

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

4236/83

15/8-83

P1-83-306

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
Т.Канарек, З.В.Метревели

ИЗУЧЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ЧАСТИЦ В СТРУЯХ
В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГэВ/с

1983

§1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению струйного поведения вторичных частиц в мягких адрон-адронных взаимодействиях в последнее время уделяется большое внимание. Это вызвано тем, что адронные струи, образующиеся в таких разных процессах, как e^+e^- , νp - и адрон-адронные столкновения, обладают, как показано в работах /1-6/, рядом универсальных свойств. Совместный анализ различных характеристик струйного рождения частиц в этих процессах позволит установить, является ли динамика формирования струй одинаковой или имеет какие-либо отличительные свойства в разных типах взаимодействий.

В предыдущих работах /5,7/ мы исследовали свойства вторичных частиц в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с с помощью коллективных переменных "сферисити", "траст" и др. Было показано, что в π^-p -взаимодействиях наблюдается образование двух струй адронов, которые можно интерпретировать как результат адронизации с участием лидирующих /спектаторных/ кварков, входящих в состав первичных частиц /рис.1/. При этом значения переменных сферисити и траст в π^-p -взаимодействиях согласуются с данными по e^+e^- -аннигиляции при одинаковых энергиях в с.ц.и.

В настоящей работе мы продолжаем изучение основных свойств струйного рождения адронов в π^-p -столкновениях при импульсе 40 ГэВ/с. Анализируются одночастичные инклюзивные распределения вторичных частиц и их корреляции относительно оси струй. Полученные данные сравниваются с аналогичными данными по e^+e^- -аннигиляции.

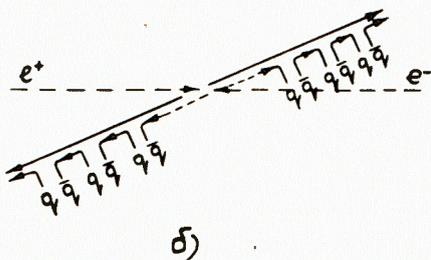
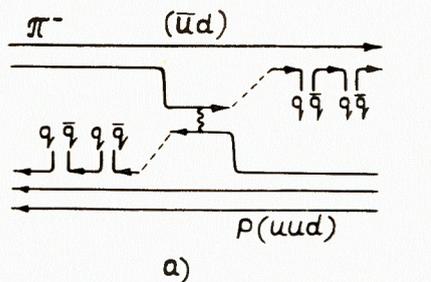


Рис. 1. Схема π^-p - и e^+e^- -взаимодействий /а и б/.

§2. СРАВНЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВТОРИЧНЫХ АДРОНОВ В π^-p - И e^+e^- -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Работа выполнена на статистике около 14000 полностью измеренных π^-p -взаимодействий с множественностью заряженных частиц $n_{\pm} \geq 4$. Экспериментальный материал получен путем обработки стереоснимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры. Методика эксперимента описана в работах /8/.

Для нахождения оси струй в событии выбиралась переменная траст:

$$T = \max_i \frac{\sum_j |P_{ij}|}{\sum_j |P_j|} \quad /1/$$

Здесь P_{ij} - проекция импульсов вторичных частиц на ось, для которой сумма $\sum |P_{ij}|$ имеет максимальное значение. Суммирование производится по всем заряженным частицам в событии. При нахождении оси струй переменная траст имеет преимущества по сравнению с переменной сферисити, поскольку компоненты импульсов вторичных частиц в выражении /1/ образуют линейную форму /в отличие от квадратичной - для сферисити/. В этом случае влияние лидирующих частиц на выбор оси струй меньше, и, кроме того, естественным образом учитываются импульсы продуктов распада резонансов.

Анализировались распределения вторичных пионов в π^-p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ в зависимости от $y_{\max} - y_{\parallel}$, где

$$y_{\parallel} = \frac{1}{2} \ln((E + P_{\parallel}) / (E - P_{\parallel})),$$

E - энергия в с.ц.и., $y_{\max} = 4,13$. Они нормировались на число событий $/N_{\text{соб}}/$ с множественностью $n_{\pm} \geq 4$.

Для сравнения с данными по e^+e^- -аннигиляции из π^-p -взаимодействий исключались дифракционные процессы. Событие считалось дифракционным, если хотя бы одна вторичная частица имела $|x_{\parallel}| \geq 0,8$ / x_{\parallel} - переменная Фейнмана/. Поскольку в e^+e^- -столкновениях протоны $\langle n_p \rangle \sim 0,1$ не идентифицировались и все вторичные частицы считались пионами, то в π^-p -взаимодействиях проводилась аналогичная процедура - всем идентифицированным протонам $\langle n'_p \rangle \sim 0,2$ приписывалась масса пиона*.

Распределения обычно сравниваются для передней и задней полушфер в с.ц.и. по отношению к направлению импульса первичного π^- -мезона. В этом случае в передней полушфере для π^-p -соударений практически нет примеси протонов $\langle n_p \rangle / \langle n_{\pm} \rangle \leq 0,06$, в то время как в задней полушфере она составляет $\langle n_p \rangle / \langle n_{\pm} \rangle \leq 0,2$. В связи с этим различия в спектрах могут быть связаны с фрагментацией дикварков в барионы.

* В π^-p -взаимодействиях - $\langle n_p \rangle \sim 0,6$.

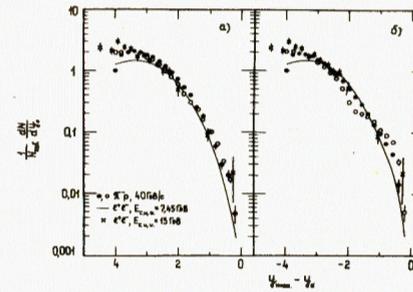


Рис. 2. Распределения вторичных заряженных частиц по $y_{\max} - y_{\parallel}$: а/ в передней полушфере; б/ в задней полушфере. Для π^-p -взаимодействий $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ: \bullet - относительно оси струй; \circ - относительно оси столкновения первичных частиц. Для e^+e^- -аннигиляции: сплошная линия - $\sqrt{s} = 7,4$ ГэВ; \times - $\sqrt{s} = 13$ ГэВ.

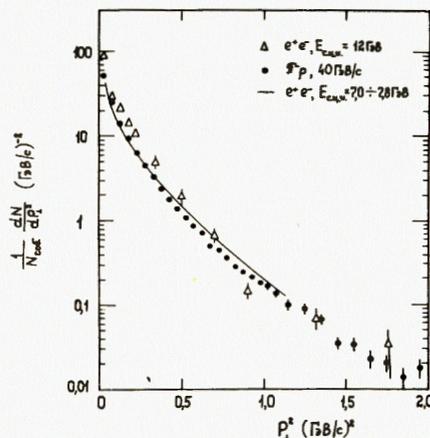
На рис. 2 полученные распределения вторичных заряженных частиц по переменной $y_{\max} - y_{\parallel}$ для передней и задней полушфер в π^-p -столкновениях сравниваются с данными по e^+e^- -аннигиляции при энергиях $\sqrt{s} = 7,4$ и 13 ГэВ /9/. Распределения адронов в струях, летящих в переднюю полушферу, согласуются с данными по e^+e^- -аннигиляции, в то время как для струи, летящей назад при $y_{\max} - y_{\parallel} \geq 1$, есть различие. На рисунке показаны также спектры вторичных частиц по быстрой $y_{\max} - y_{\parallel}$ относительно оси столкновения первичных частиц в с.ц.и. В передней полушфере нет различия, а в задней наблюдается существенное расхождение для распределений, построенных в разных системах координат.

На рис. 3а/ и б/ представлены распределения вторичных частиц для обеих полушфер по переменной $x_{\parallel} = 2p_{\parallel} / \sqrt{s}$, вычисленной отно-



Рис. 3. Распределения вторичных заряженных частиц по x_{\parallel} относительно оси струй: а/ в передней полушфере; б/ в задней полушфере; в/ в передней полушфере для π^- -мезонов. Для π^-p -взаимодействий $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ: \bullet - для всех вторичных заряженных частиц; \circ - для π^- -мезонов. Δ - для e^+e^- -аннигиляции $\sqrt{s} = 7,4$ ГэВ/.

сительно оси струй. Полученные спектры сравниваются с аналогичными распределениями для e^+e^- -аннигиляции при энергии в с.ц.и. $7,4 \text{ ГэВ}^{10/}$. Как видно из рисунков, в передней полусфере спектры в обоих типах взаимодействий одинаковы до значений $x_{||} \leq 0,5$. В области $x_{||} > 0,5$ в π^-p -столкновениях наблюдается небольшое увеличение выхода вторичных частиц. Возможно, что оно связано с неполным исключением дифракционных процессов, т.к. представленное на рис. 3в/ распределение π^+ -мезонов, летящих в переднюю полусферу, согласуется с данными по e^+e^- -аннигиляции. Подобная картина наблюдается и в задней полусфере. Однако различие в области $x_{||} < -0,5$ может быть вызвано не только "примесью" дифракционных процессов, но и тем, что фрагментация дикварка отличается от фрагментации кварка. Для установления этого факта необходимы дополнительные исследования.



На рис. 4 показано распределение вторичных частиц в π^-p -столкновениях по квадрату поперечного импульса относительно оси струй. Здесь же приведены аналогичные спектры для e^+e^- -столкновений при энергиях $\sqrt{s} = 7,7,8$ и $12 \text{ ГэВ}^{11/}$. Как видно из рисунка, эти распределения подобны.

Рис. 4. Распределения вторичных заряженных частиц по P_1^2 относительно оси струй: • - для π^-p -взаимодействий $\sqrt{s} = 8,7 \text{ ГэВ}$; Δ - для e^+e^- -аннигиляции $\sqrt{s} = 12 \text{ ГэВ}$; (—) - для e^+e^- -аннигиляции $\sqrt{s} = 7,0 \div 7,8 \text{ ГэВ}$.

Таким образом, проведенное в работе сравнение распределений вторичных частиц по переменным $y_{||}$, $x_{||}$ и P_1^2 относительно оси струй в π^-p -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8,7 \text{ ГэВ}$ с аналогичными данными для процессов e^+e^- -аннигиляции при близких энергиях в с.ц.и., показывает универсальный характер этих распределений для обоих типов взаимодействий при $|x_{||}| \leq 0,5$, $|y_{||}| < 3$ и во всем интервале по P_1^2 . Для области фрагментации дикварка /рис. 1/ обнаружены существенные отличия при $x_{||} \leq -0,5$ /рис.3б/.

§3. СРЕДНИЙ ЗАРЯД СТРУЙ

Согласно диаграмме, приведенной на рис. 1, образование струи адронов, летящей в переднюю полусферу, можно рассматривать как результат адронизации одного из валентных кварков / \bar{u} или d /,

входящих в состав первичного π^- -мезона. Струя, летящая назад в с.ц.и., образуется в результате адронизации дикварков / uu или ud /, которые входят в состав первичных протонов. В связи с этим представляет интерес определить средний заряд обеих струй, летящих в разные полусферы.

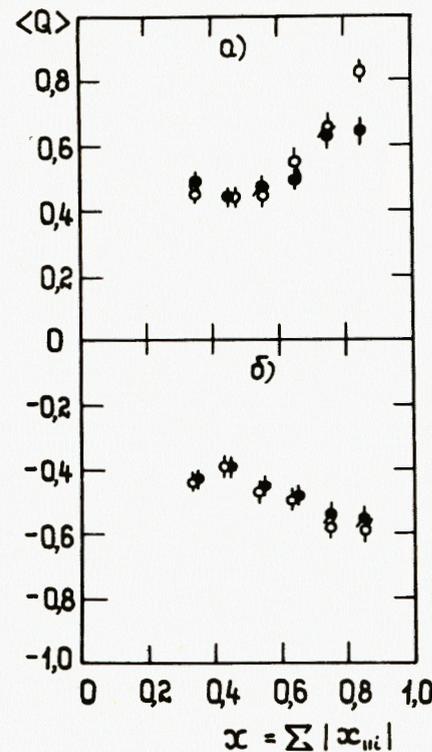
Если в первом приближении пренебречь различием во взаимодействиях u - и d -кварков и считать, что валентные кварки /дикварки/ фрагментируются независимо, то средний заряд струи, летящей вперед в с.ц.и., будет равен:

$$\langle Q \rangle_V \approx \frac{1}{2} Q(\bar{u}) + \frac{1}{2} Q(d) = -\frac{1}{2}. \quad /2/$$

Для струи частиц, летящей назад в с.ц.и.,

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

где $\langle Q_s \rangle$ - средний заряд морских кварков, обесцвечивающих фрагментирующий дикварк $^{12,13/}$. В этом случае предполагается, что дикварк в основном переходит в барионы. Чтобы выделить лидирующие частицы, которые с большой вероятностью имеют квантовые числа фрагментирующего кварка /дикварка/, целесообразно определить $\langle Q \rangle$



в зависимости от $x = \sum |x_{||i}|$, где суммирование производится по всем заряженным частицам в струе, за исключением центральной области $|x_{||i}| \leq 0,05$, в которой находятся адроны, образовавшиеся в результате взаимодействия кварков. Из аддитивной кварковой модели выполнения соотношений /2/ и /3/ надо ожидать при $x \geq 0,5$ и $x \geq 0,67$ соответственно.

Рис. 5. Зависимость среднего значения заряда $\langle Q \rangle$ от $x = \sum |x_{||i}|$ в событиях с $p_{\pm} \geq 4$: а/ в задней полусфере; б/ в передней полусфере; • - для всех заряженных частиц в событиях; o - для заряженных частиц в событиях с $|x_{||i}| \geq 0,05$.

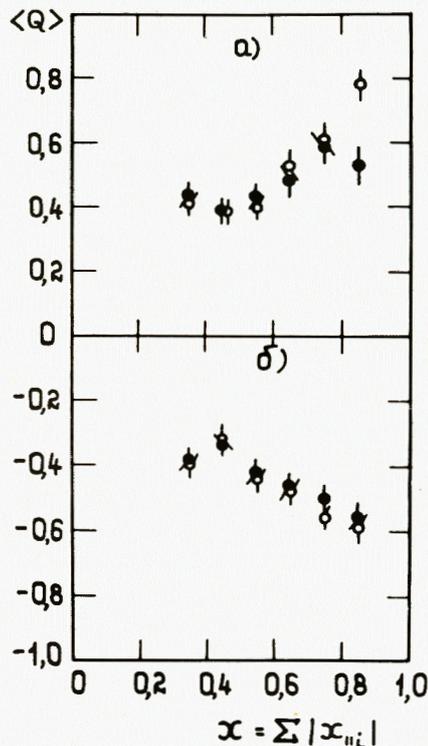


Рис. 6. То же самое, что и на рис. 5, но для событий с $n_{\pm} \geq 6$.

На рис. 5 показан средний заряд в струе, определенный следующим образом:

$$\langle Q \rangle = \frac{\Sigma(N_+ - N_-)}{N_{\text{соб}}}$$

N_+ и N_- - число положительных и отрицательных частиц в струе, в зависимости от величины x для передней и задней полусфер /события с $n_{\pm} \geq 4$ /, за исключением частиц с $|x_{ii}| \leq 0,5$. Здесь же для сравнения приводятся значения $\langle Q \rangle$ для всех вторичных заряженных частиц. Как видно из рисунка, при $x \geq 0,5$ заряд струи, летящей вперед, не противоречит ожидаемому $-\langle Q \rangle_{\text{в}} = -0,5$. Для струи, летящей назад, $\langle Q \rangle_{\text{н}}$ приближается к ожидаемому значению при $x \geq 0,8$, но его величина сильно зависит от условий отбора частиц / $|x_{ii}| \geq 0,05$ /.

Аналогичная зависимость получена и для событий с множественностью $n_{\pm} \geq 6$ /рис. 6/, в которых практически нет вклада дифракционных процессов. Значения $\langle Q \rangle$ в пределах ошибок не отличаются от данных для событий с $n_{\pm} \geq 4$.

§4. ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ В СТРУЯХ ПО БЫСТРОТЕ

Корреляции вторичных заряженных частиц, образующихся в π^-p -взаимодействиях при импульсе первичного π^- -мезона 40 ГэВ/с, изучены в работе /14/.

В этой главе мы рассмотрим поведение корреляционных функций по быстротам y_{\parallel} , где y_{\parallel} определялась в с.ц.и. первичных частиц относительно оси струи, которая находилась по переменной сферисити /S/. Переход в эту систему соответствует повороту системы координат на средний угол по всем событиям $\sim 20^\circ$ относительно оси столкновения первичных частиц /17/.

Использовалось стандартное определение корреляционной функции:

$$R(y_1, y_2) = \sigma \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} / \frac{d\sigma}{dy_1} \cdot \frac{d\sigma}{dy_2} - 1.$$

По определению, значение корреляционной функции равно нулю, если испускание вторичных заряженных частиц происходит независимо и на него не влияют законы сохранения.

На рис. 7 представлены значения $R^{cc}(y_1, y_2)$ - функций для заряженных частиц / $n_{\pm} \geq 4$ / в зависимости от y_1 . Все вторичные заряженные частицы считались π -мезонами. Дифракционные процессы исключались. Для сравнения $R^{cc}(y_1, y_2)$ определялась в с.ц.и. как относительно оси струй /система координат "главных осей"/, так и относительно оси столкновения первичных частиц.

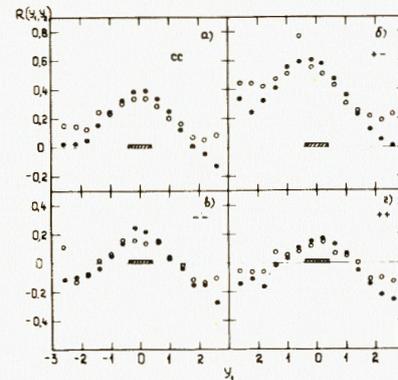


Рис. 7. Зависимость корреляционной функции $R^{cc}(y_1, y_2)$ от быстроты y_1 для событий с $n_{\pm} \geq 4$ в π^-p -взаимодействиях / $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ/: \bullet - y определяется относительно оси столкновения; \circ - y определяется относительно оси струй: а/ $-0,4 < y_2 < 0,4$; б/ $-0,8 < y_2 < -0,4$; в/ $0,4 < y_2 < 0,8$; г/ $0,8 < y_2 < 1,2$.

Как видно из рисунка, близкостоящие корреляции таким же образом проявляются и относительно оси струй. Максимальные значения $R^{cc}(y_1, y_2)$ функций получаются при $y_1 = y_2$. Они несколько меньше при $y_1 = y_2 = 0$, чем для $R^{cc}(y_1, y_2)$, определенной относительно оси столкновения, а их величина слабо меняется при $|y_1| \leq 1,5$ /рис. 8/. Кроме того, корреляции, определенные относительно оси струй, как правило, увеличиваются при $y_1 \gg y_2$, что связано с выбором более естественной оси координат.

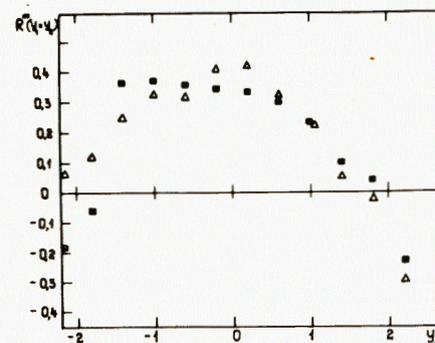


Рис. 8. Зависимость корреляционной функции $R^{cc}(y_1 = y_2)$ от быстроты y_1 для событий с $n_{\pm} \geq 4$ в π^-p -взаимодействиях / $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ/: Δ - y определяется относительно оси столкновения; \blacksquare - y определяется относительно оси струй.

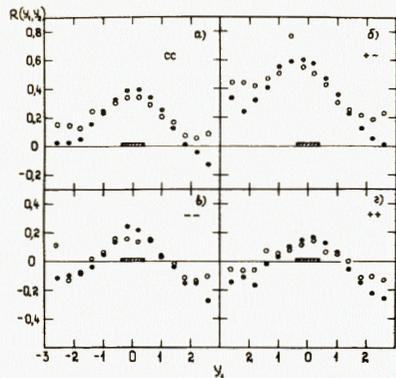


Рис. 9. Зависимость корреляционной функции $R(y_1, y_2)$ от y_1 для событий с $n_{\pm} \geq 4$ в π^-p -взаимодействиях $/\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ/: \bullet - y определяется относительно оси столкновения; \circ - y определяется относительно оси струй; а/ для всех заряженных π -мезонов; б/ для $\pi^+\pi^-$ -пар; в/ для $\pi^-\pi^-$ -пар; г/ для $\pi^+\pi^+$ -пар.

Аналогичный характер поведения наблюдается и для событий с $n_{\pm} \geq 6,8$, но значения максимумов $R^{cc}(y_1, y_2)$ функций соответственно уменьшаются.

На рис. 9 показано поведение $R(y_1, y_2)$ -функций при $-0,4 \leq y_2 \leq 0,4$ для разных пар вторичных заряженных частиц: $\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-$, $\pi^+\pi^+$ / $n_{\pm} \geq 4$. Здесь наблюдаются те же отличия в поведении корреляционных функций, определенных относительно оси струй и оси столкновения, что и в $R(y_1 = y_2)$. Общие соотношения типа

$$R^{+-}(0, 0) > R^{cc}(0, 0) > R^{--}(0, 0) \approx R^{++}(0, 0)$$

остаются без изменений.

С ростом множественности вторичных заряженных частиц $/n_{\pm} \geq 6,8/$ корреляции уменьшаются, и при $n_{\pm} \geq 8$ для частиц с одинаковыми зарядами становятся отрицательными.

§5. ВЫВОДЫ

Проведенное сравнение распределений вторичных заряженных частиц по y_{\parallel} , x_{\parallel} и P_{\perp}^2 относительно оси струй в π^-p -взаимодействиях с аналогичными данными для e^+e^- -аннигиляции показывает одинаковый характер этих распределений в обоих типах взаимодействий при $|x_{\parallel}| \leq 0,5$. Для области фрагментации дикварка обнаружены отличия при $x_{\parallel} \leq -0,5$.

Полученный результат свидетельствует в пользу того, что механизм адронизации кварков подобен в π^-p - и e^+e^- -столкновениях при $\sqrt{s} \approx 10$ ГэВ.

Анализ среднего заряда струй в зависимости от величины x также показывает, что образование струй адронов в π^-p -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8,7$ ГэВ можно интерпретировать как результат адронизации спектаторных кварков, входящих в состав первичных пионов.

Корреляции по быстрой $R(y_1, y_2)$, определенные относительно оси струй, в общем имеют такой же характер поведения, как и корреляция относительно оси столкновения первичных частиц, за исключением того, что значения максимумов при $y_1 = y_2 = 0$ несколько меньше, а их значения при $y_1 = y_2$ слабо меняются при изменении y . Кроме того, корреляции, определенные относительно оси струй, как правило, увеличиваются при $y_1 \gg y_2$.

В заключение авторы выражают благодарность участникам сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за полезные обсуждения.

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 Cimento, 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.3, в.4, с. 915; ОИЯИ, P1-81-542, Дубна, 1981.
6. Varch M. et al. Nucl.Phys., 1981, B192, p. 189.
7. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-82-252, Дубна, 1982.
8. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972; ЯФ, 1973, т. 18, с. 545.
9. Günter Wolf. Int.Conf. in High-Energy Physics, Geneva, 1979, v. 1, p. 220.
10. Hanson G. SLAC-PUB-1814, September, 1976.
11. Günter Wolf. DESY 80/85, September, 1980.
12. Фейнман Р. "Взаимодействие фотонов с адронами". "Мир", М., 1975.
13. Картвелишвили В.Г., Ройнишвили В.Н. Препринт ИФВЭ, 81-14, ОНФ, Серпухов, 1981.
14. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1975, т. 22, в. 1, с. 122.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 мая 1983 года.

Гришин В.Г. и др.

P1-82-306

Изучение инклюзивных характеристик частиц в струях
в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с

Исследуются одночастичные инклюзивные распределения вторичных частиц в струях в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Полученные данные сравниваются с аналогичными данными по e^+e^- -аннигиляции. Определяется средний заряд струй, летящих вперед и назад в с.ц.и. Изучаются корреляции по быстротам вторичных заряженных частиц в струях. Показано, что одночастичные инклюзивные распределения адронов в передней полусфере по переменным x_{\parallel} , y_{\parallel} для π^-p -соударений и e^+e^- -взаимодействий практически совпадают, а в задней - расходятся при $|x_{\parallel}| \geq 0,5$ и $|y_{\parallel}| \geq 3$. Средний заряд струй не противоречит ожидаемым значениям, при независимой фрагментации валентных кварков /дикварков/.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Grishin V.G. et al.

P1-83-306

Study of Inclusive Charged Particle Characteristics
in Jets in π^-p -Interactions at 40 GeV/c

The inclusive single particle distributions of secondary particles in jets in π^-p -interactions at 40 GeV/c are investigated. The obtained results are compared with the data on e^+e^- -annihilation. The average jet charge for forward and background directions in c.m.s. is determined. The secondary particle rapidity correlations are studied with respect to the jet axis. The similarity between the inclusive single particle distributions in x_{\parallel} and y_{\parallel} from e^+e^- -collisions in forward hemisphere and the same distributions from π^-p -collisions, and the difference between these distributions from both reactions in backward hemisphere for $x_{\parallel} \leq -0,5$ and $y_{\parallel} \leq -3$ have been found. The average jet charge for both hemispheres is consistent with the expected values for independent valence quark (diquark) fragmentation.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.