

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/viii-75

Д1 - 8859

К-471

Е.Н.Кладницкая, Н.Н.Мельникова, А.Михул,
В.М.Шехтер, Л.М.Щеглова

2786/2-75

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА
В π^-p И π^-n - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГЭВ/С

1975

Д1 - 8859

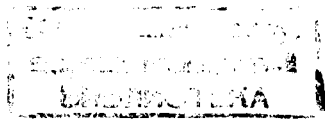
Е.Н.Кладницкая, Н.Н.Мельникова, А.Михул,
В.М.Шехтер,¹ Л.М.Щеглова²

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА
В π^-p И π^-n - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

¹ Ленинградский институт ядерной физики АН СССР
им. Б.П.Константинова.

² Научно-исследовательский институт ядерной
физики МГУ.



Кладницкая Е.Н., Мельникова Н.Н., Михул А.,
Шехтер В.М., Шеглова Л.М.

D1 - 8859

Распределение электрического заряда в π^-p - и
 π^-n -взаимодействиях при 40 ГэВ/с

Исследуется распределение электрического заряда в π^-p - и π^-n -
взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Распределение заряда налетающих частиц
оказывается довольно широким, распространяясь на всю центральную об-
ласть. Значительная часть заряда, приносимого сталкивающимися адронами,
сосредоточена в области малых x ($|x| \leq 0,2$). Средний заряд на один
заряженный адрон в центральной области близок к 0,1 и слабо зависит
от y . Полученные результаты сравниваются с предсказаниями мультипе-
риферической и кварковой моделей.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Kladnitskaya E.N., Melnikova N.N.,
Mihul A., Shcheglova L.M., Shekhter V.M.

D1 - 8859

Charge Distributions in π^-p and π^-n Interactions
at 40 GeV/c

Charge distributions in π^-p and π^-n interactions are
studied at 40 GeV/c. The inclusive c.m.s. distributions of
the charge of the incoming particles are broad, extending
throughout the central region. Most of the electric charge
of the incoming hadrons concentrates in the range of small
values of x ($|x| \leq 0.2$). The average charge per charged had-
ron slightly depends on y and is equal to about 0.1 in the
central region. These results are compared with the predic-
tions of the multiperipheral model as well as the quark
model.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

Введение

Целью настоящей работы является изучение вопроса,
насколько далеко передается в центральную область за-
ряд налетающего пиона или протона мишени, и как этот
заряд распределен по области фрагментации и в централь-
ной области. Принято думать, что при асимптотических
энергиях заряд, приносимый сталкивающимися частицами,
практически целиком остается в областях фрагмента-
ции ^{/1,2/}. При доступных в настоящее время неасимп-
тотических энергиях ситуация является скорее обратной.
Исследование π^+p - и π^-p -столкновений при 16 ГэВ/с
продemonстрировало наличие существенной передачи за-
ряда между передней и задней полусферами ^{/3/}. Как
показано в работе ^{/4/}, аналогичная ситуация имеет
место и для π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с: сред-
нее значение передаваемого заряда оказывается здесь
близким к 1/2 (0,490±0,015).

В настоящей работе исследуются зарядовые распреде-
ления в системе центра масс по переменным $x = \frac{P_{||}}{P_{max}}$
и $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{||}}{E - P_{||}}$, как для π^-p -, так и для π^-n -

столкновений при импульсе 40 ГэВ/с. Распределения за-
ряда по x на меньшей статистике были опубликованы
ранее ^{/5/}. Эксперимент проводился на двухметровой
пропановой камере, облученной пучком отрицательных
пионов на ускорителе ИФВЭ в Серпухове, В соответствии

с критериями, описанными в работе /6/, было отобрано 5850 событий неупругих π^-p -взаимодействий и 2192 события π^-n -взаимодействий. В каждом событии определялись значения импульса всех заряженных вторичных частиц и знак их электрического заряда. Это позволило получить распределения положительных и отрицательных частиц по ξ , т.е. $\frac{d\sigma^+}{d\xi}$ и $\frac{d\sigma^-}{d\xi}$, где $\xi = x, y$, и построить распределение заряда

$$\frac{dQ}{d\xi} = \frac{1}{\sigma_{in}} \left[\frac{d\sigma^+}{d\xi} - \frac{d\sigma^-}{d\xi} \right]. \quad (1)$$

Все положительные частицы, за исключением медленных протонов ($P_{лаб.} \leq 0,8$ ГэВ/с), а также все отрицательные адроны считались пионами. При такой процедуре примесь K^- и Σ^- составляла примерно 4% от числа отрицательных, а примесь K^+ и Σ^+ - около 5% от числа положительных пионов. Кроме того, $\approx 15\%$ от числа положительных пионов приходится на долю неидентифицируемых быстрых протонов /8/.

Дальнейшее изложение строится следующим образом. В разделе 1 рассматривается распределение электрического заряда по переменным x и y для π^-p - и π^-n -столкновений. Раздел 2 посвящен вопросу, насколько далеко простирается центральная область и как фрагментационный заряд разделен между лидирующими и нелидирующими адронами. Полученные результаты обсуждаются в разделе 3 с точки зрения различных теоретических моделей.

1. Распределение электрического заряда

Распределения $\frac{dQ}{dx}$ для π^-n - и π^-p -взаимодействий, которые обозначены, соответственно, индек-

сами n и p ($\frac{dQ_n}{dx}$ и $\frac{dQ_p}{dx}$), показаны на рис. 1 и 2. Заштрихованная часть гистограмм демонстрирует нормированное распределение медленных протонов, т.е. $\frac{dP_n}{dx} = \frac{1}{\sigma_{in}^n} \frac{d\sigma_n^p}{dx}$ или $\frac{dP_p}{dx} = \frac{1}{\sigma_{in}^p} \frac{d\sigma_p^p}{dx}$. Первое, что следует из данных распределений, - это концентрация электрического заряда при малых значениях x . В случае π^-n , где суммарный заряд равен -1 , всего лишь треть этой величины распределена по области $x > 0,2$. Как видно из рис. 1, распределение заряда в области $x > 0,2$ в основном связано с событиями малой множественности ($n_{\pm} = 1,3$), в которых существенную роль играет дифракционная диссоциация пиона. Небольшая

область положительных значений $\frac{dQ_n}{dx}$ при $x < -0,5$ обусловлена образованием протонов за счёт фрагментационного перехода $n \rightarrow p + \pi^-$. При этом протоны, как более тяжелые частицы, попадают в район больших значений $|x|$, чем пионы. С точностью до этого перехода распределение $\frac{dQ_n}{dx}$ характеризует распределение заряда, приносимого π^- -мезоном.

Анализ π^-p -столкновений более сложен из-за наличия в начальном состоянии двух зарядов противоположного знака. Распределение заряда $\frac{dQ_p}{dx}$ имеет два отчетливых максимума при малых $|x|$ (рис. 2), причём в непосредственной окрестности точки $x=0$ средний заряд близок к нулю. Распределение заряда в области $x > 0,2$, как и для π^-n -взаимодействий, связано с событиями малой множественности. Распределения $\frac{dQ_p}{dx}$ при 40 и 16 ГэВ/с для $x > 0$ весьма сходны. Наблюдающееся различие при $x < 0$ скорее всего связано с идентификацией протонов. При 40 ГэВ/с идентифицировались протоны с $P_{лаб.} \leq 0,8$ ГэВ/с, а в работе /3/ с $P_{лаб.} \leq 1,5$ ГэВ/с, поэтому мы не можем говорить о сколько-нибудь серьезном различии распределений $\frac{dQ_p}{dx}$ при 40 и 16 ГэВ/с.

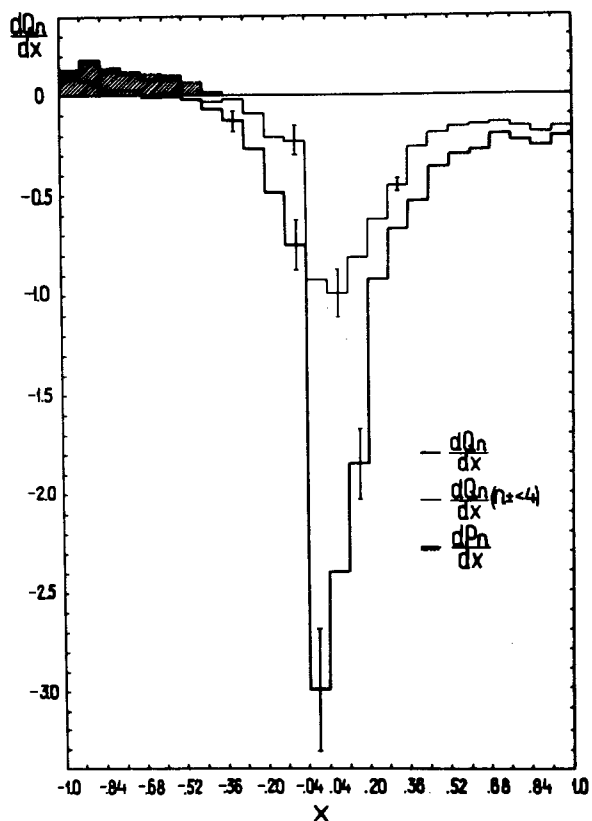


Рис. 1. Распределение $\frac{dQ_n}{dx}$ для $\pi^- n$ -взаимодействий. Тонкими линиями обозначена гистограмма $\frac{dQ_n}{dx}$ для событий с малой множественностью ($n_{\pm} = 1, 3$). Заштриховано распределение медленных протонов, т.е. $\frac{dP_n}{dx}$.

Для исследования нуклонной фрагментации было построено распределение

$$\frac{dQ_{p-n}}{dx} = \frac{dQ_p}{dx} - \frac{dQ_n}{dx}, \quad (2)$$

представляющее собой разность одинаково нормированных распределений заряда в $\pi^- p$ и $\pi^- n$ -взаимодействиях

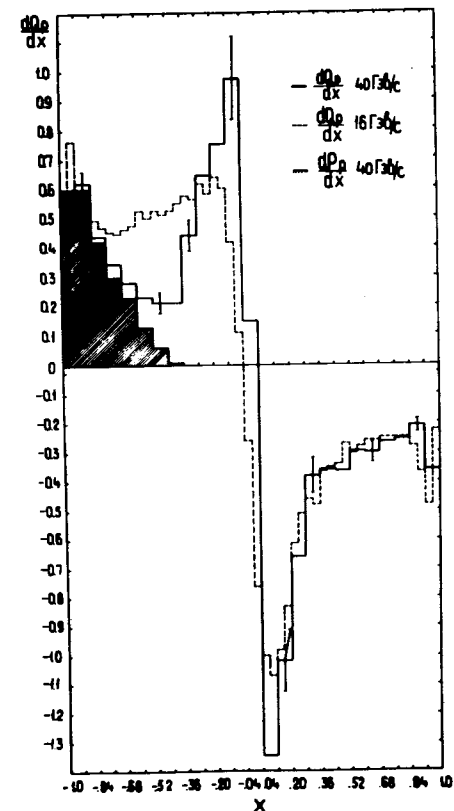


Рис. 2. Распределение $\frac{dQ_p}{dx}$ для $\pi^- p$ -взаимодействий. Пунктиром обозначено распределение $\frac{dQ_p}{dx}$ для $P = 16 \text{ ГэВ/с}^{1/3}$. Заштриховано распределение медленных протонов, т.е. $\frac{dP_p}{dx}$.

(рис. 3). Как и следовало ожидать, вклад от фрагментации пиона в этой разности сокращается, так что при $x > 0,2$ величина $\frac{dQ_{p-n}}{dx}$ близка к нулю. В области $x < -0,2$

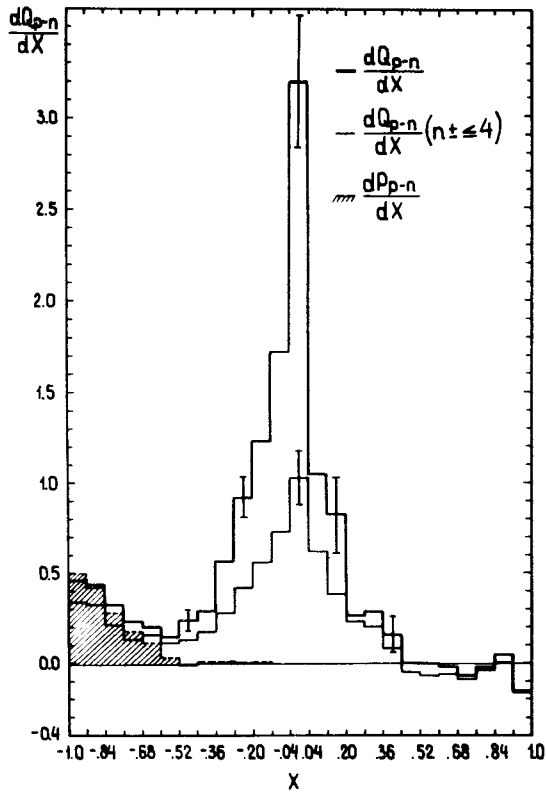


Рис. 3. Распределение $\frac{dQ_{p-n}}{dx}$. Тонкими линиями обозначена гистограмма для событий с малой множественностью ($n_{\pm} \leq 4$). Заштриховано распределение медленных протонов, т.е. $\frac{dP_{p-n}}{dx} = \frac{dP_p}{dx} - \frac{dP_n}{dx}$.

основной вклад дают события с малой множественностью вторичных заряженных частиц, что может быть связано с дифракционной диссоциацией нуклонов. Что же касается основной части заряда, то она сконцентрирована вблизи $x=0$, причем распределение $\frac{dQ_{p-n}}{dx}$ оказывается столь же острым, как и $\frac{dQ_n}{dx}$ (рис. 1).

Тот факт, что, несмотря, на свое "фрагментационное" происхождение, значительная часть электрического заряда сосредоточена в области малых значений $|x|$, заставляет перейти к распределениям по y . Распределения $\frac{dQ_n}{dy}$, $\frac{dQ_p}{dy}$, $\frac{dQ_{p-n}}{dy}$ представлены на рис. 4, 6 и 7. Отметим, что сталкивающиеся π^- -мезон и нуклон имеют, соответственно, $y_\pi = 4,1$ и $y_N = -2,25$ в системе центра масс.

Распределение отрицательного заряда пиона оказывается довольно широким с максимумом около $y=1$ (рис. 4). В отсутствие перехода $p \rightarrow p\pi^-$ распределение π^- -мезона было бы, очевидно, более плавным, простираясь от $y=y_\pi=4$ вплоть до $y=-2$. Положительный выброс около $y=-2,2$ обусловлен образованием фрагментационных протонов. На том же рисунке показано распределение заряда π^- -мезона для π^-p -взаимодействий при 16 ГэВ/с. Видно, что в передней полусфере оба распределения совпадают. Наличие переходов $p \rightarrow p\pi^-$ затрудняет непосредственное сравнение наших результатов с данными при 16 ГэВ/с в задней полусфере. Для сравнения на рис. 4 показано распределение всех отрицательных частиц в π^-n -реакции, которое оказалось весьма сходным с $\frac{dQ_n}{dy}$. В связи с этим мы исследовали также средний заряд, приходящийся на одну произвольно заряженную частицу с данным y , т.е. отношение

$$R_n(y) = \frac{\sigma_{in}^n \frac{dQ_n}{dy}}{\left(\frac{d\sigma_n^+}{dy} + \frac{d\sigma_n^-}{dy} \right)} \quad (3)$$

Ранее такого рода распределения по x для π^+p , π^-p , K^+p и pp -столкновений рассматривались в работах /9/ и /10/. Распределение $R_n(y)$ показано на рис. 5. Видно, что в передней полусфере ($y > 0$) величина $R_n(y)$ спадает по мере увеличения $|y_\pi - y|$, тогда как в области $-1,6 < y < 0$ средний заряд на один заряженный адрон ста-

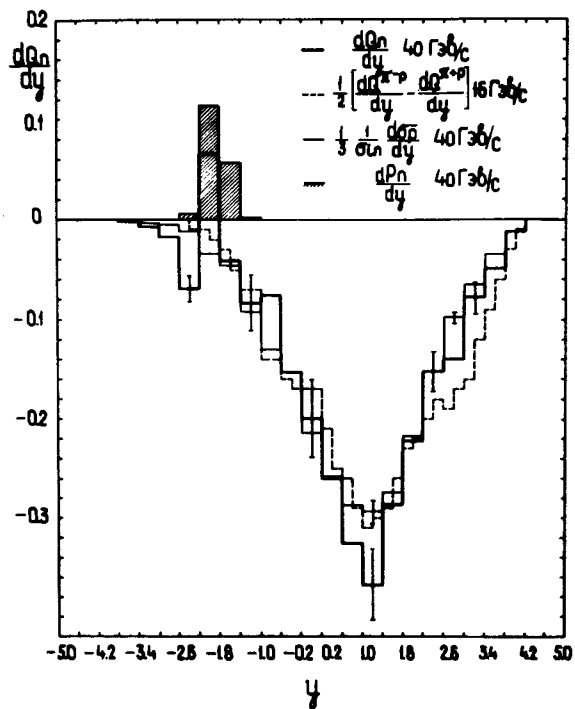


Рис. 4. Распределение $\frac{dQ_n}{dy}$ для π^-n -взаимодействий. Пунктиром обозначено распределение $\frac{1}{2}[\frac{dQ_{\pi-p}}{dy} - \frac{dQ_{\pi+p}}{dy}]$ при 16 ГэВ/с, смещенное к кинематическому пределу при 40 ГэВ/с. Тонкими линиями показано распределение всех отрицательных частиц в π^-n реакции ($\frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\sigma_{in}^-} \frac{d\sigma_n^-}{dy}$). Заштриховано распределение медленных протонов, т.е. $\frac{dP_n}{dy}$.

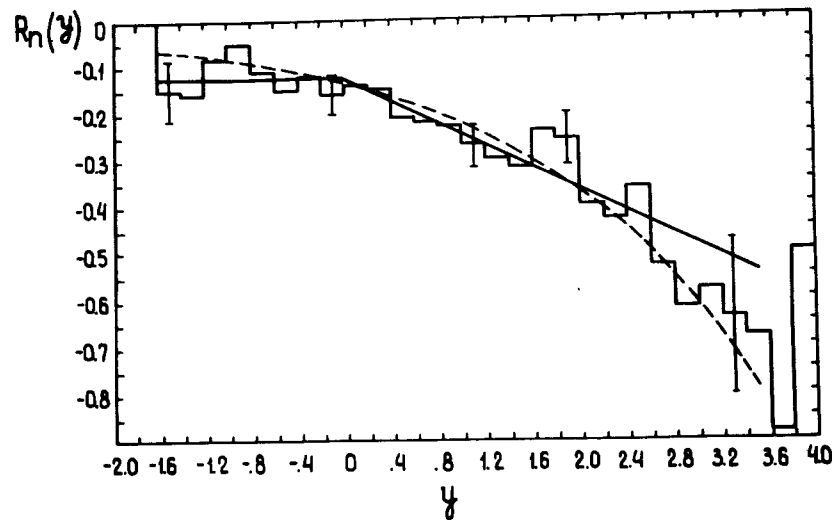


Рис. 5. Распределение $R_n(y)$. Прямые линии соответствуют подгонке (4)-(5). Пунктиром показана кривая $F(y) = c \cdot \exp[-(y - y_\pi)/2]$, $c = -1,55 \pm 0,05$.

новится примерно постоянным. Простейшим образом зависимость $R_n(y)$ аппроксимируется ломаной линией:

$$R_n(y) = \begin{cases} a' & -1,5 < y < 0 \\ a + by & 0 < y < 3,5 \end{cases} \quad (4)$$

Данным, приведенным на рис. 5, отвечают

$$\begin{aligned} a' &= -0,125 \pm 0,018 \\ a &= -0,127 \pm 0,023 \\ b &= -0,119 \pm 0,017. \end{aligned} \quad (5)$$

Значения параметров a и a' , определенных независимо из данных при $y < 0$ и $y > 0$, совпадают в пределах ошибок.

Тот факт, что $R_n(y)$ можно представить в виде (4), свидетельствует о наличии двух компонент в распределении отрицательного заряда, приносимого пионом. Часть этого заряда сосредоточена в области фрагментации пиона, спадая (в расчете на один адрон) по мере приближения к центральной области. Другая часть попадает в центральную область, где распределяется между всеми адронами более или менее равномерно.

Распределение заряда $\frac{dQ_p}{dy}$ для случая π^-p - столкновений показано на рис. 6. Вблизи $y=0$ имеет место взаимное сокращение зарядов, приходящих из областей фрагментации π^- -мезона и протона. События с малой множественностью вносят существенный вклад в распределение заряда при наибольших значениях $|y|$ и меньше - в центральной области. Более наглядным является распределение $\frac{dQ_{p-n}}{dy} = \frac{dQ_p}{dy} - \frac{dQ_n}{dy}$ (рис. 7). Вклады π^- -мезонной фрагментации в π^-p и π^-p -взаимодействиях в $\frac{dQ_{p-n}}{dy}$ сокращаются, а обусловленный медленными протонами пик около $y = -2$ уменьшается. Распределение $\frac{dQ_{p-n}}{dy}$ приближенно можно принять за распределение заряда налетающего протона. Оно оказалось очень широким с максимумом вблизи $y = -0,5$. На этом же рисунке приведены данные для π^-p -взаимодействий при 16 ГэВ/с. Видно, что распределения при 40 и 16 ГэВ/с совпадают только на краю спектра ($y \approx -2$), т.е. там, где распределения обусловлены медленными протонами. Различие распределений для $y > -2$, по-видимому, как уже отмечалось, связано с неодинаковой идентификацией протонов в этих экспериментах. Для сравнения на рис. 7 демонстрируется также распределение положительных частиц в π^-p -столкновениях. Сходство двух распределений является весьма впечатляющим, свидетельствуя

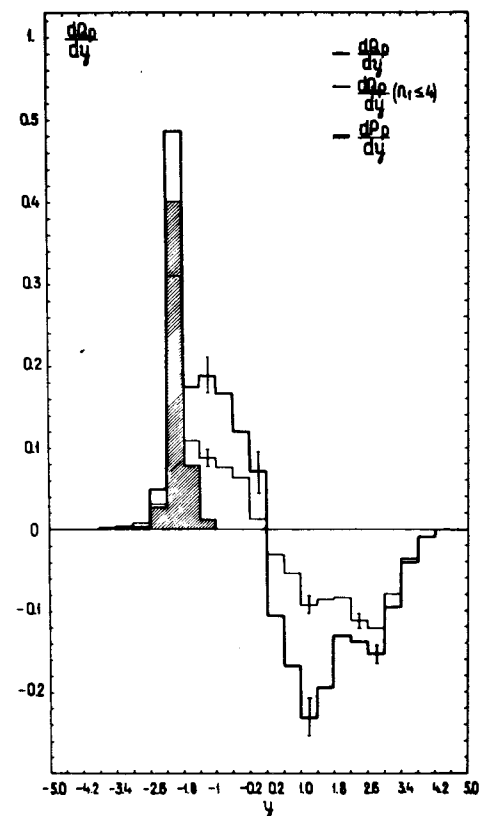


Рис. 6. Распределение $\frac{dQ_p}{dy}$ для π^-p -взаимодействий. Тонкими линиями обозначена гистограмма для событий с малой множественностью. Затриховано распределение медленных протонов, т.е. $\frac{dQ_p}{dy}$.

об однородном распределении части фрагментационного заряда по центральной области. Для иллюстрации последнего утверждения на рис. 8 изображен средний заряд от фрагментации системы " $p-p$ ", приходящийся на один заряженный адрон при определенном значении y :

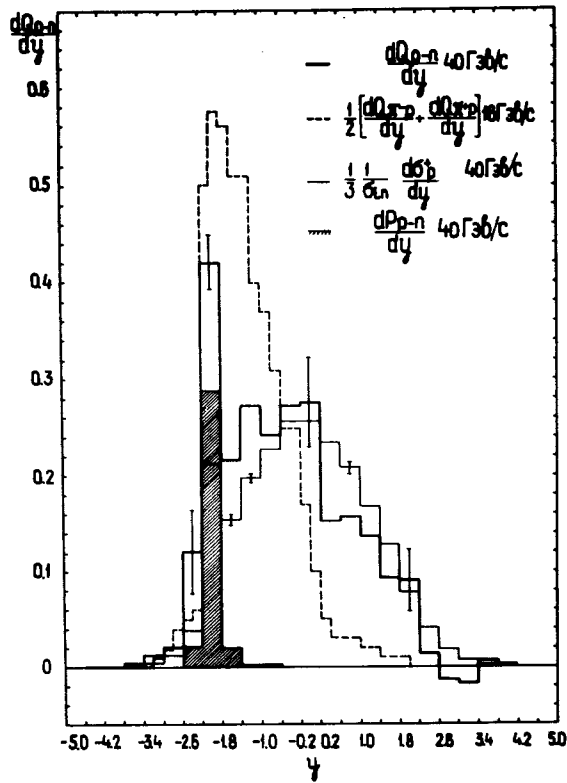


Рис. 7. Распределение $\frac{dQ_{p-n}}{dy}$. Пунктиром обозначено распределение $\frac{1}{2}[\frac{dQ_{\pi-p}}{dy} + \frac{dQ_{\pi+p}}{dy}]$ при $16 \text{ ГэВ/с}^{1/3}$, смещенное к кинематическому пределу при 40 ГэВ/с . Тонкими линиями показано распределение всех положительных частиц в π^-p -реакции ($\frac{1}{3} \frac{1}{\sigma_{in}^p} \frac{d\sigma_p^+}{dy}$). Заштриховано распределение медленных протонов, т.е. dP_{p-n}/dy .

$$R_{p-n}(y) = \frac{\sigma_{in}^p \frac{dQ_{p-n}}{dy}}{\left(\frac{d\sigma_p^+}{dy} + \frac{d\sigma_p^-}{dy} \right)} \quad (6)$$

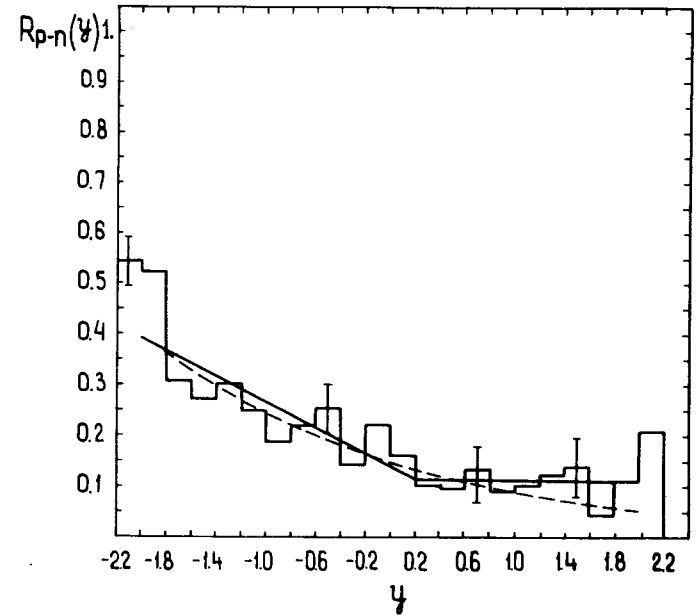


Рис. 8. Распределение $R_{p-n}(y)$. Прямые линии соответствуют подгонке (7) - (8). Пунктиром показана кривая $F(y) = b \exp[-(y_{\pi} + y)/2]$, $b = 1,15 \pm 0,072$.

Как и на рис. 5, здесь отчетливо заметны две области - область, где $R_{p-n}(y)$ спадает по мере приближения к центру ($y < 0$), и область, где $R_{p-n}(y)$ остается примерно постоянным ($0 < y < 2$). Зависимость $R_{p-n}(y)$ аппроксимировалась следующим образом:

$$R_{p-n}(y) = \begin{cases} c - dy & -2 < y < 0 \\ c' & 0 < y < 2 \end{cases} \quad (7)$$

Данным на рис. 8 отвечают значения

$$c = 0,139 \pm 0,029 ; c' = 0,113 \pm 0,016 \quad (8)$$

$$d = 0,120 \pm 0,028 .$$

Как и в (5), значения c и c' , определенные независимо из данных при $y < 0$ и $y > 0$, в пределах ошибок совпадают. Таким образом, можно говорить, что и заряд протона содержит компоненту, равномерно распределенную среди адронов центральной области.

2. Границы центральной области

В этом разделе рассматривается вопрос, какая доля заряда, приносимого π^- -мезоном или протоном, приходится на долю лидирующих частиц и какая его часть распределена между всеми остальными адронами. Для этой цели при анализе каждого π^-p - или π^-n -события выделялись адроны с максимальными и минимальными значениями x или y в системе центра масс. Такого рода адроны будем называть лидирующими. Было построено распределение заряда

$$\frac{dQ_{\max}}{d\xi} = \frac{1}{\sigma_{in}} \left[\frac{d\sigma_{\max}^+}{d\xi} - \frac{d\sigma_{\max}^-}{d\xi} \right] \quad (9)$$

и

$$\frac{dQ_{\min}}{d\xi} = \frac{1}{\sigma_{in}} \left[\frac{d\sigma_{\min}^+}{d\xi} - \frac{d\sigma_{\min}^-}{d\xi} \right],$$

где $\xi = x$, y , уносимого этими частицами.

$\frac{d\sigma_{\max}^+}{d\xi}$ означает сечение образования положительной частицы с данным ξ при отсутствии заряженных адронов с большими значениями ξ , а $\frac{d\sigma_{\min}^+}{d\xi}$

означает сечение образования положительной частицы при отсутствии заряженных адронов с меньшими значениями ξ . Для отрицательных частиц введены, соответственно, обозначения $\frac{d\sigma_{\max}^-}{d\xi}$ и $\frac{d\sigma_{\min}^-}{d\xi}$. На рис. 9 и 10

демонстрируются распределения заряда лидирующих и нелидирующих частиц для случая π^-p -столкновений. Видно, что лишь немногим больше половины заряда приходится на долю лидирующих частиц ($\approx 60\%$). Они преобладают в областях $x > 0,2$ и $x < -0,1$ ($y > 2$ и $y < -1$). Что касается нелидирующих адронов, то их заряд сосредоточен в основном в интервале $-0,1 < x < 0,2$. Такой же вывод можно сделать при изучении распределений $N_{+\max}(x)$ и $N_{-\max}(x)$, приведенных в работе /7/.

На рис. 11 и 12 приводятся аналогичные распределения заряда лидирующих и нелидирующих частиц в π^-p -столкновениях. Как и следовало ожидать, распределения заряда в передней полусфере для π^-p - и π^-n -взаимодействий практически одинаковы. В отличие от ситуации в передней полусфере, доля заряда исходного протона, приходящаяся на нелидирующие частицы, сравнительно мала ($\approx 15\%$). Большинство лидирующих адронов находится в областях $x < -0,1$ и $x > 0,2$ ($y < -1,0$; $y > 2,0$) (рис. 11,12).

Совокупность распределений на рис. 9-12 показывает, что заряд, попадающий в интервал

$$-0,1 < x < 0,2$$

или

$$-1,0 < y < 2,0,$$

(10)

уносится, в основном, нелидирующими адронами.

Условия (10) естественно считать границами центральной области. Это, конечно, до некоторой степени условно, ибо в интервал, определенный условиями (10), попадают и лидирующие частицы. Тем не менее, ограничения (10) являются разумной оценкой, тем более, что подразделение на центральную область и области фрагментации не является абсолютно определенным. Границы (10) близки к интервалам, где $R_n(y)$ и $R_{p-n}(y)$ постоянны:

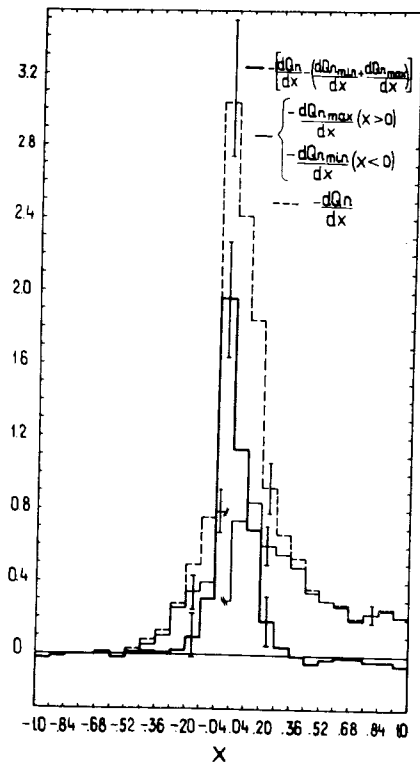


Рис. 9. Распределение заряда по x нелидирующих частиц в π^-p -взаимодействиях. Тонкими линиями обозначено распределение заряда лидирующих частиц, $\frac{-dQ_{n\max}}{dx}$ ($x > 0$) и $\frac{-dQ_{n\min}}{dx}$ ($x < 0$). Пунктиром обозначено распределение $\frac{-dQ_n}{dx}$.

($-1,5 < y < 0$) в (4) и ($0 < y < 2$) в (7). В этом смысле мы действительно вправе утверждать, что при 40 ГэВ/с часть заряда первичных частиц распределена по всей центральной области. Влияние этого заряда в "чужой" области фрагментации не чувствуется.

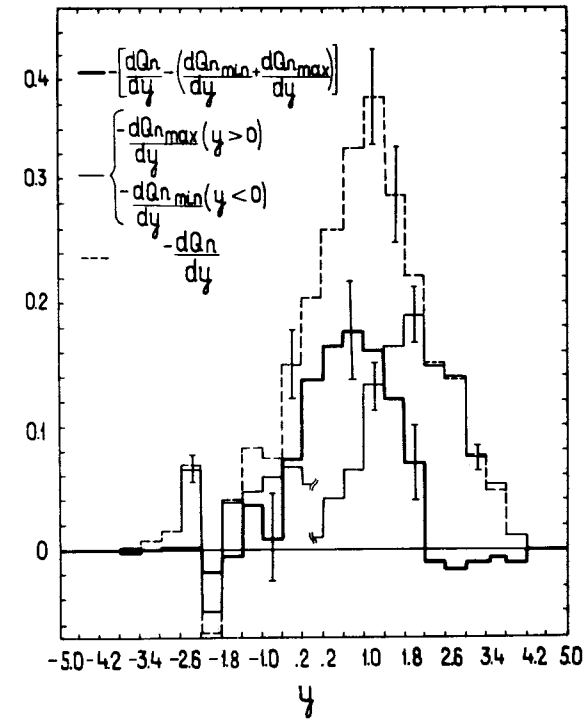


Рис. 10. Распределение заряда по y нелидирующих частиц в π^-p -взаимодействиях. Тонкими линиями обозначено распределение заряда лидирующих частиц, $\frac{-dQ_{n\max}}{dy}$ ($y > 0$) и $\frac{-dQ_{n\min}}{dy}$ ($y < 0$). Пунктиром обозначено распределение $\frac{-dQ_n}{dy}$.

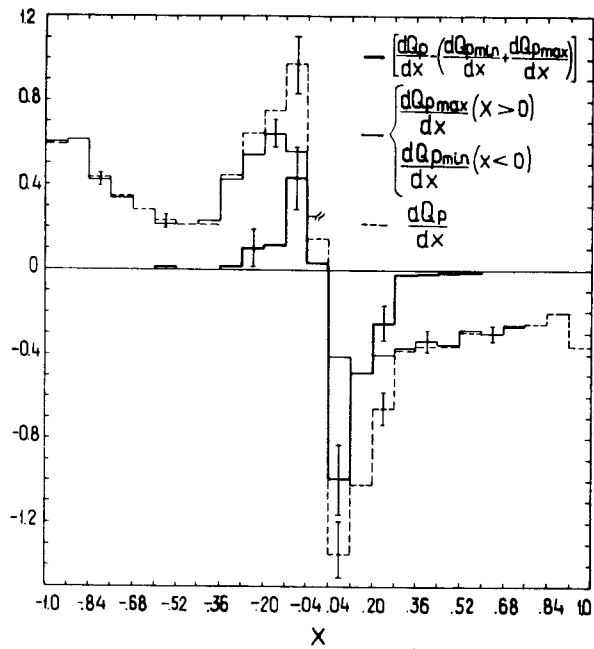


Рис. 11. Распределение заряда по x нелидирующих частиц в π^-p -взаимодействиях. Тонкими линиями обозначено распределение заряда лидирующих частиц, $\frac{dQ_{p \max}}{dx}$ ($x > 0$) и $\frac{dQ_{p \min}}{dx}$ ($x < 0$). Пунктиром обозначено распределение $\frac{dQ_p}{dx}$.

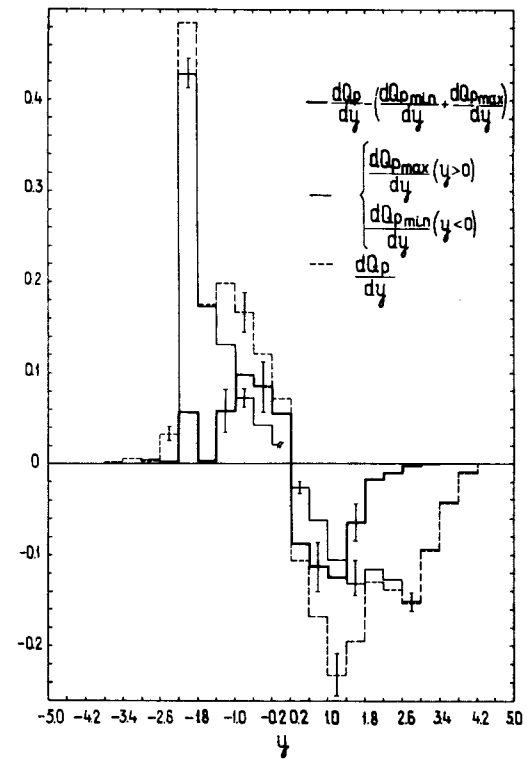


Рис. 12. Распределение заряда по y нелидирующих частиц в π^-p -взаимодействиях. Тонкими линиями обозначено распределение заряда лидирующих частиц, т.е. $\frac{dQ_{p \max}}{dy}$ ($y > 0$) и $\frac{dQ_{p \min}}{dy}$ ($y < 0$). Пунктиром обозначено распределение $\frac{dQ_p}{dy}$.

3. Обсуждение результатов

Основные результаты работы следующие:

1. При 40 ГэВ/с значительная часть электрического заряда, приносимого сталкивающимися частицами, сосредоточена в области малых x ($|x| < 0,2$).

2. Распределения зарядов первичных π^- -мезона и протона по y довольно широкие (рис. 4,7). Это может означать, что область фрагментации этих частиц простирается весьма далеко, вплоть до $|y - y_\pi| \approx 6$ или $|y - y_p| \approx 4$, и при энергии 40 ГэВ она еще практически перекрывается с центральной областью. В этом случае с увеличением энергии память о природе сталкивающихся частиц теряется центральной областью очень медленно.

3. Если принять в качестве центральной области тот интервал по y , в котором средний заряд на один заряженный адрон остается постоянным (рис. 5,8), то получим для нее следующие ограничения: $-1,5 < y < 2$, которые совпадают с ограничениями (10), полученными из распределения заряда лидирующих и нелидирующих частиц. В эту область передается часть заряда сталкивающихся частиц, причем при 40 ГэВ/с средний заряд на один адрон равен $\approx 0,12$.

4. Распределения заряда в π^-p -столкновениях при 40 и 16 ГэВ/с ^{3/} весьма схожи. Имеющееся различие для области $x < 0$ обусловлено, по-видимому, неодинаковой эффективностью в идентификации протонов.

Перейдем теперь к вопросу, каким образом может возникнуть равномерное распределение "внешнего" заряда по центральной области. На рис. 13 демонстрируется в общих чертах картина многочастичной реакции в рамках различных динамических моделей. Фрагментационная модель показана на рис. 13а. В этом случае заряд начальных частиц должен быть в основном сосредоточен в областях фрагментации и может попасть в центральную область и даже чужую область фрагментации лишь за счёт "залетания" фрагментов. Распределение заряда, полученное в нашем эксперименте, не соответствует

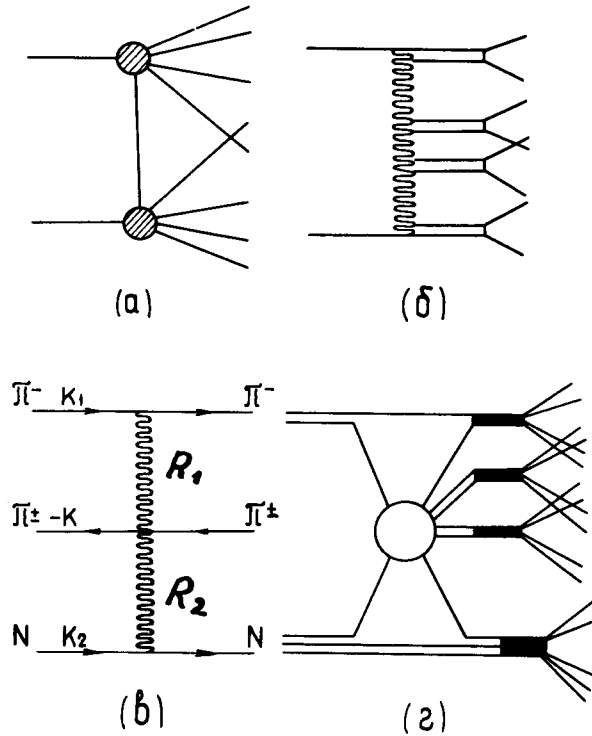


Рис. 13. Многочастичная реакция с точки зрения различных моделей. а) Фрагментационная модель. б) Мультипериферическая модель. Тонкие линии - долгоживущие адроны, двойные - резонансы. в) Реджеонная картина Мюллера-Канчели для центральной области, K_1 и K_2 обозначают импульсы пиона и нуклона в начальном состоянии, K - импульс образовавшегося пиона. R_1 и R_2 - полюса Редже. г) Кварковая модель. Тонкие линии - кварки или антикварки. Жирные линии - резонансы.

фрагментационной модели (рис. 1,3,4 и 7). Следует отметить также, что фрагментационная модель, в отличие, скажем, от мультипериферической, не приводит к правильному поведению дисперсии в распределении по заряду, передаваемому из одной полусферы в другую /12,4/.

Мультипериферическая модель изображена на рис.13б. Доля заряда налетающих частиц, приходящаяся, скажем, на l -е звено мультипериферической цепи, убывает с ростом номера l , например, как $1/2^l$. Поэтому тот факт, что заряд распределен по центральной области более или менее равномерно, может быть понят в рамках такой модели как указание, что с изменением l номер l почти не меняется. Иначе говоря, расстояние между соседними звеньями на рис. 13б не является строго определенным. Оно может флуктуировать. Равномерное распределение заряда в центре означает, что вероятность флуктуации достаточно велика и изменение l на величину порядка всей центральной области слабо меняет такую вероятность. В рамках подобной картины 40 ГэВ/с представляется сравнительно небольшой величиной, которая далека от асимптотического режима, где центральная область не чувствует зарядов сталкивающихся частиц.

С целью получить приближенную оценку в рамках мультипериферизма можно воспользоваться реджионным методом, который был развит Мюллером /13/ и Канчели /14/. В этом методе сечение инклюзивной реакции, например, $\pi^- N \rightarrow \pi^\pm$, определяется диаграммой, показанной на рис. 13в. Такая диаграмма отвечает образованию π^+ или π^- -мезонов как раз в центральной области. R_1 и R_2 представляют собой полюса Редже, скажем, померон P , ρ - полюс, P' и т.д. Вклад диаграмм 13в пропорционален величине

$$s_1^{a_1} s_2^{a_2} / s, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} s &= (k_1 + k_2)^2 \\ s_1 &= (k_1 + k)^2 \\ s_2 &= (k_2 + k)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

а a_1 и a_2 - пересечения траектории Редже при $t=0$ для полюсов R_1 и R_2 . В случае померона $a=1$, для P' или ρ $a \approx 1/2$. Импульсы k_1 , k_2 и k определены на рис. 13в.

В зависимости от того, какими именно являются полюса R_1 и R_2 , возможны 4 ситуации, перечисленные ниже:

$$\begin{aligned} (a) \quad R_1 = R_2 = P & \quad d\sigma/dy \approx 1 \\ (b) \quad R_1 = P ; R_2 = \rho, P' & \quad d\sigma/dy \approx \sqrt{s_1/s} \approx \exp[-\frac{1}{2}(y_\pi + y)] \\ (c) \quad R_1 = \rho, P' ; R_2 = P & \quad d\sigma/dy \approx \sqrt{s_2/s} \approx \exp[-\frac{1}{2}(y_\pi - y)] \\ (d) \quad R_1 = R_2 = \rho, P' & \quad d\sigma/dy \approx \sqrt{s_0/s} \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь учтено, что $s_1 s_2 \approx s_0 s$, где s_0 - квадрат некоторой эффективной массы, ($s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$), $y_\pi = 4,1$; выражение $\sqrt{s_1}$ через y справедливо при достаточно малых поперечных импульсах.

При очень большой энергии, очевидно, первый член (а) является основным. Он приводит к постоянному инклюзивному сечению $d\sigma/dy$ и логарифмически растущей множественности адронов. С другой стороны, он одинаков как для π^+ , так и для π^- -мезонов. Поэтому в распределение dQ/dy он вклада не дает. Остаются три члена (b), (c) и (d). Нетрудно видеть, что в dQ_{p-n}/dy дают вклад конфигурации (b) и (d), а в dQ_n/dy существенны конфигурации (c) и (d).

Когда $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ достаточно велики, основную роль, конечно играют (b) и (c), однако в данном случае интересно наличие конфигурации (d), которая, как следует из (13), не содержит зависимости от y и, следовательно, отвечает как раз равномерному распределению заряда в центральной области. Совокупный вклад (c) и (d) в dQ_n/dy или (b) и (d) в dQ_{p-n}/dy по сравнению с вкладом диаграммы (a) в $\frac{1}{\sigma_{in}} d\sigma^\pm/dy$ определяет как раз средний заряд, приходящийся на один адрон. Пунктирными линиями на рис. 5 и 8 показана зависимость от y характерная для конфигураций (c) и (b). Видно, что вклада (c) достаточно, чтобы удовлетворительно описать распределение $R_n(y)$, однако для $R_{p-n}(y)$ вклад (b) слишком мал в районе $1 < y < 2$. Этот факт можно рассматривать как довод о наличии конфигурации (d). Согласно (13), не зависящее от y отношение (d) к (a) имеет порядок $\sqrt{s_0/s}$. Если $s_0 \approx 1 \text{ ГэВ}^2$, то $\sqrt{s_0/s} = 1/8,7$. Кроме того, (d)/(a) для $R_{p-n}(y)$ включает в себя отношение констант связи ρ -полюса и померона с нуклоном при $t=0$. Известно, что такое отношение мало, связь протона с ρ в 5-6 раз слабее, чем с помероном^{/15/}. В системе "p-n" константа удваивается так, что остается малый множитель порядка 1/3. Поэтому естественно ожидать, что относительный вклад диаграммы (d), имеет порядок 1/25. Этот вывод согласуется с величиной превышения над вкладом диаграммы (b), найденной на рис. 8.

С другой стороны, в случае π^-p -взаимодействий ρ -полюс связан с пионом, и дополнительный малый множитель типа 1/3 не возникает. В результате диаграмма (d) должна давать вклад порядка 10% в центральной области, чего, как будто, не наблюдается (рис. 5). Не исключено, что это может быть связано с появлением в районе $-y=1 \div 2$ заряженных адронов от фрагментации нейтрона. Кроме того, следует еще раз подчеркнуть, что энергия 40 ГэВ далека от асимптотики, например, $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ имеют порядок всего лишь 3 ГэВ.

Поэтому использование только однореджонных диаграмм представляется здесь не вполне законным.

Для оценки величины компоненты, не зависящей от y , т.е. констант a и c в (5) и (8), можно использовать возможность совсем иного рода, представляемую моделью кварков. Кварковая картина многочастичной реакции на рис. 13г^{/16/} соответствует центральному соударению кварков, при котором их суммарный заряд более или менее равномерно распределяется по центральной области. Покажем, что такая картина приводит к разумной количественной оценке для величины среднего заряда, распределенного по центральной области. Действительно, согласно^{/17/}, средняя множественность заряженных частиц при 40 ГэВ/с равна

$$\langle n_{\pm} \rangle = \begin{matrix} 5,62 \pm 0,04 & \pi^-p \\ 5,32 \pm 0,06 & \pi^-p \end{matrix} \quad (14)$$

Это означает, что в среднем в центральной области имеется около трех-четырёх заряженных частиц. В то же время средний заряд, приносимый двумя сталкивающимися кварками в центральную область (рис. 13г), равен $-1/2$ для π^-p , $-1/6$ для π^-p и $1/3$ для $(\pi^-p - \pi^-n)$. Поэтому средний заряд на один заряженный адрон равняется

$$\begin{matrix} -1/6 \div -1/8 & \text{для } R_n \\ +1/9 \div 1/12 & \text{для } R_{p-n} \end{matrix} \quad (15)$$

Полученные значения согласуются с величиной констант a и c в (5) и (8). Кварковая картина на рис. 13г позволяет также оценить передачу электрического заряда из одной полусферы в другую. Половина заряда π^- -мезона попадает в центральную область, где делится, грубо говоря, пополам между обеими полусферами. Поэтому можно ожидать, что в случае π^-p -столкновений средняя передача заряда в переднюю полусферу будет близка к 0,25. Это согласуется с экспериментальным значением $0,23 \pm 0,03$ ^{/18/}. Аналогичным образом передача

заряда от протона в переднюю полуплоскость оценивается как $1/2 \times 1/3 = 1/6 \approx 0,17$. Суммарный обмен зарядом в случае π^-p -столкновений в такой картине должен быть равен $1/4 + 1/6 = 5/12 \approx 0,42$. Это близко к экспериментальному значению $0,490 \pm 0,015$ /4/. Здесь следует иметь в виду еще и тот факт, что при идентификации быстрых протонов как π^+ -мезонов часть из них попадает в область малых $|y|$ и даже переходит в чужую полусферу, приводя к эффективному "увеличению" передачи заряда.

В заключение нам хотелось бы еще обратить внимание на тот факт, что в распределениях по x значительная часть заряда сосредоточена в очень узком интервале около $x=0$. В моделях, рассматривающих образование и распад резонансов (или "кластеров") как доминирующую черту многочастичных процессов, такой факт может означать наличие каскада последовательных распадов резонансных состояний. Значение x для продуктов распада всякий раз уменьшается, что и должно в конце концов привести к концентрации пионов в области очень малых $|x|$. Существование такого рода каскадов, в частности, представляет большой интерес для кварковой модели. Результатом каждого распада является увеличение числа нестранных адронов по сравнению со странными. Поэтому наличие каскада распадов может сделать ненужным искусственное подавление процессов с образованием странных кварков /16/ и привести к восстановлению SU_3 симметрии модели.

Авторы выражают благодарность В.Н.Грибову и Е.М.Левину за обсуждения, Н.Ангелову, К.П.Вишневской, В.Г.Гришину, С.В.Джмухадзе, Л.А.Диденко, И.А.Ивановской, Т.Канареку, Т.Я.Иногамовой, В.Б.Любимову, В.Ф.Никитиной, В.М.Поповой, М.Сабэу, Х.И.Семерджиеву, М.И.Соловьеву, А.Н.Соломину, П.М.Сууду, Н.Г.Фадееву, Э.Т.Цивцивадзе, Г.Янчо за участие в обработке событий, полезные обсуждения и советы.

Авторы благодарны всем участникам сотрудничества на двухметровой пропановой камере за предоставление материала.

Нам приятно поблагодарить лаборантов ЛВЭ и ЛВТА за просмотр и измерения событий.

Литература

1. R.P.Feynman.Phys.Rev.Lett.,23,1415(1969); Photon Hadron Interactions,W.A.Benjamin. Reading,1972.
2. T.T.Chou and C.N.Yang.Phys.Rev.,D7,1425 (1973).
3. Aachen-Berlin-CERN-Cracow-Heidelberg-Warsaw Collaboration quoted by D.R.O.Morrison in Proc.of the 1972 Oxford Conf.and CERN/D Rh 11/phys.73-46;Nucl.Phys.,B67,93 (1973).
4. Н.Ангелов, Л.Анёла, Е.Бартке и др. Препринт ОИЯИ, P1-8036, Дубна, 1974; ЯФ, 21, 327 (1975).
5. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. ЯФ, 18, 545 (1973).
E.O.Abdurakhmanov et al.Nucl.Phys.,B72,189 (1974).
6. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, В.А.Беляков и др. Сообщение ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972.
7. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. Препринт ОИЯИ, P1-7267, Дубна, 1973; Препринт ИАФ, Бухарест HE-72, 1973; ЯФ, 12, 1251 (1973).
8. V.G.Grishin, G.Jancso,S.P.Kuleshov, V.A.Matveev,A.N.Sissakian.Preprint JINR, E2-6596,Dubna,1972;Lett.NuovoCim.,8,590
9. A.Mihul,T.Besliu.Preprint JINR E1-6745, Dubna, 1972.
10. S.Berceanu,T.Besliu,G.Gheorghe,A.Mihul. Phys.Lett.,45B,371(1973).
11. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. Препринт ОИЯИ, P1-7268, Дубна, 1973; ЯФ, 19, 103 (1973).
12. C.M.Bromberg, D.Chaney,D.Cohen et al.Phys. Rev.,D9,1864(1974).
13. A.M.Mueller.Phys.Rev.,D2,2963(1970).

14. О.В.Канчели. Письма ЖЭТФ, 11, 397 (1969); В.А.Абрамовский, О.В.Канчели, И.Д.Манджавидзе, ЯФ, 13, 1102 (1971).
15. К.А.Тер-Мартirosян. Сб. "Бинарные реакции адронов при высоких энергиях", Дубна, Д-6004, 1972, стр. 466.
16. V.V.Anisovich and V.M.Shekhter. Nucl. Phys., B55, 455 (1973).
17. O. Balea, V. Boldea, S. Felea et al. Phys. Lett., 39B, 571 (1972); Nucl. Phys., B52, 414 (1973).
18. Н.Ангелов, Л.Анёла, И.А.Ивановская и др. Препринт ОИЯИ, Р1-8677, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 мая 1975 года.