

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-80-200

ВАЛКАРОВА

Алице

ИЗУЧЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 22,4 ГэВ/с

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1980

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

ГРАМЕНИЦКИЙ

старший научный сотрудник

Игорь Михайлович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

ДРЕМИН

старший научный сотрудник

Игорь Михайлович

кандидат физико-математических наук

ТКАЧЕВ

старший научный сотрудник

Леонид Григорьевич

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Защита диссертации состоится " " 1980г в " " часов на заседании специализированного совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований. г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " " 1980г.

Учённый секретарь

специализированного совета *М. Ф. Лихачёв* М. Ф. ЛИХАЧЁВ

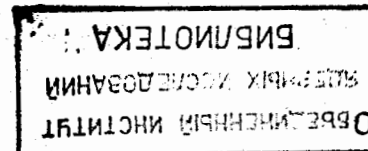
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Изучение процессов множественного образования частиц в адрон-протонных соударениях является одной из важных проблем физики высоких энергий. Для детального исследования этих процессов необходимо получить экспериментальные данные о взаимодействиях адронов разного сорта. Особое место среди них занимают антипротоны, поскольку наличие аннигиляционного канала, влияющего на различные характеристики $\bar{p}p$ -столкновения, может дать дополнительную информацию о природе сильных взаимодействий. Известно, что сечение аннигиляции убывает с ростом энергии, однако при средних энергиях (15 ÷ 30 ГэВ) на долю аннигиляции приходится около 20% полного сечения, и в этой области должны проявляться все основные черты $\bar{p}p$ -взаимодействий. Поэтому экспериментальные исследования $\bar{p}p$ -взаимодействий при средних энергиях являются актуальной задачей.

Для описания процессов множественного рождения частиц были развиты различные теоретические модели, такие, как статистическая, мультипериферическая, мюллер-реджевская и другие, в рамках которых удается объяснить некоторые свойства многочастичных реакций. Большую популярность в последние годы завоевали кварк-партоновые модели, особенно после подтверждения основных следствий калибровочных теорий в экспериментах о лептонах. Поэтому дальнейшая экспериментальная проверка кварковых представлений о сильных взаимодействиях, в том числе антипротон-протонных, также весьма актуальна и является необходимым этапом на пути к построению будущей динамической теории.

Цель работы состояла в последовании корреляций и некоторых инклюзивных характеристик в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с и сравнении полученных результатов с предсказаниями кварк-партоновой и других моделей.

Новизна работы. Получены первые данные по топологическим



сечениям и с помощью метода коллективных переменных произведен анализ азимутальных корреляций, конфигураций импульсов, корреляций по быстротам и зарядам вторичных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с.

Научная ценность работы. Получен и проанализирован большой экспериментальный материал по $\bar{p}p$ -взаимодействиям при 22,4 ГэВ/с. Подтверждена справедливость гипотезы KNO - скейлинга в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Получено указание на то, что обнаруженное различие в поведении распределений по среднему азимутальному углу между парами частиц с одинаковыми и разными зарядами может быть объяснено рождением и распадом резонансов. Обнаруженное различие сферичности в реальных и генерированных по кварк-партонной модели событиях может служить указанием на многоструйный характер процесса $\bar{p}p$ -взаимодействий. Обнаружена тенденция к локальной компенсации заряда в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, которая, по-видимому, связана с рождением резонансов.

Практическая ценность работы состоит в следующем. Созданную систему программ для обработки данных просмотра пленки с установки "Людмила" можно использовать и для других экспериментов, проводимых с помощью камерной методики. Созданная модификация программы $LEPHAD$ может быть использована для формирования ЛСП для любых реакций. Результаты сравнения корреляционных зависимостей с кварк-партонной 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 и заключения. Диссертация содержит 71 страницу машинописного текста, 44 рисунка, 14 таблиц. Список литературы насчитывает 89 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении подчеркивается актуальность темы, отмечается полезность сопоставления данных, полученных при исследовании $\bar{p}p$ -взаимодействий с предсказаниями кварк-партонной модели. Сформулированы основная цель исследования и положения, вынесенные на защиту.

В первой главе излагаются методические особенности процесса получения и обработки данных.

Экспериментальный материал получен с помощью двухметровой водородной камеры "Людмила", облученной в пучке сепарированных антипротонов с импульсом 22,4 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. Даны основные характеристики камеры, системы фотографирования, магнитного поля и пучка.

Описан созданный автором комплекс программ обработки просмотренной информации. Общая схема программ обработки результатов просмотра приведена на рис. 1. После двухкратного просмотра пленки

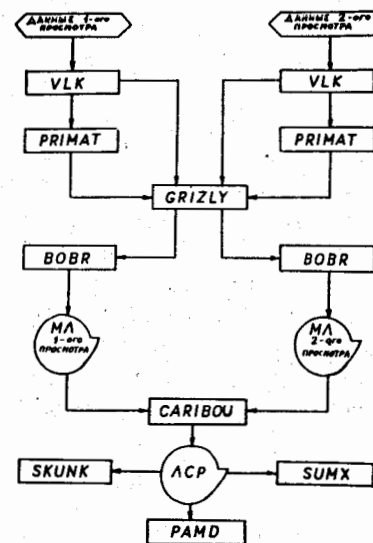


Рис. 1. Схема программ обработки результатов просмотра пленки.

ка информация о каждом событии пробивается на перфокартах 1-го и 2-го просмотра. Правильность пробивки перфокарт проверяется с помощью программы VLK . Число первичных треков на рабочих кадрах суммируется с помощью программы $PRIMAT$. Программа $GRIZLY$ проводит формальную сверку обоих просмотров и выдает список несовпавших событий для анализа разногласий на просмотрном столе, а также список полностью совпавших событий. После просмотра спорных событий, программа $BOBR$ записывает

исправленные коды перфокарт 1-го и 2-го просмотров на магнитные ленты. Программа $CARIBOU$ формирует в новом формате ленту суммарных результатов просмотра и выдает список найденных событий, который используется при измерениях. Информация, записанная на ЛСП просмотра, систематизируется с помощью программы $SUMK$ или $SKUNK$. Таблица с числом событий определенной топологии, найденных при 1-м, 2-м и обоих просмотрах, является входной информацией для определения топологических данных с помощью программы $PAMD$.

В первой главе описывается также процедура получения оптических констант установки, необходимых для работы программы геометрической реконструкции событий (*MDTHRESH* и *HYDRA*). Сравниваются значения оптических констант, полученных для экспозиций 20I-207. Сравнение значений оптических констант, полученных до и после многократного просмотра и измерений, указывает на возникновение нелинейной деформации пленки в процессе ее обработки. В связи с этим подчеркивается полезность учета в программе реконструкции такого эффекта.

Описывается процедура получения инклюзивной ленты суммарных результатов. Для получения физических результатов, вошедших в главы III и IV диссертации, было использовано около 26000 $\bar{p}p$ -событий, записанных на ленту суммарных результатов.

Во второй главе обсуждаются основные положения кварк-партоновой модели, используемой при генерации событий по методу Монте Карло. В этой модели частица представляет собой когерентную суперпозицию валентных кварков, кварков из моря и глюонов. На первой стадии взаимодействия когерентность партонов нарушается, и глюоны превращаются в кварк-антикварковые пары. Затем все партоны перераспределяются и рекомбинируют, образуя стабильные частицы или резонансы, которые на конечной стадии распадаются. В процессе генерации каждой конфигурации партонов присваивается вес

$$dW_N(y_1, \vec{p}_{T1}, \dots, y_N, \vec{p}_{TN}) \sim G^N W_{id} V(x_1, x_2, x_3) \cdot V(x_4, x_5, x_6) \cdot \exp(-\sum_i b \vec{p}_{Ti}^2) \cdot \delta(\sum_i \vec{p}_i) \cdot \delta(E - \sum_i E_i) \prod_i dy_i d^2 p_{Ti} \quad (I)$$

где p_i , E_i , p_{Ti} - импульс, энергия и поперечный импульс кварков, $N = 6 + 2n$ - полное число кварков и антикварков в каждом событии,

G - регулирует среднюю множественность рождаемых партонов, W_{id} - является фактором, учитывающим тождественность партонов определенного типа, факторы $V(x_i, x_j, x_k)$ обеспечивают большие веса конфигураций, в которых валентные кварки имеют большую долю x_i импульса протона (антипротона), фактор $\exp(-\sum b \vec{p}_{Ti}^2)$ ограничивает поперечные импульсы партонов в соответствии с цилиндрическим фазовым объемом.

Кроме этой версии, были использованы еще 2 ее модификации.

В версии I был опущен фактор W_{id} и введены разные наклоны для распределения по p_T^2 для валентных и морских кварков. В версии II вес каждого адрона был умножен на полуфеноменологический фактор $1/m \cdot 1/m_\perp$ (где m (m_\perp) - масса (поперечная масса) адрона).

В модели содержатся 3 (4 в версии I) свободных параметра: G , b и параметр λ , учитывающий подавление рождения странных кварков.

Следует отметить, что в данной модели не рассматриваются процессы дифракционной диссоциации, описывается лишь рекомбинационная часть аннигиляции ($\sim 50\%$ экспериментального аннигиляционного сечения) и не учитывается эффект бозе-симметрии тождественных частиц. Кроме того, в модели пренебрегается рождением резонансов из высших $SU(6)$ -мультиплетов.

Программа для генерации событий по кварк-партоновой модели *LEPHAD* была модифицирована таким образом, что выходные данные генерированных событий записывались на магнитную ленту в формате, удобном для последующего их анализа с помощью программы *SUMX*. Это дало возможность сравнения любых экспериментальных характеристик с предсказаниями модели.

Экспериментальные топологические сечения определялись на основе 11558 $\bar{p}p$ -событий, найденных с эффективностью $\epsilon = (99 \pm 1)\%$ на материалах 20I-й экспозиции. Для неупругих событий была определена величина среднего числа заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle$ и дисперсия $D = (\langle n_{ch}^2 \rangle - \langle n_{ch} \rangle^2)^{1/2}$, миллиметровские параметры корреляции $F_2^- = \langle n_{ch}/2 / (n_{ch}/2 - 1) \rangle - \langle n_{ch}/2 \rangle^2$, отношение $\langle n_{ch} \rangle / D$ 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.

Таблица I.

$\langle n_{ch} \rangle$	D	$\langle n_{ch} \rangle / D$	C_2	C_3	C_4	F_2^-
$4,69 \pm 0,05$	$2,30 \pm 0,06$	$2,04 \pm 0,05$	$1,24 \pm 0,01$	$1,80 \pm 0,03$	$2,94 \pm 0,08$	$-1,02 \pm 0,06$

Было показано, что в области нашей энергии достигнут ранний скейлинг по $\langle n_{ch} \rangle / D$ и что кривая *KNO* скейлинга для $\bar{p}p$ -

-взаимодействий при 22,4 ГэВ/с совпадает с кривой, полученной для $\bar{p}p$ -событий при больших энергиях (см. рис. 2). Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от S для $\bar{p}p$ -взаимодействий в области импульсов $P_{LAB} =$

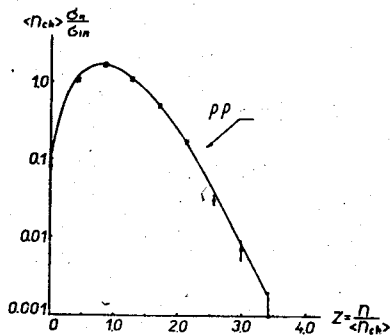


Рис.2. Распределение нормированной множественности $\Psi_n(n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle) = \langle n_{ch} \rangle \cdot \frac{d^n P_{ch}}{dn_{ch}^n}$ для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с /точки/ и распределение, аппроксимированное для pp -взаимодействий при высоких энергиях /сплошная линия/.

$$= 5 - 32 \text{ ГэВ/с хорошо описывается формулой } \langle n_{ch} \rangle = a + b \ln(S/S_0) \quad (S_0 = 1 \text{ ГэВ}^2),$$

$$a = 0,69 \pm 0,19, \quad b = 1,05 \pm 0,05 \text{ и } \chi^2/NF = 0,34.$$

Распределение по топологическим сечениям, полученным для событий, генерированных по кварк-партонной модели, оказалось уже экспериментального. Экспериментальные значения средних множественностей частиц различного сорта сравниваются в таблице 2 с расчетами по 3 версиям кварк-партонной модели. Видно, что доля предсказываемых моделью протонов, по сравнению

Таблица 2.

Тип частицы	Стандартная версия 0	Модифицированная версия I	Модифицированная версия II	Эксперимент
Все отрицательные	$2,40 \pm 0,02$	$2,47 \pm 0,03$	$2,25 \pm 0,03$	$2,35 \pm 0,03$
π^+	$1,75 \pm 0,03$	$1,82 \pm 0,05$	$1,59 \pm 0,05$	$1,91 \pm 0,05$
π^0	$2,26 \pm 0,02$	$2,30 \pm 0,03$	$2,29 \pm 0,03$	$1,86 \pm 0,09$
p	$0,59 \pm 0,01$	$0,57 \pm 0,02$	$0,57 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,02$
Δ^{++}	$0,078 \pm 0,004$	$0,086 \pm 0,006$	$0,109 \pm 0,007$	$0,115 \pm 0,003$
ρ^0	$0,42 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,05$
Λ^0	$0,047 \pm 0,002$	$0,081 \pm 0,006$	$0,060 \pm 0,005$	$0,027 \pm 0,005$
K_s^0	$0,055 \pm 0,003$	$0,092 \pm 0,006$	$0,076 \pm 0,006$	$0,058 \pm 0,003$

с экспериментом, значительно завышена. Варианты 0 и I модели предсказывают сечение рождения ρ^0 -мезона приблизительно в два раза больше, чем экспериментальное сечение, в отличие от варианта II (с полуфеноменологическим фактором $1/m \cdot 1/m_L$), который дает $\langle n_{\rho^0} \rangle$, близкое к экспериментальному.

Обнаружено, что распределения по p_T и y^* для пионов удовлетворительно описываются данной моделью, тогда как экспериментальные распределения для протонов значительно отличаются от результатов моделирования. Такое отличие, по-видимому, связано с тем, что в модели не учитываются дифракционные процессы. Поскольку вклад дифракционных процессов падает с увеличением n_{ch} , то при множественностях $n_{ch} \geq 4$ наблюдается хорошее согласие экспериментальных и моделированных распределений по p_T^2 и y^* и для полунуклеонных каналов. Результаты расчетов по модели цилиндрического фазового объема существенно отличаются от экспериментальных полунуклеонных распределений. Поэтому в дальнейшем сравнение более информативных корреляционных характеристик проводилось с кварк-партонной моделью.

Исследование корреляций между поперечными и продольными переменными показало, что хотя наблюдаемый эффект асимметрии относительно $y^* = 0$ пионных y^* -распределений описывается моделью, экспериментально наблюдаемый рост асимметрии y^* -спектров с возрастанием p_T модель не воспроизводит. Эффект чайки (зависимость $\langle p_T^2 \rangle$ от x) кварк-партонной моделью также описывается лишь на количественном уровне.

В третьей главе анализируется структура распределения импульсов вторичных частиц в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Азимутальные корреляции исследуются с помощью коллективной переменной $S_k^{n_{ch}}$, определяемой в каждом событии:

$$S_k^{n_{ch}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\cos k \varphi_{ij}}{n_{ch}(n_{ch}-1)}, \quad k = 1, 2, 3 \dots \quad (2)$$

где φ_{ij} - азимутальный угол между поперечными импульсами пары частиц. Была обнаружена разница между корреляциями по азимутальному углу пар частиц с одинаковыми и разными зарядами. Такая разница не объясняется полностью ни присутствием лидирующих частиц, ни эффектом интерференции тождественных частиц. Было показано, что кварк-партонная модель удовлетворительно описывает среднее значение азимутального угла между парами частиц для

всех топологий (см. рис. 3) и предсказывает различные средние значения углов между парами частиц с одинаковыми и разными зарядами (см. рис. 3). Кварк-партоновая модель лучше воспроизводит

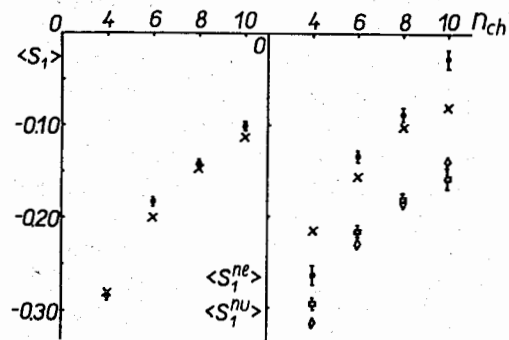


Рис. 3. а/ Распределение по N_{ch} . Экспериментальные данные /точки/, кварк-партоновая модель /крестики/. б/ Распределение по S_1^{ne} для пар частиц с одинаковыми зарядами - экспериментальные данные /точки/ модель /крестики/, распределение по S_1^{nu} для пар частиц с разными зарядами - экспериментальные данные /квадратики/, модель /ромбы/.

экспериментальные данные для пар частиц с разными зарядами, чем для пар с одинаковыми зарядами. Следовательно, такое экспериментально наблюдаемое различие может быть, по крайней мере, на качественном уровне, объяснено образованием и распадом резонансов.

Выстроенность $\bar{p}p$ -событий в пространстве импульсов вторичных частиц изучалась с помощью собственных значений λ_i ($i = 1, 2, 3$) тензора

$$T^{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^{n_{ch}} (\delta^{\alpha\beta} p_i^{\alpha} p_i^{\beta} - p_i^{\alpha} p_i^{\beta}), \quad (3)$$

где p_i^{α} - компоненты импульса i -ой частицы в системе центра масс ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$). Полученные при диагонализации тензора $T^{\alpha\beta}$ направления собственных векторов $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ определяют так называемую систему главных осей.

Сферичность S определяется соотношением

$$S = \frac{3 \cdot \lambda_{i \min}}{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}. \quad (4)$$

Выстроенность событий в плоскости поперечных импульсов можно исследовать с помощью величины планарности

$$P = \frac{2 \cdot \lambda_{i \min}}{\lambda_2 + \lambda_3}, \quad (5)$$

где λ_2, λ_3 - собственные значения тензора $T^{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 2, 3$). Было обнаружено, что планарность $\bar{p}p$ -событий находится в соответствии с предсказаниями кварк-партоновой модели, но не опи-

сывается моделью цилиндрического фазового объема (см. рис. 4).

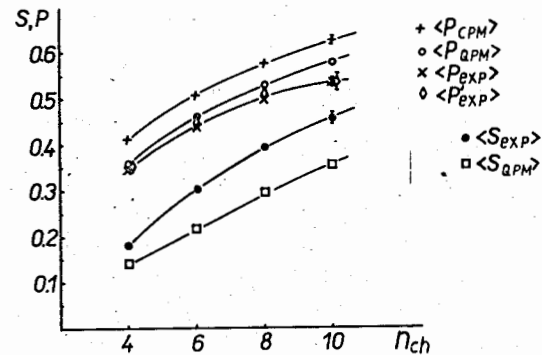


Рис. 4. Среднее значение планарности в зависимости от N_{ch} для экспериментальных событий $\langle P_{EXP} \rangle$; для экспериментальных событий без пар частиц из области интерференции $\langle P_{EXP} \rangle$; для событий, генерированных по цилиндрическому фазовому объему $\langle P_{QPM} \rangle$ и кварк-партоновой модели $\langle P_{QPM} \rangle$. Средние значения сферичности в зависимости от N_{ch} для экспериментальных событий $\langle S_{EXP} \rangle$ и событий, моделированных по кварк-партоновой модели $\langle S_{QPM} \rangle$.

В модели завишена выстроенность событий вдоль оси реакции. Несответствие экспериментального и модельного значений сферичности может являться указанием на многоструйную структуру $\bar{p}p$ -взаимодействий.

Распределение по косинусу угла между направлением пучковой частицы и главной оси пред-

ставляет собой для $N_{ch} = 4$ и 6 суперпозицию двух экспонент, что можно, по-видимому, объяснить наличием двух механизмов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях (например, неаннигиляционного и аннигиляционного).

Наблюдаемое на эксперименте неравномерное распределение по азимутальному углу ϕ_B пучковой частицы в системе главных осей, объясняемое иногда выстроенностью орбитальных моментов, кварк-партоновой моделью качественно описывается в отличие от модели цилиндрического фазового объема. Такая неравномерность

ϕ_B - распределения связана с вкладом событий с большими P_T , поскольку расчет по цилиндрическому фазовому объему дает заниженную долю событий с большими P_T по сравнению с кварк-партоновой моделью и с экспериментом.

В четвертой главе анализируются корреляции по быстроте методом быстротных интервалов и дисперсий по быстротам. Интервалы по быстротам определяются для каждого события следующим образом:

$$\Delta y_{ch}^e = \frac{y_{i+1} - y_i}{Y}, \quad (6)$$

где $y_1 < y_2 < \dots < y_{n_{ch}}$, Y - ширина разрешенной кинематической области, $0 \leq \ell \leq n_{ch} - 2$, и дисперсия по быструтам частиц в событии определена как

$$\sigma = \left(\frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{n_{ch}} (y_i - \bar{y})^2 \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где M - число частиц после исключения лидирующих (лидирующими считались частицы с $|x| > 0,5$).

Распределения по быструтым интервалам сдвинуты по сравнению с предсказаниями кварк-партонной модели в область малых значений $\Delta Y_{n_{ch}}^c$, причем этот сдвиг увеличивается с ростом ℓ . Дисперсия по быструтам оказывается в среднем меньше для экспериментальных событий, чем для моделированных (см. рис. 5).

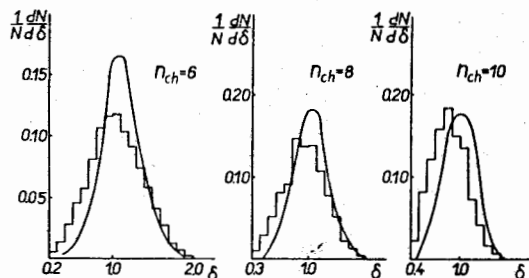


Рис. 5. Экспериментальные распределения дисперсий по быструтам δ для экспериментальных событий /гистограмма/ и событий, генерированных по кварк-партонной модели /кривая/.

Это указывает на необходимость модификации модели, связанной либо с увеличением роли кластеризации путем введения резонансов из высших $SU(6)$ мультиплетов, либо с изменением кварковых x -распределений.

Корреляции по заряду вторичных частиц изучались с помощью величины переноса заряда

$$\Delta Q = \sum_{i=1}^{n_B} Q_i - Q_{target}, \quad (8)$$

где Q_i - заряд i -ой частицы, и суммирование проводится по всем частицам, летящим в системе центра масс в заднюю полусферу. Экспериментальное значение этой величины, равное $\langle \Delta Q \rangle = -0,40 \pm 0,01$, не совпадает со значением $\langle \Delta Q \rangle = -0,15$, полученным для событий, генерированных по кварк-партонной модели. Введение в модель возможности рекомбинации валентных кварков с валентными антикварками могло бы устранить этот недостаток модели.

Распределение заряда по шкале быструт изучалось с помощью функции $Z(y)$ (зональный график), определенной следующим образом:

$$Z(y) = \sum_{i=1}^{n_{ch}} Q_i \Theta(y - y_i) - Q_{beam} \Theta(y - y_{beam}) - Q_{target} \Theta(y - y_{target}), \quad (9)$$

где $\Theta(y - y_i)$ - ступенчатая функция. Распределения по числу зон в событии сравнивались для разных n_{ch} с предсказаниями кварк-партонной модели и модели со случайно распределенными зарядами. Наблюдаемая в экспериментальных событиях тенденция к локальной компенсации заряда хорошо описывается кварк-партонной моделью и противоречит модели со случайным распределением зарядов (рис. 6). Следовательно, тенденция к локальной компенсации заряда в нашей реакции связана с образованием резонансов.

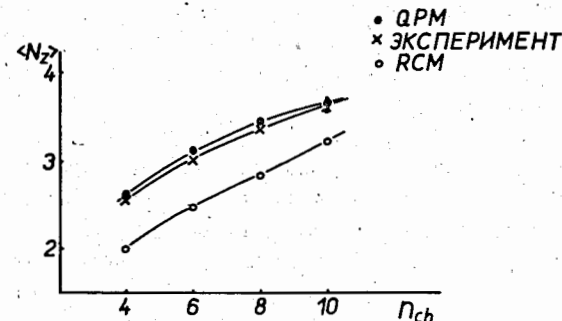


Рис. 6. Распределение по среднему числу зон $\langle N_z \rangle$ в событии в зависимости от n_{ch} для экспериментальных событий, событий, генерированных по кварк-партонной модели (QPM) и событий со случайно распределенными зарядами (RCM).

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Создана и внедрена в эксплуатацию система программ, осуществляющая накопление и обработку данных просмотра пленки с водородной камеры "Людмила".

2. Определены оптические константы установки "Людмила" для антипротонного облучения 20I-207 экспозиций. Получено указание на возникновение нелинейной деформации пленки в процессе ее просмотра и измерения.

3. Модифицирована программа **LEPHAD** генерации событий по кварк-партонной модели для моделирования $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с с последующим их накоплением на ЛСР.

4. Определены топологические сечения, средняя множественность заряженных частиц, дисперсия распределения по множественностям и высшие моменты для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с. Показано, что распределение нормированной множественности совпадает с этим же распределением для pp -взаимодействий в интервале энергий 50–200 ГэВ, что указывает на справедливость гипотезы **KNO**-скейлинга в $\bar{p}p$ -взаимодействиях.

5. Проведено сравнение выхода частиц разного сорта в $\bar{p}p$ -взаимодействиях с предсказаниями трех вариантов кварк-партонной модели. Все варианты модели предсказывают завышенное значение выхода барионов по сравнению с экспериментом. Вариант II кварк-партонной модели с полуфеноменологическим фактором $1/m \cdot 1/m_{\perp}$ предсказывает совпадающее с экспериментальным значение сечения рождения ρ^0 -мезонов.

6. Найдено, что полуинклюзивные экспериментальные спектры заряженных частиц удовлетворительно описываются кварк-партонной моделью в отличие от модели цилиндрического фазового объема.

7. Обнаружено различие в поведении распределений по среднему азимутальному углу между парами частиц с одинаковыми и разными зарядами в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с. Получено указание на то, что такое различие может быть объяснено рождением и распадом резонансов из низших **SU(6)** мультиплетов.

8. Показано, что наблюдаемая выстроенность в плоскости поперечных импульсов хорошо описывается кварк-партонной моделью. Проведен анализ сферичности в импульсном пространстве для $\bar{p}p$ -взаимодействий. Обнаруженное различие сферичности в реальных и генерированных по кварк-партонной модели событиях может служить указанием на многоструйный характер процесса $\bar{p}p$ -взаимодействий.

9. На основе проведенного анализа корреляций по быстротам в $\bar{p}p$ -взаимодействиях получено указание на более сильную кластеризацию по быстротам в экспериментальных событиях, чем в событиях, генерированных по кварк-партонной модели.

10. Обнаружена тенденция к локальной компенсации заряда в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, которая, по-видимому, связана с рождением резонансов. Показано, что экспериментальное значение величины пе-

реноса заряда между задней и передней полушарами существенно больше предсказанного кварк-партонной моделью.

II. На основе проведенного анализа предлагается следующая модификация кварк-партонной модели:

- а) введение резонансов из высших **SU(6)** мультиплетов;
- б) введение возможности аннигиляции или рекомбинации валентных кварков с валентными антикварками;
- в) изменение фактора $(x_i \cdot x_j \cdot x_k)^{1/2}$ для валентных кварков на $(x_i \cdot x_j \cdot x_k)^{\alpha}$, где $\alpha < 1/2$ и введение факторов $(1-x)^{\beta}$, где $\beta > 0$ для морских кварков;
- г) введение корреляции переменных p_T и x для кварков;
- д) более точный учет закона сохранения энергии в процессе рекомбинации партонов в адроны и резонансы.

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на международной конференции в Либлицах (1974 г.), на симпозиумах в Хельсинки (1978 г.) и Модре (1979 г.) и опубликованы в следующих работах:

1. А. Валкарова, З. Златанов, сообщение ОИЯИ I-8905, Дубна, 1975.
2. А. Валкарова, Р. Ледницки, В.И. Молоствова. Сообщение ОИЯИ I-12356; Дубна, 1979.
3. L.N.Abesalashvili... A.Valkárová. Phys.Lett., 52B, (1974), 236, JINR, E1-7876, Dubna, 1974.
4. Э.Т. Боос ... А. Валкарова .. ИФ, 31, (1980) 375.
E.C.Boos... A.Valkárová... preprint JINR, E1-12487, Dubna, 1979.
5. P.Lichard, A.Mašejová, J.Pišút, J.Cvach, A.Valkárová. Acta Phys Polonica B10, (1979) 785.
6. Б.В.Батюня... А.Валкарова..., Сообщение ОИЯИ, PI-I298I, Дубна, 1980.
7. Б.В.Батюня ... А.Валкарова..., Сообщение ОИЯИ, PI-I2982, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
II марта 1980 года.