

УДК 539.17

МНОЖЕСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ В $\bar{p}p$ - И pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 32 ГэВ/с И МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Л. В. Бравина, П. Ф. Ермолов, Е. Е. Забродин, Н. П. Карпинская, Н. А. Круглов, О. Ю. Лукина, В. С. Мурзин, А. С. Проскуряков, Л. И. Сарычева, Л. Н. Смирнова

(НИИЯФ)

М. Ю. Боголюбский, А. А. Минаенко, А. М. Моисеев

(ИФВЭ ГКАЭ)

Приведены результаты экспериментального исследования основных процессов, наблюдаемых в соударениях антипротонов и протонов с импульсом 32 ГэВ/с с протонами в жидководородной пузырьковой камере «Мирабель». Показано, что механизм этих процессов может быть описан на кварк-партоном уровне в модели кварк-глюонных струн.

§ 1. Введение

Эксперименты на больших пузырьковых камерах внесли существенный вклад в физику высоких энергий и оправдали затраты на создание таких камер. Жидководородная пузырьковая камера «Мирабель», работавшая на Серпуховском ускорителе ИФВЭ в 1971—84 гг., была второй по величине в мире. На камере «Мирабель» реализована большая программа исследований адронной физики. Эксперимент по изучению взаимодействий антипротонов с протонами ($\bar{p}p$) выполнен в 1976—86 гг. Камера облучалась сепарированными пучками антипротонов и протонов с импульсом 32 ГэВ/с. Описание камеры и системы обработки событий приведены в работах [1, 2].

В работе исследуются различные физические процессы, происходящие при соударениях антипротонов и протонов с протонами, в том числе процесс $\bar{p}p$ -аннигиляции. Актуальность проведенных исследований и их связь с современными представлениями физики обусловлена поисками проявлений в этих процессах кварковой структуры адронов. Анализ механизма исследуемых процессов на кварк-партоном уровне долгое время носил феноменологический характер. Развитие моделей мягких взаимодействий, использующих их описание на кварк-партоном уровне, в первую очередь модели кварк-глюонных струн [3, 4], позволило более определенно делать заключения о динамике основных процессов множественного образования частиц в мягких адронных соударениях. Особенно большую роль сыграла разработка Монте-Карло-программ на ЭВМ, позволившая провести детальное сравнение моделей с экспериментом и сделать заключения о механизме рассматриваемых процессов.

Основными методическими достоинствами эксперимента являются:

- 1) 4π-геометрия детектора;
- 2) регистрация как заряженных, так и нейтральных частиц: Λ , $\bar{\Lambda}$, K_s^0 и γ ;
- 3) большая статистика — 250 тыс. полностью измеренных $\bar{p}p$ -событий и 80 тыс. pp -взаимодействий.

В данной работе будут рассмотрены результаты, полученные главным образом при анализе $\bar{p}p$ -соударений. Анализ pp -соударений еще продолжается.

§ 2. Эксклюзивные каналы $\bar{p}p$ -взаимодействий

В эксклюзивных каналах реакций известны природа и импульсы всех частиц в конечном состоянии. При анализе $\bar{p}p$ -взаимодействий с помощью программы кинематического анализа GRIND выделено 42 различные реакции. Значительную долю выделенных событий составляют упругие взаимодействия $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$. Полное сечение упругих $\bar{p}p$ -взаимодействий при 32 ГэВ/с $\sigma_{el} = 8,2 \pm 0,2$ мб [5].

Сечения эксклюзивных реакций в $\bar{p}p$ -взаимодействиях приведены в табл. 1. В значительной части реакций энергия, при которой наблю-

Таблица 1

Сечения эксклюзивных реакций $\bar{p}p$ -взаимодействий при импульсе 32 ГэВ/с

Реакция	Число событий	σ , мб	Реакция	Число событий	σ , мб
$\bar{p}p \pi^+ \pi^-$	5274	1320 ± 20	$\bar{p}K^+ \Lambda \pi^+ \pi^-$	60	28 ± 4
$\bar{p}p 2\pi^+ 2\pi^-$	1387	413 ± 15	$\bar{p}K^+ \Lambda 2\pi^+ 2\pi^-$	36	17 ± 3
$\bar{p}p 3\pi^+ 3\pi^-$	426	138 ± 6	$\bar{p}K^+ \Lambda 3\pi^+ 3\pi^-$	4	2 ± 1
$\bar{p}p 4\pi^+ 4\pi^-$	89	41 ± 4	$\bar{p}\pi^+ K^0 \Lambda$	11	20 ± 6
$\bar{p}p 5\pi^+ 5\pi^-$	10	6 ± 2	$\bar{p}\pi^+ K^0 \Lambda \pi^+ \pi^-$	10	18 ± 6
$\bar{p}p 6\pi^+ 6\pi^-$	1	0,5	$\bar{p}\pi^+ K^0 \Lambda 2\pi^+ 2\pi^-$	1	2
$2p 2p$	19	4 ± 1	$\bar{p}p K^0 K^- \pi^+ (+ з. с.)$	43	32 ± 5
$2p 2p \pi^+ \pi^-$	42	11	$\bar{p}p K^0 K^- 2\pi^+ \pi^- (+ з. с.)$	33	28 ± 5
$\bar{p}p K^+ K^-$	117	28 ± 9	$\bar{p}p K^0 K^- 3\pi^+ 2\pi^- (+ з. с.)$	20	18 ± 4
$2\pi^+ 2\pi^-$	8	$1,7 \pm 0,8$	$\bar{p}p K^0 K^- 4\pi^+ 3\pi^- (+ з. с.)$	1	1
$3\pi^+ 3\pi^-$	20	$4,3 \pm 1,1$	$\Lambda \bar{\Lambda} \pi^+ \pi^-$	4	5 ± 3
$4\pi^+ 4\pi^-$	31	$9,3 \pm 1,9$	$\Lambda \bar{\Lambda} 2\pi^+ 2\pi^-$	5	4 ± 2
$5\pi^+ 5\pi^-$	20	$6,9 \pm 2,0$	$\Lambda \bar{\Lambda} 3\pi^+ 3\pi^-$	2	1
$6\pi^+ 6\pi^-$	16	$6,8 \pm 2,1$	$\bar{p}p K^0 \bar{K}^0$	4	12 ± 6
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0*$	36	19 ± 4	$\bar{p}p K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	2	7 ± 5
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0*$	123	72 ± 6	$\bar{p}p K^0 \bar{K}^0 2\pi^+ 2\pi^-$	1	4
$4\pi^+ 4\pi^- \pi^0*$	146	92 ± 8	$K^- K^0 2\pi^+ \pi^- (+ з. с.)$	2	$2,3 \pm 1,6$
$5\pi^+ 5\pi^- \pi^0*$	84	63 ± 7	$K^- K^0 3\pi^+ 2\pi^- (+ з. с.)$	6	$6,7 \pm 2,8$
$6\pi^+ 6\pi^- \pi^0*$	23	21 ± 4	$K^- K^0 4\pi^+ 3\pi^- (+ з. с.)$	8	$9,6 \pm 3,9$
$\bar{p}p K^+ \Lambda$	24	9 ± 2	$K^- K^0 5\pi^+ 4\pi^- (+ з. с.)$	2	$2,7 \pm 1,9$

* Приведено число событий, в которых π^0 -мезон имеет положительный импульс в с. ц. м.

дались события, является максимальной, например реакции с образованием странных частиц, $\bar{p}p$ -аннигиляции.

Энергетическая зависимость реакции

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

имеет вид $\sigma_1 \sim s^{-0,61 \pm 0,02}$, где s — квадрат энергии в с.д.м. Выделение различных процессов в этой реакции проводилось методом кинематического анализа в продольном фазовом пространстве [6] (*LPS*-анализ). Все события разделялись на группы в зависимости от количества и знаков заряда π -мезонов, вылетающих по направлению движения протона или антипротона. Установлено, что при 32 ГэВ/с сечение процесса $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++}\bar{\Delta}^{++}$ составляет 10% сечения реакции (1) (0,26 мб), тогда как при импульсе 7 ГэВ/с оно составляло около 50% этого сечения. Кроме Δ -изобар наблюдается образование более тяжелых резонансов. В спектре эффективных масс ($p\pi^+$) наблюдается сигнал изобары N (1920) с сечением $0,065 \pm 0,007$ мб.

С увеличением импульса возрастает вклад дифракционных процессов. Сечение одновершинной дифракционной диссоциации при импульсе 22,4 ГэВ/с в реакции (1) составляет 39%, при 32 ГэВ/с — 68% и при 100 ГэВ/с — уже 80% сечения. В событиях дифракционного типа

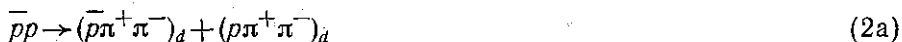
наблюдается образование $\Delta^{++}(\bar{\Delta}^{++})$ и $\Delta^0(\bar{\Delta}^0)$ -изобар. Отношение сечений их образования $\sigma(\Delta^{++})/\sigma(\Delta^0) \simeq 9/1$, как ожидается для распада дифракционной системы с изотопическим спином $I=1/2$.

Образование ρ^0 -мезона в реакции (1) имеет сечение $0,08 \pm 0,025$ мб. Он образуется в основном в событиях дифракционного типа, т. е. в областях фрагментации начальных нуклонов, а не в центральной области. Процесс парного образования $\Delta^0\bar{\Delta}^0$ сильно подавлен.

В реакции



интерес представляют следующие дифракционные процессы: двухвершинная дифракционная диссоциация



и одновершинная многочастичная дифракционная диссоциация



Выделение дифракционной компоненты при рассматриваемой энергии является сложной методической задачей [7, 8]. Последовательное использование критериев отбора, вытекающих из определения процесса дифракции, и оценка недифракционного фона для отобранных в качестве дифракционных событий с помощью кварковой фрагментационной модели, разработанной в университете г. Лунд (ЛМ), показали, что сечение процесса (2a) составляет (26 ± 5) мкб. Это согласуется с его оценкой из условия факторизации дифракции протона и антипротона (25 мкб). Сечение процесса (2б) составляет 53 ± 6 мкб.

Свойства многочастичных распадов дифракционной системы зависят от моделей взаимодействия померона с нуклоном. Изучение структуры дифракционного кластера из пяти частиц в процессе (2б) показало, что 1) протоны обладают асимметрией вылета в с.д.м. дифракционного кластера и 2) отсутствует перенос электрического заряда в пионной системе кластера.

Асимметрию углового распределения протонов можно видеть на рис. 1. На нем приведены распределения по косинусу угла Готфрида—Джексона $\cos\theta_G$ протонов и π -мезонов дифракционного кластера с массой $2,75 < M_x < 3,25$ ГэВ. Показано также распределение протонов для фоновых событий, найденное с помощью ЛМ. Асимметрия углово-

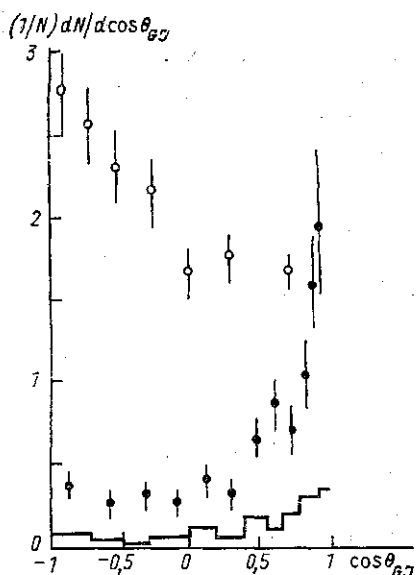


Рис. 1

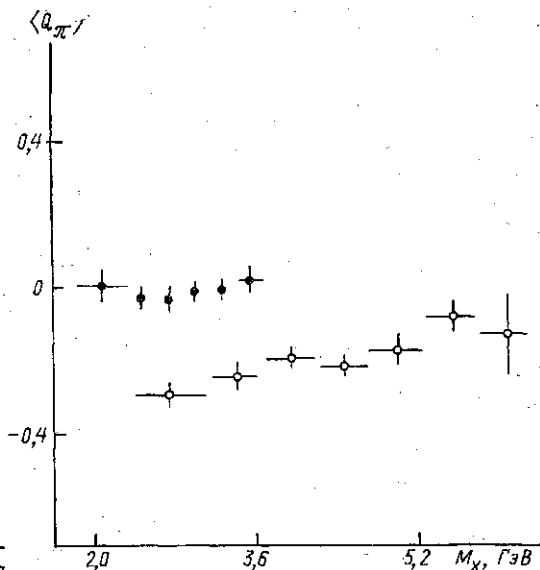


Рис. 2

Рис. 1. Распределения протонов (черные кружки) и π -мезонов (светлые) дифракционного кластера с массой $2,75 < M_x < 3,25$ ГэВ в реакции (26) по косинусу угла Готфрида—Джексона; гистограмма — фоновые события лундской модели

Рис. 2. Средние значения электрического заряда мезонной системы $\langle Q_\pi \rangle$ в дифракционных (черные кружки) и недифракционных кластерах (светлые) в зависимости от массы кластера M_x

го распределения протонов в дифракционной системе наблюдалась ранее в реакциях $K^- p \rightarrow K^- + (p2\pi^+2\pi^-)_d$ при 32 ГэВ/с [9] и в $pp \rightarrow p + (p2\pi^+2\pi^-)_d$ при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ на ISR [10]. Эффект лидирования протона описывается в дуальной партонной модели [11], где дифракционный кластер состоит из двух струй: продуктов фрагментации валентных кварка и дикварка. В этой модели мезоны от фрагментации валентного кварка должны уносить в среднем электрический заряд, равный среднему электрическому заряду валентного кварка протона ($1/3$). Из-за перекрытия струй заряд может иметь меньшую величину. Для частичной компенсации этого эффекта величина заряда мезонов Q_π определялась выражением $Q_\pi = \sum_i e_i z_i^\alpha$; e_i — заряд i -й частицы, $\alpha = 0,5$;

$z_i = (E_i + p_{\parallel i}) / \sum_j (E_j + p_{\parallel j})$, суммирование проводится по всем мезо-

нам, вылетающим в полусферу в с.д.м. кластера, противоположную направлению вылета протона. Величина $\langle Q_\pi \rangle$ приведена на рис. 2 в зависимости от массы кластера M_x для дифракционных и недифракционных событий в реакции (2). Видно, что значения $\langle Q_\pi \rangle$ близки к нулю для дифракционных кластеров и отличаются от значений $\langle Q_\pi \rangle$ для недифракционных кинематических кластеров.

Совокупность экспериментальных данных показывает, что приемлемой является модель, где померон взаимодействует только с глюонной компонентой протона.

Важной особенностью $\bar{p}p$ -взаимодействий является существование аннигиляционных процессов, в которых среди вторичных частиц отсут-

ствуют барионы. Полное сечение этого процесса уменьшается с ростом энергии пропорционально $1/\sqrt{s}$. При 32 ГэВ/с основную долю аннигиляционных событий составляют реакции с шестью и более мезонами в конечном состоянии. При импульсах ~ 10 ГэВ/с, при которых они исследовались ранее, мезоны в таких реакциях составляли изотропный кластер. С увеличением начального импульса при распаде мезонной системы появляются свойства анизотропии и асимметрии и при большом количестве мезонов. При увеличении энергии проявились динамические особенности процесса аннигиляции в многочастичных каналах.

Интересную информацию удалось получить при анализе среднего электрического заряда мезонов в одной полусфере в с.ц.м. Для всех мезонов, вылетающих по направлению начального протона, определялся суммарный заряд $Q_B = \sum_i e_i$, заряд мезона Q_1 с максимальным и заряд Q_2 со вторым по величине значением импульса в данной полусфере. Значения зарядов $\langle Q_B \rangle$, $\langle Q_1 \rangle$ и $\langle Q_2 \rangle$, усредненные по всем аннигиляционным событиям с числом мезонов n , показаны на рис. 3, а

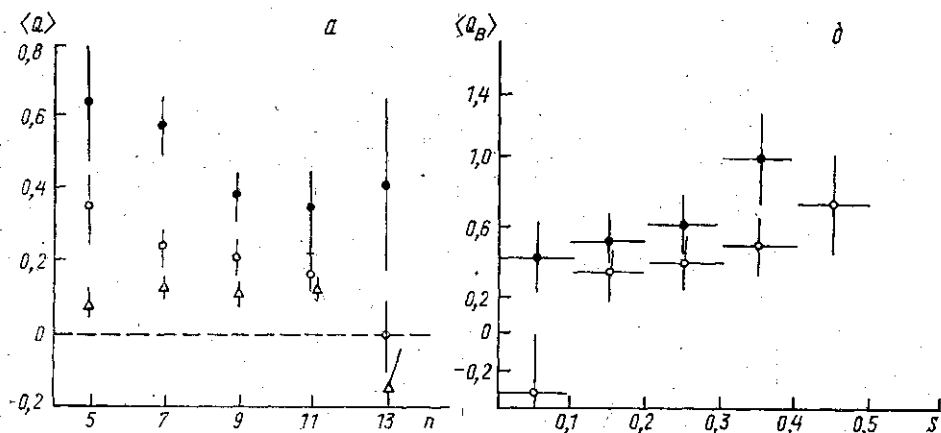


Рис. 3. Зависимости значений зарядов $\langle Q_B \rangle$ (черные кружки), $\langle Q_1 \rangle$ (светлые) и $\langle Q_2 \rangle$ (треугольники) от множественности вторичных частиц n в реакциях $\bar{p}p \rightarrow (n-1)\pi^\pm + \pi^0$ (а) и заряда $\langle Q_B \rangle$ от величины сферичности S событий с $n=9$ (черные кружки) и 11 (светлые) (б)

в зависимости от величины n . Помимо того что значения $\langle Q_B \rangle$ имеют большие положительные величины, видно, что избыток электрического заряда не связан только с одним лидирующим мезоном. Значения $\langle Q_1 \rangle \approx (1/2)\langle Q_B \rangle$, т. е. электрический заряд протона, обеспечивающий избыток положительного электрического заряда в задней полусфере, распределен между несколькими мезонами, летящими по направлению протона. Этот факт указывает на сохранение большей части валентных кварков нуклона в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции. Интересно, что для событий, имеющих большую сферичность разлета частиц S , что возможно в случае большого количества фрагментов нуклона, величина заряда $\langle Q_B \rangle$ возрастает (рис. 3, б).

Таким образом, эксклюзивные каналы позволяют изучить различные процессы $\bar{p}p$ -взаимодействий. В них отчетливо проявляются процессы дифракции, $\bar{p}p$ -аннигиляции, образования резонансов. Однако эти реакции пока не имеют количественного описания на кварк-партоном уровне.

§ 3. Инклюзивные реакции

1°. Процессы образования резонансов и странных частиц

Основные свойства эксклюзивных каналов реакций присущи всем событиям $\bar{p}p$ -взаимодействий. Они исследуются в инклюзивных $\bar{p}p$ -реакциях. В эксперименте определены инклюзивные сечения образования большого количества резонансов. Они приведены в табл. 2. Помимо сечений определены спектры для части резонансов [12—14]. Для ρ^0 - и f_2 -мезонов найдены средние значения поперечных импульсов

$$\langle p_{\perp} \rangle_{\rho^0} = 0,50 \pm 0,09 \text{ ГэВ/с} \text{ и } \langle p_{\perp} \rangle_{f_2} = 0,32 \pm 0,02 \text{ ГэВ/с.}$$

Таблица 2

Сечения образования резонансов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с

Резонанс	σ , мб
ρ^0 (770)	$8,96 \pm 0,90$
f^0 (975)	$0,33 \pm 0,15$
f_2 (1270)	$1,92 \pm 0,18$
η (550)	$12,8 \pm 3,1$
ω (783)	$12,8 \pm 4,3$
a_2 (1320)	$2,75 \pm 0,43$
ϕ (1020)	$0,174 \pm 0,82$
$K^{*\pm}$ (890)	$1,78 \pm 0,14$
$K^{*\pm}$ (1430)	$0,048 \pm 0,004$
Δ^{++} (1232)	$2,56 \pm 0,09$
Δ^0 (1232)	$2,16 \pm 0,26$

В скобках указана масса резонанса в МэВ.

Таблица 3

Сечения реакций с образованием странных частиц. Система X не содержит странных частиц

Тип реакции	σ , мкб	
	pp	$\bar{p}p$
$K\bar{K} + X$	2250 ± 180	4260 ± 260
$YK + X$	2925 ± 200	$3420 \pm 160^*$
$Y\bar{Y} + X$	67 ± 12	745 ± 65
$YKYK + X$	50 ± 23	$134 \pm 53^{**}$
$YKK\bar{K} + X$	340 ± 160	$86 \pm 70^*$
$K\bar{K}K\bar{K} + X$	0 ± 50	265 ± 70
$S\bar{S} + X$	6000 ± 300	9400 ± 300

* Сечение включает также сечение зарядовосопряженной реакции.

** Сечение реакции $\bar{p}p \rightarrow YK\bar{Y}\bar{K} + X$.

Примечательным свойством образования ρ^0 -мезона является выстроенность его спина относительно нормали \mathbf{n} к плоскости его рождения, т. е. плоскости, образованной направлениями движения начального антипротона и ρ^0 -мезона. В системе покоя ρ^0 -мезона определяется угол θ_T между вектором \mathbf{n} и направлением вылета распадного π^- -мезона ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

Распределение по $\cos \theta_T$ имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d(\cos \theta_T)} = N [(1 - \rho_{00}^T) + 3(\rho_{00}^T - 1) \cos^2 \theta_T].$$

В отсутствие выстроенности $\rho_{00}^T = 1/3$. Экспериментальное значение $\rho_{00}^T = 0,42 \pm 0,04$. Впервые эффект выстроенности ρ^0 -мезона наблюдался в работе [15]. В настоящем эксперименте удалось впервые наблюдать выстроенность другого резонанса $K^{*\pm}$ (890) со значением $\rho_{00}^T = 0,48 \pm 0,05$.

В $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с нейтральные странные частицы Λ , $\bar{\Lambda}$, K_s^0 регистрируются и поодиночке, и в различных комбинациях. В $\bar{p}p$ -взаимодействиях нейтральные странные частицы рождаются более интенсивно, чем в pp -взаимодействиях. При учете ряда соотно-

шений между вероятностями образования нейтральных и заряженных странных частиц были определены полные сечения образования странных каонов и гиперонов в различных каналах и полные сечения образования пары странных частиц (табл. 3). Последнее сечение соответствует сечению образования пары странных кварков в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях, так как в обеих реакциях в начальном состоянии отсутствуют странные валентные кварки. Сравнение сечений образования пар K -мезонов ($K\bar{K}$) в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях позволило оценить среднюю множественность этих пар в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции $K\bar{K}_{\bar{p}p\text{ан}} = 0,35 \pm 0,06$, что существенно выше, чем в pp -взаимодействиях ($0,084 \pm 0,008$).

Средняя множественность K_s^0 в $\bar{p}p$ -взаимодействиях выше, чем в pp -взаимодействиях и увеличивается с ростом n_{\pm} (рис. 4, а). Множественность Λ -гиперонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях уменьшается с ростом n_{\pm} ,

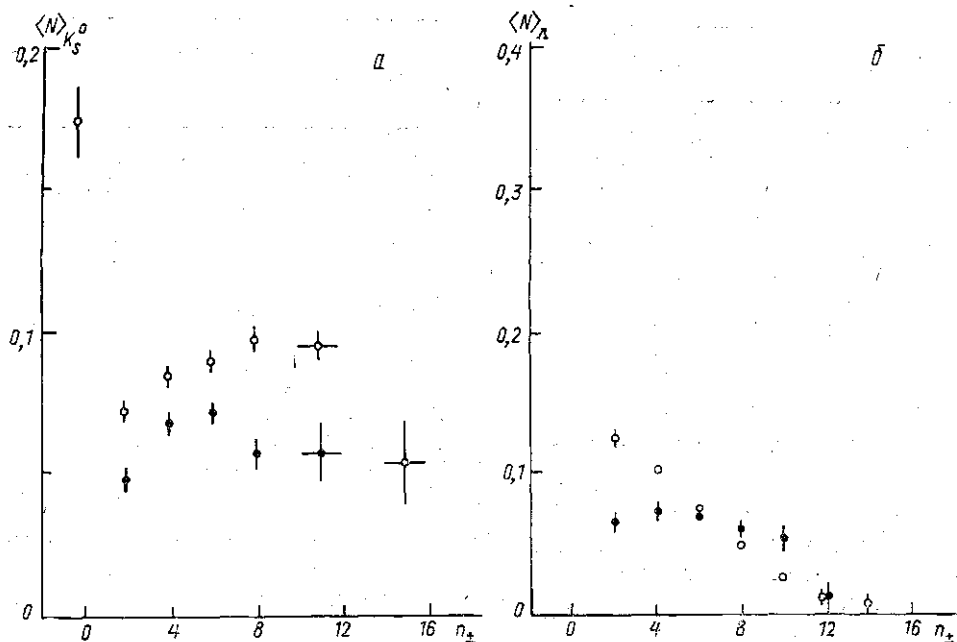


Рис. 4. Средние множественности K_s^0 -мезонов (а) и Λ -гиперонов (б) в $\bar{p}p$ - (светлые кружки) и pp -взаимодействиях (черные) при 32 ГэВ/с в зависимости от числа заряженных частиц в событии n_{\pm}

тогда как в pp -взаимодействиях она постоянна (рис. 4, б). Все эти особенности объясняются присутствием процесса $\bar{p}p$ -аннигиляции с повышенным образованием K -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях, относительный вклад которого увеличивается с ростом n_{\pm} .

2°. Дифракция и аннигиляция

Относительный вклад различных процессов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с можно видеть из рис. 5, где приведены распределения по множественности заряженных частиц n_{\pm} для всех событий, для про-

цессов дифракционной диссоциации и $\bar{p}p$ -аннигиляции, а также pp -взаимодействий при 32 ГэВ/с [16].

В дифракционных событиях, выделенных в инклюзивном подходе [17], угловые распределения частиц дифракционного кластера также показывают асимметричный характер распределения протонов (рис. 6),

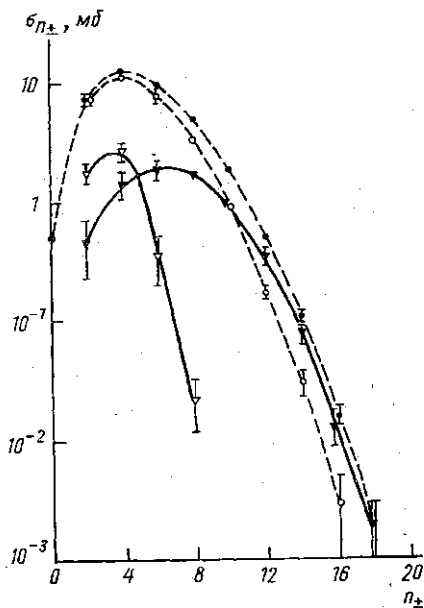


Рис. 5

Рис. 5. Распределения по множественности n_{\pm} в pp - (черные кружки) и pp -взаимодействиях (светлые кружки) при 32 ГэВ/с, а также в процессах одновршинной дифракции (светлые треугольники) и pp -аннигиляции (черные треугольники) в pp -соударениях

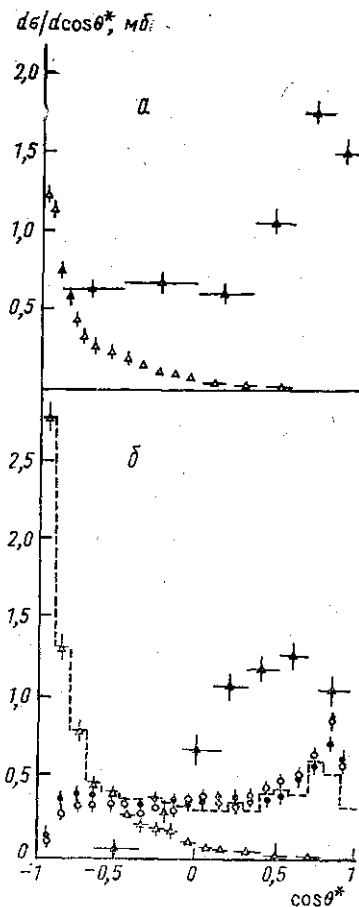


Рис. 6

Рис. 6. Угловые распределения идентифицированных в эксперименте протонов (светлые треугольники), π^+ - (черные кружки), π^- - (светлые кружки) мезонов и γ -квантов (черные треугольники) в дифракционных кластерах с сохранившимся протоном в pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с, θ^* — угол вылета частицы в с. п. м. кластера: $n_{\pm}=2$ (а) и $n_{\pm}=4$ (б); штриховая гистограмма — восстановленный спектр протонов

как и при анализе эксклюзивных каналов. Асимметрия протонов проявляется отчетливее, чем в реакции (26), благодаря присутствию событий с числом частиц в кластере меньше пяти. Спектры π^+ - и π^- -мезонов между собой практически совпадают.

На рис. 7, а приведены инвариантные инклюзивные сечения π^+ -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях и $\bar{p}p$ -аннигиляции $F(x) = \frac{2}{\pi \sqrt{s}} \int E^* \frac{d\sigma}{dx dp_{\perp}^2} \times$

$\times dp_{\perp}^2$. На рис. 7, б показаны инвариантные спектры π^+ -мезонов для

событий разной множественности n_{\pm} . Видно, что самые энергичные π -мезоны появляются в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции. Доля π^+ -мезонов от $\bar{p}p$ -аннигиляции увеличивается для событий большой множественности. Инклюзивные и полуинклюзивные спектры пионов $\bar{p}p$ -аннигиляции восстановлены на основе данных по множественности n_{\pm} и экс-

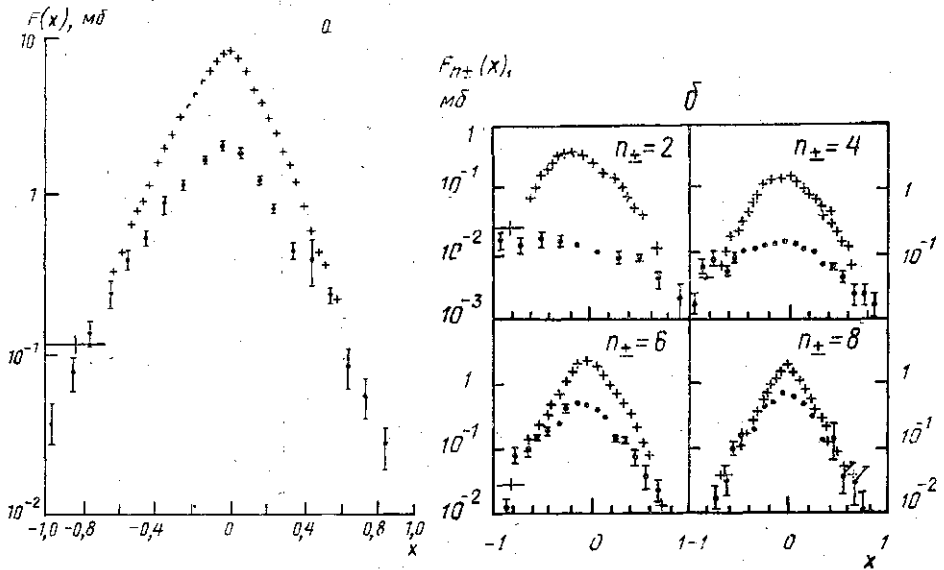


Рис. 7. Распределения $F(x)$ для инклюзивных реакций $\bar{p}p \rightarrow \pi^+ + X$ (крестики) и $p\bar{p} \rightarrow \pi^+ + X$ (черные кружки) — а; то же для событий разной множественности — б

клюзивных каналов $\bar{p}p$ -аннигиляции [18, 19]. Таким образом, в $\bar{p}p$ -взаимодействиях со значительными сечениями идут различные процессы. Этот факт представляет определенную сложность при моделировании инклюзивных $\bar{p}p$ -реакций. Модель $\bar{p}p$ -взаимодействий при рассматриваемых энергиях должна включать все эти процессы.

§ 4. Описание $\bar{p}p$ -взаимодействий в кварковых моделях

Наиболее широко для сравнения с экспериментом используется лундская фрагментационная модель. Она успешно описывает многие свойства pp - и K^+p -взаимодействий. В модели предполагается, что в результате взаимодействия происходит возбуждение начальных адронов. Каждый из них превращается в струну, на концах которой находятся валентные кварки (дикварки) этих адронов. Кварки фрагментируют с образованием новых адронов. ЛМ не содержит процесс $\bar{p}p$ -аннигиляции, поэтому заведомо неприменима к описанию спектров мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Однако в ЛМ не удается описать и спектры барионов. На рис. 8 показано распределение $F(x)$ для Λ -гиперонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с вместе с расчетным спектром в ЛМ. Спектр ЛМ расходится с экспериментом при больших значениях $|x|$.

Модель кварк-глюонных струн (МКГС) [3, 4], основанная на $1/N_c$ -разложении амплитуды в КХД (N_c — число ароматов) и модели цветных трубок, разработана для импульсов выше 100 ГэВ/с. В МКГС $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействия описываются диаграммами разного типа, представленными на рис. 9.

Расчеты спектров Λ -гиперонов при 12, 32 и 100 ГэВ/с в этой модели [20], учитывающие образование Λ -гиперонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях в планарных и цилиндрических диаграммах, в pp -взаимодействиях — в цилиндрических диаграммах, показали, что при 12 ГэВ/с мо-

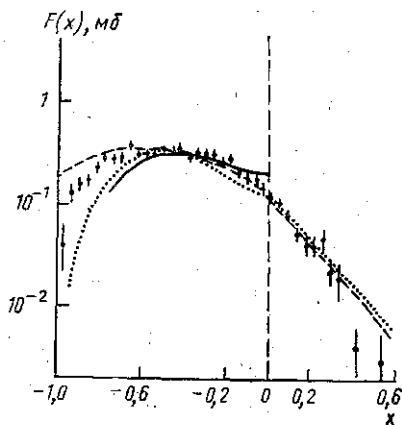


Рис. 8. Инвариантное распределение $F(x)$ Λ -гиперонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с (точки) и 12 ГэВ/с (штриховая линия), pp -взаимодействиях при 69 ГэВ/с (сплошная линия) и рассчитанное в лундской модели для pp -взаимодействий при 32 ГэВ/с (пунктир)

дель описывает экспериментальные спектры только качественно. Вклад планарных диаграмм уменьшается с ростом энергии взаимодействия. Это приводит к тому, что инклюзивные спектры Λ -гиперонов в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях постепенно сближаются. Наличие в МКГС планарных диаграмм дает возможность описать различие экспериментальных спектров Λ -гиперонов в $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях при рассматриваемых энергиях.

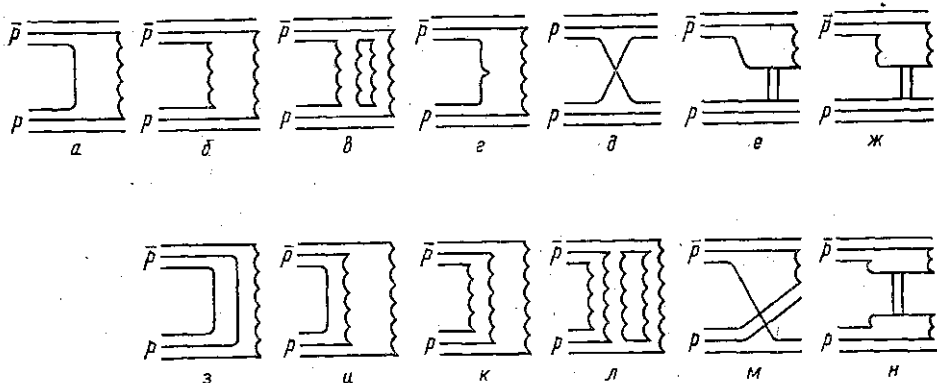


Рис. 9. Диаграммы процессов в неупругих $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействиях. Описание диаграмм см. в тексте

Спектры адронов в МКГС рассчитываются аналитически. Для детального сравнения с экспериментом более удобна модель в виде программы для ЭВМ, позволяющей методом Монте-Карло получать полную информацию о частицах в событии, как это сделано в ЛМ.

Реализация МКГС в виде программ Монте-Карло для $\bar{p}p$ и pp -взаимодействий при рассматриваемых энергиях описана в [21]. Она

включает процессы дифракционной диссоциации, $\bar{p}p$ -аннигиляции и преасимптотические поправки к основным процессам, соответствующие диаграммам на рис. 9. При моделировании были учтены все диаграммы, приведенные на рис. 9.

Для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий сечения неупругого процесса могут быть записаны в виде сумм:

$$\sigma_{\text{in}}^{\bar{p}p}(s) = \sigma^P(s) + \sigma^{uc}(s) + \sigma^{pl}(s) + \sigma^{an}(s) + \sigma^D(s) + \sigma^R(s),$$

$$\sigma_{\text{in}}^{pp}(s) = \sigma^P(s) + \sigma^{uc}(s) + \sigma^B(s) + \sigma^D(s) + \sigma^R(s).$$

Здесь в правой части уравнений представлены сечения процессов, отвечающих цилиндрической диаграмме и диаграммам с многомерными перерасеяниями — $\sigma^P(s)$ (рис. 9, б, в); диаграмме «неразвитого цилиндра» — $\sigma^{uc}(s)$ (рис. 9, з); планарной диаграмме — $\sigma^{pl}(s)$ (рис. 9, а); бинарной диаграмме с перераспределением кварков — $\sigma^B(s)$ (рис. 9, д); дифракционным процессом — $\sigma^D(s)$, где учтены диаграммы с возбуждением малых (рис. 9, е) и больших (рис. 9, ж) масс; $\bar{p}p$ -аннигиляции — $\sigma^{an}(s)$ (рис. 9, з—л); трехреджеонной диаграмме — $\sigma^R(s)$ (рис. 9, м).

В качестве параметров МКГС содержит параметры подавления образования странных кварков ($\gamma_s = 0,3$ при разрыве струны и $\gamma_s^h = 0,042$ для «морских» пар адронов) и параметр подавления образования пар дикварков: отношение вероятностей образования пары дикварков к вероятности образования пары кварков есть

$$P_{q\bar{q}, q\bar{q}} : P_{q\bar{q}} = \gamma_{B\bar{B}} = 0,16.$$

Вероятности образования псевдоскалярных и векторных мезонов считаются равными, как и вероятности образования барионов со спином $1/2$ и $3/2$. Учитывается смешивание $u\bar{d}$ - и $s\bar{s}$ -пар кварков с углами смешивания $\theta = 45^\circ$ для псевдоскалярных и $\theta = 90^\circ$ для векторных мезонов, если образовавшийся мезон является изоскаляром.

Эти параметры модели были определены по результатам моделирования $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий при высоких энергиях $\sqrt{s} > 50$ ГэВ [22]. Из условия согласия с данными в интервале энергий $\sqrt{s} = 50 \div 900$ ГэВ была найдена функция для параметризации количества струн в диаграммах с многомерными перерасеяниями (рис. 9, в). Вероятность реализации диаграмм с n -парами кварк-глюонных струн равна $\omega_n = \sigma_n / \Sigma \sigma_n$, где

$$\sigma_n = (1 + An^2) \exp\{-B(s)n\}; \quad A = 3,5;$$

$$B = 2,73 - 0,30 \ln(\sqrt{s}) \quad \text{при } \sqrt{s} < 50 \text{ ГэВ},$$

$$B = 2,9 - 0,21 \ln(\sqrt{s}) \quad \text{при } \sqrt{s} > 50 \text{ ГэВ}.$$

Величина $n=1$ отвечает цилиндрической диаграмме с двумя струнами (рис. 9, б), $n=2$ — диаграмме на рис. 9, в с четырьмя струнами и т. д. Сечения этих диаграмм имеют величину $\sigma_n'(s) = \omega_n \sigma^P(s)$.

Сечения $\sigma^{pl}(s)$, $\sigma^{uc}(s)$ и $\sigma^B(s)$ имеют энергетические зависимости, полученные в реджевском подходе [23]. Полные сечения взаимодействия, сечения упругого взаимодействия и $\bar{p}p$ -аннигиляции определялись путем интерполяции экспериментальных данных.

Параметры модели для процесса дифракционной диссоциации были определены из условия наилучшего описания экспериментальных данных для этого процесса, полученных при импульсе 175 ГэВ/с, и описаны в [22]. В модели воспроизводятся спектр эффективных масс дифракционной системы, зависимость параметра наклона дифракционного конуса от массы системы, распределение частиц от распада дифракционного кластера по псевдобыстроте.

Моделирование методом Монте-Карло процесса $\bar{p}p$ -аннигиляции выполнено впервые и подробно описано в [24]. Из условия описания распределений по множественности в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 12, 32 и 100 ГэВ/с были определены относительные вклады в сечение $\bar{p}p$ -аннигиляции диаграмм с образованием одной $\sigma^I(s)$ (рис. 9, з), двух $\sigma^{II}(s)$ (рис. 9, и), трех (рис. 9, к) и большего количества струн $\sigma^{III}(s)$ (рис. 9, л). При этом использовались известные энергетические зависимости сечений $\sigma^I(s) \sim s^{-1,5}$ и $\sigma^{II}(s) \sim s^{-1,0}$. Параметризация сечений образования дополнительных струн на морских кварках нуклонов аналогична параметризации количества многопомеронных пересечений.

В итоге в модели получены и используются следующие параметризации для вычисления сечений:

$$\sigma^{pI}(s) = 0,85 s^{\alpha_R - 1},$$

$$\sigma^{uc}(s) = 12 s^{\alpha_R - 1},$$

$$\sigma^B(s) = 5,0 s^{2(\alpha_R - 1)},$$

$$\sigma^D(s) = \sigma^{Ds}(s) + \sigma^{Di}(s) = 0,325 \sigma_{el}(s) + 0,375 \sigma_{el}(s),$$

$$\sigma^R(s) = 12 s^{\alpha_R - 1},$$

$$\sigma^{an}(s) = \sigma^I(s) + \sigma^{II}(s) + \sigma^{III}(s) = 300 s^{-1,5} + 100 s^{-1,0}(s) + \sigma^{III}(s),$$

$$\sigma^{III}(s) = \sigma^{an}(s) - \sigma^I(s) - \sigma^{II}(s),$$

$$\sigma^p(s) = \sigma_{tot}(s) - \sigma_{el}(s) - \sigma^D(s) - \sigma^{an}(s) - \sigma^{pI}(s) - \sigma^{uc}(s) - \sigma^B(s) - \sigma^R(s),$$

$$\alpha_R = 0,5.$$

Функции распределения кварков в адронах и функции фрагментации кварков в МКГС определяют мягкие взаимодействия адронов. При моделировании реакций в результате взаимодействия образуется определенное количество струн, имеющих заданные энергию и импульс, на концах которых находятся валентные или морские кварки начальных нуклонов q . При фрагментации этих кварков путем разрыва струны образуются адроны h . Параметры адрона определяются через функцию $f_q^h(z) = (1 + \alpha)(1 - z)^\alpha$, где $z = (E + p_{||})_h / (E + p_{||})_q$, E , $p_{||}$ — энергия и продольный импульс адрона или кварка соответственно.

При $z \rightarrow 1$ эта функция совпадает с функцией фрагментации $D_q^h(z)$, предложенной в [25]. Показатель α зависит от аромата фрагментирующего кварка, типа адрона h , в который он переходит, и поперечного импульса адрона. Поведение функции фрагментации при $z \rightarrow 0$ как $D_q^h \sim 1/z$ обеспечивается итерационной процедурой разрывов струны.

При моделировании адронных взаимодействий осуществляется переход к анализу механизма взаимодействия на кварковом уровне. Это позволяет получать новую информацию о динамике адронных взаимодействий.

§ 5. Сравнение расчетов в модели кварк-глюонных струн с экспериментом

Моделирование процесса $\bar{p}p$ -аннигиляции позволило получить новые результаты относительно механизма этого процесса. Во-первых, была показана возможность кварк-партонного описания $\bar{p}p$ -аннигиляции. Во-вторых, установлено, что отсутствует единый механизм этого процесса. Для его описания необходимо учитывать все диаграммы

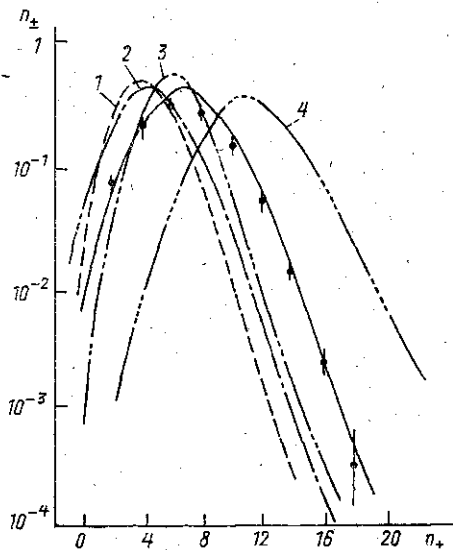


Рис. 10

Рис. 10. Распределения по n_{\pm} в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 32 ГэВ/с: точки — эксперимент; сплошная кривая — МКГС, кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют предсказаниям диаграмм на рис. 9, з, и, к и диаграммы 9, л с 13 страницами

Рис. 11. Распределение $F(x)$ для π^+ -мезонов в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 32 ГэВ/с: точки — эксперимент, кривые — рассчитанные спектры $F(x)$ для диаграмм с числом струн 1 (1), 2 (2), 3 (3) и 5 (4)

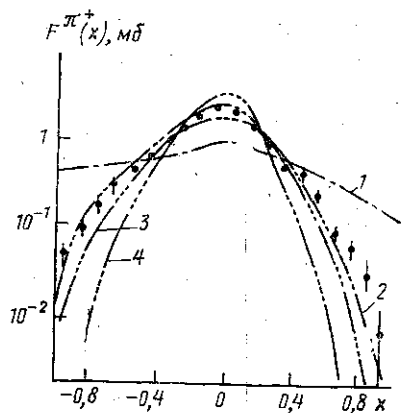


Рис. 11

Рис. 12. Отношение $R(x)$ для $\bar{p}p$ -аннигиляции при 32 ГэВ/с: точки — эксперимент, гистограмма — МКГС

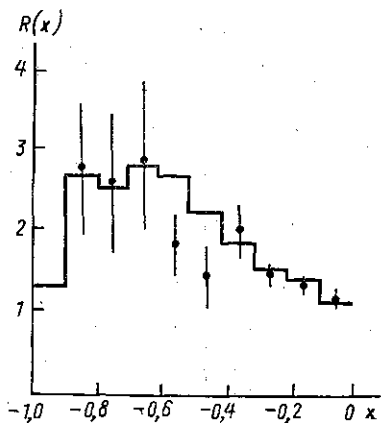


Рис. 12

рис. 9 (з—л). На рис. 10 показано распределение по множественности n_{\pm} в $\bar{p}p$ -аннигиляции при 32 ГэВ/с, где отдельно показаны вклады диаграмм с образованием одной, двух и более струн. Ни одна из диаграмм в отдельности не может описать все распределение. Это проявляется и при анализе инвариантного инклюзивного распределения $F(x)$ для π^+ -мезонов в $\bar{p}p$ -аннигиляции (рис. 11). Диаграммы с малым

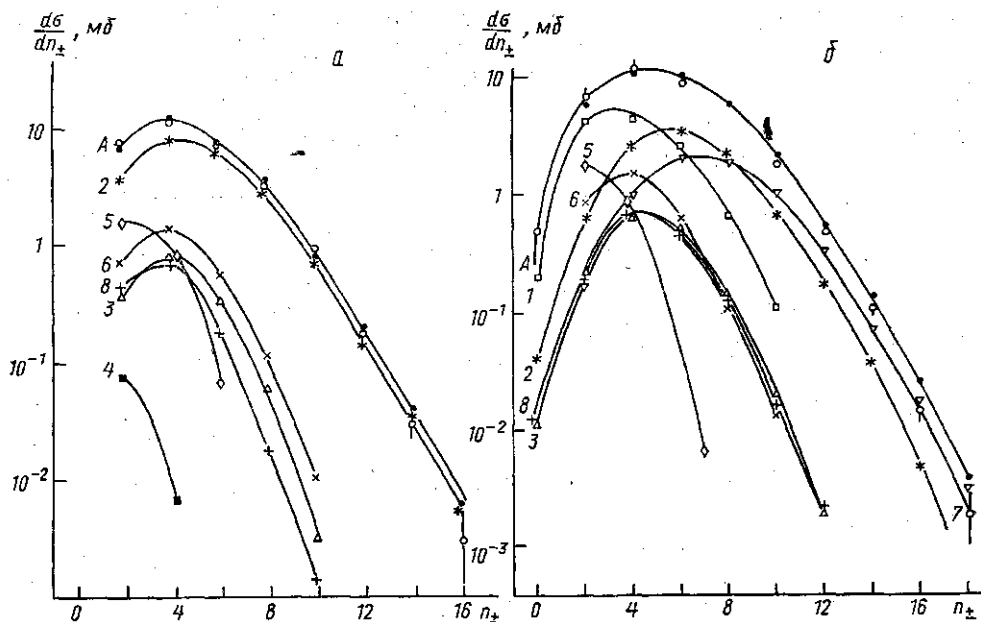


Рис. 13. Распределения по множественности n_{\pm} в pp - (а) и $p\bar{p}$ -взаимодействиях (б) при 32 ГэВ/с: точки — эксперимент, кривые соответствуют вкладам диаграмм на рис. 9: 1 — а, 2 — б, в; 3 — г; 4 — д; 5 — е, 6 — ж; 7 — з-л; 8 — м. Кривая А — описание эксперимента суммой указанных диаграмм

количеством струн обеспечивают образование наиболее энергичных мезонов.

В-третьих, установлено, что для описания асимметрии спектра π^+ -мезонов необходимо, чтобы структурные функции кварков в нуклоне были не симметричными, как это предполагалось первоначально, а обладали асимметрией. То есть они должны быть аналогичны структурным функциям кварков в нуклоне при наличии дикварка, хотя в аннигиляции дикварк разрушается. На рис. 12 показано, что отношение $R(x) = F(x)_{\pi^+} / F(x)_{\pi^-}$ хорошо воспроизводится моделью асимметричных структурных функций кварков.

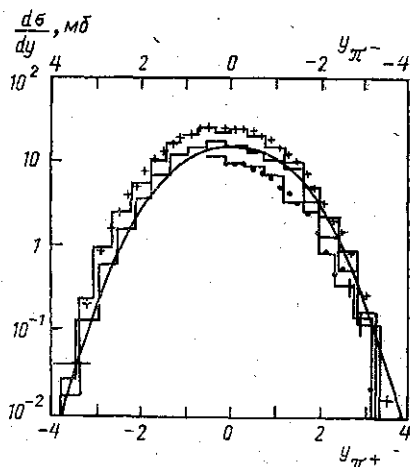


Рис. 14. Распределения $d\sigma/dy$ π^+ -мезонов в pp -взаимодействиях (крестики), π^- -мезонов в pp -взаимодействиях (сплошная кривая) и $p\bar{p}$ -аннигиляции (кружки) при 32 ГэВ/с в сравнении с предсказаниями МКГС (гистограммы)

Относительные вклады различных механизмов взаимодействия, отвечающих диаграммам на рис. 9, в распределения по множественности n_{\pm} в $p\bar{p}$ - и pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с показаны на рис. 13.

Видно, что описание сечений в области больших n_{\pm} возможно лишь при учете диаграмм с многомерными перерасеяниями.

На рис. 14 приведено сравнение распределений π^+ -мезонов по быстрой $d\sigma/dy$ в $\bar{p}p$ -, pp -взаимодействиях при 32 ГэВ/с и $\bar{p}p$ -аннигиляции с расчетами в МКГС. Сравнение с расчетами спектров $F(x)$ K_s^0 -мезонов и Λ -гиперонов показано на рис. 15. Видно, что модель описывает инклюзивные спектры вторичных адронов, за исключением центральной области в спектре Λ в $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Распределения по p_{\perp}^2 для Λ и K_s^0 -мезонов для $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий в модели воспроизводятся во всей доступной области p_{\perp}^2 . Модель воспроизводит также распределение по поперечным импульсам π^+ -мезонов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 32 ГэВ/с.

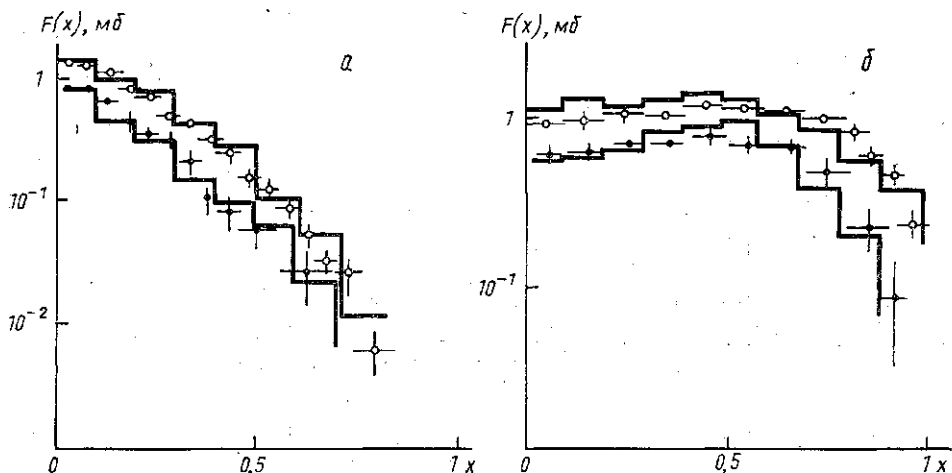


Рис. 15. Инвариантные распределения $F(x)$ K_s^0 -мезонов (а) и $\Lambda/\bar{\Lambda}$ -гиперонов (б) в pp - (черные кружки) и $\bar{p}p$ -взаимодействиях (светлые) при 32 ГэВ/с в сравнении с предсказаниями МКГС (гистограммы)

Таким образом, МКГС в виде программ Монте-Карло [21] позволяет описать наиболее общие свойства $\bar{p}p$ - и pp -взаимодействий при 32 ГэВ/с и сделать существенные выводы о механизмах адронных взаимодействий на кварковом уровне.

Заключение

В экспериментах на жидководородной пузырьковой камере «Ми-рабель» выполнена большая программа исследований взаимодействий антипротонов и протонов с импульсом 32 ГэВ/с.

В результате успешного выделения установлены основные свойства эксклюзивных каналов реакции $\bar{p}p$ -взаимодействий, образования резонансов и странных частиц. Изучены инклюзивные реакции $\bar{p}p$ -взаимодействий.

Установлено наличие большого количества различных процессов, происходящих при соударениях антипротонов с протонами и показана применимость кварк-партонового описания этих процессов.

Инклюзивные реакции $\bar{p}p$ -взаимодействий воспроизводятся в модели кварк-глюонных струн, реализованной в виде программ Монте-

Карло [21]. Модель обеспечивает возможность количественного сравнения данных эксперимента с основными подходами, основанными на дуальной топологической унитаризации. В свою очередь моделирование реакций позволило установить их механизмы, что особенно отчетливо проявилось при моделировании процесса $\bar{p}p$ -аннигиляции.

Применение МКГС к анализу эксклюзивных реакций, образования резонансов и различных корреляционных явлений позволит значительно продвинуться в понимании динамики адронных взаимодействий на кварк-партоном уровне.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Jabiol M. A. et al.//Nucl. Phys. 1977. В127. P. 365. [2] Poiret C. et al.//Z. f. Phys. C: P. & F. 1981. 11. P. 1. [3] Кайдалов А. Б.//XI Школа физики ИТЭФ. М., 1983. Вып. 2. С. 3. [4] Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А.//Ядерная физика. 1984. 39. С. 1545. [5] Боголюбский М. Ю. и др.//Ядерная физика. 1985. 41. С. 1210. [6] Боголюбский М. Ю. и др.//Ядерная физика. 1984. 40. С. 162. [7] Боголюбский М. Ю. и др.//Там же. 1988. 47. С. 1027. [8] Боголюбский М. Ю. и др.//Там же. 1988. 48. С. 448. [9] Арестов Ю. И. и др.//Там же. 1980. 32. С. 684. [10] Smith A. M. et al. Preprint CERN-EP/85-157. [11] Ranft J. Preprint TIS-RP/172/PP, 1986. [12] Козловский Е. А. и др.//Ядерная физика. 1986. 44. С. 968. [13] Бабинцев В. В. и др.//Ядерная физика. 1989. 50. С. 1013. [14] Бабинцев В. В. и др.//Там же. 1985. 42. С. 1157. [15] Ватулина В. V. et al.//Czech. J. Phys. 1981. В31. P. 1353. [16] Боголюбский М. Ю. и др.//Ядерная физика. 1987. 46. С. 1680. [17] Боголюбский М. Ю. и др.//Ядерная физика. 1989. 50. С. 115. [18] Бравина Л. В. и др.//Ядерная физика. 1986. 43. С. 899. [19] Смирнова Л. Н.//Там же. 1988. 47. С. 419. [20] Кайдалов А. Б., Клочков М. А., Сарычева Л. И., Смирнова Л. Н.//Там же. 1989. 49. С. 781. [21] Амелин Н. С., Бравина Л. В., Сарычева Л. И., Смирнова Л. Н. Препринт НИИЯФ МГУ 89-55/132. М., 1989;//Ядерная физика. 1990. 51. С. 851. [22] Амелин Н. С., Бравина Л. В. Препринт ОИЯИ Р2-89-157. Дубна, 1989;//Ядерная физика. 1990. 51. С. 221. [23] Волковицкий П. Э.//Ядерная физика. 1986. 43. С. 268. [24] Амелин Н. С., Бравина Л. В., Сарычева Л. И., Смирнова Л. Н.//Ядерная физика. 1989. 50. С. 1705. [25] Кайдалов А. Б.//Ядерная физика. 1987. 45. С. 1452.

Поступила в редакцию
19.04.90