

2.4/x-83

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5548/83

P1-83-483

А.М.Балдин, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
А.А.Кузнецов, З.В.Метревели

ИЗУЧЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СТРУЙ АДРОНОВ
В КУМУЛЯТИВНЫХ π -С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГэВ/с

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

§1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ струйного рождения адронов в таких различных процессах, как e^+e^- -аннигиляция, глубоконеупругие лептон-адронные соударения и адрон-адронные столкновения, показал, что струи вторичных частиц в этих процессах обладают рядом универсальных свойств, которые, вероятно, являются проявлением единого механизма адронизации кварков или глюонов /т.н. гипотеза "мягкого" обесцвечивания/ /1-7/.

Представляет интерес изучение образования струй адронов в адрон-ядерных взаимодействиях, где они могут формироваться в ядерном веществе, в отличие, например, от струй в e^+e^- -аннигиляции.

Особый интерес вызывают кумулятивные процессы /8-13/. В этом случае из данных по предельной фрагментации ядер / $E \geq 3-4$ / ГэВ/ извлекаются их кварк-партоновые структурные функции, которые являются самостоятельными объектами адронной физики и определяются многокварковыми состояниями в ядрах. В этих процессах адронизация кварков с большими значениями масштабной переменной x^* /или β / также предполагается "мягкой", и поэтому свойства адронов в кумулятивных струях должны быть подобны тем, которые уже изучены в e^+e^- -аннигиляции.

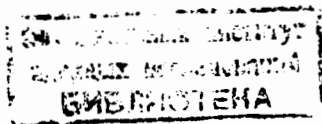
В настоящей работе изучаются характеристики адронов в струях в кумулятивных π^-C -взаимодействиях. Первые данные о таких струях были опубликованы в работе /12/. Полученные результаты сравниваются с данными по e^+e^- -аннигиляции и π^-p -взаимодействиям при одинаковых энергиях в с.ц.и. Возможные механизмы струйного рождения адронов в этих процессах показаны на рис.1.

§2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ

Исследования проводились на статистике 6480 полностью измеренных π^-C -взаимодействий, отобранных на фотоснимках с двухчетровой пропановой пузырьковой камеры, облученной π^- -мезонами с импульсом $P = 40$ ГэВ/с**. Методика отбора событий и обработки экспериментальных данных подробно описана в статьях /14, 15/.

* $x = \beta = \frac{E - P_{\parallel}}{m_N}$, где E и P_{\parallel} - энергия и продольный импульс вторичного адрона в л.с. координат.

**Взаимодействия пионов с квазисвободными нуклонами исключены.



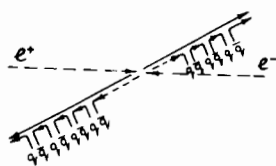
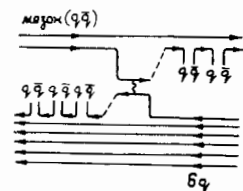
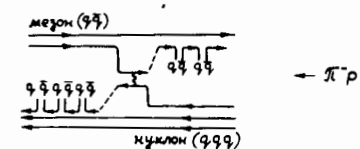


Рис.1. Схемы π⁻p -соударений, кумулятивных π⁻C - взаимодействий и e⁺e⁻ - аннигиляции.

импульса в среднем для всех событий в с.ц.и. столкновения:

$$\sum_i P_{\Pi_i} \text{ назад} = -\sum_i P_{\Pi_i} \text{ вперед.} \quad /2/$$

Среднее число нейтронов во взаимодействиях с зарядом Q = +1, ..., +4 изменялось от 1 до 0,5.

Анализировались π⁻C - взаимодействия с множественностью заряженных частиц n_± ≥ 4.

В табл.1 представлено количество отобранных событий с зарядом Q = +1; +2; +3; +4 и их доля в % от полного сечения π⁻C - взаимодействий с множественностью n_± ≥ 4. Для каждой группы событий анализ проводился в с.ц.и. налетающего пиона и соответствующего числа нуклонов, участвующих во взаимодействии. Энергия столкновения определялась согласно формуле:

$$E_{\text{с.ц.и.}} = \sqrt{2n_N m_N E_\pi}, \quad /3/$$

где n_N - число взаимодействующих нуклонов; m_N - масса нуклона, E_π - энергия налетающего пиона.

Такой подход дает возможность проследить изменение свойств адронных струй, образующихся на ядрах, с увеличением числа вовле-

Аналогично предыдущей работе /16/, для анализа отбирались многонуклонные π⁻C - взаимодействия с суммарным зарядом вторичных частиц Q ≥ 1, который определялся по формуле:

$$Q = N_+ - N_-, \quad /1/$$

где N₊ и N₋ - количество вторичных положительных и отрицательных частиц во взаимодействии. Из рассмотрения исключались протоны с импульсом P_{лаб} ≤ 300 МэВ/с, поскольку в этой области велика примесь протонов от развала ядрамишени. При таком отборе событиям с зарядом Q = +1 соответствовало взаимодействие налетающего пиона с двумя протонами; с зарядом Q = +2 - взаимодействие с тремя протонами и т.д.

Поскольку в этих взаимодействиях могли принимать участие также и нейтроны, их число оценивалось на основе закона сохранения

Статистика событий

Тип взаимодействия Q	Среднее число взаимодействий	Энергия в с.ц.и. E в ГэВ	Число событий с множественностью n _± ≥ 4	Доля событий в % от π ⁻ C взаимодействий с n _± ≥ 4	Доля событий в % от многонуклонных π ⁻ C - взаимодействий с n _± ≥ 4	
						1
Многонуклонные	+1		2032	15		
	+2		970	7		
π-C	+3		395	3		
взаимодействия	+4		138	1		
	все		3535	28		
События с кумулятивными частицами	+1	3,5	16,5	609	4,5	30
	+2	4,5	18,9	456	3,4	47
	+3	5,0	20,0	220	1,6	56
	+4	6,0	22,0	89	0,7	64
	все		1374	10	39	
События с кумулятивными струями β ₀ ≥ 1,0	+1	3,2	15,8	1183	8,7	58
	+2	3,8	17,3	776	5,7	80
	+3	5,0	20,0	333	2,5	84
	+4	5,5	21,0	127	0,9	92
	все		2419	18	68	
События с кумулятивными струями β ₀ ≥ 1,5	+1	3,7	17,0	664	4,9	33
	+2	4,2	18,2	576	4,3	59
	+3	5	20,0	283	2,1	72
	+4	5,5	21,0	114	0,8	83
	все		1637	12,1	46	

каемых во взаимодействие нуклонов, что в некоторой степени адекватно исследованию свойств адронных струй в зависимости от атомного номера ядрамишени.

Изучение струйного рождения в π⁻C - взаимодействиях проводилось с помощью стандартных переменных сферисити S и траст T. Сферисити определяется следующим образом:

$$S = \frac{3}{2} \min \left(\frac{\sum_i P_i^2}{\sum_i |\vec{P}_i|^2} \right), \quad /4/$$

где \vec{P}_i - импульсы вторичных частиц в с.ц.и. столкновений; $P_{\perp i}$ - поперечные импульсы частиц относительно некоторой оси. За ось струй принимается такая ось, для которой $\sum_i P_{\perp i}^2$ имеет минимальное значение.

Величина траст находится согласно формуле:

$$T = \max \left(\sum_i |P_{\parallel i}| / \sum_i |\vec{P}_i| \right). \quad /5/$$

Здесь $P_{\parallel i}$ - проекция импульсов вторичных частиц на некоторое направление. Ось струй считается такое направление, для которого сумма $\sum_i |P_{\parallel i}|$ принимает максимальное значение.

Более подробно с описанием этих переменных можно ознакомиться в работе /17/. Здесь же следует отметить, что величина S изменяется от 0 для коллинеарных событий до 1 - для сферически симметричной конфигурации события в импульсном пространстве. Переменная траст в последнем случае принимает значение 0,50 а для коллинеарных событий равна 1.

§3. СТРУИ В СОБЫТИЯХ С КУМУЛЯТИВНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Из многонуклонных π^-C -столкновений с зарядом $Q = +1, \dots, +4$ отбирались события, в которых были найдены кумулятивные частицы. Согласно установленным критериям отбора /13/, π^+ -мезоны считались

кумулятивными, если величина $\beta_i = \frac{E_i - P_{\parallel i}}{m_N}$ для них была больше

0,6. Здесь E_i и $P_{\parallel i}$ - энергия и импульс вторичной частицы в лаб. системе. Для кумулятивных протонов величина β_i должна была удовлетворять условию $\beta_i > 1,0$.

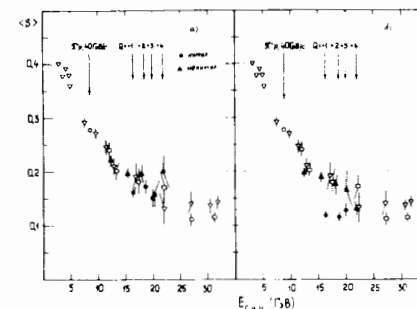
В табл.1 представлено количество отобранных событий с множественностью $p_{\pm} \geq 4$ и их доля от всех и многонуклонных π^-C -взаимодействий.

Как уже было показано в работе /16/, в многонуклонных π^-C -столкновениях характеристики адронных струй, летящих в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.и. столкновений, заметно различаются. Поэтому в настоящем анализе свойства адронных струй, летящих в разные полусферы, также будут изучаться отдельно. К струе от-

носились частицы, имеющие значения $|x_i| = \frac{2|P_{\parallel i}^*|}{E_{с.ц.и.}} \geq 0,05$. Для сравнения с данными по e^+e^- -аннигиляции отбирались струи, в которых множественность заряженных частиц составила $p_{\pm} \geq 4$.

На рис.2 показана зависимость средних значений сферисити от энергии столкновения для процессов e^+e^- -аннигиляции /18-21/. Здесь же представлены средние значения $\langle S \rangle$ в зависимости от

Рис.2. Зависимость средних значений сферисити $\langle S \rangle$ для разных типов взаимодействий с множественностью $p_{\pm} \geq 4$ от энергии в с.ц.и. сталкивающихся частиц; ∇ , \square - для процессов e^+e^- -аннигиляции; \bullet - для многонуклонных π^-C -столкновений с кумулятивными частицами; \blacktriangle - для многонуклонных π^-C -столкновений без кумулятивных частиц; а/ для струй вторичных частиц, имеющих величину $x_i \geq 0,05$; б/ для струй вторичных частиц с $x_i \leq -0,05$.



Е с.ц.и. для струй вторичных частиц, летящих в переднюю /рис.2а/ и в заднюю /рис.2б/ полусферы, в многонуклонных взаимодействиях с кумулятивными частицами и без них. Как видно из рисунка, характеристики струй, летящих в направлении первичного пиона, в кумулятивных и некумулятивных процессах не различаются и согласуются с данными по e^+e^- -аннигиляции и π^-p -соударениям при одинаковых энергиях в с.ц.и. Величина $\langle S \rangle$ для струй вторичных частиц, летящих назад в с.ц.и., в кумулятивных процессах существенно меньше, чем в некумулятивных событиях, и отличается также от аналогичных данных для e^+e^- -столкновений. Уменьшение $\langle S \rangle$ для событий с кумулятивными частицами связано с условиями отбора кумулятивных частиц: $\beta_i \geq 0,6$. Значения переменной $\langle S \rangle$ с увеличением $E_{с.ц.и.}$ в этом случае практически не меняются.

§4. КУМУЛЯТИВНЫЕ СТРУИ В МНОГОНУКЛОННЫХ π^-C -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1. Адронизация мультикваркового состояния в ядре после взаимодействия может произойти таким образом, что ни одна частица не будет иметь величину β_i , выходящую за кинематический предел пион-нуклонного столкновения. Сумма же всех β_i в струе при этом будет:

$$\beta_0 = \sum \beta_i > 1,0. \quad /6/$$

В таком случае события, в которых зарегистрирована кумулятивная частица, не полностью отражают все кумулятивные процессы и их конфигурации в импульсном пространстве.

Поэтому мы попытались выделить кумулятивные процессы в соответствии с условием /6/, т.е. с образованием кумулятивных струй: отбирались такие события, в которых величина β_0 для группы /струи/ частиц, летящих назад в с.ц.и. столкновения, была боль-

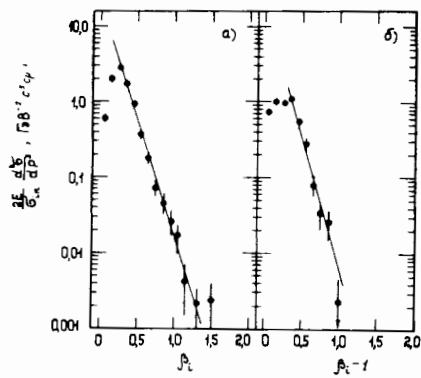


Рис.3. Инвариантное сечение образования: а/ - π^- -мезонов, б/ - протонов в кумулятивных струях в зависимости от β_i . Прямая линия - результат аппроксимации данных экспоненциальной зависимостью.

ше 1. В табл.1 представлено количество отобранных кумулятивных событий и их доля от всех и многонуклонных π^- -взаимодействий с множественностью $n_{\pm} \geq 4$.

На этой статистике было исследовано поведение фрагментационной функции:

$$f(P) = E \frac{d^3 \sigma}{dP^3} = \frac{|P - E \cos \theta|}{P^2 m_N} \frac{d\sigma}{d\beta_i d\Omega} \quad //1$$

для π^- -мезонов и протонов в кумулятивных струях в зависимости от переменной β_i /рис.3а и 3б/. Как известно^{/10,12/}, в области значений $\beta_i > 0,25$ фрагментационная функция, проинтегрированная по угловым переменным, имеет универсальный экспоненциальный вид:

$$\rho(\beta_i) = \int f(P) d\Omega = A \exp(-\beta_i / \langle \beta_i \rangle). \quad //8/$$

с $\langle \beta_i \rangle = 0,14$. Если аппроксимировать наши данные этой зависимостью, то для параметра $\langle \beta_i \rangle$ получаются следующие значения:

$$\langle \beta_i \rangle_{\pi^-} = 0,145 \pm 0,005,$$

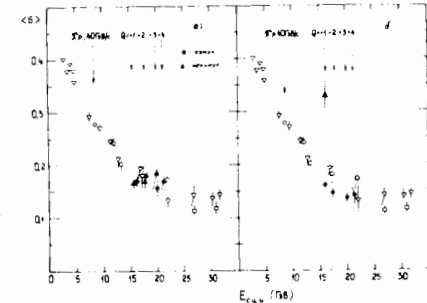
$$\langle \beta_i \rangle_p = 0,122 \pm 0,008.$$

Величина $\langle \beta_i \rangle$ в пределах экспериментальных ошибок не зависит от числа взаимодействующих нуклонов ядра-мишени в интервале n_N от 2 до 5 и совпадает с имеющимися данными для кумулятивных частиц /10,12/*.

* Значения $\rho(\beta_i)$ при $\beta_i \geq 0,6$ для пионов и $\beta_i - 1 \geq 0,3$ - для протонов целиком определяются сечением образования кумулятивных частиц и отражают импульсное распределение кварков в ядре-мишени. При меньших значениях β_i /0,25-0,6/ распределение π^- -мезонов по этой переменной в кумулятивной струе подчиняется тому же закону.

2. Характеристики струй. На рис.4а и б приведены средние значения переменной S в зависимости от энергии в с.ц.и. для струй вторичных частиц, летящих по направлению первичного пиона и против этого направления, в кумулятивных и некумулятивных событиях.

Рис.4. Зависимость средних значений сферисити $\langle S \rangle$ для разных типов взаимодействий с множественностью $n_{\pm} \geq 4$ от энергии в с.ц.и. сталкивающихся частиц; ∇, \square - для процессов e^+e^- -аннигиляции; \bullet - для кумулятивных π^- -столкновений с величиной $\beta_0 \geq 1,0$; \blacktriangle - для некумулятивных π^- -столкновений; а/ - для струй вторичных частиц с величиной $x_i \geq 0,05$; б/ - для струй вторичных частиц с $x_i \leq -0,05$.



Как видно из рисунка, величина $\langle S \rangle$ для обеих струй в кумулятивных π^- -взаимодействиях согласуется с данными для π^- -р- и e^+e^- -столкновений при одинаковых энергиях в с.ц.и. В некумулятивных событиях наблюдается расхождение с аналогичными данными по e^+e^- -взаимодействиям для струй адронов, летящих в заднюю полусферу.

Для того, чтобы исключить возможное влияние таких ядерных эффектов, как ферми-движение и поглощение пионов в ядре, которые могут приводить к появлению частиц и групп частиц с величиной β_0 , выходящей за кинетический предел пион-нуклонного столкновения, мы усилили критерии отбора кумулятивных струй. Отбирались струи, для которых выполнялось условие: $\beta_0 \geq 1,5$. В табл.1 представлено количество кумулятивных событий, удовлетворяющих этому условию, и их доля от всех и многонуклонных π^- -взаимодействий с множественностью $n_{\pm} \geq 4$.

Зависимость средних значений $\langle S \rangle$ от энергии $E_{с.ц.и.}$ для отобранных таким образом кумулятивных струй не отличается от приведенной на рис.4.

3. Множественности адронов в струях. Представляет интерес сравнить множественность заряженных частиц в e^+e^- -взаимодействиях и в кумулятивных π^- -столкновениях. Как известно, в различных типах адрон-адронных взаимодействий множественность n_{\pm} ведет себя по-разному: например, в pp -столкновениях средние значения $\langle n_{\pm} \rangle$ меньше, чем в e^+e^- -аннигиляции при тех же энергиях в с.ц.и. /рис.5/, а в π^- -р- и K^- -р-взаимодействиях значения $\langle n_{\pm} \rangle$ в интервале энергий $\sqrt{s} \leq 12$ ГэВ совпадают с данными для e^+e^- -столкновений /3-5/.

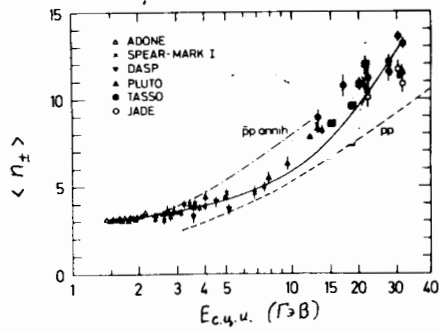


Рис.5. Зависимость средней множественности заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ от энергии в с.ц.и. в e^+e^- -столкновениях, а также в кумулятивных (\blacksquare) π^-C -взаимодействиях. Сплошная кривая - предсказание КХД для e^+e^- - аннигиляции.

На рис.5 приводится зависимость средней множественности заряженных частиц в процессах e^+e^- -аннигиляции от энергии в с.ц.и./21/. Здесь же показаны средние значения $\langle n_{\pm} \rangle$ в кумулятивных событиях с величиной $\beta_0 \geq 1,0$ в зависимости от энергии в с.ц.и. Видно, что множественность $\langle n_{\pm} \rangle$ в кумулятивных процессах растет с увеличением $E_{с.ц.и.}$ и в пределах ошибок эксперимента совпадает со значениями $\langle n_{\pm} \rangle$ для e^+e^- -столкновений при одинаковых $E_{с.ц.и.}$ *

Аналогичная картина наблюдается и при выборе кумулятивных струй с величиной $\beta_0 \geq 1,5$.

В табл.2 представлены средние значения множественности $\langle n_{\pm} \rangle$ для струй вторичных частиц, летящих в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.и. в кумулятивных π^-C -взаимодействиях с величиной $\beta_0 \geq 1,5$ при различных значениях Q . Здесь же для сравнения приведена множественность $\langle n_{\pm} \rangle$ в струях для π^-p -столкновений при импульсе 40 ГэВ/с.

Необходимо отметить, что поскольку восстановление оси струй производилось в π^-C -событиях с множественностью $n_{\pm} \geq 4$, сравнение этих результатов с имеющимися данными по множественности для e^+e^- -столкновений затруднительно.

Как видно из табл.2, в кумулятивных струях /струях, летящих "назад" в с.ц.и./, множественность частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ несколько больше, чем в струях, летящих по направлению движения первичного пиона в этих же событиях, и примерно в 1,5 раза больше, чем в струях, летящих назад в с.ц.и., в π^-p -взаимодействиях. Множественность $\langle n_{\pm} \rangle$ в кумулятивных струях увеличивается с ростом значений Q и, следовательно, с ростом числа взаимодействующих нуклонов.

В струях, летящих по направлению движения первичного пиона, множественность заряженных частиц $\langle n_{\pm} \rangle$ практически не отличается от значений $\langle n_{\pm} \rangle$ для таких же струй в π^-p -событиях и в пре-

*Как будет показано ниже, рост множественности вторичных заряженных частиц в кумулятивных процессах в основном связан с увеличением числа протонов.

Таблица 2

Средняя множественность $\langle n_{\pm} \rangle$ вторичных заряженных частиц с величиной $|x_{\pm}| \geq 0,05$ в струях, летящих "вперед" и "назад", в с.ц.и. в кумулятивных π^-C -взаимодействиях

	π^-p	$Q = +1$ $\langle n_{\pm} \rangle = 3,7$	$Q = +2$ $\langle n_{\pm} \rangle = 4,2$	$Q = +3$ $\langle n_{\pm} \rangle = 5$	$Q = +4$ $\langle n_{\pm} \rangle = 5,5$
Струя "вперед"	$2,31 \pm 0,01$	$2,27 \pm 0,05$	$2,48 \pm 0,06$	$2,51 \pm 0,08$	$2,5 \pm 0,1$
Струя "назад"	$1,85 \pm 0,01$	$2,66 \pm 0,04$	$2,78 \pm 0,04$	$2,85 \pm 0,07$	$3,2 \pm 0,1$

Таблица 3

Отношение $(\sigma / \sigma_{стр.})$ сечения рождения одного заряженного адрона к сечению образования струй адронов в передней и задней полусферах в кумулятивных π^-C -взаимодействиях

	π^-p	$Q = +1$ $\langle n_{\pm} \rangle = 3,7$	$Q = +2$ $\langle n_{\pm} \rangle = 4,2$	$Q = +3$ $\langle n_{\pm} \rangle = 5$	$Q = +4$ $\langle n_{\pm} \rangle = 5,5$
Струя "вперед"	$0,290 \pm 0,007$	$0,36 \pm 0,03$	$0,50 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,06$
Струя "назад"	$0,58 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,02$

делах ошибок эксперимента не меняется с изменением числа взаимодействующих нуклонов.

4. Соотношение между сечением рождения одного заряженного адрона и сечением образования струй адронов. Особенность рождения струй в кумулятивных процессах наглядно проявляется в величине отношения сечения (σ_1) рождения одной заряженной частицы к сечению образования струй частиц ($\sigma_{\text{стр.}}$). В табл.3 представлены эти отношения для струй вторичных частиц, летящих вперед и назад в с.ц.и., в кумулятивных взаимодействиях с величиной $\beta_0 \geq 1,5$ при различных значениях Q. Здесь же для сравнения приведены аналогичные отношения для передней и задней полусфер в π^-p -столкновениях. Отношения $\sigma_1/\sigma_{\text{стр.}}$ определялись для частиц с величиной $|x_i| \geq 0,05$. Как видно из таблицы, отношение сечений $\sigma_1/\sigma_{\text{стр.}}$ в передней полусфере в кумулятивных π^-C -столкновениях и в π^-p -соударениях в пределах ошибок одинаково. Сечение образования струй, летящих назад в с.ц.и., в кумулятивных процессах возрастает примерно в 10 раз, по сравнению с аналогичными данными для π^-p -столкновений. Это, вероятно, связано с различием начальных состояний фрагментирующих систем в π^-p - и в многонуклонных $\pi^-(pN)$ -соударениях.

Поскольку отбираются π^-C -события, в которых число взаимодействующих протонов ядра-мишени равняется минимум 2 и увеличивается до 5, это может приводить к увеличению множественности заряженных частиц в струях и уменьшению отношения $\sigma_1/\sigma_{\text{стр.}}$ в области фрагментации ядра, по сравнению с π^-p -взаимодействиями, за счет увеличения числа протонов. В связи с этим интересно изучить свойства мезонной системы, исключая "первичные" протоны.

§5. ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЗОННОЙ СИСТЕМЫ

Для анализа мезонной системы из кумулятивных π^-C -столкновений с зарядом $Q = +1$ и $\beta_0 \geq 1,0$ отбирались события с двумя идентифицированными протонами. Полная энергия мезонов /заряженных и нейтральных/ в системе покоя в этих взаимодействиях после исключения протонов составила $\langle M_0 \rangle \approx 10$ ГэВ. Количество отобранных событий с множественностью пионов $n_\pi \geq 4$ равнялось 199.

Восстановление оси струй мезонов производилось в их системе покоя аналогично экспериментам по изучению образования струй адронов в e^+e^- -столкновениях.

Средняя множественность заряженных пионов в струях, образующихся в задней полусфере, в этом случае составила: $\langle n_\pm \rangle = 2,31 \pm 0,08$, а величина отношения $\sigma_1/\sigma_{\text{стр.}} = 0,30 \pm 0,05$ /к струе по-прежнему относились частицы, имеющие в собственной системе покоя $x_i \leq -0,05$ /.

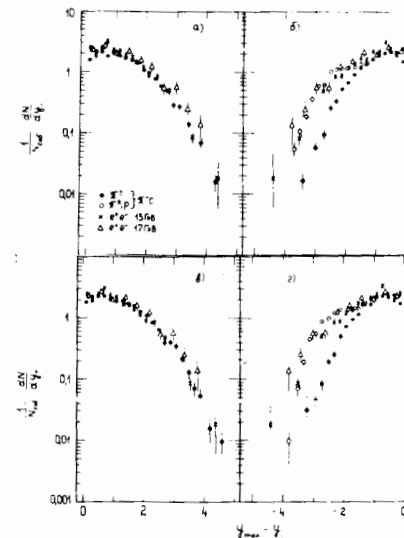
Полученные значения множественности $\langle n_\pm \rangle$ и отношения $\sigma_1/\sigma_{\text{стр.}}$ в пределах ошибок эксперимента согласуются со значениями этих величин для струй пионов, летящих вперед в с.ц.и. в π^-p -столк-

новениях с энергией $\sqrt{S} = 8,7$ ГэВ /табл.2 и 3/, где отсутствуют барионы.

§6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СТРУЯХ

Кроме анализа струйного поведения частиц в кумулятивных процессах, представляет интерес изучение одночастичных инклюзивных распределений вторичных частиц в струях и сравнение их с аналогичными распределениями для e^+e^- -аннигиляции.

Рис.6. Распределение вторичных заряженных частиц по переменной $y_{\parallel} = \ln \frac{x - y_{\parallel}}{x + y_{\parallel}}$ относительно оси струй в e^+e^- -взаимодействиях с энергией: $x - E_{\text{с.ц.и.}} = 13$ ГэВ, $\Delta - E_{\text{с.ц.и.}} = 17$ ГэВ; и в кумулятивных π^-C -столкновениях (\bullet, \circ), с энергией $E_{\text{с.ц.и.}} = 15,8$ ГэВ - а/, б/ и $E_{\text{с.ц.и.}} = 17,3$ ГэВ - в/, г/; а/, в/ - распределение частиц в струях, летящих по направлению движения первичного пиона в с.ц.и.; б/, г/ - распределение частиц / \bullet - π^\pm - мезонов, \circ - π^\pm - мезонов и протонов вместе/ в струях, летящих "назад" в с.ц.и.



На рис.6 показаны распределения вторичных частиц по величине $y_{\parallel} = \ln \frac{x - y_{\parallel}}{x + y_{\parallel}}$ относительно оси струй, рождающихся в передней и задней полусферах, в кумулятивных π^-C -столкновениях с различным числом взаимодействующих нуклонов. Быстрота y_{\parallel} вычислялась в этом случае следующим образом:

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

где P_{\parallel} - проекция импульсов вторичных частиц в с.ц.и. на ось струй /ось струй находилась с помощью переменной траст/; E - энергия в с.ц.и. При вычислении быстроты y_{\parallel} протонам приписывалась масса пиона, поскольку в e^+e^- -столкновениях протоны не идентифицировались и считались пионами.

Данные для кумулятивных взаимодействий сравниваются с аналогичными распределениями вторичных частиц в процессах e^+e^- -аннигиляции при энергиях $E_{\text{с.ц.и.}} = 13$ и 17 ГэВ/19,21/. Видно, что как для струй, летящих в переднюю полусферу, так и для струй,

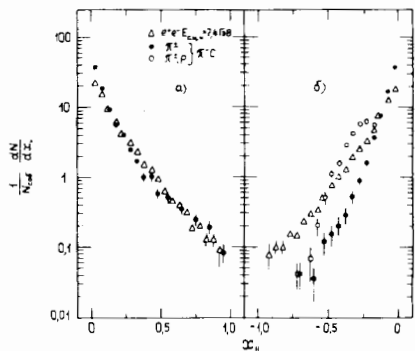


Рис.7. Распределение вторичных заряженных частиц по переменной $x_{||}$ относительно оси струй: Δ - в e^+e^- -столкновениях при $E_{с.ц.и.} = 7,4$ ГэВ и \bullet, \circ - в кумулятивных π^-C -столкновениях с $E_{с.ц.и.} = 15,8$ ГэВ; а/ - распределение частиц в струях, летящих по направлению движения первичного пиона, б/ - распределение частиц / \bullet - π^\pm -мезонов, \circ - π^\pm -мезонов и протонов/ в струях, летящих "назад" в с.ц.и.

летящих "назад" в с.ц.и. в кумулятивных взаимодействиях, распределение всех вторичных заряженных частиц по переменной $y_{||}$ в области фрагментации имеет такой же характер, как и распределение частиц в e^+e^- -столкновениях. Если сравнивать распределение только π^\pm -мезонов в области фрагментации ядра в этой системе координат с данными для e^+e^- -аннигиляции, то, как видно из рис.6, эти распределения существенно отличаются друг от друга. Такая же картина наблюдается и в том случае, если отбирать кумулятивные события с величиной $\beta_0 \geq 1,5$ для струй, связанных фрагментацией ядра.

На рис.7 показаны распределения вторичных частиц в передней и задней полусферах в с.ц.и. по величине $x_{||} = \frac{2P_{||}}{E_{с.ц.м.}}$, вычисленной

относительно оси струй в кумулятивных взаимодействиях с зарядом $Q = +1$. Данные сравниваются с аналогичными распределениями для e^+e^- -столкновений при энергии $E_{с.ц.и.} = 7,4$ ГэВ/22/, нормированными так же, как и спектры $dN/dx_{||}$ в кумулятивных π^-C -столкновениях. Как видно из рисунка, распределение частиц, рождающихся в передней полусфере, относительно оси струй в кумулятивных событиях совпадает с тем, что наблюдается в e^+e^- -взаимодействиях. Для частиц, образующихся в области фрагментации ядра, в этих же событиях /как для пионов, так и для протонов/ распределение по величине $x_{||}$ относительно оси струй сильно отличается от такого же распределения вторичных частиц в e^+e^- -аннигиляции.

Это различие может быть связано с особенностями образования протонов в адрон-ядерных столкновениях, в то время как пионы, рождающиеся в кумулятивных струях, в собственной системе покоя, могут иметь такие же характеристики, как и пионы, образующиеся в процессах e^+e^- -аннигиляции. Для проверки этого предположения мы проанализировали свойства мезонной системы, образующейся в кумулятивных π^-C -взаимодействиях с зарядом $Q = +1$, в которых были идентифицированы 2 протона, аналогично тому, как это было сделано в предыдущем параграфе.

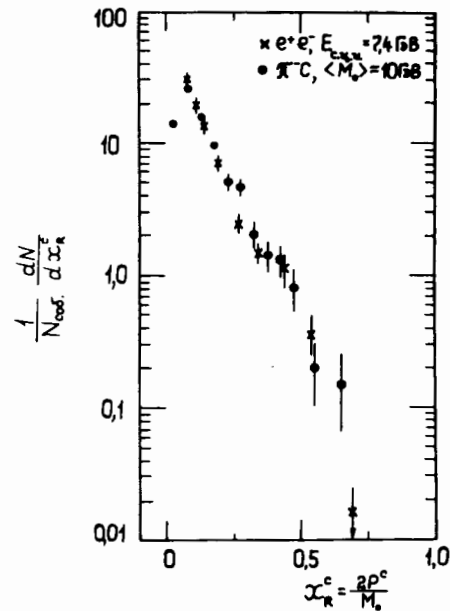


Рис.8. Распределение пионов, образующихся в кумулятивных π^-C -столкновениях с зарядом $Q = +1$, по величине x_R^c в собственной системе покоя с $\langle M_0 \rangle \approx 10$ ГэВ /задняя полусфера/. \times - то же распределение пионов в e^+e^- -столкновениях с $E_{с.ц.и.} = 7,4$ ГэВ.

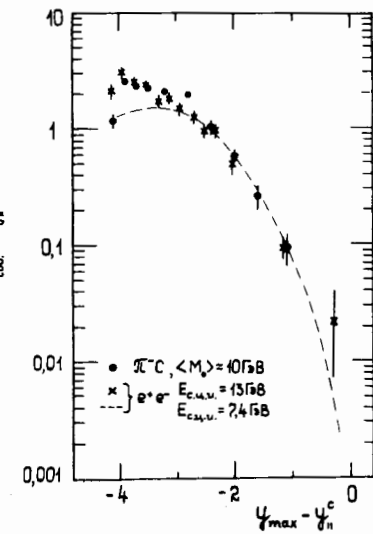


Рис.9. Распределение пионов, образующихся в кумулятивных π^-C -столкновениях с зарядом $Q = +1$, по величине $y_{\max} - y_{||}$ относительно оси струй, в собственной системе покоя с $\langle M_0 \rangle \approx 10$ ГэВ /задняя полусфера/. $\times, -$ - то же распределение пионов в e^+e^- -столкновениях с энергией соответственно 13 и 7,4 ГэВ.

На рис.8 и 9 представлены распределения пионов, образующихся в задней полусфере, по величинам: $x_R^c = \frac{2P^c}{M_0}$ и $y_{\max} - y_{||}^c$, где

$$y_{||}^c = \frac{1}{2} \ln((E^c + P_{||}^c) / (E^c - P_{||}^c)).$$

Здесь P^c, E^c - полный импульс и энергия пионов в собственной системе покоя; $P_{||}^c$ - проекция импульса P^c на ось струй, определяемую с помощью переменной траст.

Как видно из рис.8,9, распределение пионов по переменным x_R^c и $y_{||}^c$ в кумулятивных струях имеет такой же характер, как и в e^+e^- -столкновениях.

На рис.10 показано распределение всех вторичных частиц в кумулятивных взаимодействиях с зарядом $Q = +1$ по квадрату попе-

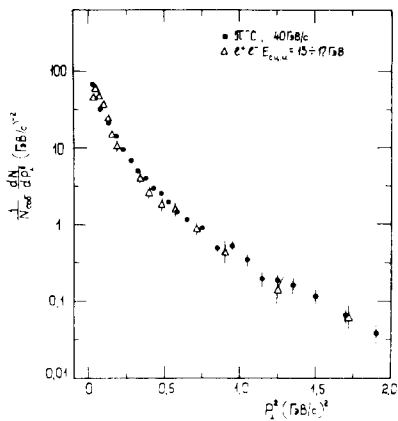


Рис.10. Распределение всех вторичных заряженных частиц по квадрату поперечного импульса относительно оси струй в кумулятивных π^-C -столкновениях с энергией $E_{с.ц.и.} = 15,8$ ГэВ — \bullet ; Δ — то же распределение частиц в e^+e^- -столкновениях с энергией $E_{с.ц.и.} = 13\div 17$ ГэВ.

речного импульса относительно оси струй. Здесь также наблюдается согласие с аналогичными данными для e^+e^- -аннигиляции.

§7. ВЫВОДЫ

1. В кумулятивных π^-C -столкновениях с числом взаимодействующих нуклонов $n_N \leq 5$ наблюдается рождение адронных струй, летящих по направлению движения первичного пиона и против этого направления в с.ц.и. столкновений. Величина сферисити для обеих струй совпадает с данными для e^+e^- - и адрон-адронных взаимодействий при одинаковых энергиях в с.ц.и.

2. Фрагментационная функция π^- -мезонов и протонов, образующихся в кумулятивных струях, в зависимости от параметра кумулятивности β_i , имеет универсальный экспоненциальный вид:

$$\rho = A \exp(-\beta_i / \langle \beta_i \rangle)$$

с $\langle \beta_i \rangle_{\pi} = 0,145 \pm 0,005$, $\beta_i \geq 0,25$ и $\langle \beta_i \rangle_p = 0,122 \pm 0,008$, $\beta_i - 1 \geq 0,3$. Средняя величина $\langle \beta_i \rangle$ в пределах ошибок эксперимента не зависит от числа взаимодействующих нуклонов ядра-мишени в интервале $n_N = 2\div 5$ и совпадает с имеющимися данными для процессов с образованием кумулятивных частиц.

3. Распределения пионов по продольным и поперечным импульсным характеристикам в кумулятивных струях не отличаются от распределений π^\pm -мезонов в струях, образующихся в e^+e^- -столкновениях. Существенное отличие характеристик адронов в кумулятивных струях и в e^+e^- -аннигиляции связано с протонами в π^-C -взаимодействиях, что, естественно, обусловлено различием начальных состояний этих процессов.

4. Средняя множественность заряженных частиц в кумулятивных π^-C -столкновениях в пределах экспериментальных ошибок согласуется с множественностью $\langle n_{\pm} \rangle$ для процессов e^+e^- -аннигиляции при одинаковых энергиях в с.ц.и.

5. Все изученные характеристики: множественность, продольные и поперечные импульсные распределения адронов относительно оси струй, летящих по направлению движения первичного пиона, в кумулятивных π^-C -столкновениях совпадают с аналогичными распределениями адронов в e^+e^- -столкновениях и в π^-p -взаимодействиях.

Полученный результат указывает на то, что формирование струй пионов в кумулятивных адрон-ядерных взаимодействиях происходит в основном за пределами ядра.

В заключение авторы выражают благодарность А.В.Ефремову, В.Б.Любимову и С.М.Елисееву за полезные обсуждения и ценные замечания, а также всех участников Сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за помощь в получении экспериментального материала.

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, 50A, 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. Гришин В.Г., Диденко Л.А., Канарек Т. ОИЯИ, P1-81-542, Дубна, 1981.
5. Barth M. et al. Nucl.Phys., 1981, B192, p.289.
6. Breakstone A. et al. CERN/EP 81-68 Rev., Geneva, July 1981.
7. Palmonari F. CERN-EP/82-176, Geneva, November 1982.
8. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
9. Балдин А.М. и др. Труды IV Международн. семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-9224, Дубна, 1975.
10. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.949.
11. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
12. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1982, 36, с.685.
13. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1982, 36, с.409.
14. BBCDSSTTU-BW. Collaboration. Phys.Lett., 1972, 39B, p.371.
15. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.1013.
16. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-82-393, Дубна, 1982.
17. Brandt S., Dahmen H.D. Z.Phys., 1979, C1, p.61.
18. Berger C. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.449; 1978, 78B, p.176; 1979, 81B, p.410.
19. Brandelik R. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p.261.

20. Barber D. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.1113.
 21. Günter W. DESY 80/85, Sept., 1980; Int.Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979, vol.1, p.220.
 22. Hanson G.G. SLAC-Pub-1814, Sept., 1976.

Балдин А.М. и др.

P1-83-483

Изучение образования струй адронов
 в кумулятивных π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с

Изучается образование струй адронов в кумулятивных π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Показано, что все изученные характеристики пионов в этих струях /сферисити, множественность, импульсные распределения/ совпадают с аналогичными распределениями адронов в e^+e^- -аннигиляции и в пион-нуклонных соударениях при одинаковых энергиях в с.ц.и. Полученный результат указывает на то, что формирование струй пионов в кумулятивных адрон-ядерных взаимодействиях происходит в основном за пределами ядра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Baldin A.M. et al.

P1-83-483

Study of Hadron Jet Production
 in Cumulative π^-C -Interactions at 40 GeV/c

The hadron jet production is studied in cumulative π^-C -interactions at 40 GeV/c. It is shown that all pion characteristics we have studied (sphericity, charged particle multiplicity, momentum distributions) are similar to those observed in e^+e^- -annihilation and in pion-nucleon collisions at equal centre-of-mass energy. This result indicates, that the pion jets in cumulative hadron-nucleus interactions are formed mainly outside the nucleus.

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

Рукопись поступила в издательский отдел
 8 июля 1983 года.