

be independent of incident particle type α . In Fig.3b R_{K^+}/R_{π^+} and R_{π^+}/R_p are plotted as a function of X for $-t = 0.1; 0.4$ and 0.7 . One observes that as $X \rightarrow 1$, factorization holds for all particle types and values of t , but for X significantly different from 1 the ratio depends significantly on particle type and t . For the mass range $4 \leq M_x^2 \leq 9$ (GeV/c²)², or $0.975 \leq X \leq 0.995$, the triple Regge formalism adequately describes the high energy data, and the "Pomeron-proton" total cross section

$$\sigma_{tot}^{Ep}(t) = 2.9 \exp(-1.04t + 0.35t^2) \text{ mb}$$

is obtained. Defining the triple Pomeron coupling constant at $t=0$, by

$$Z_0 = \sqrt{\sigma_{tot}^{PP}} \cdot \frac{M_x^2 \frac{d^2\sigma}{dt dM_x^2}}{\frac{d\sigma}{dt}|_{elast.}}$$

the values of Z_0 for all six particle types are in statistical agreement. The average value of Z_0 obtained from the $\pi^\pm$ and p data is $\langle Z_0 \rangle = 0.80 \pm 0.03 \text{ GeV}^{-1}$.

References

1. R.Kammerud et al. 285/A2-53.
2. E.W.Beier et al. 402/A2-58.
3. Fermilab Single Arm. Spectrometer Group "Inelastic Diffractive Scattering at Fermilab. Energies" to be published.

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

И.М.Граменицкий

ОИЯИ, Дубна

Одной из важных характеристик неупругих взаимодействий являются топологические сечения и параметры, характеризующие множественность. Топологические сечения для $\bar{p}p$ -взаимодействий известны вплоть до импульса 100 ГэВ/с. Зависимость средней множественности $\langle n_{ch} \rangle$ от энергии при $P_{\text{лаб}} \geq 5$ ГэВ/с хорошо описывается соотношением вида $\langle n_{ch} \rangle = (0.69 \pm 0.19) + (1.05 \pm 0.05) \ln s / \text{I}$. Меньше информации о поведении $\langle n_{ch} \rangle$ имеется для $\bar{p}n$ -взаимодействий, однако, существующие данные свидетельствуют о том, что $\langle n_{ch} \rangle_{\bar{p}n} < \langle n_{ch} \rangle_{\bar{p}p}$ (рис.1)/2/.

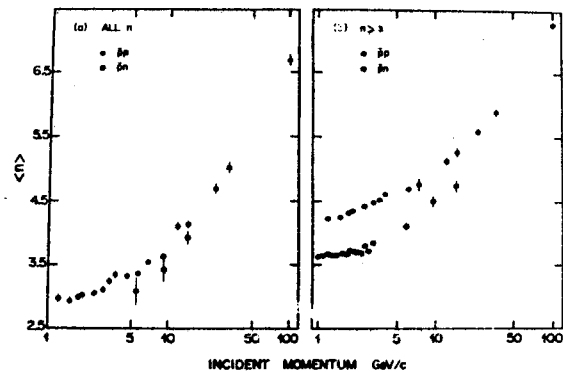


Рис.1

Исследование корреляционных явлений может дать информацию о механизме взаимодействия. Анализ корреляций по множественности заряженных частиц, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы, дает оценку сечения дифракционной диссоциации. Распределение по множественности "вперед-назад"/3,4/ определяется как $P(n_f, n_b) = \sigma(n_f, n_b) / \sigma_{in}$, где n_f и n_b - число частиц в передней и задней полусферах, соответственно. Разделив это дискретное распределение на четную (n_f, n_b - четные) и нечетную (n_f, n_b - нечетные) части, можно приближенно оценить нижний предел сечения дифракционной диссоциации $\sigma_d / \sigma_{in} = P_{odd} - P_{even}$.

Для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с^{5/} при дополнительных предположениях, вытекающих из простой двухкомпонентной модели, получено $\bar{\sigma}_N/\bar{\sigma}_m = 0,11 \pm 0,03$, что согласуется с ранее полученными данными по анализу спектра недостающих масс^{6/}. Зависимость среднего заряда $\langle Q \rangle = (n_+ - n_-)/n_{tot}$ для передней и задней полусферы как функция P_T для двух интервалов быстрой при 22,4 ГэВ/с^{7/} представлена на рис.2. Можно

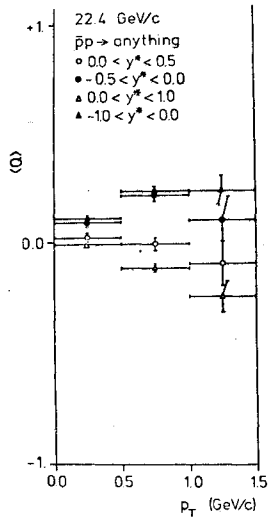


Рис.2

видеть, что наблюдается увеличение (уменьшение) с P_T среднего заряда в задней (передней) полусферах. Аналогичный эффект наблюдается также для pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий, причем увеличение зарядовой асимметрии с ростом P_T в $\bar{p}p$ - больше, чем в pp - и меньше, чем в $p\bar{p}$ -взаимодействиях.

Изучение двухчастичных корреляций при 22,4 ГэВ/с^{8/} проводилось с помощью корреляционной функции $C(y_1, y_2)$, представленной в виде разложения по полуинклюзивным процессам

$$C^{ij}(y_1, y_2) = \sum \omega_N C^{ij}(y_1, y_2) + \sum \omega_N (\rho_N^i(y_1) - \rho_N^j(y_1)) \times (\rho_N^i(y_2) - \rho_N^j(y_2)) \quad (I)$$

где $C_N^{ij}(y_1, y_2)$ - корреляционная функция для событий с данной множественностью N :

$$C_N^{ij}(y_1, y_2) = \rho_N^{ij}(y_1, y_2) - \frac{n^i \delta_{ij}}{n} \rho_N^i(y_1) \rho_N^j(y_2) \quad (2)$$

и $\omega_N = \bar{\sigma}_N / \sum \bar{\sigma}_N$, $\rho_N^i(y) = \frac{1}{\bar{\sigma}_N} d\bar{\sigma}_N^i / dy$, n^i - число частиц сорта i .

Разложение (I) позволяет оценить верхний предел суммарных короткодействующих корреляций $C_{SR}^{ij} = \sum \omega_N C_N^{ij}(y_1, y_2)$. Корреляционная функция $C(y_1, y_2)$, изображенная на рис.3, в зависимости от $y_1 = y_2$ имеет ярко выраженный пик при $y_1 = y_2 = 0$, который, однако, связан с суперпозицией состояний с различным числом частиц. Корреляционная функция C_{SR} , показанная на том же рисунке, также имеет пик при $y_1 = y_2 = 0$, но существенно меньшей величины. Там же для сравнения приведены данные для pp при 69 ГэВ/с (кресты) и K^+p при 32 ГэВ/с (точки). Возможно, что наблюдаемый в C_{SR} эффект связан с кинематическими корреляциями.

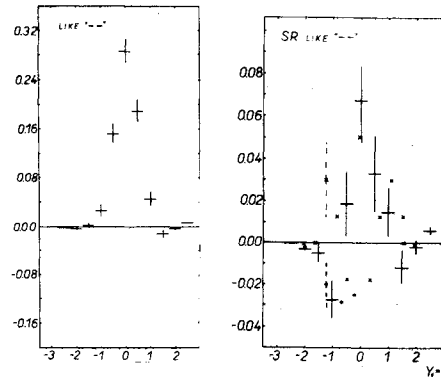


Рис.3

Азимутальные корреляции исследовались для реакций $\bar{p}p \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$, $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$ и $2\pi^+ 2\pi^- (m\pi^0)$ при 5,7 ГэВ/с^{9/}. В распределениях по азимутальному углу $\varphi = \arccos[(p_{1\perp} p_{2\perp}) / (|p_{1\perp}| |p_{2\perp}|)]$ пар пионов одинакового и разного знака наблюдается заметное различие, особенно при уменьшении разности продольных и поперечных импульсов (рис.4). Аналогичный эффект, значительно ярче выраженный, наблюдается также при 22,4 ГэВ/с в инклюзивных реакциях^{10/}. Коэффициент асимметрии для тождественных и нетождественных пар равен $B_L = 0,002 \pm 0,02$ и $B_{NL} = 0,140 \pm 0,01$, соответственно. Наблюдаемый эффект может быть связан с влиянием интерференции в парах тождественных частиц.

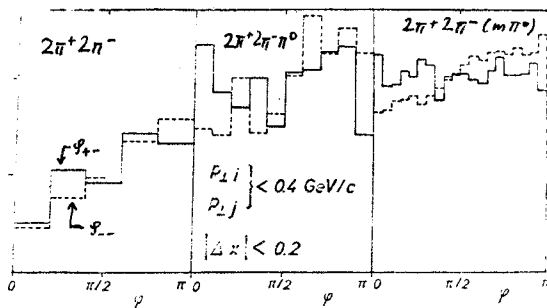


Рис.4

Выделение эксклюзивных каналов, в том числе аннигиляционных, легко осуществляемое при сравнительно небольших энергиях, становится крайне затруднительным при импульсах $p \geq 10$ ГэВ/с. В работе [11] приведены данные по оценке сечений различных каналов в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 9,1 ГэВ/с. Особое внимание в работе уделено разделению неоднозначных событий и выделению аннигиляционного канала. Последнее особенно трудно в связи с большим количеством нейтральных частиц, возникающих при аннигиляции. Для определения доли событий с разным числом нейтральных частиц применялся метод подгонки распределений по квадрату недостающей массы.

В результате анализа были определены сечения различных каналов реакций. Полное сечение аннигиляции в пионы оказалось равным $13,2 \pm 0,5$ мбн при $\sigma_{tot} = 57,5 \pm 7,3$ мбн. Были определены также сечения рождения резонансов ρ^0 , ω^0 и изобары $\Delta^{++}(\bar{\Delta}^{++})$. Инклюзивные сечения рождения ρ^0 и Δ^{++} приведены в табл. I.

Таблица I

Конечное состояние	$\rho^0 + \dots$	$\rho^0 + \text{пионы}$	$\Delta^{++} + \dots$
Сечение (мбн)	$7,0 \pm 1,0$	$6,5 \pm 1,5$	$5,35 \pm 0,14$

Можно видеть, что относительный вклад ρ -мезонов в аннигиляционном канале очень велик.

Сечение процесса $\bar{p}p \rightarrow \Delta^{++} \bar{\Delta}^{++}$ равно $0,9 \pm 0,1$ мбн, т.е. составляет 35% от сечения реакции $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p \pi^+ \pi^-$. Следует отметить, что эта доля падает с энергией и при 32 ГэВ/с составляет $\sim 15\%/12$.

Определение сечения рождения K^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ и π^0 -мезонов исследовалось при импульсах 4,6, 9,1, 12, 22,4 и 32 ГэВ/с [13-15].

Инклюзивные сечения рождения этих частиц приведены в табл. 2.

Таблица 2

P (ГэВ/с)	4,6	9,1	12	22,4	32
$K^0 + \bar{K}^0$	$3,8 \pm 0,18$	$4,4 \pm 0,26$	$4,08 \pm 0,12$	$4,48 \pm 0,4$	$6,1 \pm 0,6$
Λ	$0,61 \pm 0,05$	$0,31 \pm 0,1$	$0,17 \pm 0,08$	$1,23 \pm 0,18$	$1,6 \pm 0,2$
$\bar{\Lambda}$			$1,03 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,15$	$1,4 \pm 0,2$
π^0	73 ± 3	78 ± 4		59 ± 4	68 ± 5

Были построены инвариантные сечения для инклюзивных процессов с рождением V^0 -частиц. Инвариантная функция $F(x)$ для реакции $\bar{p}p \rightarrow \Lambda + X$ при разных энергиях приведена на рис.5. Ошибки

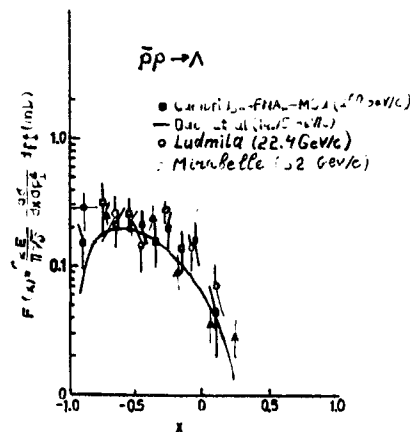


Рис.5

в полученных данных слишком велики, чтобы сделать определенные выводы об энергетической зависимости $F(x)$.

Литература

1. L.N.Abesalashvili et al. Phys.Lett., 52B, 236 (1974).
2. H.Braun et al. Submitted paper to the Conference. 376/2A-95.
3. D.R.Suider. ANL/INER 7326 (1973).
4. H.Grassler et al. Nucl.Phys., B90 461 (1975).
5. E.G.Boos et al. Submitted paper to the Conference. 201/2A - 25.

6. E.G.Boos et al. Preprint JINR, E1-9781, Dubna, 1976.
7. E.G.Boos et al. Submitted paper to the Conference 903/A4 - 8.
8. E.G.Boos et al. Submitted paper to the Conference 161/A2 - 9 .
9. H.W.Atherton et al. Submitted paper to the Conference 400/2A - 60.
10. E.G.Boos et al. Submitted paper to the Conference 686/2A - 64.
11. P.S.Gregory et al. Submitted paper to the Conference 683/2A - 102.
12. M.A.Jabiol et al. Submitted paper to the Conference 1036/A1 - 9 .
13. M.T.Kegan et al. Submitted paper to the Conference 682/2A - 63.
14. O.Bertrand et al. Submitted paper to the Conference 722/2A - 67.
15. J.Manton et al. Submitted paper to the Conference 1035/2A - 90.

ИНКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ И ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В $\pi\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРИ $P = 40$ ГЭВ/С

В.Г.Гришин
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

В настоящем докладе представлена часть результатов по исследованию инклюзивного рождения резонансов и двухчастичных корреляций вторичных частиц в $\pi\bar{p}$ -взаимодействиях при $P = 40$ ГЭВ/с, полученные большой группой физиков ОИЯИ и институтов стран-участниц ОИЯИ^{/1-4/}. Основное внимание в докладе будет уделено вопросу определения вероятности образования ρ^0 -мезонов и изменению наших представлений о двухчастичных азимутальных корреляциях вторичных пионов с учетом рождения резонансов. Экспериментальный материал, около 11000 неупругих $\pi\bar{p}$ -взаимодействий, был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученной на серпуховском ускорителе.

1. Сечение рождения ρ^0 -мезонов в $\pi\bar{p}$ -взаимодействиях, определенное общепринятым методом по спектру эффективных масс $(\pi^+\pi^-)$ -мезонов

Основным источником информации о рождении ρ^0 -мезонов является спектр эффективных масс пар $\pi^+\pi^-$ -мезонов. На рис. 1 приведено инклю-

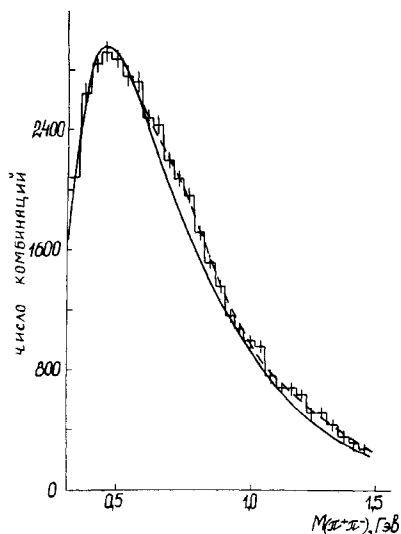


Рис. 1