

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5519 / 2-81

9/xi-81
P1-81-542

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, Т.Канарек

СРАВНЕНИЕ СТРУЙНОГО ПОВЕДЕНИЯ
АДРОНОВ В π^- P-СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГэВ/c С ДАННЫМИ
ПО e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Струйное поведение адронов до сих пор интенсивно изучалось в процессах e^+e^- -аннигиляции и множественного рождения частиц при больших поперечных импульсах в адрон-адронных столкновениях. Эти процессы в настоящее время успешно описываются на основе квантовой хромодинамики. Понимание взаимодействий с малыми переданными импульсами, или, как их называют, мягких процессов, в рамках этой теории затруднительно. Однако недавно опубликованные экспериментальные работы по изучению K^+p -столкновений при энергиях 10, 16, 32 и 110 ГэВ/с^[1-3] указывают на существование аналогий в структуре конечных адронных состояний в процессах с малыми и большими переданными импульсами.

Кроме того, развивающиеся в настоящее время теоретические исследования, основанные на моделях струны и цветной трубки^[4-6], также указывают на единую природу мягких и жестких процессов и позволяют установить связь между характеристиками адронов в этих взаимодействиях.

В данной работе проводится анализ множественного рождения частиц в π^-p -столкновениях при импульсе 40 ГэВ/с с помощью переменных, характеризующих струйное поведение адронов в конечном состоянии: "сферисити" (S) и "траст" (T). Естественно ожидать, что при указанной энергии пион-нуклонных взаимодействий вклад жестких процессов будет подавлен, поэтому можно считать, что адроны образуются в основном в процессах с малыми переданными импульсами. Полученные результаты анализа π^-p -взаимодействий сравниваются с аналогичными данными, относящимися к e^+e^- -аннигиляции.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ

Работа выполнена на статистике 14000 π^-p -столкновений с множественностью заряженных частиц $n_{\pm} \geq 4$, полученных сотрудничеством по обработке фотоснимков с пропановой пузырьковой камеры. Критерии отбора, схема обработки, а также методические особенности эксперимента подробно описаны в первых публикациях сотрудничества^[7]. Анализ проводился в системе центра инерции π^-p -взаимодействий.

Величина сферисити определялась традиционным образом:

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum_i P_{\perp i}^2}{\sum_i \vec{P}_i^2}, \quad /1/$$

где $P_{\perp i}$ - поперечный импульс частиц относительно оси струи, которая выбирается таким образом, чтобы сумма $\sum_i P_{\perp i}^2$ относительно нее была бы минимальна. Суммирование производится по всем заряженным частицам в событии. \vec{P}_i - вектор импульса частиц в системе ц.и.

Вычисление переменной S производилось путем диагонализации матрицы, составленной из компонентов импульсов вторичных частиц в с.ц.и.:

$$M_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^{n_{\perp}} P_{i\alpha} P_{i\beta}, \quad \alpha, \beta = x, y, z. \quad /2/$$

Если диагональные элементы этой матрицы обозначить через Q_1, Q_2, Q_3 и расположить их в порядке возрастания величин $Q_1 < Q_2 < Q_3$, то значение сферисити для данного события можно вычислить следующим образом:

$$S = \frac{3}{2} \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1 + Q_2 + Q_3}. \quad /3/$$

Переменная S принимает значения от 0 /для коллинеарных событий/ до 1 /для сферических событий/. Диагональным элементам Q_1, Q_2 и Q_3 матрицы /2/ соответствуют единичные вектора \vec{n}_1, \vec{n}_2 и \vec{n}_3 , задающие направления "главных осей" в событии. Вектор \vec{n}_3 определяет направление оси струи, \vec{n}_2 перпендикулярен к оси, вектора \vec{n}_2 и \vec{n}_3 определяют плоскость события, \vec{n}_1 - перпендикулярен плоскости события.

В работе рассматривались также переменные \vec{P}_{out} и \vec{P}_{in} , вычисляемые в системе координат главных осей и характеризующие поперечные размеры струи. Вектор \vec{P}_{out} , равный $\vec{P}_{out} = (\vec{P}_i \cdot \vec{n}_1)$, перпендикулярен плоскости события, вектор \vec{P}_{in} , определяемый произведением $\vec{P}_{in} = (\vec{P}_i \cdot \vec{n}_2)$, лежит в плоскости события и перпендикулярен оси струи.

Следующая величина, характеризующая струйное поведение адронов в конечном состоянии, траст (T), определялась согласно формуле

$$T = \max \frac{\sum_i |P_{\parallel i}|}{\sum_i |\vec{P}_i|}. \quad /4/$$

Здесь $P_{\parallel i}$ - продольный импульс вторичных частиц относительно оси, для которой сумма $\sum |P_{\parallel i}|$ имеет максимальное значение. Вычисление этой величины производилось методом, описанным в ра-

боте^{18/}. Переменная T меняется от 0,5 для сферических событий до 1 для коллинеарных событий.

Для сравнения струйных характеристик адронов, образующихся в π^-p -столкновениях при малых переданных импульсах, с данными исследования множественного рождения частиц в e^+e^- -аннигиляции из пион-протонных взаимодействий необходимо исключить дифракционные процессы, которые в e^+e^- -взаимодействиях отсутствуют. Для этого из общей статистики исключались такие события, в которых хотя бы одна частица имела $|x_{||}| > 0,8$ / $x_{||}$ - переменная Фейнмана/.

3. СРАВНЕНИЕ π^-p -И e^+e^- -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

На рис.1 и 2 показана зависимость средних значений переменной сферисити $\langle S \rangle$ и разности $1 - \langle T \rangle$ от энергии в системе ц.и. e^+e^- -взаимодействий для множественности заряженных частиц $n_{\pm} \geq 4$ ^{19-15/}. Здесь же представлены данные, соответствующие измерениям этих переменных в π^-p -столкновениях с энергией $E_{ц.и.} = 8,7$ ГэВ при учете и без учета дифракционных событий. Видно, что значения величин $\langle S \rangle$ и $1 - \langle T \rangle$ в π^-p -столкновениях хорошо согласуются с существующей зависимостью этих переменных от энергии в с.ц.и. e^+e^- -взаимодействия. Дифракционные процессы отличаются меньшими значениями сферисити и большими значениями траста, то есть являются более "струйными" по сравнению с событиями, полученными при исследовании e^+e^- -аннигиляции при соответствующих энергиях.

Для более детального анализа на рис.3 и 4 сравниваются распределения событий по переменным S и T в π^-p -столкновениях при энергии $E_{ц.и.} = 8,7$ ГэВ и в e^+e^- -взаимодействиях при энергии $E_{ц.и.} = 9,4$ ГэВ^{10,14/}. Распределения имеют одинаковую форму и после исключения дифракционных процессов неплохо согласуются также количественно.

Однако большие различия для π^-p -и e^+e^- -взаимодействий наблюдаются в ориентации оси струй относительно первичного направления сталкивающихся частиц. Распределения событий по величине $|\cos\theta|$, где θ - угол между осью струй /ось определялась относительно переменной траст/ и первичным направлением, для двух типов взаимодействий показаны на рис.5. Видно, что ось струй в π^-p -столкновениях ориентирована в основном под малыми углами к направлению движения сталкивающихся частиц.

Для e^+e^- -аннигиляции распределение $d\sigma/d|\cos\theta|$ описывается зависимостью $1 + \cos^2\theta$ /прерывистая линия/ в предположении, что кварки имеют спин, равный 1/2.

Поскольку ориентация оси струй в значительной мере определяется механизмом взаимодействий, наблюдающиеся различия в

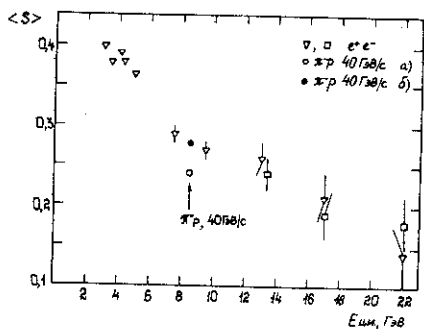


Рис.1. Зависимость средних значений сферисити $\langle S \rangle$ от энергии в с.ц.и. e^+e^- -аннигиляции: ∇ - PLUTO - коллаборация, \square - TASSO - коллаборация; \bullet , \circ - средние значения сферисити в π^-p -взаимодействиях при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с: а/ для всех событий; б/ после исключения дифракционных процессов.

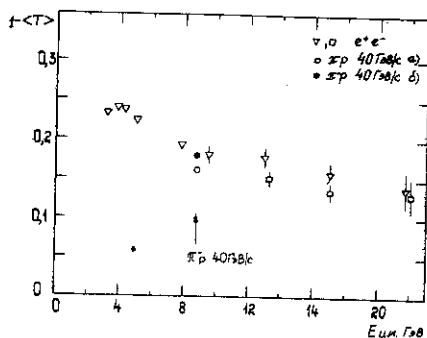


Рис.2. Зависимость средней величины разности $1 - \langle T \rangle$ от энергии в с.ц.и. e^+e^- -аннигиляции: ∇ - PLUTO - коллаборация, \square - TASSO - коллаборация; \bullet , \circ - средние значения разности $1 - \langle T \rangle$ для π^-p -взаимодействий при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с: а/ для всех событий, б/ после исключения дифракционных процессов.

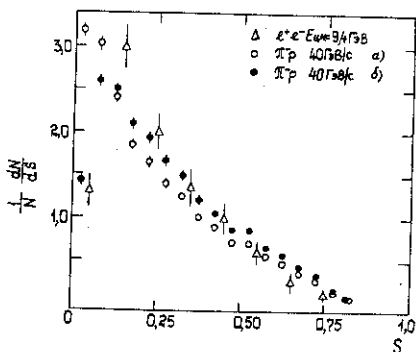


Рис.3. Распределения событий по переменной сферисити для процессов e^+e^- -аннигиляции с энергией $E_{c.m.} = 9,4$ ГэВ и для π^-p -взаимодействий при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с: а/ для всех событий, б/ после исключения дифракционных процессов.

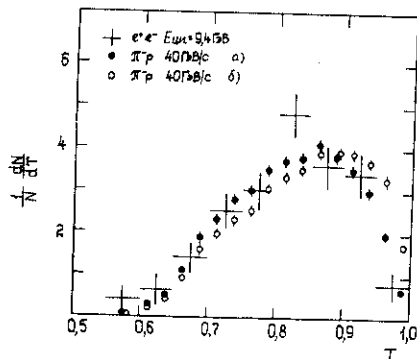


Рис.4. Распределения событий по переменной траст для процессов e^+e^- -аннигиляции с энергией $E_{c.m.} = 9,4$ ГэВ для π^-p -взаимодействий при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с: а/ без дифракционной компоненты, б/ с учетом дифракции.

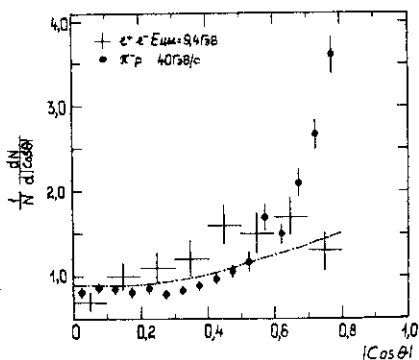


Рис.5. Распределения событий по величине $|\cos\theta|$, где θ - угол между осью струй /ось определялась относительно переменной траст/ и направлением движения сталкивающихся частиц для процессов e^+e^- -аннигиляции при энергии $E_{ц.и.} = 9,4$ ГэВ и для π^-p -взаимодействий без дифракционной компоненты при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с. Прерывистой линией показана зависимость $\frac{d\sigma}{d|\cos\theta|} = 1 + \cos^2\theta$.

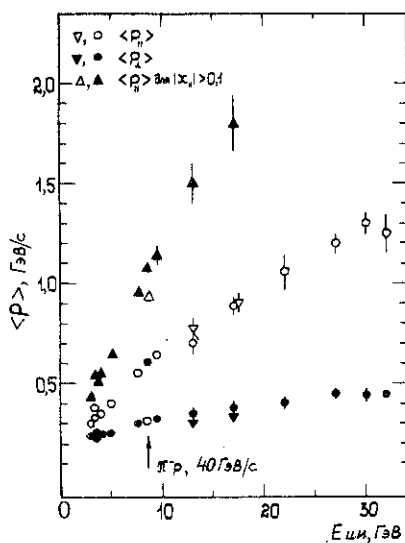


Рис.6. Зависимость средних значений поперечного и продольного импульсов вторичных частиц относительно оси струй от энергии в с.ц.и. для e^+e^- -аннигиляции: \bullet, \circ - PLUTO-коллорабация, ∇, \triangleright - TASSO-коллорабация. \blacktriangle - средние значения продольного импульса вторичных частиц для $|x_{\parallel}| > 0,1 / x_{\parallel}$ - переменная Фейнмана/. Значения $\langle P_{\perp} \rangle$ и $\langle P_{\parallel} \rangle$, соответствующие π^-p -взаимодействиям при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с, показаны на рисунке стрелкой. Обозначения Δ и \blacktriangle соответствуют средним значениям $\langle P_{\parallel} \rangle$ для $|x_{\parallel}| > 0,1$, полученным без учета и с учетом дифракционных процессов.

распределении $d\sigma/d|\cos\theta|$ для e^+e^- -аннигиляции и пион-нуклонных столкновений можно рассматривать как проявление различного характера этих взаимодействий.

Большой интерес представляет также сравнение средних импульсных характеристик вторичных частиц относительно оси струй. Средние значения поперечного $\langle P_{\perp} \rangle$ и продольного $\langle P_{\parallel} \rangle$ импульсов пионов в e^+e^- -взаимодействиях относительно оси струй при различных значениях энергии в с.ц.и. представлены на рис.6^{12,13}. Здесь же показаны стрелкой аналогичные данные для π^-p -столкновений при импульсе 40 ГэВ/с после исключения дифракционных

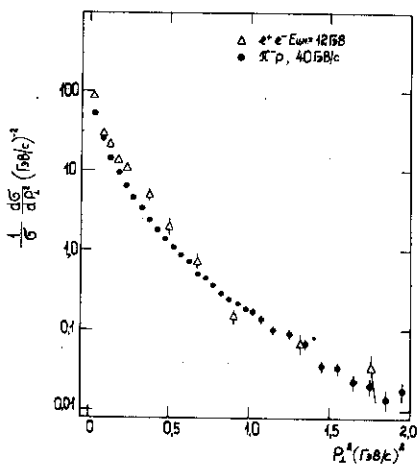


Рис. 7. Распределения вторичных частиц по величине квадрата поперечного импульса относительно оси струй /ось определялась относительно переменной сферисити/ для π^-p -взаимодействий при импульсе налетающей частицы 40 ГэВ/с и для процессов e^+e^- -аннигиляции с энергией $E_{ц.и.} = 12$ ГэВ.

процессов. Видно, что средние значения поперечного и продольного импульсов вторичных частиц в π^-p -столкновениях при импульсе 40 ГэВ/с относительно оси

струй хорошо согласуются с существующей зависимостью этих величин от энергии в с.ц.и. для e^+e^- -аннигиляции. На этом же рисунке представлены средние значения продольного импульса вторичных пионов в зависимости от энергии $E_{ц.и.}$ в области значений переменной $|x_{||}| > 0,1$, для которой в e^+e^- -взаимодействиях наблюдается скейлинг инклюзивного сечения $S \frac{d\sigma}{dx_{||}}^{13/}$. Как видно, величина $\langle P_{||} \rangle$ для указанной области растет пропорционально с ростом энергии $E_{ц.и.}$ и данные для π^-p -столкновений неплохо согласуются с этой зависимостью.

Для более детального сравнения на рис. 7 приведено распределение $\frac{d\sigma}{dP_{\perp}^2}$ для вторичных частиц в π^-p -взаимодействиях при энергии в с.ц.и. 8,7 ГэВ и в процессах e^+e^- -аннигиляции при $E_{ц.и.} = 12$ ГэВ^{16/}, где P_{\perp} - поперечный импульс частицы относительно оси струй. Видно, что распределение имеет одинаковый характер для двух типов взаимодействий, небольшое количественное расхождение можно объяснить разностью энергий в с.ц.и. сталкивающихся частиц.

Особый интерес представляет изучение средних значений переменных $\langle P_{out}^2 \rangle$ и $\langle P_{in}^2 \rangle$, поскольку они не только определяют поперечные импульсные характеристики струи, но и тесно связаны с компланарностью событий. Чем меньше величина $\langle P_{out}^2 \rangle$ и чем больше $\langle P_{in}^2 \rangle$, тем более компланарно событие. Распределение π^-p - и e^+e^- -взаимодействий по этим переменным показано на рис. 8 и 9. Здесь же приводится расчёт /прерывистая линия/ по модели фрагментации кварк-антикварковой пары на две струи адронов, предложенной Филдом и Фейнманом^{17/}, для e^+e^- -аннигиляции со средним значением поперечного импульса адронов относи-

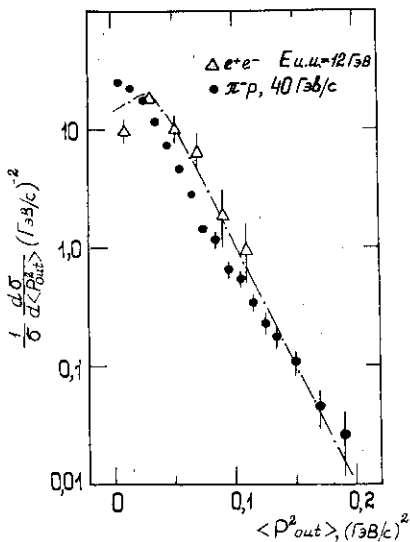


Рис. 8. Распределения событий по величине $\langle P_{out}^2 \rangle$ для π^-p -взаимодействий при импульсе 40 ГэВ/с без учета дифракционной компоненты и для процессов e^+e^- -аннигиляции при энергии в с.ц.и. $E_{ц.и.} = 12$ ГэВ. Прерывистой линией показан расчет по модели фрагментации кварк-антикварковой пары на две струи адронов, предложенной Филдом и Фейнманом для e^+e^- -взаимодействий.

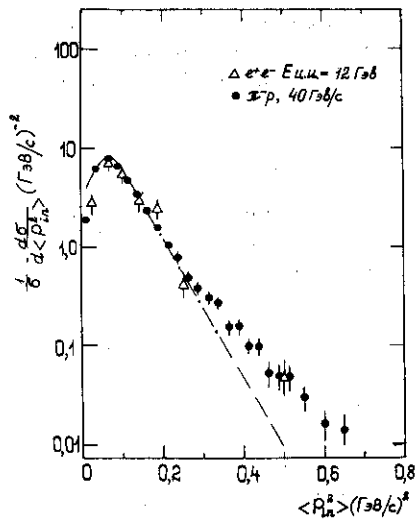


Рис. 9. Распределение событий по величине $\langle P_{in}^2 \rangle$ в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с без учета дифракционной компоненты и в процессах e^+e^- -аннигиляции при энергии в с.ц.и. $E_{ц.и.} = 12$ ГэВ. Прерывистой линией показан расчет по модели фрагментации кварк-антикварковой пары на две струи адронов, предложенной Филдом и Фейнманом для e^+e^- -аннигиляции.

тельно оси струи 0,3 ГэВ/с. Распределения $\frac{d\sigma}{d\langle P_{out}^2 \rangle}$ и $\frac{d\sigma}{d\langle P_{in}^2 \rangle}$ подобны для двух типов взаимодействий. Наблюдающееся увеличение сечения в области больших значений переменной $\langle P_{in}^2 \rangle$ в π^-p -столкновениях по сравнению с расчетной кривой может быть связано с примесью жестких процессов в этих взаимодействиях, приводящих к четырехструйной структуре событий.

Проведенное сравнение множественного рождения адронов в π^-p -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с и в процессах e^+e^- -аннигиляции позволяет сделать вывод о том, что основные характеристики струйного поведения адронов в конечном состоянии одинаковы в обоих типах взаимодействий при энергии $E_{ц.и.} = 10$ ГэВ.

В заключение авторы выражают благодарность участникам сотрудничества за помощь в обработке экспериментального материала и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Deutschmann M. et al. Nucl.Phys., 1979, B155, p.307.
2. Де Вольф Е.А. и др. Сотрудничество Франция-СССР и ЦЕРН-СССР. ИФВЭ 80-180, Серпухов, 1980.
3. Göttgens R. et al. Nucl.Phys., 1981, B178, p.392.
4. Callan C., Daschen R., Gross D.J. Phys.Rev., 1978, D17, p.2717; 1979, D19, p.1826.
5. Capella A. et al. Phys.Lett., 1979, 81B, p.68; Z.Phys., 1980, C3, p.329.
6. Кайдалов А.Б. ЯФ, 1981, т.33, с.1369.
7. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, P1-6326, Дубна, 1972; Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.545.
8. Brandt S., Dahmen H.D. Z.Phys., 1979, C1, p.61.
9. Schwitters R.F. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.1320; Hanson G.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.1609.
10. Berger Ch. et al. Phys.Lett., 1979, 81B, p.410.
11. Brandelik R. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p.261.
12. Berger Ch. et al. Phys.Lett., 1978, 78B, p.176.
13. Günter W. Int.Conf. on High Energy Physics. Geneva, June 1979, v.1, p.220.
14. Berger Ch. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.449.
15. Günter W. DESY 80/85, September, 1980.
16. Brandelik R. et al. Phys.Lett., 1979, 86B, p.243.
17. Field R., Feynman R.P. Nucl. Phys., 1978, B136, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 1981 года.