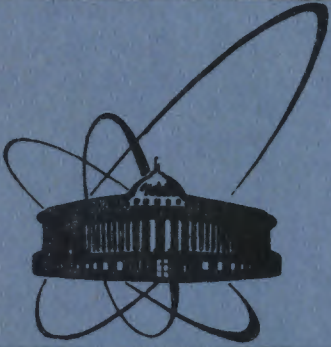


27/II-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1175/84

P1-83-823

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, З.В.Метревели*

ФРАГМЕНТАЦИЯ КВАРКОВ И ДИКВАРКОВ
В π^- p-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $P = 40$ ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ИФВЭ Тбилисского государственного университета

1983

§1. ВВЕДЕНИЕ

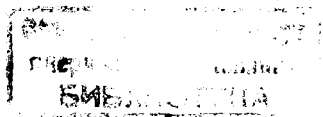
Анализ струйного поведения вторичных частиц в мягких адрон-адронных взаимодействиях при полной энергии $\sqrt{s} \geq 4$ ГэВ и сравнение с аналогичными данными по e^+e^- -аннигиляции и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиям показали, что струи адронов в этих разных процессах обладают рядом универсальных свойств^{/1-6/}. Совместный анализ различных характеристик струйного рождения частиц в таких процессах позволяет установить общие черты и различия динамики формирования адронов в разных типах взаимодействий, что очень важно для построения феноменологических моделей.

В предыдущих работах^{/5,7/} исследовалось струйное поведение вторичных частиц в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с / $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ/ и было показано, что наблюдается образование двух струй адронов, которые можно интерпретировать как результат адронизации кварков /дикварков/, входящих в состав первичных частиц /рис.1а/. При этом значения коллективных переменных "сферисити" и "траст" и характеристики частиц в струях в основном согласуются с аналогичными данными по e^+e^- -аннигиляции при одинаковых энергиях в с.ц.и. Существенные различия имеются лишь в области фрагментации протонов. Вероятно, это связано с различием начальных состояний этих процессов /в e^+e^- -аннигиляции протоны отсутствуют/. Поэтому представляет интерес сравнение данных по π^-p -взаимодействиям с результатами экспериментов по глубоконеупругим $\nu(\bar{\nu})p$ -соударениям, которые имеют аналогичные схемы фрагментации /рис.1б/. В последнее время появились данные по этим процессам, позволяющие провести такой анализ^{/8/}. В настоящей работе сравниваются характеристики фрагментации кварков /дикварков/ в мягких (π^-p)- и жестких $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях /§2/ и определяется средний заряд струй, летящих вперед и назад в с.ц.и. сталкивающихся частиц /§3/.

§2. ИЗУЧЕНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ КВАРКОВ И ДИКВАРКОВ

Работа выполнена на статистике около 14000 полностью измеренных π^-p -взаимодействий при $P = 40$ ГэВ/с. Экспериментальный материал получен путем обработки стереоснимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры. Методика эксперимента описана в^{/9/}.

Данные по фрагментации кварков и дикварков в π^-p -соударениях сравниваются с последними данными по $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиям,



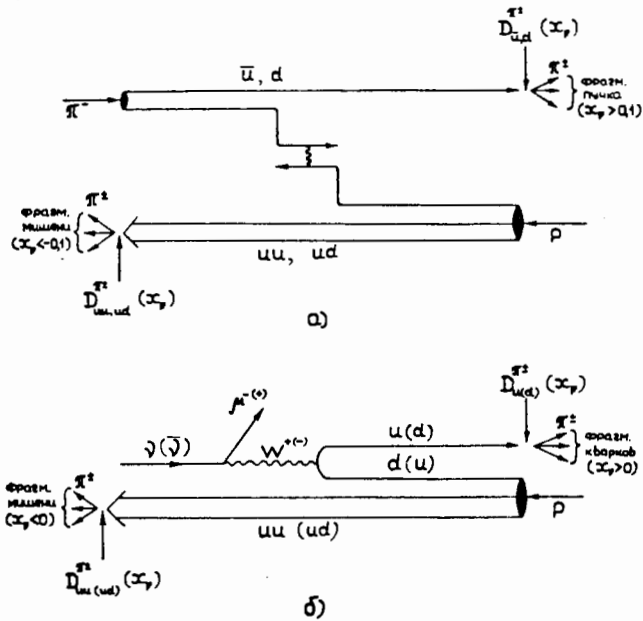


Рис.1. Схема π^-p -а/ и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий /б/.

полученными с помощью водородной пузырьковой камеры BEBC^{/8/} в ЦЕРНе, где исследовались инклюзивные процессы:

$$\nu_{\mu} p \rightarrow \mu^- \pi^{\pm} + X, \quad /1/$$

$$\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ \pi^{\pm} + X \quad /2/$$

с эффективной массой вторичных адронов $W > 3$ ГэВ и $x_B > 0,1$. $x_B = Q^2 / 2M(E_{\nu} - E_{\mu})$ - переменная Бьеркена, где Q^2 - квадрат переданного 4-импульса, M - масса нуклона, E_{ν} , E_{μ} - энергии нейтрино и мюона.

Средние значения эффективной массы для νp - и $\bar{\nu} p$ -взаимодействий составили: $\langle W \rangle = 5,43$ ГэВ и $4,63$ ГэВ, а количество событий: 5538 и 1647 соответственно. Ограничения по W и x_B вводились для исключения квазиупругой резонансной области этих процессов, возможного перекрытия областей фрагментации пучка и мишени и уменьшения вклада от морских кварков. Согласно простейшей схеме /рис.1б/ кварк-партонной модели, частицы, летящие в переднюю полусферу, в с.ц.и. вторичных адронов $\nu(\bar{\nu})p$ - взаимодействия можно считать продуктами фрагментации $\bar{u}(d)$ - кварков, а частицы, летящие назад, результатом фрагментации $uu(ud)$ -дикварков. Распределения по x_F в с.ц.и. дают информацию о характере фрагментации кварков и дикварков в заряженные

пионы. $x_F = p^* / p_{\text{max}}^*$, p_{max}^* - продольный импульс в с.ц.и. сталкивающихся частиц.

В $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях получены фрагментационные функции $D_{u(d)}^{\pi^{\pm}}(x_F)$ и $D_{uu(ud)}^{\pi^{\pm}}(x_F)$, а также инвариантные функции $F_{u(d)}^{\pi^{\pm}}(x_F)$ и $F_{uu(ud)}^{\pi^{\pm}}(x_F)$, которые определяются следующим образом:

$$D^{\pi^{\pm}}(x_F) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{dN^{\pi^{\pm}}}{dx_F}, \quad /3/$$

$$F^{\pi^{\pm}}(x_F) = \frac{1}{\sigma_{ev}} \int E \frac{d\sigma^{\pi^{\pm}}}{dp^2} dp^2 = \frac{1}{N_{ev} p_{\text{max}}^*} \frac{E^*}{E} \frac{dN^{\pi^{\pm}}}{dx_F} \approx \frac{1}{\pi} |x_F| D^{\pi^{\pm}}(x_F), \quad /4/$$

где N_{ev} - количество событий, $N^{\pi^{\pm}}$ - число π^{\pm} -мезонов в этих событиях, E^* - энергия π^{\pm} -мезонов в с.ц.и. вторичных частиц.

В /5,7/ нами было показано, что в π^-p -взаимодействиях наблюдается образование двух струй адронов, которые можно интерпретировать в основном как результат адронизации кварков /дикварков/, входящих в состав первичных частиц /рис.1а/. В первом приближении можно считать, что в π^-p -столкновениях при $x_F \geq 0,1$ частицы рождаются в основном в результате фрагментации непрореагировавших \bar{u} - или d -кварков, а при $x_F \leq -0,1$ - в результате фрагментации (uu) или (ud) дикварков. Вклад от взаимодействия медленных кварков в адрон-адронных столкновениях при $|x_F| \geq 0,1$ предполагается незначительным /5,7,11/ *. Сопоставляя диаграммы π^-p -и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий /рис.1/ и предполагая, что легкие кварки \bar{u} и d взаимодействуют одинаково, можно написать следующие соотношения для нормированных инвариантных функций π^+ - и π^- -мезонов **:

$$F_{\pi^-p}^{\pi^+}(x_F) = \frac{1}{2} F_{\nu p}^{\pi^+}(x_F) + \frac{1}{2} F_{\bar{\nu} p}^{\pi^+}(x_F) \quad \text{для } x_F \geq 0,1, \quad /5/$$

$$F_{\pi^-p}^{\pi^-}(x_F) = \frac{1}{3} F_{\nu p}^{\pi^-}(x_F) + \frac{2}{3} F_{\bar{\nu} p}^{\pi^-}(x_F) \quad \text{для } x_F \leq -0,1. \quad /6/$$

Аналогичные соотношения должны выполняться и для фрагментационных функций $D^{\pi^{\pm}}(x_F)$.

Для проверки этих соотношений анализировались неупругие π^-p -взаимодействия ($p_{\perp} \geq 2$) без дифракционных процессов, которые исключались согласно данным /11/ с учетом топологии событий / $p_{\perp} = 2,4,6$ / и сечения этих процессов в области $0,4 \leq |x_F| \leq 1$.

а/ Инвариантные функции $F^{\pi^{\pm}}(x_F)$

Сравнение инвариантных распределений пионов в обсуждаемых процессах /5/, /6/ начнем с реакций без лидирующих час-

*При анализе данных мы более точно определим область, где существен вклад от взаимодействующих кварков.

** Здесь учитываются изотопические соотношения для фрагментаций кварков $F_u^{\pi^+}(x_F) = F_u^{\pi^-}(x_F)$, $F_{\bar{u}}^{\pi^+}(x_F) = F_{\bar{u}}^{\pi^-}(x_F)$.

Теоретические значения n_T /формула /7// для фрагментации кварков и дикварков

Кварки	n_T	Дикварки	n_T
$u \rightarrow \pi^+$	1	$uu \rightarrow \pi^+$	3
$u \rightarrow \pi^-$	2	$uu \rightarrow \pi^-$	5
$d \rightarrow \pi^+$	2	$ud \rightarrow \pi^+$	4
$d \rightarrow \pi^-$	1	$ud \rightarrow \pi^-$	4

В кварк-партонных моделях /12--15/ инвариантные распределения $F^{\pi^\pm}(x_F)$ обычно аппроксимируются функцией:

$$F^{\pi^\pm}(x_F) = A(1 - |x_F|)^n, \quad /7/$$

где A , n - свободные параметры. Теоретические значения n_T для фрагментации кварков и дикварков, полученные с помощью простейших диаграмм квантовой хромодинамики, приведены в табл.1 /13,14/. Отсюда для фрагментации $\pi^-(\bar{u}d) \rightarrow \pi^\pm$ получим $n_T=2$ для π^+ -мезонов и $n_T=1$ для π^- -мезонов, а для фрагментации $p(uud) \rightarrow \pi^-$ значение параметра должно находиться в области $n, 4 \div 5$.

В табл.2 приводятся результаты аппроксимации по формуле /7/ экспериментальных данных для π^-p - и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий, полученных по формулам /5/, /6/. Видно, что значения параметра $n_{\text{эксп}}$ для π^-p - и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий близки и не противоречат теоретически ожидаемым значениям. Результаты $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий для $x_F(\pi^-) < 0$ в области $x_F < -0,5$ статистически мало обеспечены. Поэтому при аппроксимации использовались экспериментальные данные в области: $-0,525 \leq x_F \leq -0,225$.

Интересно также отметить, что распределения по $F^{\pi^\pm}(x_F)$ в области фрагментации кварков имеют показатель степени меньше /распределения шире/, чем в области фрагментации дикварков. В кварк-партонных моделях этот результат связан с тем, что валентные кварки в пионах имеют в среднем больший импульс, чем в протонах /12/.

б/ Функции фрагментации $D^{\pi^\pm}(x_F)$

В сделанных выше предположениях соотношения типа /5/, /6/ должны выполняться и для неинвариантных фрагментационных функций $D^{\pi^\pm}(x_F)$, определенных по формуле /3/. На рис.3 приводятся значения этих функций в зависимости от x_F для π^-p - и $\nu(\bar{\nu})p$ -

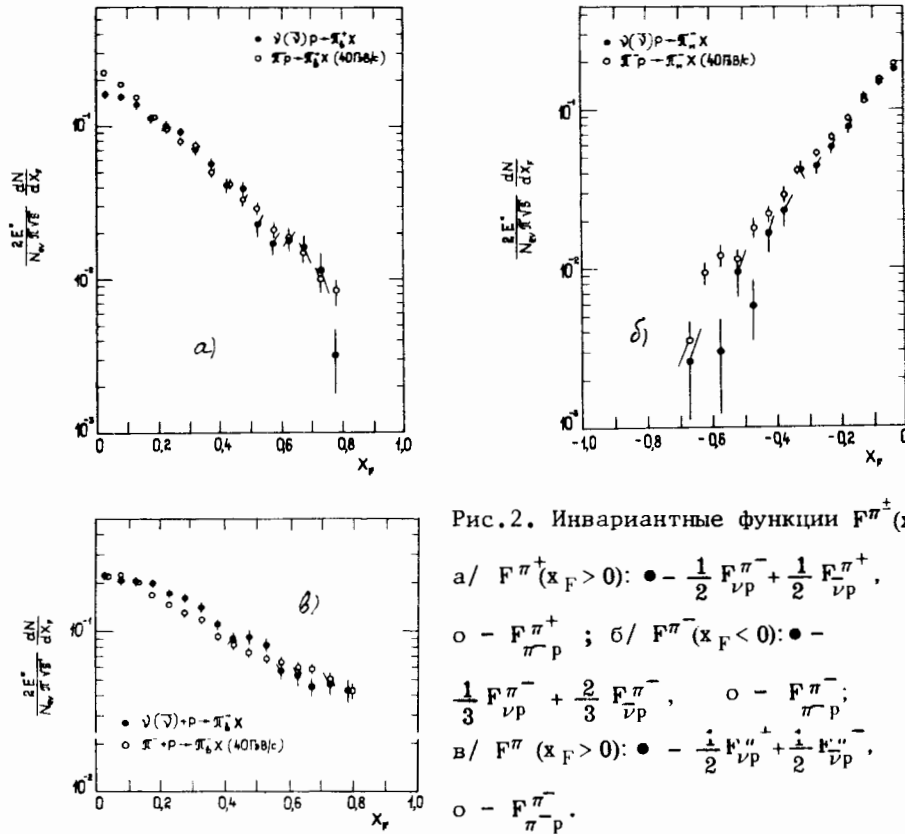


Рис.2. Инвариантные функции $F^{\pi^\pm}(x_F)$:

- а/ $F^{\pi^+}(x_F > 0)$: $\bullet - \frac{1}{2} F^{\pi^+}_{\nu p} + \frac{1}{2} F^{\pi^+}_{\pi^- p}$,
 $\circ - F^{\pi^+}_{\pi^- p}$; б/ $F^{\pi^-}(x_F < 0)$: $\bullet -$
 $\frac{1}{3} F^{\pi^-}_{\nu p} + \frac{2}{3} F^{\pi^-}_{\pi^- p}$, $\circ - F^{\pi^-}_{\pi^- p}$;
 в/ $F^{\pi^+}(x_F > 0)$: $\bullet - \frac{1}{2} F^{\pi^+}_{\nu p} + \frac{1}{2} F^{\pi^+}_{\pi^- p}$,
 $\circ - F^{\pi^+}_{\pi^- p}$.

тиц*. На рис.2а и б приведены $F^{\pi^\pm}(x_F)$ для $x_F(\pi^+) > 0$ и $x_F(\pi^-) < 0$ для π^-p - и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий. Как видно из рисунков, имеется хорошее согласие для двух различных процессов, за исключением области $|x_F| \leq 0,1$, где существует вклад от взаимодействующих кварков в π^-p -соударениях. Сравнение аналогичных распределений для π^+ -мезонов ($x_F < 0$) невозможно из-за того, что в π^-p -эксперименте протоны и π^+ -мезоны в этой области практически не разделяются по методическим причинам. Распределения лидирующих частиц $\pi^-(x_F > 0)$ в пределах ошибок согласуются с данными по $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиям при $x_F \geq 0,3$ /рис.2в/. Интересно отметить, что аналогичные распределения для π^\pm -мезонов по x_F в π^-p -взаимодействиях, определенные относительно оси струй в пределах ошибок совпадают с приведенными распределениями.

* Лидирующими в адронных взаимодействиях называются такие вторичные частицы, которые имеют те же квантовые числа, что и первичные, и летят в том же направлении в с.ц.и. с $|x_F| \geq 0,2 \div 0,3$.

Таблица 2

Аппроксимация инвариантных функций $F^{\pi^{\pm}}(x_F)$ зависимостью $A(1 - |x_F|)^n$

Тип процес-са	область x_F	A	$n_{\text{экс}}$	x^2/N	n_p
$\pi^{-}(x_F < 0)$	$0,525 \leq x_F \leq -0,225$	$0,20 \pm 0,04$	$4,6 \pm 0,5$	$6,3/7$	4+5
	$-0,525 \leq x_F \leq -0,225$	$0,17 \pm 0,01$	$3,6 \pm 0,2$	$1,3/7$	
$\pi^{+}(x_F > 0)$	$0,225 \leq x_F \leq 0,775$	$0,20 \pm 0,01$	$2,6 \pm 0,1$	$14,2/10$	2
	$0,225 \leq x_F \leq 0,775$	$0,17 \pm 0,07$	$2,3 \pm 0,1$	$20,7/10$	
$\pi^{-}(x_F > 0)$	$0,325 \leq x_F \leq 0,775$	$0,22 \pm 0,02$	$1,4 \pm 0,1$	$16,7/10$	I
	$0,325 \leq x_F \leq 0,775$	$0,138 \pm 0,006$	$0,88 \pm 0,06$	$26,3/10$	

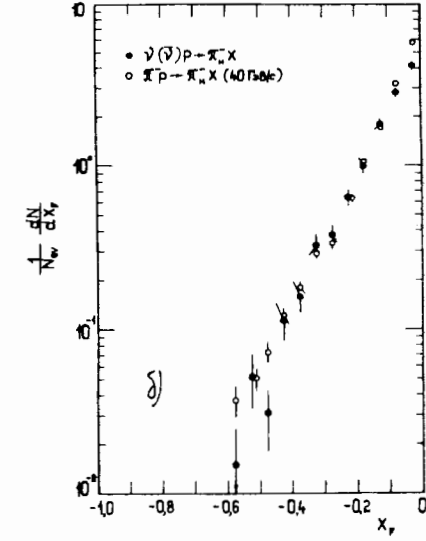
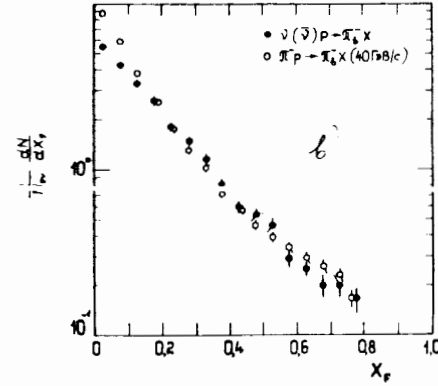
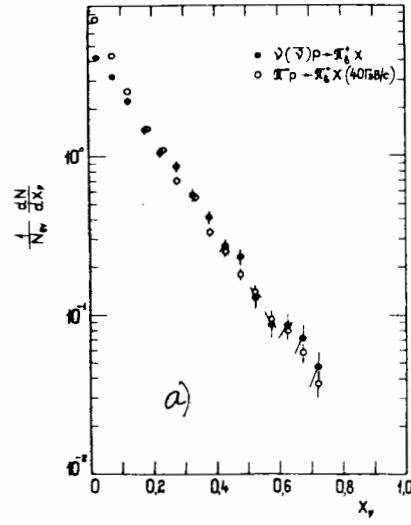


Рис. 3. Фрагментационные функции

$D^{\pi^+}(x_F)$: а/ $D^{\pi^+}(x_F > 0)$: ● - $\frac{1}{2} D_{\nu p}^{\pi^-} + \frac{1}{2} D_{\bar{\nu} p}^{\pi^+}$, ○ - $D_{\pi^- p}^{\pi^+}$;
 б/ $D^{\pi^-}(x_F < 0)$: ● - $\frac{1}{3} D_{\nu p}^{\pi^-} + \frac{2}{3} D_{\bar{\nu} p}^{\pi^-}$,
 ○ - $D_{\pi^- p}^{\pi^-}$; в/ $D^{\pi^-}(x_F > 0)$: ● - $\frac{1}{2} D_{\nu p}^{\pi^+} + \frac{1}{2} D_{\bar{\nu} p}^{\pi^-}$, ○ - $D_{\pi^- p}^{\pi^-}$.

взаимодействий, нормированные на область $|x_F| \geq 0,1^*$. Из рисунков видно, что полученные распределения хорошо согласуются друг с другом, за исключением области $|x_F| \leq 0,1$, в которой для π^-p -взаимодействий существует вклад от взаимодействующих кварков /рис.1а/.

* Следует отметить, что средние значения множественности π^- -мезонов, определенные по соотношениям типа /5/, /6/ при $|x_F| \geq 0,2$, близки в этих процессах $\langle n_{\pi^- p}^{\pi^-}(x_F \geq 0,2) \rangle = 0,50 \pm 0,01$,
 $\langle n_{\nu(\bar{\nu}) p}^{\pi^-}(x_F \geq 0,2) \rangle = 0,53 \pm 0,02$; $\langle n_{\pi^- p}^{\pi^+}(x_F \geq 0,2) \rangle = 0,29 \pm 0,01$, $\langle n_{\nu(\bar{\nu}) p}^{\pi^+}(x_F \geq 0,2) \rangle = 0,26 \pm 0,01$; $\langle n_{\pi^- p}^{\pi^-}(x_F \leq -0,2) \rangle = 0,13 \pm 0,01$; $\langle n_{\nu(\bar{\nu}) p}^{\pi^-}(x_F \leq -0,2) \rangle = 0,14 \pm 0,01$.

Таблица 3

Аппроксимация $D^{\pi^{\pm}}(x_F)$ -функций выражением $A \exp(-B x_F)$		област. x_F		A	B	x^2/N
Тип процес-са						
$\pi^{-}(x_F < 0)$	$\bar{u}, \bar{d}p$	$-0,425 \leq x_F \leq -0,125$	$-0,125$	$5,5 \pm 0,6$	$9,4 \pm 0,5$	$4,9/7$
	$\pi^{-}p$	$-0,425 \leq x_F \leq -0,125$	$-0,125$	$5,1 \pm 0,2$	$9,0 \pm 0,2$	$4,8/7$
$\pi^{+}(x_F > 0)$	$\bar{u}, \bar{d}p$	$0,125 \leq x_F \leq 0,725$	$0,725$	$4,6 \pm 0,3$	$6,5 \pm 0,2$	$9,1/10$
	$\pi^{+}p$	$0,125 \leq x_F \leq 0,725$	$0,725$	$4,7 \pm 0,2$	$6,8 \pm 0,1$	$12,9/10$
$\pi^{-}(x_F < 0)$	$\bar{u}, \bar{d}p$	$0,225 \leq x_F \leq 0,775$	$0,775$	$5,5 \pm 0,4$	$4,9 \pm 0,2$	$13,3/12$
	$\pi^{-}p$	$0,225 \leq x_F \leq 0,775$	$0,775$	$4,2 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,1$	$62,6/12$

Фрагментационные функции, как и в /8/, аппроксимировались выражением:

$$D^{\pi^{\pm}}(x_F) = A \exp(-B|x_F|), \quad /8/$$

где A и B - свободные параметры. Результаты такого анализа приведены в табл.3. Значения параметров A и B оказались близкими для обоих процессов.

§3. СРЕДНИЙ ЗАРЯД СТРУЙ

Как было показано, образование адронов в $\pi^{-}p$ -взаимодействиях, летящих в переднюю полусферу ($x_F \geq 0,1$), можно рассматривать как результат адронизации одного из кварков \bar{u} или \bar{d} , входящих в состав первичного π^{-} -мезона. Адроны, летящие назад в с.ц.и. ($x_F \leq -0,1$), образуются в результате адронизации дикварков $\bar{u}\bar{u}$ или $\bar{u}\bar{d}$, которые входят в состав первичных протонов. В связи с этим представляет интерес определить средний заряд всех адронов /или струй адронов/, летящих в разные полусферы.

Если в первом приближении пренебречь различием во взаимодействиях \bar{u} и \bar{d} -кварков и считать, что валентные кварки /дикварки/ фрагментируют независимо, то в аддитивной кварковой модели /12/ средний заряд струй, летящих вперед в с.ц.и., будет равен:

$$\langle Q \rangle_B = \frac{1}{2}Q(\bar{u}) + \frac{1}{2}Q(\bar{d}) + \langle Q_S \rangle = -0,5. \quad /9/$$

Для струй частиц, летящих назад в с.ц.и.:

$$\langle Q \rangle_H = \frac{1}{3}Q(uu) + \frac{2}{3}Q(ud) + \langle Q_S \rangle = \frac{5}{6} \approx 0,83, \quad /10/$$

где $\langle Q_S \rangle$ - средний заряд морских кварков, обеспечивающих фрагментирующий кварк и дикварк /16,17/. В этом случае предполагается, что дикварк в основном переходит в барион. Значение $\langle Q_S \rangle$ при фрагментации \bar{u} - и \bar{d} -кварков равно нулю. Чтобы выделить струи адронов, которые с большой вероятностью имеют квантовые числа фрагментирующего кварка /дикварка/, целесообразно определить $\langle Q \rangle$ в зависимости от $x = \sum_i |x_{Fi}|$, где суммирование производится по всем заряженным частицам в струе, за исключением центральной области ($|x_{Fi}| < 0,1$).

На рис.4 показан средний заряд струй в зависимости от величины x для передней /б/ и задней /а/ полусфер, за исключением частиц с $|x_{Fi}| \leq 0,1$, определенный следующим образом: $\langle Q \rangle = \frac{\Sigma(N_+ - N_-)}{N_{\text{соб}}}$, где N_+ и N_- - число положительных и отрицательных частиц в струе, $N_{\text{соб}}$ - количество событий с множественностью $p_{\pm} \geq 4$. Здесь же для сравнения приводятся значения $\langle Q \rangle$

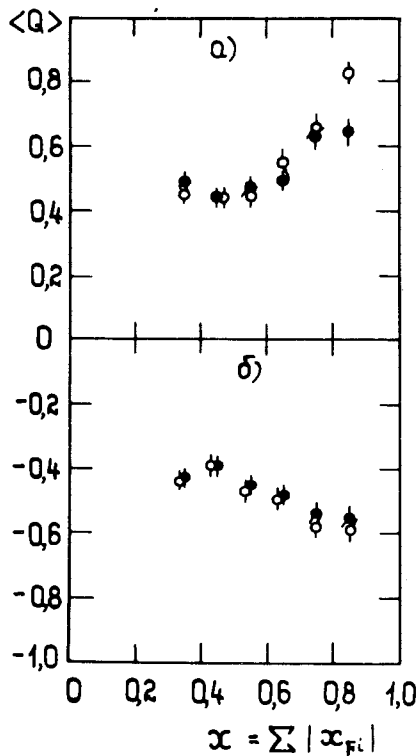


Рис.4. Зависимость среднего значения заряда $\langle Q \rangle$ струй от $x = \sum |x_{Fi}|$ в событиях с $n_{\pm} \geq 4$ для π^-p -взаимодействий: а/ в задней полусфере; б/ в передней полусфере; • - для всех заряженных частиц в событиях; ○ - для заряженных частиц в событиях с $|x_{Fi}| \geq 0,1$.

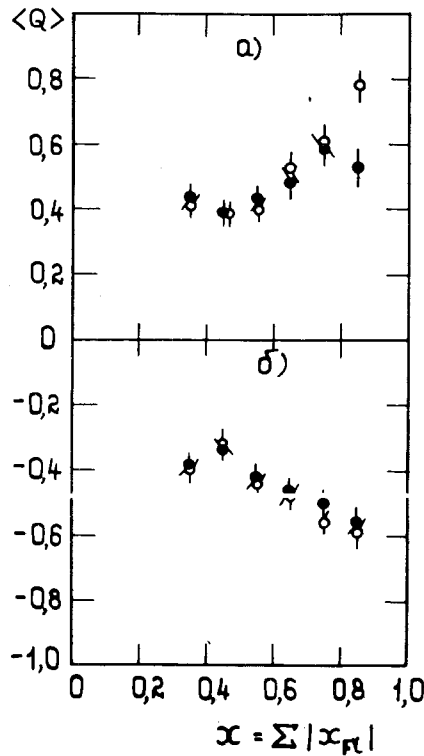


Рис.5. То же самое, что и на рис.4, но для событий с $n_{\pm} \geq 6$.

для всех вторичных заряженных частиц. Как видно из рис.4б, при $x \geq 0,5$ заряд струй, летящих вперед, не противоречит ожидаемому - $\langle Q \rangle = -0,5$. Для струй, летящих назад /рис.4а/, значение $\langle Q \rangle$ приближается к ожидаемому значению при $x \geq 0,8$, только при исключении адронов с $|x_{Fi}| \leq 0,1$. Аналогичная зависимость получена и для событий с множественностью $n_{\pm} \geq 6$ /рис.5/, в которых нет вклада дифракционных процессов. Значения $\langle Q \rangle$ в пределах ошибок не отличаются от данных для событий с $n_{\pm} \geq 4$.

§4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Приведенное сравнение мягких π^-p - и глубоконеупругих $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий позволяет сделать следующие выводы.

1. Инвариантные функции $F^{\pi^{\pm}}(x_F)$ для фрагментации кварков и дикварков в π^-p - и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях для нелидирующих частиц ($\pi^+(x_F > 0)$ и $\pi^-(x_F < 0)$) в пределах ошибок хорошо согласуются при $|x_F| \geq 0,1$, а для лидирующих π^- -мезонов ($x_F > 0$) - при $x_F \geq 0,3$. Превышение $F^{\pi^{\pm}}(x_F)$ -функций для π^-p -взаимодействий в области $|x_F| \leq 0,1$ объясняется вкладом частиц от взаимодействующих кварков. Совпадение этих распределений указывает также на выполнение скейлинга в области W от 4,6 до 8,7 ГэВ для этих различных процессов. Аппроксимация $F^{\pi^{\pm}}(x_F)$ функций зависимостью $F^{\pi^{\pm}}(x_F) = A(1 - |x_F|)^n$ дает значения параметра n , близкие к ожидаемым в кварк-партонных моделях.

2. Фрагментационные функции $D^{\pi^{\pm}}(x_F)$ для π^-p - и $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий в пределах ошибок хорошо согласуются при $|x_F| \geq 0,1$. Аппроксимация этих распределений формулой $D^{\pi^{\pm}}(x_F) = A \exp(-B|x_F|)$ дает близкие значения параметров A и B для двух типов взаимодействий.

3. Анализ среднего заряда струй в π^-p -взаимодействиях в зависимости от величины x показывает, что при $x \geq 0,5$ для струй, летящих вперед, и $x \geq 0,8$ для струй, летящих назад, полученные значения $\langle Q \rangle$ совпадают со значениями -0,5 и 0,83 соответственно, вычисленными в аддитивной кварковой модели.

Полученные результаты позволяют сделать заключение о том, что фрагментация кварков и дикварков в мягких π^-p - и глубоконеупругих $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействиях одинакова при $\sqrt{s} = W = 5-9$ ГэВ и образование адронов в π^-p -взаимодействиях при $|x_F| \geq 0,1$ в основном можно интерпретировать, как результат фрагментации не-пронизвавших кварков и дикварков, входящих в состав первичных частиц.

Нам приятно выразить благодарность Н.С.Ангелову и П.П.Темникову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Basile M. et al. Phys.Lett., 1980, 92B, p.367; 1980, 95B, p.311; 1981, 99B, p.247.
2. Basile M. et al. Nuovo Cim., 1980, 58A, p.193; 1981, 65A, p.414; 1981, 65A, p.400; 1982, 67A, p.244; 1982, 67A, p.53.
3. Gottgens R. et al. Nucl.Phys., 1981, B178, p.392.
4. Breakstone A. et al. CERN/EP 81-68 Rev. July, 1981.

5. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1983, т.37, вып.4, с.915; ОИЯИ, P1-81-542, Дубна, 1981.
6. Varch M. et al. Nucl.Phys., 1981, B192, p.289.
7. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-82-252, Дубна, 1982.
8. Allen P. et al. Nucl.Phys., 1983, vol.B214, No.3, p.369.
9. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972; ЯФ, 1973, т.18, с.545.
10. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-83-306, Дубна, 1983.
11. Гришин В.Г. и др. ЯФ, 1982, т.35, с.376.
12. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Nucl.Phys., Ser.B., 1973, vol.55, p.455.
13. Gunion J.F. Proc. 11 Int.Symp. on Multipart. Dynamics. Bruges, 1980, p.767.
14. Andersson B., Gustafson G., Peterson C. Phys.Lett., 1977, 69B, p.221; 1977, 71B, p.337.
15. Sivers D., Brodsky S.J., Blankenbecler R. Phys.Rep., 1976, C23, p.1; Blankenbecler R., Brodsky S.J., Gunion J.F. Phys.Rev., 1975, D12, p.3469.
16. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. "Мир", М., 1975.
17. Картвелишвили В.Г., Ройнишвили В.Н. Препринт ИФВЭ, 81-14, Серпухов, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 декабря 1983 года.

Гришин В.Г., Диденко Л.А., Метревели З.В. P1-83-823

Фрагментация кварков и дикварков
в π^-p -взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с

Изучается фрагментация кварков и дикварков в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Полученные инвариантные $F^{\pi^\pm}(x_F)$ и фрагментационные $D^{\pi^\pm}(x_F)$ функции сравниваются с аналогичными данными для глубоконеупругих $\nu(\bar{\nu})p$ -взаимодействий. Получено хорошее согласие в области $|x_F| \geq 0,1$ для этих различных процессов. Определены средние заряды струй $\langle Q \rangle$, летящих вперед ($\langle Q \rangle_F = -0,52 \pm 0,03$) и назад ($\langle Q \rangle_B = 0,83 \pm 0,03$) в с.ц.и. π^-p -взаимодействий, значения которых согласуются с ожидаемыми в аддитивной кварковой модели. Полученные результаты показывают, что фрагментация кварков и дикварков в мягких π^-p -взаимодействиях и в жестких $\nu(\bar{\nu})p$ -соударениях происходит одинаковым образом.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Grishin V.G., Didenko L.A., Metreveli Z.V. P1-83-823

Fragmentation of Quarks and Diquarks
in π^-p -Interactions at $P = 40$ GeV/c

The fragmentation of quarks and diquarks is studied in π^-p -interactions at 40 GeV/c. Invariant x_F distributions $F^{\pi^\pm}(x_F)$ and non-invariant distributions $D^{\pi^\pm}(x_F)$ (fragmentation functions) are compared with the analogous data on $\nu(\bar{\nu})p$ -interactions. It is shown that good agreement exists in the region $|x_F| \geq 0,1$ for these different processes. The average jet charge $\langle Q \rangle$ for forward ($\langle Q \rangle_F = -0.52 \pm 0.03$) and backward ($\langle Q \rangle_B = 0.83 \pm 0.03$) directions in the c.m.s. of π^-p -interactions is determined. The obtained values of $\langle Q \rangle$ are in agreement with the expected values for additive quark model. The obtained results indicate that the fragmentation of quarks and diquarks in soft π^-p -interactions are similar to those in hard $\nu(\bar{\nu})p$ -scattering.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой