

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1832 / 2-80

21/4-80

P1 - 12981

ОПИСАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ
ПО ЗАРЯДУ И БЫСТРОТАМ
В $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 22,4 ГэВ/с
С ПОМОЩЬЮ КВАРК-ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ

1980

Батюня Б.В. и др.

P1 - 12981

Описание корреляций по заряду и быстротам в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при импульсе 22,4 ГэВ/с с помощью кварк-партонной модели

Многочастичные корреляции по заряду и быстротам сравниваются с предсказаниями кварк-партонной модели. Получено указание на то, что кластеризация частиц в реальных событиях проявляется сильнее, чем в событиях, сгенерированных по модели. Тенденция к компенсации заряда вдоль шкалы быстрот в терминах зональных графиков описывается кварк-партонной моделью вполне удовлетворительно. Несоответствие между экспериментальным и модельным значениями величины переноса заряда требует введения в модель возможности рекомбинации валентных кварков с валентными антикварками.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1980

Batyunya B.V. et al.

P1 - 12981

Description of Charge and Rapidities Correlations in $\bar{p}p$ -Interactions at 22.4 GeV/c Using the Quark-Parton Model

Multiparticle correlations over charge and velocities are compared with the predictions of quark-parton model. The indication is obtained that the particle clusterization in real events manifests itself more distinctly as compared to events generated by the model. The trend to charge compensation along the rapidity scale in zone graphs terms is described by the quark-parton model quite satisfactorily. The discrepancy between experimental and model values of charge transfer asks for the introduction into the model of the possibility to recombine valence quarks with valence antiquarks.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1980

В настоящей работе изучаются многочастичные корреляции по быстротам и приводятся данные по распределению зарядов частиц в пространстве быстрот. Экспериментальные результаты описываются в рамках кварк-партонной модели^{/1/}.

1. Процедура обработки экспериментальных данных

Обсуждаемые в статье результаты были получены на статистике ~24000 событий с множественностью заряженных частиц 4, 6, 8, 10, полученных при облучении водородной камеры "Людмила" пучком антипротонов с импульсом 22,4 ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ в Серпухове.

События обсчитывались по программам геометрической реконструкции MDTHRESH или HYDRA. Подробности обработки данных опубликованы в работах^{/2,3/}. Частицы с импульсом в лабораторной системе $P_{\text{лаб.}} < 1,5$ ГэВ/с идентифицировались по визуальной оценке плотности ионизации. Быстрые частицы с фейнмановской переменной $x > 0,66$ считались антипротонами. Последний критерий основан на использовании CP-симметрии нашей реакции, а именно, на сравнении отраженных спектров π^+ -мезонов и протонов со спектрами отрицательных частиц в системе центра масс. Примесь протонов, антипротонов и каонов в спектрах π -мезонов после применения такой процедуры составляет соответственно 5%, 12% и 2,5%.

2. Изучение многочастичных корреляций в пространстве быстрот

Рождение вторичных частиц в процессах при высоких энергиях можно рассматривать как двухступенчатый процесс с возникновением промежуточного состояния в виде скоррелированной группы частиц-кластеров или резонансов. Природа кластеров пока не ясна. Но поскольку значительная доля частиц при высоких энергиях рождается из распадов резонансов ($\pi_{\text{res}}/\pi \geq 0,5$)^{/4/}, а множественность частиц в кластерах - по некоторым моделям, $k \sim 2^{1/5}$ /причем 50-60% кластеров являются заряженными^{/6/} /, то есть основания рассматривать кластеры как резонансы. Правда, с другой стороны, согласно некоторым кластерным моделям^{/7,8/}, кластеры могут состоять и из 3÷4 заряженных частиц, к тому же масса кластеров /от 1,5 до 3 ГэВ/, определяемая в мультипериферических моделях, оказывается больше, чем массы известных бозонных резонансов. Это могло бы означать, что рождаются некоторые более тяжелые группы пионов, не идентичные известным резонансам^{/9/}.

Корреляции двух π -мезонов в пространстве быстрот в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 22,4 ГэВ/с уже изучались ранее в работе^{/10/}. В настоящей же работе анализируются многочастичные корреляции в пространстве быстрот методом интервалов по быстротам и дисперсии быстрот в событии. Результаты сравниваются с предсказаниями кварк-партонной модели.

Известно, что метод быстротных интервалов, предложенный в работе^{/11/}, более чувствителен к динамике процесса, чем обычно используемый метод быстротных щелей. Если упорядочить все заряженные частицы в событии по возрастанию быстроты, то интервалом быстрот ΔY^ℓ будет нормированная разность быстрот двух частиц, между которыми находится ℓ других частиц, т.е.

$$\Delta Y_{n_{ch}}^\ell = \frac{y_{i+\ell+1} - y_i}{Y} \quad (0 \leq \ell \leq n_{ch} - 2), \quad /1/$$

где $1 \leq i \leq n_{ch} - \ell - 1$, n_{ch} - множественность заряженных частиц и Y - ширина всей кинематической области быстрот. На рис. 1 экспериментальные распределения интервалов быстрот сравниваются с предсказаниями кварк-партонной модели. Видно, что для $n_{ch} \geq 6$ максимумы генерированных распределений не много сдвинуты в сторону больших значений по сравнению с экспериментальными распределениями. Это может указывать на то, что кластеризация в экспериментальных событиях проявляется сильнее, чем в событиях, сгенерированных по кварк-партонной модели. В работе^{/12/} ΔY^ℓ распределения в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с сравнивались с предсказаниями мультипериферической модели с массой кластеров 3-5 ГэВ, и было получено расхождение между экспериментом и моделью того же порядка, что и в нашей реакции при сравнении ΔY^ℓ -распределений с кварк-партонной моделью без тяжелых кластеров. Отметим, что мультипериферическая модель еще менее успешно описывает ΔY^ℓ -распределения в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при 69 и 200 ГэВ/с^{/11/}. Модель независимого испускания частиц предсказывает ΔY^ℓ -распределения сильно сдвинутыми в область больших значений ΔY^ℓ по сравнению с экспериментом. Введение тяжелых резонансов из высших SU(6) мультиплетов могло бы, по-видимому, улучшить согласие между кварк-партонной моделью и экспериментом. Однако необходимость введения в кварк-партонную модель других тяжелых кластеров, кроме известных резонансов, не является очевидной.

Другая коллективная переменная - дисперсия быстрот в событии - была предложена в работе^{/13/} для изучения кластеризации частиц. Для каждого события дисперсия быстрот определяется следующим образом:

$$\delta = \left\{ \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (\bar{y} - y_j)^2 \right\}^{1/2}, \quad /2/$$

где \bar{y} - средняя быстрота в группе из N -частиц. В нашем анализе мы исключали лидирующие частицы ($|x| > 0,6$) и считали дисперсию δ для оставшихся N -частиц в событии. На рис. 2 показано распределение по δ для экспериментальных и сгенерированных событий. Видно, что распределение по быстротам в событии в среднем шире для сгенерированных по кварк-партонной модели, чем для реальных событий. Предсказание кварк-партонной модели для δ сдвинуто на $\sim 0,1$ по сравнению с δ_{exp} для $n_{ch} \geq 6$. Это означает, что кластеризация частиц в моделированных событиях меньше, чем в эксперименте. Опять же введение тяжелых резонансов в модель могло бы улучшить ее предсказания. Напомним, что подобная проблема возникает также и в мультипериферических моделях. Например, в работе^{/14/}, где изучались $\bar{p}p$ -взаимодействия при 69 ГэВ/с, авторы приходят к выводу, что требуется дополнительная кластеризация в модели для описания сдвига $\delta_{MODEL} - \delta_{exp} \sim 0,2$. Мультипериферическая модель неудовлетворительно описывает δ -спектры также и для π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с^{/14/}.

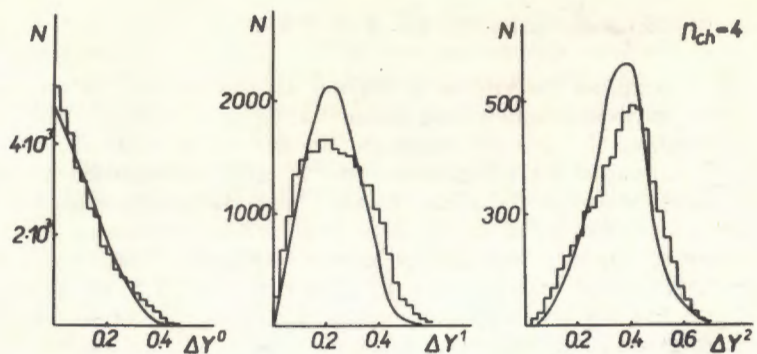
3. Распределение заряда вторичных частиц по шкале быстрот

Изучение распределения заряда внутри многолучевых событий было предложено для проверки различных моделей многочастичного рождения. В работе^{/16/} распределение заряда исследовалось с помощью переменной переноса заряда ΔQ :

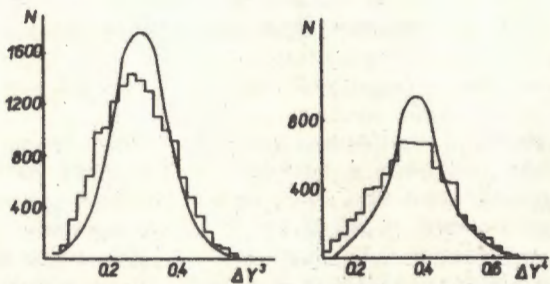
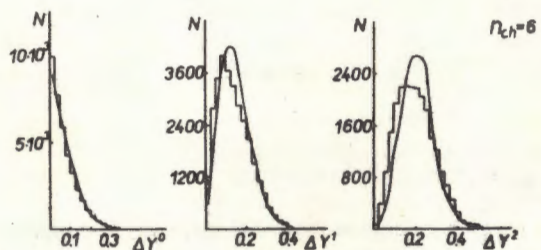
$$\Delta Q = \sum_{i=1}^{n_B} Q_i - Q_{target}, \quad /3/$$

где Q_i - заряд i -частицы, а суммирование проводится по всем частицам, летящим в системе центра масс назад/. Для $\bar{p}p$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с среднее значение $\langle \Delta Q \rangle$ было найдено равным $-0,40 \pm 0,01$ ^{/18/}. Это значение существенно отличается от $\langle \Delta Q \rangle = -0,15$, полученного для событий, сгенерированных по кварк-партонной модели*. В настоящей версии кварк-партонной модели валентные кварки в течение взаимодействия остаются в соответствующей полусфере, и поэтому

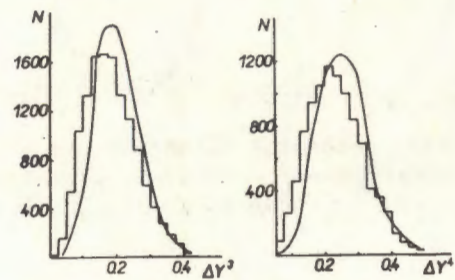
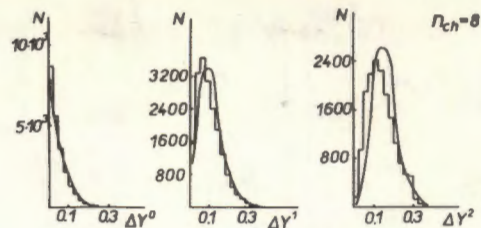
*В экспериментальных данных небольшой систематический сдвиг может быть вызван неправильным присвоением частице массы при оценке ионизации, однако этим объясняется только часть, а не вся величина наблюдаемой разницы.



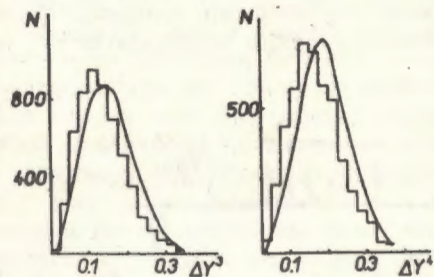
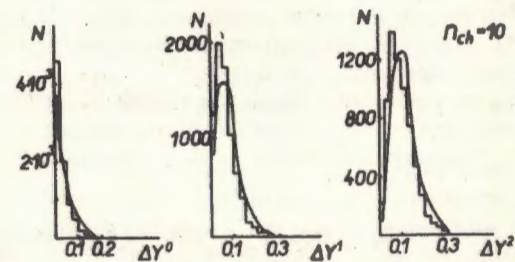
a/



б/



в/



г/

Рис. 1. а-г/ Распределения по быстройным интервалам ΔY^ℓ для экспериментальных событий /гистограмма/ и событий, сгенерированных по кварк-партонной модели /кривая/ для $n_{ch} = 4, 6, 8$ и 10 и $\ell = 0, \dots, 4$.

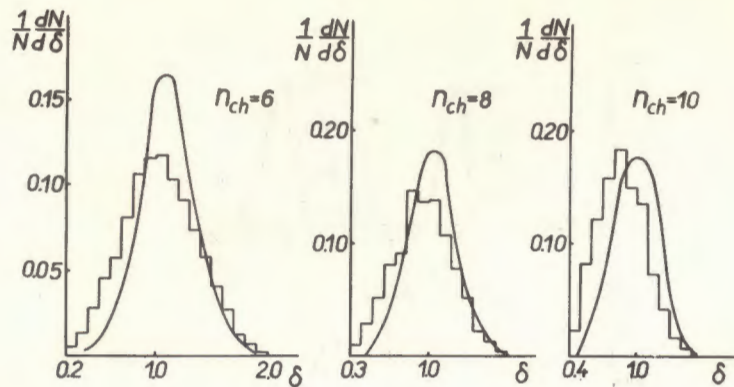


Рис. 2. Распределения дисперсий быстрот δ для экспериментальных событий /гистограмма/ и событий, сгенерированных по кварк-партонной модели /кривая/ для $n_{ch}=6, 8$ и 10 .

в первом приближении для $\bar{p}p$ -реакций $\langle \Delta Q \rangle \approx 0$. С другой стороны, небольшое отклонение от нуля может появиться за счет эффектов короткодействующих рекомбинаций и распадов резонансов. Более подходящее значение $\langle \Delta Q \rangle$ можно получить, если разрешить переход валентных кварков в другую полусферу, как это было сделано в работе ^{17/}.

Функция переноса заряда была обобщена в работе ^{18/} следующим образом: для каждого события определяется функция быстроты $Z(y)$, называемая зональным графиком

$$Z(y) = \sum_{i=1}^{n_{ch}} Q_i \Theta(y - y_i) - Q_{beam} \Theta(y - y_{beam}) - Q_{target} \Theta(y - y_{target}). \quad /4/$$

где $\Theta(y - y_i)$ - обычная ступенчатая функция. Таким образом, $-Z(y)$ описывает перенос заряда через интервал быстрот y .

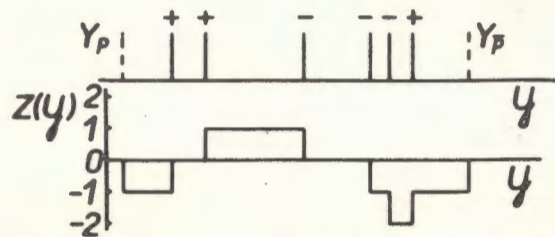


Рис. 3. Типичный зональный график для $n_{ch}=6$.

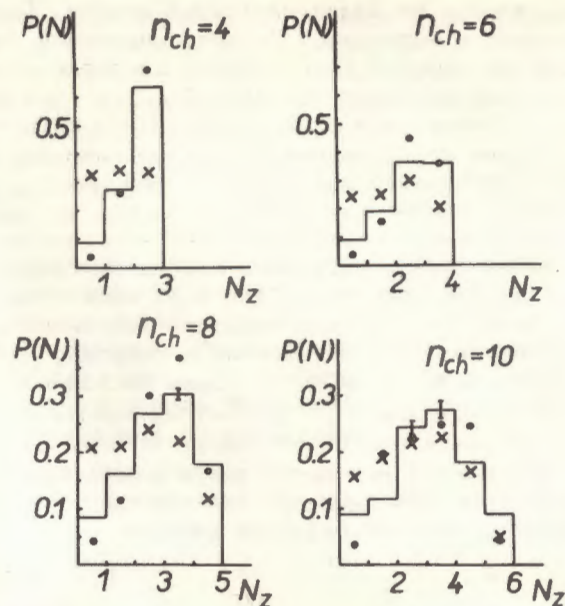


Рис. 4. Распределение вероятности наблюдения N_z зон в событии. Приведены экспериментальные события /гистограмма/, сгенерированные по кварк-партонной модели /точка/, и экспериментальные события со случайно перераспределенными зарядами (RCM) /крестики/ для $n_{ch}=4, 6, 8$ и 10 .

Пример зонального графика для $n_{ch}=6$ приведен на рис. 3. Области, в которых $Z(y)$ остается положительной /отрицательной/, называются зонами. Согласно гипотезе локального сохранения заряда ^{17/}, характеристики зоны не должны зависеть от энергии, среднее число зон должно возрастать с энергией как $\ln s$, и корреляции между парами зон должны быстро падать с возрастанием разности быстрот между ними. В работе ^{19/} было показано, что в $\bar{p}p$ -взаимодействиях даже при 102 и 400 ГэВ/с еще не выполнен полный набор условий, требуемых гипотезой локального сохранения заряда.

На рис. 4 показана вероятность наблюдения события, состоящего из N_z зон для экспериментальных событий, для фиктивных, полученных путем случайной перестановки зарядов /модель случайного распределения заряда (RCM)*, и для собы-

*Процедура перестановки заряда сохраняет полный заряд в событии.

тий, сгенерированных по кварк-партонной модели. Сравнивая экспериментальные и модельные N_z -распределения, мы видим, что распределения событий со случайным распределением заряда сдвинуты в сторону малых значений N_z , т.е. они имеют меньше зон на событие, чем экспериментальные события. Разница между моделью со случайным распределением заряда и экспериментом является наиболее существенной для $n_{ch}=4$ и падает с возрастанием n_{ch} . Это означает, что частицы в событиях с большими множественностями испускаются менее скоррелированными. Кварк-партонная модель описывает N_z -распределения удовлетворительно для всех множественностей. Это также видно из рис. 5, где показана зависимость N_z от n_{ch} для экспериментальных событий и событий, полученных в обеих моделях /QPM и RCM/. Почти постоянная малая разница между значениями $\langle N_z \rangle$ для экспериментальных и сгенерированных по кварк-партонной модели событий указывает на то, что тенденция к локальной компенсации заряда проявляется чуть сильнее для событий, сгенерированных по кварк-партонной модели, чем для реальных событий.

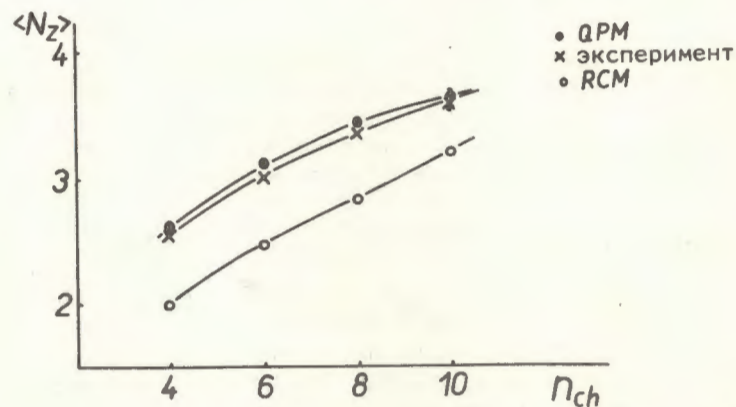


Рис. 5. Зависимость $\langle N_z \rangle$ от n_{ch} для экспериментальных событий, для событий, сгенерированных по кварк-партонной модели (QPM) и событий со случайно распределенным зарядом (RCM).

4. Выводы

В заключение сформулируем основные результаты:

1. Получено качественное согласие кварк-партонной модели с экспериментом при описании многочастичных корреляций по

быстроатам методом интервалов быстроат и дисперсий по быстроатам. Кластеризация в экспериментальных событиях проявляется чуть сильнее, чем в событиях, сгенерированных по кварк-партонной модели. Это указывает на целесообразность введения в модель тяжелых резонансов из высших $SU(6)$ мультиплетов. С другой стороны, потребность введения в кварк-партонную модель других тяжелых кластеров по сравнению с известными резонансами не является очевидной.

2. Предсказание кварк-партонной модели для зональных графиков является близким к экспериментальному в отличие от предсказания модели случайно распределенных зарядов. Существенное различие между величинами среднего значения переноса заряда $\langle \Delta Q \rangle_{exp}$ и $\langle \Delta Q \rangle_{QPM}$ может быть уменьшено путем введения в модель возможности рекомбинации валентных кварков с валентными антикварками.

Авторы благодарны Я.Пишуту за его постоянный интерес к проводимому анализу, К.Шафарыку - за предоставление программы генерации событий по кварк-партонной модели и помощь при ее отладке.

Литература

1. Cerny V. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.2409.
2. Abesalashvili L.N. et al. Phys.Lett., 1974, 52B, p.236.
3. Boos E.G. et al. Nucl.Phys., 1977, B121, p.381.
4. Chlyapnikov P.V. Multiparticle Production and Inclusive React. Rapporteur's Talk at XVIII Int. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976. IHEP, PPK, 76-126, Serpukhov, 1976; JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
5. Amendolia S.R. et al. Nuovo Cimento, 1976, 31A, p.17.
6. Arneodo A., Plaut G. Nucl.Phys., 1976, B107, p.262.
7. Quigg C. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.290.
8. Lundlam T., Slansky R. Phys.Rev., 1975, D12, p.65.
9. Dremin I.M. Mechanisms of Multiparticle Production Processes. Proc. of the XVIII Int. Conf. on High Energy Phys., Tbilisi, 1976.
10. Боос Э.Г. и др. ОИЯИ, E1-10909, Дубна, 1977.
11. Adamovich M.I. et al. Nuovo Cimento, 1976, 33A, p.183.
12. Ивановская И.А. и др. ЯФ, 1978, 27, с.699.
13. Berger E.L., Fox G.C., Krzywicki A. Phys.Lett., 1973, 43B, p.132.
14. Боос Э.Г. и др. ЯФ, 1978, 28, с.192.
15. Баатар Ц. и др. ЯФ, 1977, 26, с.1022.

16. Dzanbusinova M. et al. Physica Scripta, 1978, 18, p.161.
17. Cerný V. et al. Phys. Rev. (in print).
18. Krzywicki A., Weingarten D. Phys. Lett., 1974, 50B, p.265.
19. Bromberg C. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p.1225.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 декабря 1979 года.