_c = 2a' + 2$ — среднее число заряженных частиц в $\pi^- p$ -столкновениях;

для $\pi^- n$

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = \frac{k_3 + k_4 (n_c - 1) + k_5 (n_c - 1)^2}{k_6 + k_7 (n_c - 1)}, \quad /2.18/$$

где

$$k_3 = \beta + (1 - 2\beta)(a' - b),$$

$$k_4 = \beta + \frac{b}{2a'}(1 - 4\beta) + \frac{b\beta}{a'^2},$$

$$k_5 = \frac{\beta b}{2a'^2},$$

$$k_6 = 1 - 2\beta,$$

$$k_7 = \frac{\beta}{a'}$$

Таким образом, как следует из /2.17/, мы нашли линейную зависимость среднего числа нейтральных пионов $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ от числа заряженных треков n_c в случае $\pi^- p$ -соударений. Отметим, что формула /2.18/, описывающая корреляцию между $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ и n_c в случае $\pi^- n$ -соударений, трансформируется к

виду /2.17/ при условии малости параметра β . Этот параметр связан с вероятностью перезарядки нуклона в процессе диссоциации и по оценке, приведенной в работе /5/ $\beta \approx 0,18\%$ мал при данной энергии.

Отметим, что формула, выражающая линейную зависимость среднего числа нейтральных мезонов от числа заряженных частиц, позволяет легко определить среднюю множественность π^0 -мезонов.

Таким образом, нетрудно получить, что

$$\bar{n}_{\pi^0}(\pi^- p) = \beta + \frac{1}{2}(\bar{n}_c - 2), \quad /2.19/$$

$$\bar{n}_{\pi^0}(\pi^- n) = -2\beta + \frac{1}{2}(\bar{n}_c - 1) + o(\beta^2). \quad /2.20/$$

Оценки величин \bar{n}_{π^0} по формулам /2.19/ и /2.20/ дают следующие значения /5/:

$$\bar{n}_{\pi^0}(\pi^- p) \approx \bar{n}_{\pi^0}(\pi^- n) \approx 2,0. \quad /2.21/$$

Из экспериментальных данных /1/ следует, однако, что величины \bar{n}_{π^0} для обоих процессов различаются между собой и относительно /2.21/ приблизительно на 0,3.

Это различие может быть объяснено вкладами зарядово-обменных процессов в $\pi^- p$ -столкновениях:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n + \text{пионные ассоциации}. \quad /2.22/$$

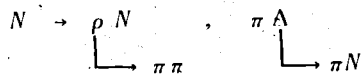
которые не учитывались в проведенном выше рассмотрении и доля которых, по-видимому, падает с ростом энергии. Если в рамках нашей модели приближенно учесть вклад зарядово-обменных процессов в среднюю множественность π^0 -мезонов в $\pi^- p$ -столкновениях, то полученная поправка будет иметь вид

$$\delta \bar{n}_{\pi^0}(\pi^- p) \approx \frac{\sigma_{c.e.}}{\sigma_{tot}} a' \approx \frac{\sigma_{c.e.}}{\sigma_{tot}} (2 - \beta). \quad /2.23/$$

Считая, что суммарный вклад таких процессов составит при $p_c = 40$ Гэв величину порядка 15% от полного сечения $\pi^- p$ -взаимодействия, получим поправку к средней множественности $\delta \bar{n}_{\pi^0} \approx 0,3$.

Заметим, что нами учитывались лишь простейшие схемы каналов диссоциации лидирующих нуклонов и основные возможности образования многопионных ассоциаций.

В принципе, в рамках модели возможно учесть, например, и такие схемы диссоциации нуклона, как



/2.24/

Будем предполагать, однако, что вклады этих каналов в средние множественности пионов сравнительно невелики и могут быть учтены эффективно введением в формулы /2.17/ и /2.18/ для $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ дополнительных аддитивных параметров $\Delta_{\pi^- p}$ и $\Delta_{\pi^- n}$.

§3. Сравнение с экспериментом

В настоящее время на большой статистике /6000 гамма-квантов/ получены результаты по зависимости среднего числа π^0 -мезонов от заряженных частиц для $\pi^- p$ - и $\pi^- n$ -взаимодействий при $p_c = 40$ Гэв /1/. Результаты показаны на рис. 1 и 2. Общий вид корреляции $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = f(n_c)$ можно представить в линейной форме:

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = A + B n_c \quad /3.1/$$

Количественное сравнение /3.1/ с экспериментом подтверждает это положение. Важно отметить, что наклон B в пределах ошибок совпадает в случае $\pi^- p$ - и $\pi^- n$ -взаимодействий ($B_{\pi^- p} = 0,16 \pm 0,2$, $B_{\pi^- n} = 0,15 \pm 0,2$), что является одним из основных выводов нашей модели. В самом деле, наклон связан с отношением средних чисел пионных ассоциаций, типа "σ- и ω-кластеров", которые не зависят от вида сталкивающихся частиц.

Сравнение результатов эксперимента с уравнениями /2.17/ и /2.18/ показывает, что в случае $\pi^- n$ - и $\pi^- p$ -взаимодействий уровень согласия разный и немного выше критического. Откло-

нение от формул видно при сравнении средних значений \bar{n}_{π^0} , полученных с использованием модели и в эксперименте ($\bar{n}_{\pi^0}(\pi^- p) = 2,43 \pm 0,05$, $\bar{n}_{\pi^0}(\pi^- n) = 2,23 \pm 0,08$). Как отмечено в §2, это отклонение может быть связано с процессами /2.22/ и /2.24/, которые не учитываются в /2.17/ и /2.18/. Для оценки вклада этих процессов экспериментальные данные были фитированы функциями

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{\pi^- p} = \langle n_{\pi^0} \rangle_{\pi^- p} + \Delta_{\pi^- p} \quad /3.2/$$

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{\pi^- n} = \langle n_{\pi^0} \rangle_{\pi^- n} + \Delta_{\pi^- n} \quad /3.3/$$

где первый член в /3.2/ и /3.3/ совпадает с /2.17/ и /2.18/. Параметры $\alpha(1,81 \pm 0,02)$ и $\beta(0,18 \pm 0,02)$ взяты из результатов фитирований множественности заряженных частиц в $\pi^- p$ - и $\pi^- n$ -взаимодействиях при $p_c = 40$ Гэв /5/.

Согласие с формулами /3.2/ и /3.3/ хорошее χ^2 на одну степень свободы $\approx 0,5$ для $\pi^- p$ и $\pi^- n$; см. рис. 1,2/. Значения параметров следующие:

$$b = 0,56 \pm 0,06$$

$$\Delta_{\pi^- p} = 0,42 \pm 0,05$$

$$\Delta_{\pi^- n} = 0,04 \pm 0,08$$

Интересно отметить, что по данным, полученным на встречных pp -пучках, также имеется зависимость типа /3.1/, но наклон $B=1/2$ и A мало. В рамках нашей модели наклон определяется следующим образом:

$$B = \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{N} [\omega(\pi^+ \pi^- \pi^0)]}{\bar{N} [\sigma(\pi^+ \pi^-)] + \bar{N} [\omega(\pi^+ \pi^- \pi^0)]} \quad /3.4/$$

где \bar{N} - средние числа соответствующих ассоциаций. В связи с этим при высоких энергиях "кластеризация" пионов в основном определяется "ω-ассоциациями".

Таким образом, отсутствие корреляций между n_c и $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ при $E \lesssim 20$ Гэв и "предельная" зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = f(n_c)^{n_c}$

при $E \approx 2000$ Гэв в нашей модели имеет простой физический смысл. При низких энергиях $\bar{N}(\omega) \ll N(\sigma)$, т.е. $B \approx 0$. С увеличением энергии доля " σ -кластеров" падает, и при $E \approx 1000$ Гэв имеем $\bar{N}(\omega) \gg N(\sigma)$, т.е. $B = \frac{1}{2}$ /см. /3.4//.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить свою благодарность А.М.Балдину, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения работы и ценные замечания.

Литература

1. Дубна-Будапешт-Бухарест-Варшава-Краков-Серпухов-София-Тбилиси-Улан-Батор-Ханой. Сотрудничество, ОИЯИ, P1-6491, Дубна, 1972; ЯФ, 16, 989, 1972; P1-6228, ОИЯИ, 1973.
2. G.Flügge, Ch.Gottfried, G.Neuhofer, F.Niebergall, M.Regler, W.Schmidt-Parzefall, K.R.Schubert, P.E.Schumacher and K.Winter. CERN preprint, 1972.
3. G.Charlton, Y.Cho, M.Derrick, R.Engelmann, T.Fields, L.Hyman, K.Jaeger, U.Mehtani, B.Musgrave, Y.Oren, D.Rhines, P.Schreiner, H.Yuta, L.Voyvodic, R.Walker, J.Whitmore, H.B.Grawley, Z.Ming Ma and R.G.Glasser. NAL preprint, Argonne, 1972.
4. J.H.Campbell, G.Charlton, R.Engelmann, R.G.Glasser, K.Jaeger, W.A.Mann, Y.Oren, P.Peeters, J.Whitmore, D.Koetke, C.Fu, H.A.Rubin and D.Swanson. NAL preprint, Argonne, 1972. H.Bøggild, E.Dahl-Jensen, K.H.Hansen, J.Johustad, E.Lohse, M.Suk, L.Veje, V.J.Karimaki, K.V.Laurikainen, E.Riipinen, T.Jacobsen, S.O.Sørensen, J.Allan, G.Blomquist, O.Danielsen, G.Ekspong, L.Granström, S.O.Holmgren, S.Nilsson, B.E.Ronne, U.Svedin and N.K.Yamdegni. Nucl.Phys., B27, 285 (1971); J.W.Eibert, A.R.Erwin, W.D.Walker and J.W.Waters. Nucl.Phys., B19, 85 (1970).
5. V.G.Grishin, G.Jancsó, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian. JINR, E2-6596, Dubna, 1972.
6. V.A.Matveev, A.N.Tavkhelidze. JINR, E2-5141, Dubna, 1970.
7. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian and A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 33B, 484 (1970).
8. S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian. IRB-TP-72-3 preprint, Zagreb, 1972.
9. E.L.Berger, D.Horn, G.H.Thomas. NAL preprint, Argonne, 1972.
10. D.Horn, A.Schwimer. CALT preprint, California, 1972.
11. В.Г.Гришин. ОИЯИ, P2-6357, Дубна, 1972.
12. I.Dadić, M.Martinis, K.Pisk. IRB-TP-72-4 preprint, Zagreb, 1972.
13. M.Jacob. Rapporteurs talk at the Batavia Conference, 1972.
14. Р.М.Мурадян. Автомодельность в инклюзивных реакциях. ОИЯИ, Дубна, 1972.
15. A.K.Wroblewski. Rapporteurs talk at the Kiev Conference, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1973 года.

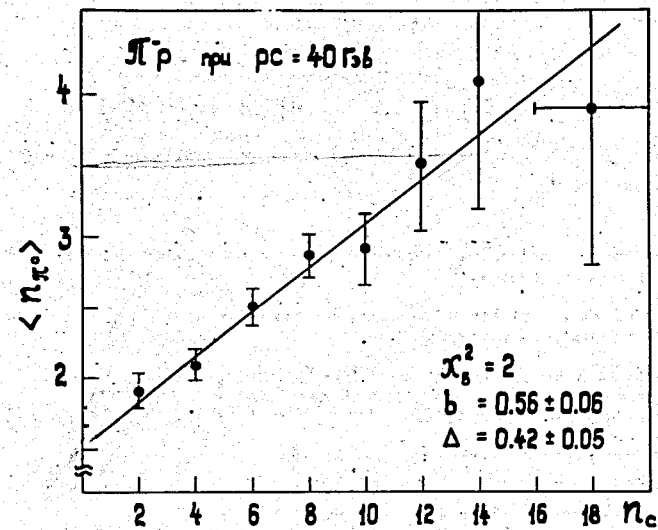


Рис. 1

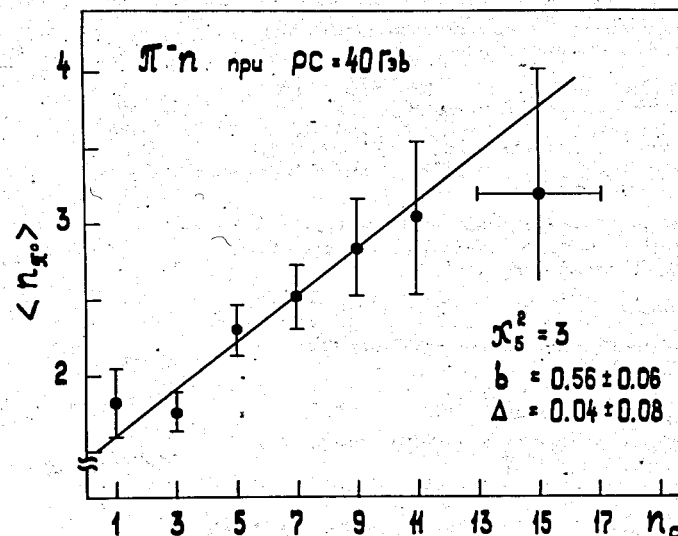


Рис. 2