

Т - 587

1-80-869

ТОПУРИЯ

Тенгиз Петрович

ИЗУЧЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ОБРАЗОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 36 ГэВ/с
И $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 22,4 ГэВ/с

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и в Институте физики высоких энергий Токио государственного университета.

Научные руководители:

член-корреспондент АН ГССР

Нодар Сардионович
Амаглобели,

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Игорь Михайлович
Граменицкий.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

Валентин Григорьевич
Гришин,

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Вахтанг Романович
Гарсеванишвили.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт физики высоких энергий (г.Серпухов).

Защита диссертации состоится " " _____ 1981 г. в _____ час. на заседании Специализированного совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна, Московской области, Лаборатория высоких энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1981 г.

Ученый секретарь
Специализированного совета

М.Ф. Лихачев

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. В настоящее время большое внимание при изучении взаимодействий частиц при высоких энергиях уделяется процессам множественного рождения. Своеобразие этих процессов привело к созданию новых теоретических и экспериментальных методов их анализа. Весьма плодотворным оказался инклюзивный подход, при котором изучаются характеристики выделенного вида частиц. Для инклюзивных процессов были сформулированы основные положения и получены различные следствия принципа автомодельности или масштабной инвариантности сильных взаимодействий, разработаны статистические, мультипериферические, кварк-партоновые и другие модели.

Существенно большие возможности в изучении динамики процессов множественной генерации частиц дает полунклюзивный метод - изучение характеристик выделенной частицы, рожденной в реакции с фиксированным числом вторичных заряженных частиц. Этот подход позволяет выявить такие динамические эффекты, которые при суммировании всех каналов реакции слабо проявляются в инклюзивном распределении. В настоящее время полунклюзивный метод интенсивно применяется при исследовании процессов множественного образования вторичных частиц, в частности, при анализе данных, получаемых на пузырьковых камерах. Для детального исследования полунклюзивных процессов необходимо получить экспериментальные данные о взаимодействиях адронов разного сорта. Особое место среди них занимают антипротоны, поскольку наличие аннигиляционного канала, влияющего на различные характеристики \bar{p} -столкновений, может дать дополнительную информацию о природе сильных взаимодействий.

Цель работы состояла в получении основных характеристик инклюзивных и полунклюзивных распределений протонов и $\bar{\pi}$ -мезонов в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 36 ГэВ/с и 22,4 ГэВ/с соответственно. Ставилась задача сравнения этих характеристик между собой, сопоставление их с данными других экспериментов и с предсказаниями теоретических моделей.

Новизна работы заключается в определении ранее неизвестных топологических сечений в реакции pp при 36 ГэВ/с, получении первых данных об основных инклюзивных и полунклюзивных характеристиках образования протонов и π^+ -мезонов во всем допустимом фазовом объеме в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с.

Научная ценность работы. Получен и проанализирован большой экспериментальный материал по pp -взаимодействиям при 36 ГэВ/с и $\bar{p}p$ -взаимодействиям при 22,4 ГэВ/с.

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

Для CP-симметричных реакций разработан метод статистического разделения спектров протонов и $\bar{\pi}^+$ -мезонов. На основании этого метода получены основные инклюзивные и полунклюзивные распределения протонов и $\bar{\pi}^+$ -мезонов во всем допустимом фазовом объеме в $\bar{p}p$ -реакции при 22,4 ГэВ/с.

Изучение реакции $\bar{p}p \rightarrow p + x$ привело к обнаружению кластеризации $\bar{\pi}^-$ -мезонов в области больших недостающих масс к протону ($M_x^2 \geq 20$ ГэВ²).

Практическая ценность работы состоит в получении точностных характеристик параметров треков и учете нелинейных искажений на пленке с установки "Людмила". Результаты сравнения инклюзивных и полунклюзивных спектров протонов и $\bar{\pi}^+$ -мезонов, образованных в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с, с кварк-партоновой моделью могут служить основанием для ее дальнейшего развития. Вся совокупность полученных сведений может быть использована при планировании новых экспериментов по изучению адронных взаимодействий.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитированной литературы.

Содержание диссертации

Во введении подчеркивается актуальность темы, сформулирована основная цель работы, приведены новые методические и научные результаты, полученные автором, и изложены основные положения, вынесенные на защиту.

В первой главе излагаются методические особенности процесса получения и обработки данных $\bar{p}p$ - и pp -экспериментов. Приведены основные характеристики камеры "Людмила", системы фотографирования, магнитного поля, пучков антипротонов и протонов; описывается комплекс программ для инклюзивной обработки данных.

При изучении взаимодействий при высоких энергиях возникает необходимость учета нелинейных искажений пленки. Особенно это касается искажений вдоль направления движения энергичных частиц, в нашем случае вдоль оси X. Такие искажения могут вносить существенный вклад в кривизну соответствующих треков. Простейшая возможность устранения нелинейных искажений заключается во введении в линейное преобразование координат, используемое в программе геометрического восстановления THRESH, квадратичного по переменной X члена.

После учета нелинейных искажений измеренное среднее значение импульса налетающих частиц оказалось равным $\bar{p} = 22,332 \pm 0,127$ ГэВ/с. Разница в значениях первичных импульсов после поправки и до нее составила $\Delta p = 0,268 \pm 0,061$ ГэВ/с.

В заключении этой главы приводятся точности измерений парамет-

ров треков. В частности, средняя относительная ошибка в измерении импульсов оказалась равной $\Delta p/p = (2,5 \pm 0,1)\%$.

В главе 2 приводятся данные по топологическим сечениям в реакциях pp при 36 ГэВ/с^{1/2}, полученные на статистике ~ 6600 событий и $\bar{p}p$ при 22,4 ГэВ/с на статистике ~ 11600 событий.

Важным вопросом при определении топологических сечений является выделение упругих событий и введение поправок, связанных с потерями событий с медленным протоном отдачи. Проведенный анализ показал, что эти потери составляют: $\delta = 3,14 \pm 0,13$ мб в реакции $pp(36$ ГэВ/с) и $\delta = 2,91 \pm 0,09$ мб для реакции $\bar{p}p(22,4$ ГэВ/с). После введения всех поправок были получены распределения вероятностей образования данного числа заряженных частиц в неупругих взаимодействиях $P_n = \bar{b}_n / \sum \bar{b}_n$, приведенные на рис. I. Для неупругих событий была определена также величина среднего числа заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$, дисперсия $D = (\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2)^{1/2}$, маллеровские параметры корреляции $f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$, отношения $\langle n_{ch} \rangle / D$ и моменты $c_q = \langle n_{ch}^q \rangle / \langle n_{ch} \rangle^q$ для $q = 2, 3$ и 4. Значения этих величин приведены в таблице I.

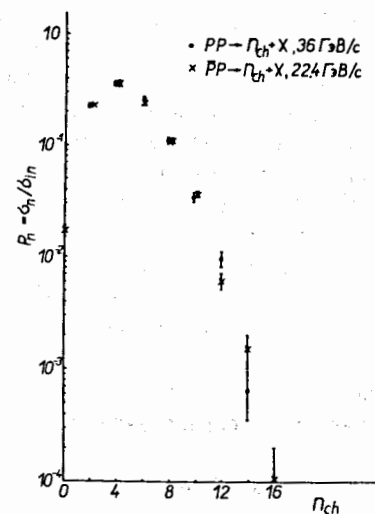


Рис. I. Вероятность образования данного числа заряженных частиц.

Таблица I

Тип реакции	$\langle n_{ch} \rangle$	\mathcal{D}	$\langle n_{ch} \rangle / \mathcal{D}$	c_2	c_3	c_4	f_2^{cc}	f_2^{--}
pp (36 ГэВ/с)	$4,78 \pm 0,03$	$2,23 \pm 0,03$	$2,14 \pm 0,03$	$1,22 \pm 0,01$	$1,73 \pm 0,02$	$2,75 \pm 0,07$	$0,20 \pm 0,13$	$-0,14 \pm 0,03$
$\bar{p}p$ (22,4 ГэВ/с)	$4,69 \pm 0,02$	$2,30 \pm 0,02$	$2,04 \pm 0,02$	$1,24 \pm 0,01$	$1,80 \pm 0,02$	$2,94 \pm 0,05$	$0,60 \pm 0,08$	$-1,02 \pm 0,06$

На основании анализа распределений по нормированной множественности $\Psi(z)$ в зависимости от $z = n_{ch} / \langle n_{ch} \rangle$ было получено указание на то, что в реакции pp вплоть до энергии 405 ГэВ KNO-скейлинг не выполняется, а в реакции $\bar{p}p$ в интервале энергий 14,75–100 ГэВ функция $\Psi(z)$ не зависит от энергии для значений $z > 0$.

В главе 3 рассмотрен инклюзивный (полунклюзивный) способ анализа экспериментальных данных и приводится краткая сводка сведений о множественном образовании частиц во взаимодействиях адронов высоких энергий, полученных в предыдущих экспериментах. Рассматриваются некоторые теоретические модели, предсказания которых анализируются при сравнении с полученным экспериментальным материалом. В частности, подробно излагается кварк-партонная рекомбинационная модель.

В экспериментах на пузырьковых камерах заряженные частицы разной массы могут быть идентифицированы по плотности ионизации только в узком диапазоне импульсов. Однако в CP-симметричных реакциях имеется возможность с хорошей точностью разделить спектры частиц одного знака, например, p и π^+ -мезоны^[2].

Рассмотрим частицу с продольным импульсом P_L в л.с., присвоим ей массу π^- -мезона и определим операцию $R_{\pi^-}: P_L \rightarrow R_{\pi^-} P_L$ как лоренц-преобразование P_L в с.ц.м., отражение относительно $P_L^* = 0$ и обратное лоренц-преобразование с массой пиона в л.с. Под операцией $R_p: P_L \rightarrow R_p P_L$ будем понимать ту же процедуру, но приписывая частице массу протона. Далее введем преобразования S_+ и S_- согласно выражениям:

$$S_- P_L = R_{\pi^-} R_p P_L, \quad S_+ P_L = R_p R_{\pi^-} P_L. \quad (1)$$

Из (1) можно получить

$$S_{\pm} P_L = P_L \pm \mathcal{D}(P_L, P_t), \quad (2)$$

где функция сдвига $\mathcal{D}(P_L, P_t)$ положительно определена. Таким образом, S_+ всегда увеличивает продольный импульс, в то время как S_- его уменьшает.

Запишем бесконечные ряды:

$$G_p = \sum_{m=0}^{\infty} S_-^m, \quad \tilde{G}_p = \sum_{m=0}^{\infty} S_-^m R_{\pi^-}. \quad (3)$$

Предположим, что $f_+ = f_p + f_{\pi^+}$ и $f_- = f_{\bar{p}} + f_{\pi^-}$, где $f_j(P_L, P_t)$ — спектр частицы сорта j в л.с. Тогда в силу соотношений $R_p f_p = f_{\bar{p}}$ и $R_{\pi^-} f_{\pi^+} = f_{\pi^-}$, вытекающих из CP-симметрии реакции $\bar{p}p$, имеем:

$$G_p f_p - \tilde{G}_p f_{\bar{p}} = f_p, \quad G_p f_{\pi^+} - \tilde{G}_p f_{\pi^-} = 0. \quad (4)$$

Сумма равенств (4) дает протонный спектр

$$G_p f_+ - \tilde{G}_p f_- = f_p. \quad (5)$$

Аналогичным образом можно получить спектр π^+ -мезонов, т.е.

$$G_{\pi^+} = \sum_{m=0}^{\infty} S_+^m, \quad \tilde{G}_{\pi^+} = \sum_{m=0}^{\infty} S_+^m R_p. \quad (6)$$

$$G_{\pi^+} f_+ - \tilde{G}_{\pi^+} f_- = f_{\pi^+}. \quad (7)$$

Как видно из условия (2), члены рядов (3) и (6), начиная с некоторого значения m_{\max} , будут сдвигать продольные импульсы P_L в кинематически запрещенную область. Это обстоятельство позволяет прекратить суммирование в (3) и (6) на значении $m = m_{\max}(P_L, P_t)$.

Приводимые ниже экспериментальные данные получены на статистике ~ 27 тыс. $\bar{p}p$ -взаимодействий. На рис.2 изображены сепарированные инклюзивные распределения по переменной X для π^+ -мезонов и протонов.

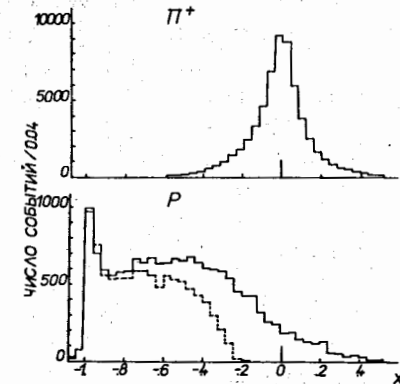


Рис.2. Инклюзивные распределения по $X = P_L^* / P_{L, \max}^*$ для π^+ -мезонов и протонов. Пунктирная гистограмма — идентифицированные протоны.

Видно, что восстановленный протонный спектр хорошо воспроизводит спектр идентифицированных по ионизации протонов в области $X < -0,8$.

В таблице 2 приведены полуинклюзивные и инклюзивные сечения образования частиц данного сорта j^* .

Таблица 2

сечение (мб)	множественность n								Все
	2	4	6	8	10	12	14		
σ_p	$4,12 \pm 0,09$	$8,25 \pm 0,12$	$4,43 \pm 0,09$	$1,58 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,03$				$18,68 \pm 0,18$
	$4,40 \pm 0,03$	$19,18 \pm 0,18$	$23,29 \pm 0,21$	$15,10 \pm 0,19$	$6,67 \pm 0,15$	$1,45 \pm 0,21$	$0,44 \pm 0,08$	$70,53 \pm 0,34$	

Удвоенные сечения $2\sigma_p^n$ совпадают в пределах ошибок с полуинклюзивными сечениями образования протонов в реакции $pp(24 \text{ ГэВ/с})$. В частности, инклюзивное сечение образования протонов в реакции $pp(24 \text{ ГэВ/с})$ равно $\sigma_p = 37,94 \pm 0,23$, что согласуется с удвоенной величиной σ_p , приведенной в таблице 2.

Изучены инвариантные дифференциальные сечения $f(y^*) = \frac{1}{n} d\sigma/dy^*$ инклюзивного и полуинклюзивного образования протонов и $\bar{\pi}^+$ -мезонов. Для $\bar{\pi}^+$ -мезонов (см. рис. 3) была обнаружена зарядовая асимметрия, проявляющаяся в том, что спектры $f(y^*)$ сдвинуты относительно точки $y^* = 0$ влево, причем величина асимметрии A ($A = (N(y^* < 0) - N(y^* > 0)) / (N(y^* < 0) + N(y^* > 0))$) уменьшается с ростом топологии. В двухлучевых взаимодействиях выделяется пик при $y^* \approx -1,7$, связанный с дифракцией протона. Сравнение распределений $f(y^*)$ для протонов и $\bar{\pi}^+$ -мезонов с предсказаниями кварк-партонной модели показало, что модель качественно описывает экспериментальные данные для событий с $n_{ch} > 2$.

Распределения по P_t^2 как для протонов, так и для $\bar{\pi}^+$ -мезонов, хорошо описываются суперпозицией двух экспонент, при этом меньшие параметры наклонов для $\bar{\pi}^+$ -мезонов согласуются со значениями, полученными для "прямоорожденных" частиц^{/3/}. Спектры по P_t^2 хорошо описываются также выражением, следующим из статистической модели. Однако, если для пионов получаемые параметры близки к своим теоретическим значениям, то для протонов в случае, когда $m = m_p$, параметр T - "температура" существенно ниже массы пиона. Для инклюзив-

ж) Недостаточная статистика не позволила провести разделение спектров в I2- и I4-лучевых взаимодействиях. В дальнейшем все вторичные частицы в этих топологиях считались $\bar{\pi}^+$ -мезонами.

ных распределений по P_t^2 параметры T равны: $T_{\bar{\pi}} = 0,142 \pm 0,001 \text{ ГэВ}$ и $T_p = 0,104 \pm 0,001 \text{ ГэВ}$ для $\bar{\pi}^+$ -мезонов и протонов соответственно. Сравнение распределений по поперечным импульсам с кварк-партонной моделью показало, что модель качественно описывает эти распределения при малых значениях P_t^2 , но занижает сечение образования $\bar{\pi}^+$ -мезонов и протонов при больших P_t^2 .

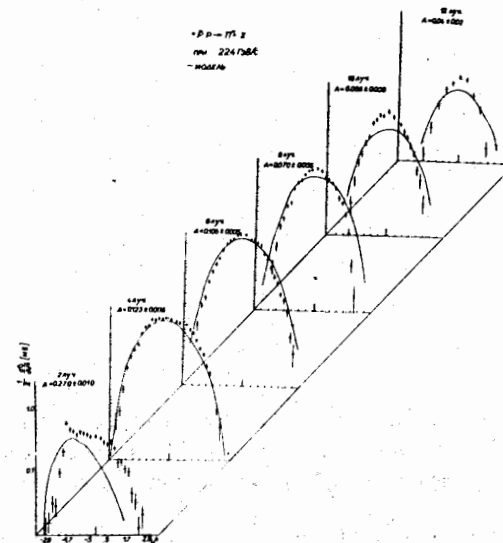


Рис. 3. Инвариантные дифференциальные сечения $f_n(y^*)$ для $\bar{\pi}^+$ -мезонов. Сплошные кривые - расчет по кварк-партонной модели.

Обнаружено усиление "эффекта чайки" (зависимость $\langle P_t \rangle$ от X) для $\bar{\pi}^+$ -мезонов с ростом множественности. "Эффект чайки" в кварк-партонной модели проявляется слабее и не зависит от множественности. Наблюдаемый в эксперименте для множественностей $n_{ch} \leq 6$ слабый рост $\langle P_t \rangle$ с увеличением X для протонов кварк-партонной моделью не описывается.

Изучены дважды дифференциальные сечения $f(y^*, P_t^2)$ образования $\bar{\pi}^+$ -мезонов и протонов. Для $\bar{\pi}^+$ -мезонов наблюдается увеличение асимметрии распределений по y^* с ростом P_t^2 (см. рис. 4). Увеличение A в интервале $0,1 \leq P_t^2 \leq 0,3 \text{ ГэВ/с}$, по-видимому, связано с вкладом $\bar{\pi}^+$ -мезонов от дифракции протона (см. также рис. 3).

Интересно отметить, что удвоенные значения сечений образова-

ния протонов в центральной области для разных интервалов P_t хорошо согласуются с сечениями образования протонов в соответствующих интервалах P_t для pp -взаимодействий при 24 ГэВ/с. Для полных сечений образования протонов при $y^* = 0$ имеем:

$$2 \cdot \frac{d\sigma_p}{dy^*} \Big|_{y^*=0} = 4,42 \pm 0,24 \text{ мб}, \quad \frac{d\sigma_p}{dy^*} \Big|_{y^*=0} = 4,31 \pm 0,18 \text{ мб}$$

в реакциях $\bar{p}p(22,4 \text{ ГэВ/с})$ и $pp(24 \text{ ГэВ/с})$, соответственно.

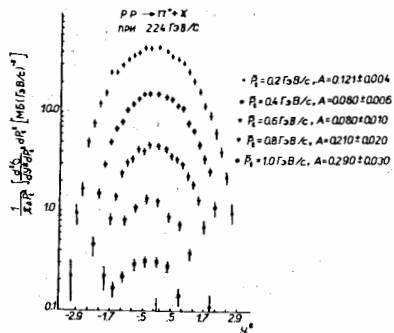


Рис. 4. Инвариантное дважды дифференциальное сечение образования π^+ -мезонов как функция y^* в разных интервалах P_t .

Изучение распределений по P_t^2 в разных интервалах по переменной y^* привело к обнаружению факторизации инвариантного дважды дифференциального сечения $f(y^*, P_t^2)$ в области $|y^*| \leq 1,2$ для π^+ -мезонов и протонов.

В главе 4 изучается зависимость ассоциативной множественности от квадрата недостающей массы к протону $-\langle n(M_x^2) \rangle$ - в реакциях pp и $\bar{p}p$.



В области дифракции пучковой частицы $I (M_x^2/s \leq 0,1)$ поведение величины $\langle n(M_x^2) \rangle$ согласуется с предсказаниями модели "NOVA"

$$\langle n(M_x^2) \rangle = a_1 + b_1 \sqrt{M_x^2}, \quad (9)$$

а в области II ($0,1 \leq M_x^2/s \leq 0,5$) экспериментальные данные хорошо описываются логарифмической зависимостью

$$\langle n(M_x^2) \rangle = a + b \ln(M_x^2/M_0^2), \quad M_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2, \quad (10)$$

следующей из мультипериферических моделей. В таблице 4 приведены

результаты аппроксимации экспериментальных данных выражениями (9) и (10).

Таблица 3

тип реакции импульс	a_1	b_1	χ^2/ND	a	b	χ^2/ND
pp 36 ГэВ/с	$0,66 \pm 0,18$	$0,55 \pm 0,13$	1/1	$0,78 \pm 0,45$	$0,85 \pm 0,16$	2/5
$\bar{p}p$ 22,4 ГэВ/с	$0,63 \pm 0,09$	$0,61 \pm 0,06$	4/3	$0,69 \pm 0,11$	$0,94 \pm 0,05$	8/7

Используя масштабную переменную $z' = (n_{ch} - 1 - d) / (\langle n(M_x^2) \rangle - d)$, где $d = -1,04$ для $\bar{p}p(22,4 \text{ ГэВ/с})$ и $d = -0,87$ для $pp(36 \text{ ГэВ/с})$, для значений $M_x^2/s \leq 0,5$ получен аналог КNO-скейлинга для распределений по множественности в системе X.

Статистическое разделение спектров заряженных частиц во всем допустимом фазовом объеме, изложенное в главе 3, позволило впервые получить величину ассоциативной множественности в области $M_x^2/s > 0,5$ или $M_x^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$ (III) для реакции $\bar{p}p$ при 22,4 ГэВ/с (см. рис.5). В области III $\langle n(M_x^2) \rangle$ хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью с параметром наклона $b = 2,8 \pm 0,2$. Увеличение наклона в области III по сравнению с областью II в рамках мультипериферической схемы можно связать с увеличением множественности, т.е. кластеризацией π^- -мезонов в узлах мультипериферической цепочки.

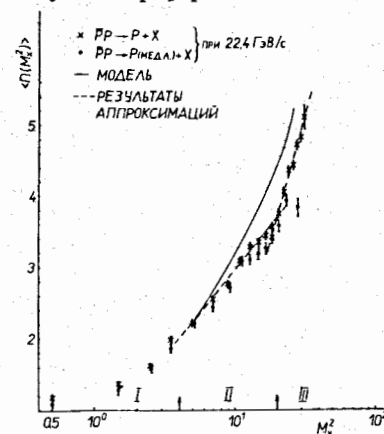


Рис. 5. Зависимость $\langle n(M_x^2) \rangle$ от M_x^2 . Сплошная кривая - результат расчета по кварк-партоновой модели.

Дальнейшее исследование кластеризации частиц в системе X проводилось методом быстротных щелей ($\Delta y^* = y_{i+1}^* - y_i^*$) для каждой топологии в отдельности. В качестве примера на рис.6А приведены нормированные на единицу распределения $dN/d(\Delta y^*)$ для областей II, III в четырехлучевых взаимодействиях. Увеличение вклада малых значений Δy^* в области III указывает, по-видимому, на усиление короткодействующих корреляций между частицами системы X для больших M_X^2 . К аналогичному выводу приводит также рассмотрение событий с более высокой множественностью.

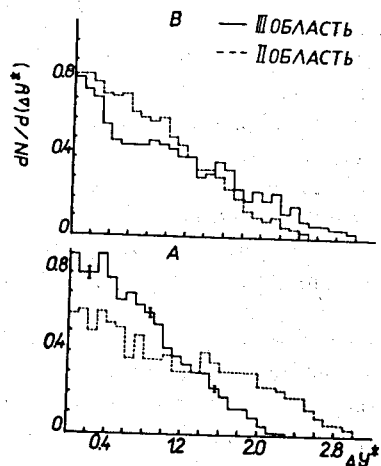


Рис.6. А. Нормированные на единицу распределения по быстротным щелям для 4-лучевых взаимодействий в областях II ($4 \leq M_X^2 \leq 20$ ГэВ²) и III ($M_X^2 \geq 20$ ГэВ²).

В. То же для кварк-партонной модели.

В отличие от эксперимента, для сгенерированных по кварк-партонной модели событий наблюдается уменьшение вклада малых значений Δy^* в области III (см. рис.6В). Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что кластеризация π^- -мезонов не связана с кинематическими эффектами или влиянием распада легких резонансов, учитываемых кварк-партонной моделью.

В заключении сформулированы основные результаты работы:

1. Получены точностные характеристики параметров треков и учтены нелинейные искажения на пленке с установки "Людмила".
2. Определены топологические сечения и моменты распределения по множественности для pp -взаимодействий при 36 ГэВ/с.

3. Разработан метод статистического разделения спектров протонов и π^+ -мезонов для CP -симметричных реакций.

4. Впервые получены данные об основных инклюзивных и полуйнклюзивных характеристиках образования π^+ -мезонов и протонов во всем допустимом фазовом объеме в $\bar{p}p$ -реакции при 22,4 ГэВ/с.

а) обнаружено равенство удвоенных полуйнклюзивных сечений рождения протонов в реакции $\bar{p}p(22,4$ ГэВ/с) с полуйнклюзивными сечениями образования протонов в реакции $pp(24$ ГэВ/с);

б) обнаружена зарядовая асимметрия в спектрах π^+ -мезонов по быстроте, которая уменьшается с ростом множественности.

5. Изучены распределения по поперечным импульсам для протонов и π^+ -мезонов.

а) показано, что спектры по P_t^2 хорошо описываются суперпозицией двух экспонент, а также выражены следующим из статистической модели с "температурой" $T_{\pi^+} = 0,142 \pm 0,001$ ГэВ для π^+ -мезонов и $T_p = 0,104 \pm 0,001$ ГэВ для протонов;

б) изучена зависимость среднего P_t от X для π^+ -мезонов и протонов. Обнаружено усиление "эффекта чайки" для π^+ -мезонов с ростом множественности.

6. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями кварк-партонной модели показало, что модель качественно описывает экспериментальные одночастичные распределения для множественностей $n \geq 4$.

7. Изучены дважды дифференциальные инвариантные сечения $f(y^*, P_t^2)$ образования π^+ -мезонов и протонов.

а) обнаружено совпадение удвоенных сечений образования протонов при $y^* = 0$ для разных интервалов P_t в реакции $\bar{p}p(22,4$ ГэВ/с) с сечением образования протонов в соответствующих интервалах P_t для реакции $pp(24$ ГэВ/с);

б) обнаружено увеличение коэффициента асимметрии с ростом P_t для распределений π^+ -мезонов по y^* ;

в) установлена факторизуемость дважды дифференциальных сечений $f(y^*, P_t^2)$ в области $|y^*| \leq 1,2$ для π^+ -мезонов и протонов.

8. Изучена ассоциативная множественность в реакциях $pp \rightarrow p(\text{медл.}) + X(36$ ГэВ/с) и $\bar{p}p \rightarrow p + X(22,4$ ГэВ/с) как функция недостающей массы к протону.

а) поведение величин $\langle n(M_X^2) \rangle$ совпадает в этих реакциях для области $M_X^2/s \leq 0,5$;

б) впервые удалось получить величину $\langle n(M_X^2) \rangle$ в области $M_X^2/s \geq 0,5$. Обнаружено изменение режима в поведении $\langle n(M_X^2) \rangle$ при значении $M_X^2 \approx 20$ ГэВ². На основе сравнения с кварк-партонной моделью было получено указание на кластеризацию π^- -мезонов в системе X при значении $M_X^2 \geq 20$ ГэВ² ($M_X^2/s \geq 0,5$).

Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях в Токио (1978 г.), Брессаноне (1980 г.) и опубликованы в работах /I-7/.

Литература

1. И.В.Богуславский, ..., Т.П.Топурия и др., Сообщение ОИЯИ, I-10134, Дубна, 1976.
2. E.C.Vose, ..., T.P.Topuriya et al., Nucl.Phys., B174, 45, 1980.
3. Б.В.Батюня, ..., Т.П.Топурия и др., Сообщение ОИЯИ, I-80-362, Дубна, 1980.
4. И.В.Богуславский, ..., Т.П.Топурия и др., Сообщение ОИЯИ, I-11826, Дубна, 1978.
5. В.В.Ватулина, ..., Т.П.Топурия et al., Preprint JINR, E1-12117, Dubna, 1979.
6. А.А.Локтионов, ..., Т.П.Топурия и др., Я.Ф., т.30, вып., 4(10), 1029, 1979.
7. В.В.Ватулина, ... , Т.П.Топурия et al., Preprint JINR, E1-80-366, Dubna, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1980 года.