P2-2003-52

А. И. Голохвастов*

НЕЗАВИСИМОЕ РОЖДЕНИЕ π^--МЕЗОНОВ В pp-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

*E-mail: golokhv@sunhe.jinr.ru

1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУАССОНА

В физике множественных процессов часто встречается утверждение, что при независимом рождении частиц или других объектов множественного рождения (кланов, кластеров, струй и т.д.) распределение по их числу должно быть пуассоновым (например, [1, 2]).

Это утверждение "доказывается" с помощью факторизации инклюзивных сечений — если все частицы рождаются независимо друг от друга, то их двух-, трех- и многочастичные спектры можно представить в виде произведений одночастичных спектров [3, 4]:

$$\rho(y_1, y_2 \dots y_i) = \rho(y_1)\rho(y_2)\dots\rho(y_i), \tag{1}$$

$$\text{где} \qquad \rho(y) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}}\,\frac{d\sigma}{dy}; \qquad \rho(y_1, y_2 \dots y_i) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}}\,\frac{d^i\sigma}{dy_1 dy_2 \dots dy_i}. \tag{2}$$

А поскольку интегралы от этих величин равны соответственно

$$\int \rho(y)dy = \langle n\rangle; \quad \int \rho(y_1, y_2 \dots y_i)dy_1 dy_2 \dots dy_i = \langle n(n-1)\dots(n-i+1)\rangle, \tag{3}$$

то интегрирование системы равенств (1) приводит к системе уравнений, эквивалентной распределению Пуассона [5–7]:

$$\langle n(n-1)\dots(n-i+1)\rangle = \langle n\rangle^i. \tag{4}$$

Этот результат не зависит от того, какая переменная обозначена буквой y. Это может быть быстрота частицы, ее импульс, угол или просто случайное число, приписанное каждой частице.

Однако (4) уже не получится, если, например, в правые части (1) ввести какие-либо множители (одинаковые, или зависящие от i, или от y_i), хотя на факторизуемость это не повлияет. Получится система уравнений, эквивалентная какому-то другому распределению.

На самом же деле, независимость событий в теории вероятностей связана с факторизуемостью не каких-либо произвольно выбранных величин, а именно плотностей вероятности [8, 9]. *Плотность вероятности совместного события равна произведению плотностей вероятности составляющих его частных событий, если они независимы.*

Величины (2) не являются плотностями вероятности хотя бы потому, что интегралы от них не равны единице [8, 9]. Если их отнормировать к 1, т.е. поделить на (3), а потом уже подставить в (1), то система уравнений (4) сведется к 1=1, и распределение Пуассона исчезнет. Более того, равенства (1) не смогут служить определением независимости частиц даже после нормировки [8, 9] — сомножители в правой части (1) не являются проекциями левой части (см. разд. 7б).

Дело в том, что правая и левая части (1) строятся на разных статистических ансамблях. Например, в левую совсем не входят взаимодействия с числом частиц $n<i$. Взаимодействия с $n\geq i$ тоже входят в правую и левую части (1) в разных пропорциях (см. также разд. 7б).

Таким образом, система равенств (1), а значит, и распределение Пуассона никак не связаны с независимостью частиц.

При интегрировании величины $\rho(y)$ по любому интервалу y получается (3) — средняя множественность в этом интервале. То есть $\rho(y)$ — это плотность *множественности* частиц. $\rho(y_1, y_2)$ — это двумерная плотность множественности пар частиц, когда первая частица попадает в y_1, а вторая в y_2. $\rho(y_1, y_2, y_3)$ — это трехмерная плотность троек и т.д. [10]. При интегрировании этих плотностей множественности получается (3) — множественность пар, троек и т.д.

То есть равенства (1) означают факторизацию плотностей средней множественности, а не вероятности [11].

Можно смоделировать ансамбль событий с заведомо независимыми кинематическими характеристиками частиц, задав какое-либо распределение по множественности и разыграв каждую частицу случайным образом по какому-то спектру. При этом, очевидно, останутся тривиальные причины для скоррелированности множественности в разных точках фазового объема (см. также разд. 5). Если у нас широкое распределение по множественности, то, отбирая из полного ансамбля событий подансамбль с большой множественностью в $y_1\pm\Delta y$, мы тем самым отбираем события с большой полной множественностью, и значит, увеличиваем множественность в $y_2\pm\Delta y$.

С другой стороны, если у нас полная множественность фиксирована, то, отбирая события с большой множественностью в y_1, мы оставляем меньшую множественность для y_2. То есть при очень узком распределении по множественности корреляция плотностей множественности отрицательна, а при очень широком — положительна. При $\langle n(n-1)\rangle=\langle n\rangle^2$ (см. (4)) эти противоположные тенденции компенсируются, и двухчастичная корреляция множественностей зануляется.

Пуассоново распределение по множественности можно, однако, получить стандартным способом — как предел биномиального [8, 9]. В событиях с фиксированной множественностью при независимом рождении частиц их распределение в ограниченной части фазового объема — биномиальное (см. также разд. 3). Если эта часть мала, т.е. если для случайно выбранной частицы вероятность попасть в эту часть объема очень мала, то распределение там становится пуассоновым. Точная аналогия для этого случая — распределение по числу распадов радиоактивного источника за некоторый интервал времени, *если этот интервал гораздо меньше времени жизни источника*.

Конечно, какие-то интуитивные или модельные соображения могут привести к связи независимого рождения с каким-либо конкретным распределением по множественности, хотя бы и с распределением Пуассона, например [12–15]. Но непосредственно из теории вероятностей, как ожидалось в (1)–(4), ничего подобного не следует [16].

2. НЕЗАВИСИМОЕ РОЖДЕНИЕ

Рассмотрим независимое рождение частиц какого-либо сорта, когда кинематические характеристики (например, быстрота) каждой из них не зависят от характеристик остальных частиц этого сорта [11].

Плотность вероятности того, что одна частица, случайным образом выбранная из случайного события, содержащего ровно n вторичных частиц этого сорта, имеет быстроту y, равна

$$\tilde{\rho}_n(y) \equiv \frac{1}{n\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dy}; \qquad \int \tilde{\rho}_n(y)dy = 1, \tag{5}$$

где σ_n — сечение рождения n частиц. Знак ($\tilde{}$) над $\rho_n(y)$ обозначает нормированность на 1 [17, 18]. Выбрать случайное событие и номер трека в событии можно, например, с помощью случайных чисел. В эксперименте этот спектр получается по всем измеренным трекам.

Плотность вероятности того, что 2 случайные частицы, последовательно выбранные из случайного события с n частицами ($n \geq 2$), имеют соответственно y_1 и y_2, равна

$$\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) \equiv \frac{1}{n(n-1)\,\sigma_n}\frac{d^2\sigma_n}{dy_1 dy_2}; \qquad \int \tilde{\rho}_n(y_1, y_2)dy_1 dy_2 = 1 \tag{6}$$

(вторая частица выбирается из $n-1$ частицы, оставшейся в событии).

Если быстро́ты частиц в одном событии попарно независимы, т.е. если быстротный спектр второй случайно выбранной частицы $\tilde{\rho}_n(y_2)$ не зависит от значения быстроты первой, то двухчастичная плотность вероятности равна произведению одночастичных [11]:

$$\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) = \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2), \tag{7}$$

являющихся проекциями двухчастичной плотности вероятности (необходимое условие независимости [8, 9]):

$$\tilde{\rho}_n(y_1) = \int \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) dy_2; \qquad \tilde{\rho}_n(y_2) = \int \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) dy_1. \tag{8}$$

Плотность вероятности, что i случайных частиц, последовательно выбранных из события с n частицами ($n \geq i$), имеют y_1, $y_2 \dots y_i$:

$$\tilde{\rho}_n(y_1, y_2 \dots y_i) \equiv \frac{1}{n(n-1)\dots(n-i+1)\,\sigma_n} \, \frac{d^i \sigma_n}{dy_1 dy_2 \dots dy_i}. \tag{9}$$

Если быстроты всех частиц в событии независимы, т.е. если в подансамбле событий, в котором первая случайно выбранная частица имеет быстроту y_1, вторая — y_2 и т.д. до y_{i-1}, распределение i-й частицы по y такое же, как в полном ансамбле событий, то

$$\tilde{\rho}_n(y_1, y_2 \dots y_i) = \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2) \dots \tilde{\rho}_n(y_i). \tag{10}$$

В следующих разделах получим следствия этой независимости и сравним их с экспериментальными данными по различным корреляциям отрицательных частиц (практически π^--мезонов) в pp-взаимодействиях. Частично такое сравнение приведено в [19].

Исследование корреляций отрицательных частиц (по сравнению со всеми заряженными) в pp-взаимодействиях существенно чище в отношении “динамических” корреляций. Здесь гораздо меньше вклад тривиальных, но трудно учитываемых корреляций и фона от: распадов резонансов и долгоживущих частиц; пар Далица и конверсий γ-квантов; законов сохранения импульса (его могут компенсировать как нейтральные, так и положительные частицы) и заряда (в событии всегда только четное число заряженных частиц); первичных частиц (они и после столкновения продолжают лететь в противоположных направлениях) и их неправильной идентификации по массе (например, при $E_{лаб}$=400 ГэВ отношение π^+-мезонов и протонов ~3:1).

Для сравнения с экспериментом используем две аппроксимации полуинклюзивных одночастичных быстротных спектров π^- [20]:

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi Y_{\mathrm{G}}}} \left[\exp \frac{-(y - Y_{\mathrm{G}})^2}{2Y_{\mathrm{G}}} + \exp \frac{-(y + Y_{\mathrm{G}})^2}{2Y_{\mathrm{G}}} \right]; \tag{11}$$

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{2Y_{\mathrm{F}}} \left[\left(\exp \frac{y - Y_{\mathrm{F}}}{0.37} + 1 \right)^{-1} - \left(\exp \frac{y + Y_{\mathrm{F}}}{0.37} + 1 \right)^{-1} \right]; \tag{12}$$

$$Y_{\mathrm{G}} = l - l^{0.64} + 0.26; \quad Y_{\mathrm{F}} = l + l^{0.19} - 1.60; \quad l = \ln\left(\sqrt{s}/\sqrt{n}\, M_p c^2\right) \tag{13}$$

(M_p — масса протона). Аппроксимация (11) при больших Y_{G} представляет собой двугорбое распределение, а (12) при больших Y_{F} — плоское, но обе они неплохо описывают спектры при рассматриваемых здесь энергиях [20]. Обе аппроксимации сужаются с ростом множественности. В разд. 9 будет также использована стандартная аппроксимация для поперечных импульсов π^--мезонов.

3. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ В ИНТЕРВАЛАХ

Вероятность, что 1 π^--мезон, случайным образом выбранный из события с N π^-, попадет в заданный интервал y, равна (см. (5)):

$$p = \int_{y_1}^{y_2} \tilde{\rho}_N(y)dy \tag{14}$$

(p зависит от N). Если все π^--мезоны независимы (10), то вероятность каждому следующему π^-, выбранному из того же события, попасть в этот интервал, такая же. Значит, вероятность, что ровно n π^- из события с N π^- попадут в этот интервал:

$$P_{n|N} = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n} \tag{15}$$

(биномиальное распределение [9]). Вероятность, что ровно n π^- из случайного события попадут в этот интервал (усредняем по N):

$$P_n = \sum_N P_N P_{n|N} = \sum_N P_N \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}, \tag{16}$$

где P_N — распределение по полной множественности π^- в событии.

На рис. 1 приведено сравнение распределений по множественности π^- внутри разных быстротных интервалов [21, 22] с точками, вычисленными по этой формуле (точки соединены прямыми). Точечные линии на этом и на следующих рисунках соответствуют аппроксимации (11), штриховые — (12). Экспериментальные данные взяты из π^+p-взаимодействий (при 250 ГэВ/c), но в этих быстротных интервалах они, по утверждению авторов, совпадают с pp-взаимодействиями. В эксперименте использовались только события без однократной дифракции (NSD) и приводятся только результаты фита полного распределения по множественности π^- отрицательным биномиальным распределением (NBD):

$$P_n = \frac{k(k+1)\dots(k+n-1)}{n!}\left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}+k}\right)^n\left(\frac{k}{\bar{n}+k}\right)^k. \qquad (17)$$

Это распределение и было использовано для получения P_N в (16) с параметрами $\bar{n}$=3,47 и $1/k$=0,013, приведенными в [22].

На рис. 2 показаны средние значения и дисперсии распределений по множественности π^- в pp-взаимодействиях 200 и 250 ГэВ/c внутри заданных интервалов быстроты, симметричных (250 ГэВ/c [22]) и несимметричных (200 ГэВ/c [23]) относительно с.ц.м. Здесь тоже использовались только события NSD, и результаты приведены только в виде параметров фита (17). Точки на рис. 2 получены по формулам, справедливым в случае точного описания данных распределением (17)

$$\langle n\rangle \equiv \sum nP_n = \bar{n}; \qquad D \equiv \sqrt{\langle n^2\rangle - \langle n\rangle^2} = \sqrt{\bar{n}+\bar{n}^2/k}. \qquad (18)$$

Кривые на рис. 2 можно получить прямо из (16), а можно несколько сократить вычисления, что пригодится в следующих разделах. Средняя множественность и средний квадрат множественности π^--мезонов в заданном интервале быстроты для событий с N π^-, т.е. среднее и средний квадрат биномиального распределения (15) равны [9]:

$$\langle n\rangle_N \equiv \sum_n nP_{n|N} = Np; \qquad \langle n^2\rangle_N \equiv \sum_n n^2P_{n|N} = Np(1-p+Np). \qquad (19)$$

Эти величины можно усреднить по N ввиду их линейности по $P_{n|N}$:

$$\langle n\rangle \equiv \sum_n nP_n = \sum_n n\sum_N P_N P_{n|N} = \sum_N P_N \sum_n nP_{n|N} = \sum_N P_N Np;$$

$$\langle n^2\rangle \equiv \sum_n n^2P_n = \sum_n\sum_N n^2 P_N P_{n|N} = \sum_N P_N Np(1-p+Np) \qquad (20)$$

(D получается из этих равенств согласно (18)).

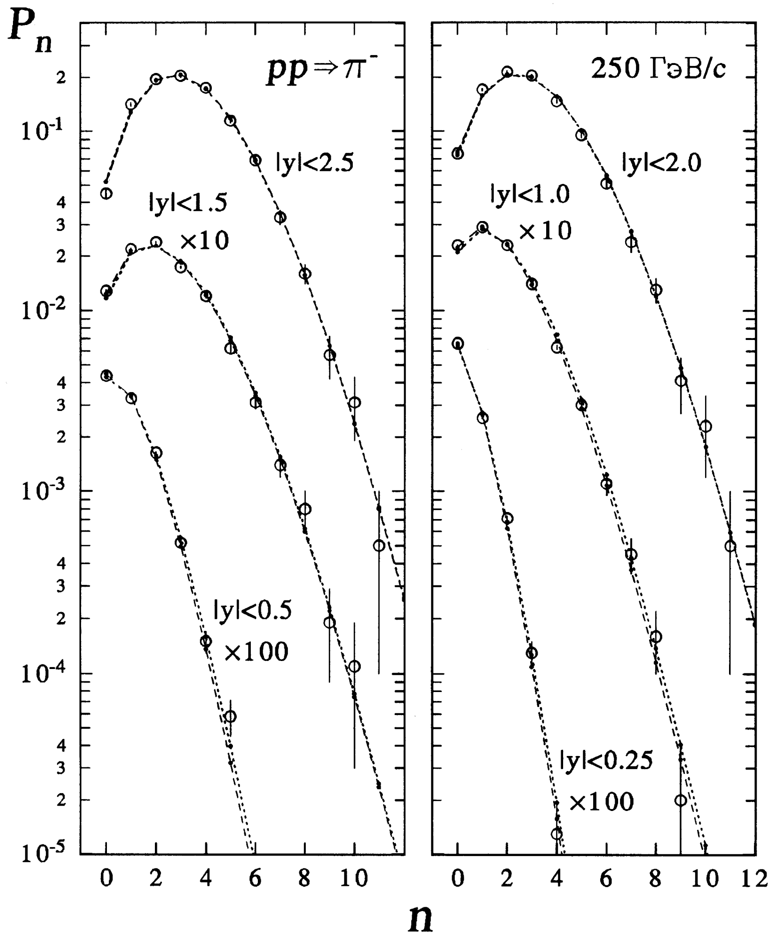

Рис. 1. *Распределения по множественности π^--мезонов внутри разных быстротных интервалов в pp-взаимодействиях 250 ГэВ/с. Отрезки прямых соединяют точки (формула (16)), соответствующие независимому рождению π^--мезонов (10). Точечные прямые соответствуют аппроксимации (11), штриховые — (12)*

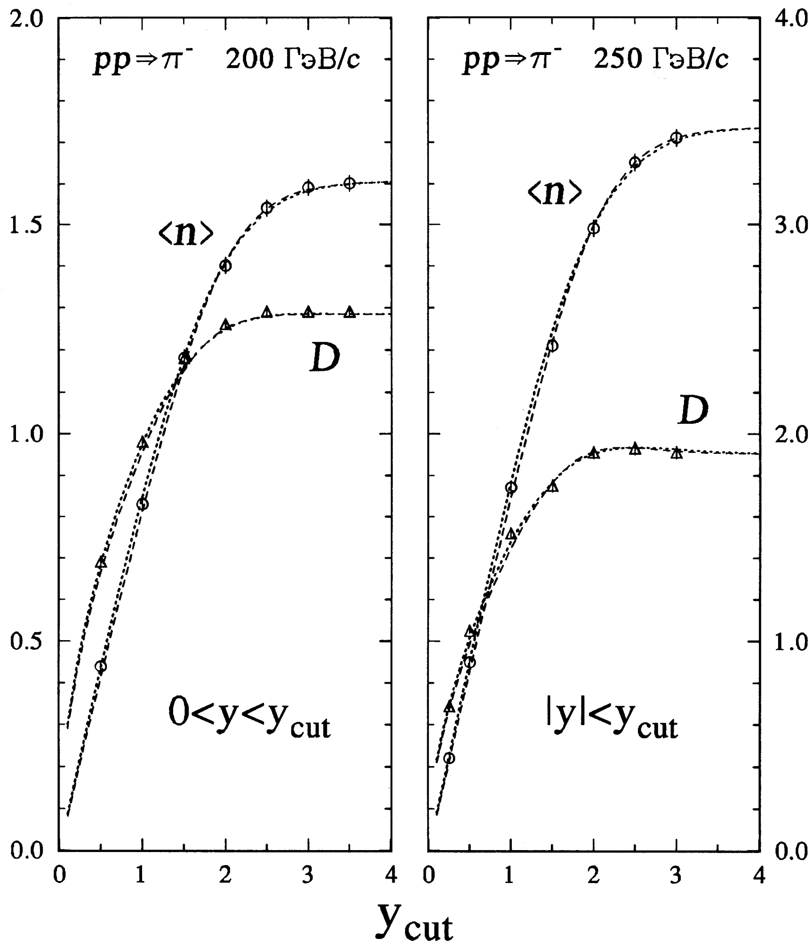

Рис. 2. *Средние значения и дисперсии распределений по множественности π^--мезонов в pp-взаимодействиях 200 и 250 ГэВ/c внутри заданных интервалов быстроты, симметричных (250 ГэВ/c) и несимметричных (200 ГэВ/c) относительно с.ц.м. Кривые (20) — независимое рождение π^- (10). Точечные кривые соответствуют аппроксимации (11), штриховые — (12)*

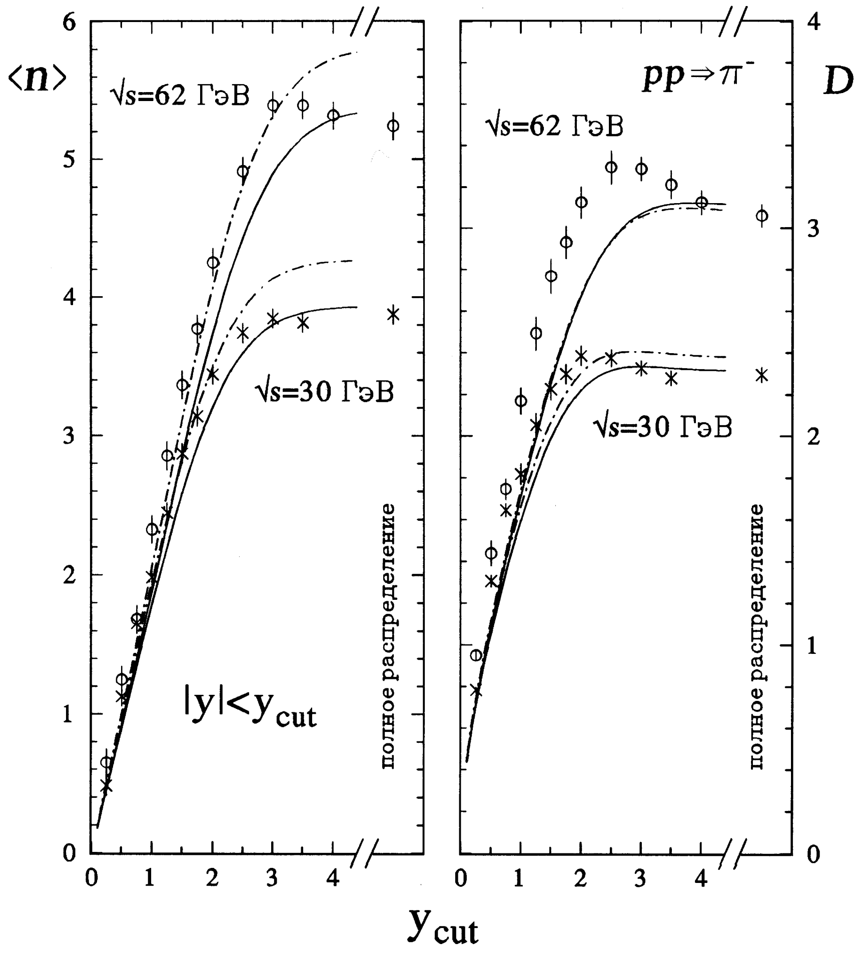

Рис. 3. *Средние значения и дисперсии распределений по множественности π^--мезонов в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s}$=30 и 62 ГэВ внутри заданных интервалов быстроты (симметричных). Кривые (20) — независимое рождение π^--мезонов (10) — соответствуют аппроксимации (11). Сплошные кривые получены с помощью NBD-аппроксимаций полных распределений по множественности, штрихпунктирные — по экспериментальным распределениям*

Данные хорошо описываются независимым рождением π^--мезонов. Такая проверка — является ли попадание каждого пиона в заданный быстротный интервал чисто случайным — должна, конечно, предшествовать фитированию распределений по множественности в разных интервалах какими-либо функциями, например (17). Результаты таких фитов объясняются обычно с помощью кланов, кластеров и других лишних сущностей. Функция (17) получается из предположения о независимом рождении кластеров с распределением Пуассона и рождении частиц в кластере с распределением Бозе–Эйнштейна [15].

Гораздо хуже описываются данные при $\sqrt{s}$=30 и 62 ГэВ [24], тоже опубликованные только в виде параметров фита NBD (рис. 3). Кривые соответствуют аппроксимации (11) (аппроксимация (12) дает практически то же). Сплошные кривые получены с помощью NBD-аппроксимаций P_N, приведенных в [24], штрихпунктирные — по экспериментальным данным [25]. Вторые лучше описывают поведение $\langle n\rangle$, кроме последних точек, которые (при 62 ГэВ) описать невозможно — средняя множественность π^- (точнее параметр $\bar{n}$ из NBD-фита) в этой работе при больших быстротных интервалах уменьшается (!) с ростом интервала. Конечно, это означает только то, что данные плохо описываются этим фитом, но сами данные в [24] не приведены.

Дисперсии распределений D описываются здесь плохо.

4. ИЗОЛИРОВАННЫЕ ИНТЕРВАЛЫ

На рис. 4 приведены характеристики распределений по множественности π^--мезонов в π^+p-взаимодействиях при 250 ГэВ/c в быстротном интервале $|y|<y_C$ при условии, что в соседние с ним быстротные интервалы $y_C<|y|<y_E$ не попало ни одного π^- [26]. Здесь точки тоже вычислены из параметров фита (17) согласно (18). Так же ведут себя результаты для K^+p-взаимодействий [26], и можно надеяться, что и в pp-взаимодействиях получится то же. Поэтому кривые (независимое рождение π^-) получены с теми же аппроксимациями (11)–(13).

Вероятности, что 1 π^-, случайно выбранный из события с N π^--мезонами, попадет в интервал $|y|<y_C$ (p_C) и в $y_C<|y|<y_E$ (p_E), равны

$$p_C = 2\int_0^{y_C} \tilde{\rho}_N(y)dy; \qquad p_E = 2\int_{y_C}^{y_E} \tilde{\rho}_N(y)dy \tag{21}$$

(p_C и p_E зависят от N). Вероятность события с N π^--мезонами, из которых ни один не попал в запрещенные интервалы, равна $P_N(1{-}p_E)^N$.

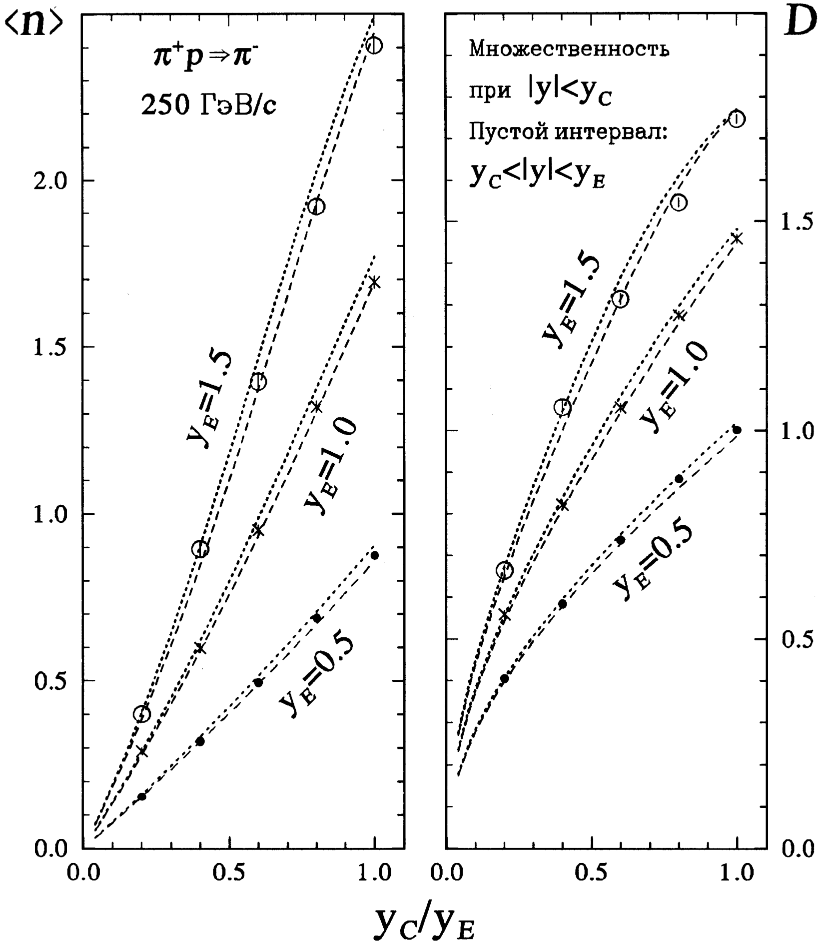

Рис. 4. *Средние значения и дисперсии распределений по множественности π^--мезонов в изолированном быстротном интервале $|y|<y_C$ при условии, что в соседние с ним интервалы $y_C<|y|<y_E$ не попало ни одного π^--мезона. Кривые (24) — независимое рождение π^- (10). Точечные кривые соответствуют аппроксимации (11), штриховые — (12)*

Распределение по полной множественности π^--мезонов N в подансамбле событий, где ни один π^- не попал в интервал $y_C<|y|<y_E$:

$$P'_N = \frac{P_N(1-p_E)^N}{\sum\limits_N P_N(1-p_E)^N}; \qquad \sum_N P'_N = 1. \tag{22}$$

Вероятность попадания в центральный интервал каждого π^--мезона из события с N π^-, входящего в этот подансамбль:

$$p = p_C/(1-p_E) \tag{23}$$

(p зависит от N). Среднее число и средний квадрат числа π^--мезонов в этом интервале для событий с N π^- вычисляются так же, как в (19). И усредняя их по N, как в (20), получаем

$$\langle n\rangle = \sum_N P'_N Np; \qquad \langle n^2\rangle = \sum_N P'_N Np(1-p+Np). \tag{24}$$

На рисунке видно, что распределения по множественности π^--мезонов в таких обособленных "струях", так же, как и их "существование", прекрасно описываются совершенно случайным попаданием каждого из пионов в разные точки фазового объема.

Так же просто описать смесь всех заряженных частиц, видимо, невозможно из-за множества тривиальных корреляций (см. разд. 2).

5. КОРРЕЛЯЦИИ ВПЕРЕД-НАЗАД

Зависимость средней множественности π^--мезонов $\langle B\rangle$ в некотором быстротном интервале b (backward) от множественности F в неперекрывающемся с ним интервале f (forward), кроме "настоящих" корреляций и зависимости спектров от множественности, определяется еще двумя тривиальными причинами (см. разд. 1). Отбирая события с большими F мы отбираем события с большой полной множественностью N и, значит, увеличиваем $\langle B\rangle$. С другой стороны, отбирая большие F при фиксированном N мы уменьшаем $\langle B\rangle$.

На рис. 5, справа вверху, приведены экспериментальные точки $\langle B\rangle$ в зависимости от F для полных быстротных интервалов вперед-назад в с.ц.м. pp-взаимодействий при $p_{\text{лаб}}$=250 ГэВ/c [27]. Двумя отрезками прямых показан фит этих данных линейной аппроксимацией [27]:

$$\langle B(F)\rangle = a + (b \pm \Delta b)F. \tag{25}$$

Эти отрезки прямых соответствуют верхней и нижней границе параметра $b \pm \Delta b$. Ошибка параметра a (Δa=0,03) здесь не учтена.

В работе [27] были также получены зависимости $\langle B(F)\rangle$ для ограниченных интервалов быстроты. К сожалению, они приведены только в виде параметров фита (25). На рис. 5 слева отрезками прямых показаны эти данные для центральных симметричных интервалов: $|y|<y_{\rm cut}$, справа — для периферических: $|y|>y_{\rm cut}$. Ошибки параметра a здесь, видимо, не меньше, чем для полных интервалов $|y|>0$. Эти пары прямых обрываются при значениях F, для которых экспериментальная статистика (пропорциональная P_F, см. ниже) приблизительно такая же, как для последней экспериментальной точки при $|y|>0$.

Независимому излучению пионов на рис. 5 соответствуют точечные и штриховые линии (аппроксимации (11) и (12)). Эти линии, соединяющие точки при целых F, получены следующим образом.

Вероятность случайному пиону из события с N пионами попасть в передний (задний) интервал быстроты $p_{\rm f}$ ($p_{\rm b}$) записывается так же, как в (14) (эти вероятности зависят от N). Вероятность, что ровно F пионов из события с N пионами попадут в передний интервал $P_{F|N}$, такая же, как в (15) (биномиальное распределение):

$$P_{F|N} = \frac{N!}{F!(N-F)!} p_{\rm f}^n (1-p_{\rm f})^{N-F}. \tag{26}$$

Усредняя по N, как в (16), получаем вероятность, что ровно F пионов из случайного события попадут в этот интервал: $P_F {=} \sum P_{F|N} P_N$. Вероятность, что в событии, где ровно F пионов попали в передний интервал, полная множественность окажется N: $P_{N|F} {=} P_{F|N} P_N / P_F$ — соотношение между обратными условными вероятностями [9].

Средняя множественность π^--мезонов, попавших в задний интервал, из события с N π^-, из которых F попало в передний интервал, равна $(N{-}F)p_{\rm b}/(1{-}p_{\rm f})$. Усредняя ее по N с весом $P_{N|F}$, получаем

$$\langle B(F)\rangle = \sum_N P_{F|N} P_N (N-F) p_{\rm b} \, / P_F (1-p_{\rm f})\,. \tag{27}$$

Вероятности P_N для этой формулы взяты из распределения (17) с параметрами, полученными из величин a и b для полных интервалов $|y|>0$ [27]: $\bar{n} {=} 2a_{\rm full}/(1{-}b_{\rm full}) {=} 3{,}63$; $1/k {=} b_{\rm full}/a_{\rm full} {=} 0{,}011$.

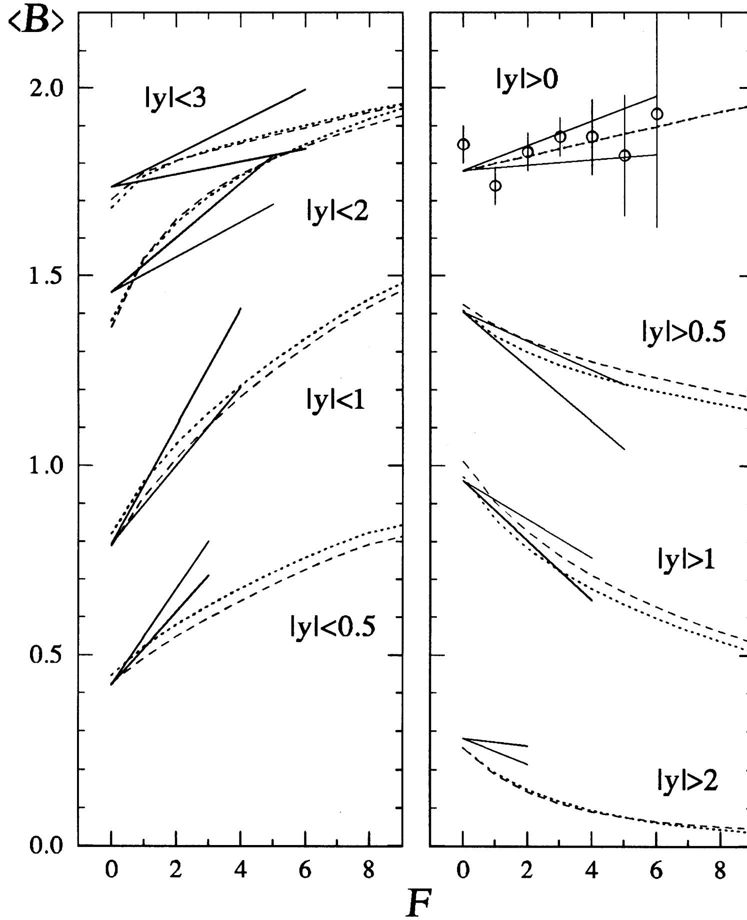

Рис. 5. *Зависимость средней множественности π^--мезонов в задней полусфере ($\langle B \rangle$) от множественности в передней полусфере (F) в pp-взаимодействиях 250 ГэВ/с при разных ограничениях на быстротные интервалы. Отрезки прямых — фит экспериментальных данных. Кривые, соответствующие независимому рождению π^--мезонов (10), получены по формуле (27), точечные кривые — с использованием аппроксимации (11), штриховые — (12)*

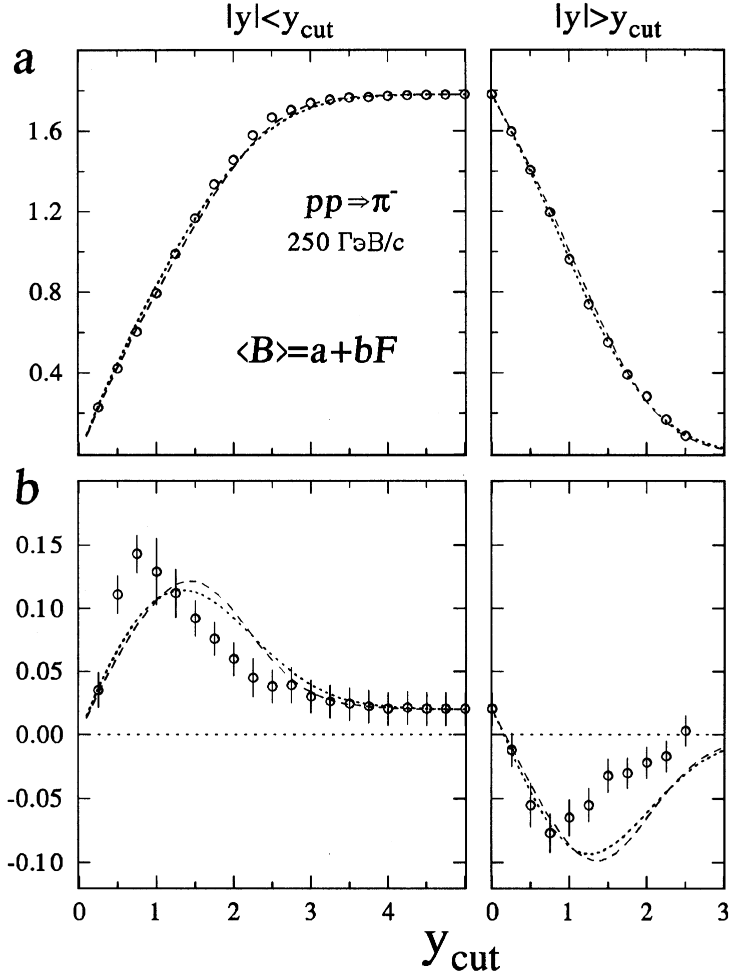

Рис. 6. *Значения параметров a и b для корреляций множественностей вперед-назад $\langle B\rangle=a+bF$ (см. предыдущий рисунок) в центральной ($|y|<y_{\rm cut}$) и периферической ($|y|>y_{\rm cut}$) областях быстроты. Кривые (28), (32) — независимое рождение π^- (10). Точечные кривые соответствуют аппроксимации (11), штриховые — (12)*

На рис. 6 приведены параметры a и b линейной аппроксимации (25) в зависимости от границ интервалов для тех же данных [27]. Если бы эти корреляции точно описывались линейным фитом (25), то его параметры были бы равны [27]

$$b = \frac{\langle BF\rangle - \langle B\rangle\langle F\rangle}{\langle F^2\rangle - \langle F\rangle^2}; \qquad a = \langle B\rangle - b\langle F\rangle, \tag{28}$$

так как

$$\langle B\rangle = \sum_F P_F\langle B(F)\rangle = \sum_F P_F(a+bF) = a + b\langle F\rangle; \tag{29}$$

$$\langle BF\rangle = \sum_F FP_F\langle B(F)\rangle = \sum_F FP_F(a+bF) = a\langle F\rangle + b\langle F^2\rangle. \tag{30}$$

Если π^--мезоны некоррелированы, то вероятность, что в событии с N π^--мезонами ровно F π^--мезонов попали в передний интервал и ровно B — в задний, описывается триномиальным распределением $P_{F,B\,|N}$. Средние значения моментов этого распределения [9]:

$$\langle F\rangle_N = Np_{\rm f}; \quad \langle F^2\rangle_N = Np_{\rm f}(1-p_{\rm f}+Np_{\rm f}); \quad \langle FB\rangle_N = p_{\rm f}p_{\rm b}N(N-1). \tag{31}$$

Их можно усреднить по N, как в (20), ввиду их линейности по $P_{F,B\,|N}$:

$$\langle F\rangle = \sum_N P_N Np_{\rm f}; \qquad \langle B\rangle = \sum_N P_N Np_{\rm b};$$

$$\langle F^2\rangle = \sum_N P_N Np_{\rm f}(1-p_{\rm f}+Np_{\rm f}); \quad \langle FB\rangle = \sum_N P_N p_{\rm f}p_{\rm b}N(N-1). \tag{32}$$

Кривые на рис. 6, соответствующие независимому испусканию π^-, получены по формулам (28) и (32), т.е. в предположении точной линейной зависимости (25). Это предположение противоречит нашим кривым на рис. 5, но по самим кривым нельзя получить параметры фита a и b, которые зависят от экспериментальных ошибок $\langle B(F)\rangle$.

В [19] проведено также сравнение формул (28), (32) с данными [27] при несимметричных интервалах (корреляции вправо-влево).

Для корреляций вперед-назад при полных интервалах ($|y|>0$) формулы упрощаются, вероятности $p_{\rm f}=p_{\rm b}=0,5$ не зависят от множественности, и из (28), (32) получается [28]

$$a = \langle N\rangle^2 \,/\, (D^2 + \langle N\rangle); \qquad b = (D^2 - \langle N\rangle) \,/\, (D^2 + \langle N\rangle), \tag{33}$$

$\langle N\rangle$ и D — среднее и дисперсия полного распределения по множественности. В работе [28] показано, что эти корреляции для разных реакций согласуются с предположением о независимом рождении частиц.

Ясно, что при независимом испускании π^- в pp-взаимодействиях их корреляции вперед-назад для полных интервалов такие же, как корреляции вверх-вниз (перпендикулярно оси реакции) или в любом другом направлении в с.ц.м. Для всех заряженных частиц это, конечно, не так, например, оба лидирующих протона могут иметь поперечный импульс вверх, но практически не могут оба вылетать вперед в с.ц.м.

6. КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ

Корреляционная функция — это отличие плотности вероятности совместного события от произведения плотностей вероятности составляющих его частных событий. Если быстроты частиц независимы, корреляционная функция должна быть равна нулю при всех y_i. Рассмотрим двухчастичные корреляции всех частиц данного сорта.

Двухчастичная корреляционная функция это (см. (5)–(8)) [11]:

$$\tilde{C}_n \equiv \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2); \qquad \int \tilde{C}_n dy_1 dy_2 = 0. \tag{34}$$

Знак ($\tilde{}$) над C здесь и далее обозначает нормированность используемых спектров на 1 [10, 17, 18]. Функцию $\tilde{C}_n$ можно усреднить по n:

$$\tilde{C}_{\rm S} \equiv \sum_{n=2}^{\infty} P_n \tilde{C}_n = \sum_{n=2}^{\infty} P_n \left[\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2)\right]. \tag{35}$$

Индекс S (“Short range”) при C здесь и далее обозначает усреднение полуинклюзивных функций [10, 29, 30].

Если суммирование в (35) начинать с 1, то даже при полностью независимых частицах (7), $\tilde{C}_{\rm S}$ не может быть равной 0, из-за ничем не скомпенсированного второго члена при n=1 (см. рис. 7 вверху слева):

$$\tilde{C}_{\rm S} = -P_1\tilde{\rho}_1(y_1)\tilde{\rho}_1(y_2). \tag{36}$$

Функцию $\tilde{C}_n$ можно также усреднить по n с весом, пропорциональным статистике пар при каждом n [29, 31]:

$$C'_{\rm S} \equiv \sum_n n(n-1) P_n \left[\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2)\right] \tag{37}$$

(см. рис. 8 вверху слева). Кстати, при этом суммирование автоматически начнется с n=2. Это выражение было бы логичнее отнормировать (разделить) на $\langle n(n-1)\rangle$ для корректного сравнения данных при разных энергиях, но данные на рис. 8 получены в этой нормировке.

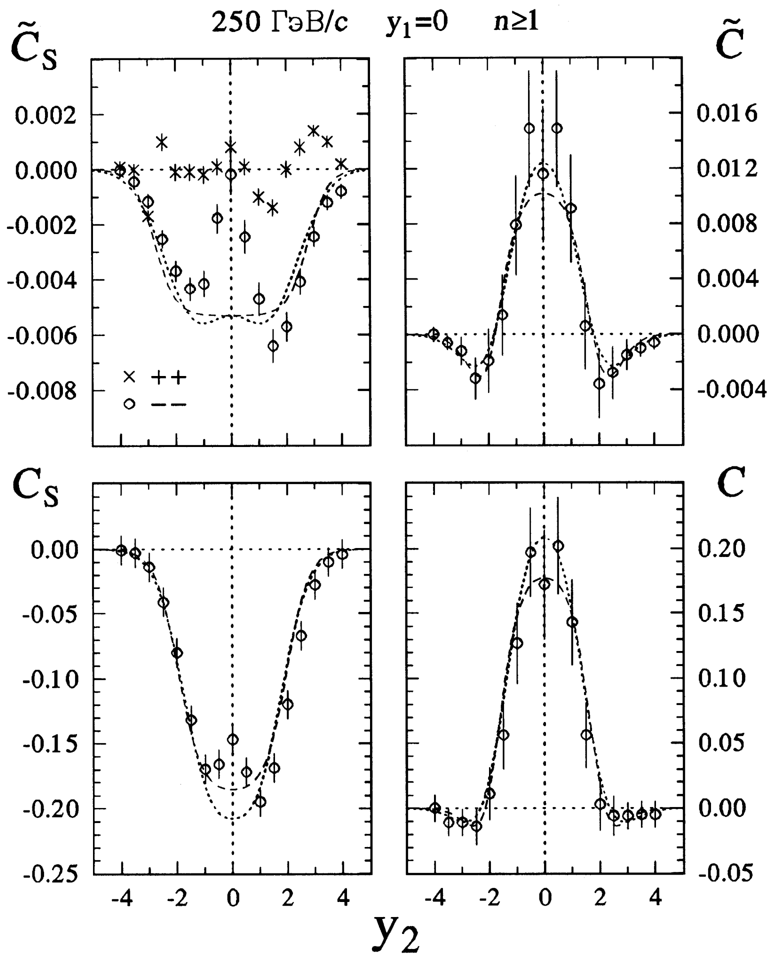

Рис. 7. *Двухчастичные быстротные корреляции π^--мезонов (y_1=0) в pp-взаимодействиях 250 ГэВ/с при разных определениях корреляционной функции: (35), (40), (42), (46) в событиях с $n \geq 1$. Кривые (36), (41), (45), (48) соответствуют независимому испусканию π^--мезонов (7). Точечные кривые получены с использованием аппроксимации (11), штриховые — (12)*

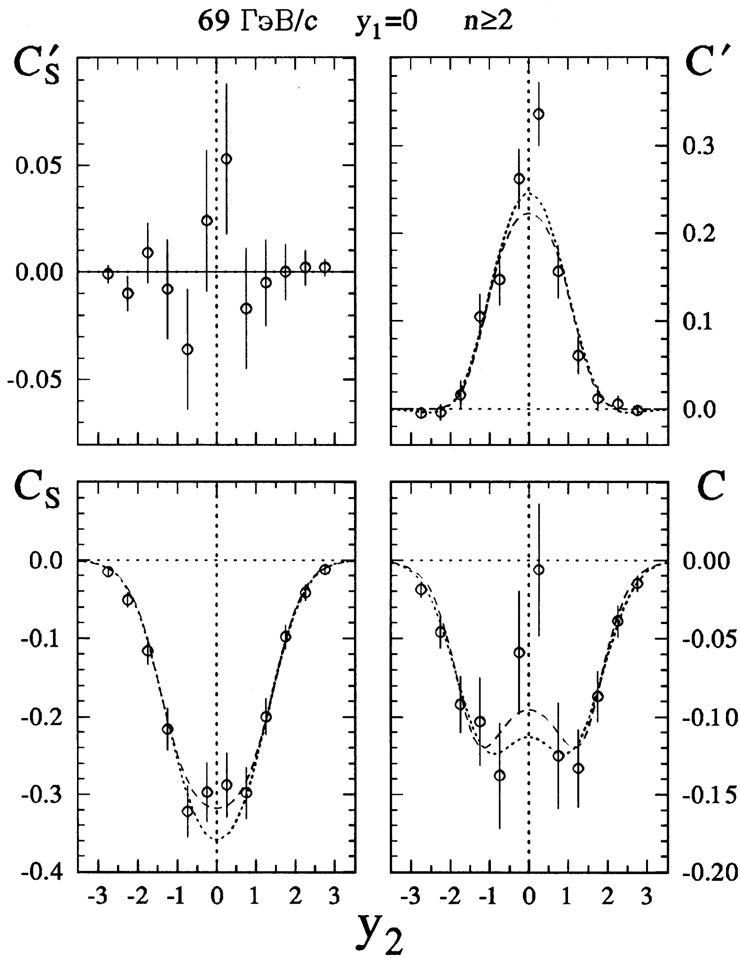

Рис. 8. *Двухчастичные быстротные корреляции π^--мезонов (y_1=0) в pp-взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных определениях корреляционной функции: (37), (40), (46), (49) в событиях с $n \geq 2$. Кривые (41), (48), (49) соответствуют независимому испусканию π^--мезонов (7) (для C'_S (37) — это прямая при C'_S=0). Точечные кривые получены с использованием аппроксимации (11), штриховые — (12)*

Корреляционная функция (37) соответствует известной процедуре исследования интерференционных корреляций, при которой двухчастичный спектр сравнивается со смешанным спектром пар частиц, где каждая частица пары выбрана случайно из разных событий (но с той же множественностью этих частиц в событии!) [32, 33]. Точнее, в интерференционных корреляциях используется нормированная на одночастичные спктры функция $R'_{\mathrm{S}} \equiv C'_{\mathrm{S}} / \sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2)$.

7. ПСЕВДОКОРРЕЛЯЦИИ

Часто используются другие "корреляционные" функции, формально похожие на предыдущие (см. также [34]).

а) Полуинклюзивная ненормированная функция [4]

$$C_n \equiv \rho_n(y_1, y_2) - \rho_n(y_1)\rho_n(y_2); \qquad \int C_n dy_1 dy_2 = -n, \tag{38}$$

где плотности множественности в событиях с множественностью n:

$$\rho_n(y) \equiv \frac{1}{\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dy} = n\tilde{\rho}_n(y); \; \rho_n(y_1, y_2) \equiv \frac{1}{\sigma_n}\frac{d^2\sigma_n}{dy_1 dy_2} = n(n-1)\tilde{\rho}_n(y_1, y_2). \tag{39}$$

Функция C_n ни при каких условиях не может равняться 0 для всех y, так как интеграл от нее не равен 0. Первый и второй члены в (38) нормированы на разное число пар частиц. Произведение одночастичных спектров здесь — это модель двухчастичного спектра с "выключенными" корреляциями, но данная модель не учитывает, что в реальном событии вторая частица выбирается уже из $n-1$ частицы, а не из n, как первая. Конечно, когда величинам y_1 и y_2 соответствуют частицы разного сорта, такого недоразумения не возникает (вынимая из события положительную частицу, мы не меняем числа отрицательных).

Усредненная по n функция C_n [29, 30]:

$$C_{\mathrm{S}} = \sum_n P_n \left[n(n-1)\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - n^2 \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2) \right]; \quad \int C_{\mathrm{S}} dy_1 dy_2 = -\langle n \rangle. \tag{40}$$

При независимом излучении (7) из (40) получается (см. рис. 7 и 8):

$$C_{\mathrm{S}} = -\sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2). \tag{41}$$

б) Инклюзивная нормированная функция [35, 36]

$$\tilde{C} \equiv \tilde{\rho}(y_1, y_2) - \tilde{\rho}(y_1)\tilde{\rho}(y_2); \qquad \int \tilde{C} dy_1 dy_2 = 0, \tag{42}$$

где нормированные плотности средней множественности равны

$$\tilde{\rho}(y) \equiv \frac{1}{\langle n \rangle \sigma_{\text{in}}} \frac{d\sigma}{dy} = \sum_n \frac{n}{\langle n \rangle} P_n \tilde{\rho}_n(y);$$

$$\tilde{\rho}(y_1, y_2) \equiv \frac{1}{\langle n(n-1) \rangle \sigma_{\text{in}}} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} = \sum_n \frac{n(n-1)}{\langle n(n-1) \rangle} P_n \tilde{\rho}_n(y_1, y_2). \tag{43}$$

Величину $\tilde{\rho}(y)$ можно интерпретировать как плотность вероятности того, что частица, случайным образом выбранная из полного списка частиц, родившихся в событиях с разными n, имеет быстроту y. А величину $\tilde{\rho}(y_1, y_2)$ — как плотность вероятности того, что пара частиц, выбранная из полного списка пар, имеет быстроты y_1 и y_2.

Однако равенство $\tilde{\rho}(y_1, y_2)=\tilde{\rho}(y_1)\tilde{\rho}(y_2)$, составленное из этих величин, похожее на (7), не может являться определением независимости частиц, так как одночастичный спектр в (43) не является (в отличие от (8)) проекцией двухчастичного (см. также разд. 1):

$$\int \tilde{\rho}(y_1, y_2) dy_2 = \langle n(n-1) \rangle^{-1} \sum_n n(n-1) P_n \int \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) dy_2 =$$

$$= \langle n(n-1) \rangle^{-1} \sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \neq \tilde{\rho}(y_1). \tag{44}$$

Первый и второй члены в (42) получены на разных ансамблях событий. Первый содержит больший процент событий с бóльшим n, чем второй, так как число пар пионов в событии пропорционально $n(n-1)$, а число пионов — только n. Ширина быстротного спектра падает с ростом множественности (см. (11)-(13) и [20]), поэтому первый член $\tilde{C}$ — это более узкая и высокая функция, чем второй (при равных интегралах). И эта комбинаторная псевдокорреляция видна на рис. 7 — разность этих членов положительна при маленьких $|y_2|$, отрицательна при бóльших и равна нулю, когда $\tilde{\rho}_n(y)$ становится равным 0.

При независимом излучении из (7) и (42) получается (рис. 7):

$$\tilde{C}=\langle n(n-1) \rangle^{-1} \sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2) - \langle n \rangle^{-2} \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_2). \tag{45}$$

При независимом рождении пионов функция $\tilde{C}$ могла бы равнятся нулю при всех y_1, y_2, если бы спектры пионов не зависели от n.

в) Ненормированная инклюзивная функция [3] (см. (1)):

$$C \equiv \rho(y_1, y_2) - \rho(y_1)\rho(y_2); \qquad \int C dy_1 dy_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2, \tag{46}$$

где плотности средней множественности частиц и пар те же, что в (2):

$$\rho(y)=\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y); \qquad \rho(y_1,y_2)=\sum_n n(n-1)P_n\tilde{\rho}_n(y_1,y_2). \tag{47}$$

При независимом излучении из (7) и (46) получается (см. рис. 7, 8):

$$C=\sum_n n^2P_n\tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2)-\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2)-\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y_1)\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y_2). \tag{48}$$

Функция C сочетает в себе обе псевдокорреляции, присущие двум предыдущим функциям, — ошибку в нормировке, как в C_S, и комбинаторную псевдокорреляцию, как в $\tilde{C}$. При независимом рождении частиц (7) функция C могла бы оказаться равной 0, при двух дополнительных условиях — если бы спектр не зависел от n, а распределение по множественности имело "корреляционный" параметр $f_2\equiv\langle n(n-1)\rangle-\langle n\rangle^2=0$.

г) В работе [29] введена также функция (см. рис. 8):

$$C'=C+\sum_n P_n\rho_n(y_1)\rho_n(y_2)/n=C+\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2), \tag{49}$$

которая при независимом излучении отличается от C (48) отсутствием среднего члена и, таким образом, аналогична функции для частиц разного сорта, соответствующих y_1 и y_2 [29].

8. БЫСТРОТНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ π^--МЕЗОНОВ

Данные, приведенные на рис. 7, получены при 250 ГэВ/c [30]. Точки C и $\tilde{C}$ — из pp-взаимодействий. Точки C_S и $\tilde{C}_S$ — из π^+p и K^+p, но, судя по данным [30], они должны быть близки к pp. В работе [30] при получении всех этих корреляционных функций использовались и события с одним π^-. Кривые на рисунках получены по формулам (36), (41), (45), (48) в предположении об отсутствии корреляций (7).

Псевдокорреляция в $\tilde{C}_S$ получается только из-за ничем не скомпенсированного второго члена в (35) при $n=1$. Для положительных частиц ее нет, так как их множественность в pp-, K^+p- и π^+p-взаимодействиях всегда больше 1. Существенное отличие кривой от экспериментальных точек на рис. 7 наблюдается только для $\tilde{C}_S$. Возможно, это настоящая корреляция (например, интерференционная), хотя для положительных частиц не видно и ее.

Псевдокорреляция в C_S получается из-за разной нормировки первого и второго членов в (38). Первый всегда меньше второго.

В $\tilde{C}$ комбинаторная псевдокорреляция происходит из-за разного усреднения одночастичного и двухчастичного спектров по ансамблю событий: в первом члене $\tilde{C}$ (42) больше вес событий с большей множественностью, чем во втором (см. предыдущий раздел).

Функция C сочетает в себе обе предыдущие псевдокорреляции.

Данные на рис. 8 получены в pp-взаимодействиях при 69 ГэВ/c [29, 37]. Кривые (41), (48), (49) соответствуют независимому испусканию π^--мезонов (7) (для C'_{S} (37) — это прямая при C'_{S}=0). Кроме еще двух определений корреляционных функций (C'_{S} (37) и C' (49)) рис. 8 отличается от рис. 7 также отсутствием событий с одним π^--мезоном, что еще больше разнообразит вид используемых функций. Это отличие существенно, например, функция C здесь отрицательна, хотя при $n\geq 1$ она положительна [29] так же, как для 250 ГэВ/c на рис. 7.

На рис. 9 приведена корреляционная функция R (при y_1=0):

$$R \equiv \sigma_{\mathrm{in}} \frac{d^2\sigma/dy_1 dy_2}{(d\sigma/dy_1)(d\sigma/dy_2)} - 1 = \frac{\sum_n n(n-1)P_n\tilde{\rho}_n(y_1,y_2)}{\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y_1)\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(y_2)} - 1 \qquad (50)$$

(нормированная на одночастичные спектры функция C) для разных первичных энергий протонов: 21–400 ГэВ/c [18, 29, 31, 38–43]. Псевдокорреляции в R, конечно, те же, что и в C. Кривые также получены в предположении о независимости π^- (7).

Данные, представленные на рис. 7–9, получены для всех неупругих (а не только NSD) событий. При получении кривых использовалась аппроксимация распределений по множественности π^--мезонов P_n [44]:

$$P_n = \Phi\left(\frac{n}{\langle m\rangle}\right) - \Phi\left(\frac{n+1}{\langle m\rangle}\right); \quad \Phi(z) = 1.01\exp[-0.62(z+0.14)^2];$$

$$\langle m\rangle = 0.78\,(\sqrt{s}/M_p - 2)^{3/4}\,(\sqrt{s}/M_p)^{-1/4}. \qquad (51)$$

Конечно, корреляции, обязанные процессам с маленькими сечениями, например, интерференционным корреляциям, не заметны на фоне рассмотренной здесь общей картины. Но, вероятно, некоторое превышение положения точек над кривыми на рис. 7–9 при $y_2{\sim}0$ происходит из этого явления. Это превышение становится больше при отборе пар частиц с близкии азимутальными углами [45]. Кстати, интерференционные корреляции часто изучаются именно с помощью псевдокорреляционной функции R (зависящей от разности импульсов

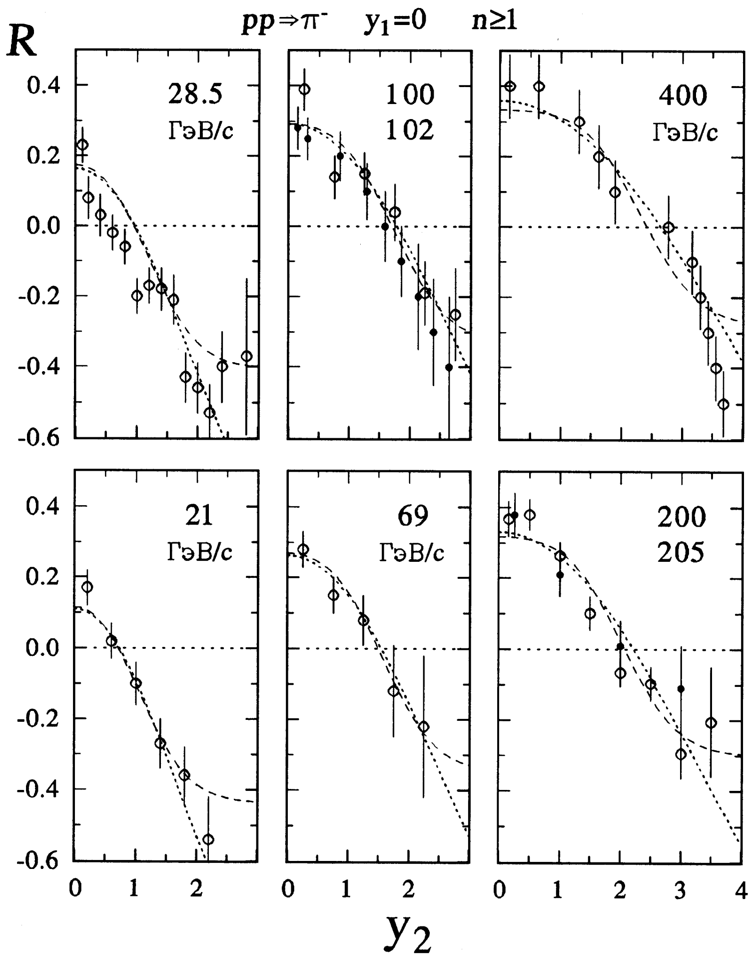

Рис. 9. *Двухчастичные быстротные корреляции π^--мезонов при y_1=0: $R(y_1,y_2)\equiv C(y_1,y_2)/\rho(y_1)\rho(y_2)$ (50) в pp-взаимодействиях 21–400 ГэВ/с ($n\geq1$). Кривые получены в предположении о независимости рождающихся π^--мезонов (7). Точечные кривые соответствуют аппроксимации (11), штриховые — (12)*

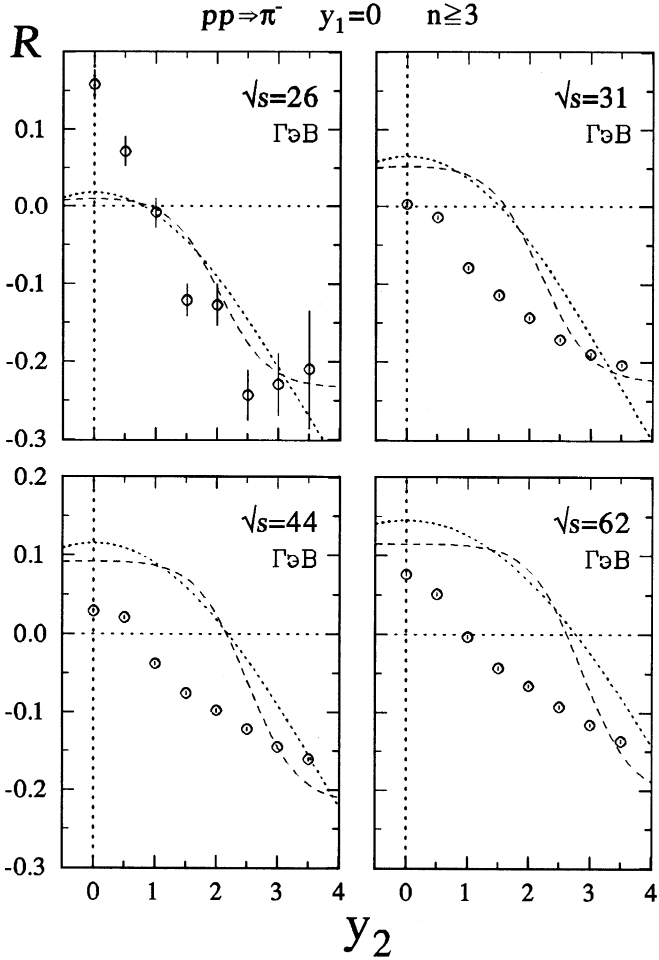

Рис. 10. *Двухчастичные быстротные корреляции π^--мезонов R (50) (y_1=0) при 360 ГэВ/с ($\sqrt{s}$=26 ГэВ) и $\sqrt{s}$=31–62 ГэВ для $n \geq 3$. Кривые получены в предположении независимого излучения π^--мезонов (7). Точечные кривые получены с аппроксимацией (11), штриховые — (12)*

пионов) или функции $\tilde{R}$ (нормированной на одночастичные спектры функции $\tilde{C}$) [46], что должно приводить к искажению результатов.

На рис. 10 показаны быстротные корреляции π^--мезонов (y_1=0) из работ [47] (360 ГэВ/c; $\sqrt{s}$=26 ГэВ) и [48] ($\sqrt{s}$=31–62 ГэВ) для событий с числом π^--мезонов больше трех. Для получения кривых использованы экспериментальные P_n [25, 49]. Эти данные плохо описываются кривыми — независимым рождением пионов. Данные при 360 ГэВ/c лежат гораздо выше кривых, данные ISR — гораздо ниже. Но и сами эти данные противоречат друг другу — точки при 26 ГэВ не должны сколько-нибудь заметно отличатся от точек при 31 ГэВ. Заметим также, что данные того же эксперимента на ISR [50] (53 ГэВ) и при $n \geq 1$ лежат гораздо ниже данных, полученных в экспериментах с пузырьковыми камерами, например, данных при 400 ГэВ/c (не показано).

Эксперименты [47, 48, 50] (а также [24], см. рис. 3) имели ограниченный аксептанс, поэтому корректно сравнить эти данные с моделью независимых частиц можно только используя экспериментальный же материал — с помощью смешанного ансамбля событий, построенных из частиц, выбранных случайным образом из разных событий (с той же множественностью). Эта процедура совпадает с (37) — условия (7) и (10) справедливы и для неполного фазового объема.

Все данные на рис. 7–10 получены при $y_1 \sim 0$. На рис. 11 показано поведение функции C (46) в pp-взаимодействиях 69 ГэВ/c при других положениях "триггерного" π^--мезона y_1 [51]. Кривые (48) — независимое испускание π^--мезонов (7). С ростом y_1 уменьшается $\tilde{\rho}_n(y_1)$ в (48), а также меняется распределение по множественности в событиях, участвующих в построении C, — уменьшается вклад событий с большой множественностью, имеющих более узкое быстротное распределение. Все кривые симметричны относительно с.ц.м.

9. ПОПЕРЕЧНЫЙ ИМПУЛЬС

На рис. 12 показаны двухчастичные корреляции поперечных импульсов π^--мезонов в pp-взаимодействиях 69 ГэВ/c при разных значениях импульса "триггерного" π^--мезона p_{T1} [51]. Рис. 12 полностью аналогичен рис. 11, а функция $C(p_T)$ — функции C (46):

$$C(p_T) \equiv \rho(p_{T1}, p_{T2}) - \rho(p_{T1})\rho(p_{T2}) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d^2\sigma}{dp_{T1}dp_{T2}} - \frac{1}{\sigma_{\text{in}}^2} \frac{d\sigma}{dp_{T1}} \frac{d\sigma}{dp_{T2}}, \quad (52)$$

где плотности множественности записываются через плотности вероятности так же, как в (47):

$$\rho(p_T) = \sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(p_T); \qquad \rho(p_{T1},p_{T2}) = \sum_n n(n-1)P_n\tilde{\rho}_n(p_{T1},p_{T2}). \quad (53)$$

Кривые на рис. 12 получены в предположении независимого рождения пионов: $\tilde{\rho}_n(p_{T1},p_{T2}) = \tilde{\rho}_n(p_{T1})\tilde{\rho}_n(p_{T2})$ — с помощью стандартной аппроксимации одночастичного распределения по поперечным импульсам в области небольших p_T (см., например, [52]), приведенной к скейлинговому виду ("скейлинг в среднем" [53]):

$$\tilde{\rho}_n(p_T) \equiv \frac{1}{n\sigma_n}\frac{d\sigma_n}{dp_T} = \frac{10}{3\sqrt{\pi}\langle p_T\rangle_n}\left(\frac{5}{2}\frac{p_T}{\langle p_T\rangle_n}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{5}{2}\frac{p_T}{\langle p_T\rangle_n}\right) \quad (54)$$

($\int\tilde{\rho}_n(p_T)dp_T{=}1$), где экспериментальные $\langle p_T\rangle_n$ взяты из [54]. Точно так же, как на рис. 11, здесь при увеличении p_{T1} уменьшается $\tilde{\rho}_n(p_{T1})$ и уменьшается вклад событий с большой множественностью, имеющих более узкое распределение по p_T, так как $\langle p_T\rangle_n$ падает с ростом n.

Общую картину неплохого описания экспериментальных данных независимым рождением пионов нарушает рис. 13 (205 ГэВ/c [17]), где учитываются не только абсолютные величины импульсов, но и их направление. На рис. 13 в зависимости от поперечного импульса "триггерного" π^--мезона p_{T1} показано поведение средних множественностей (вверху) и средних поперечных импульсов (внизу) остальных π^--мезонов, вылетающих как в той же азимутальной полуплоскости, что и "триггерный" пион ($\varphi{<}90°$), так и в противоположной ($\varphi{>}90°$).

Кривые на рис. 13 — независимое рождение пионов. Они не зависят от направления вылета "триггерного" пиона, так как не учитывают сохранение импульса. Их поведение диктуется только изменением эффективного распределения по множественности с увеличением p_{T1}. Вероятность, что в событии с n π^--мезонами найдется пион с p_{T1}, пропорциональна $n\tilde{\rho}_n(p_{T1})$. Значит, распределение по множественности π^--мезонов в событиях, где есть пион с импульсом p_{T1}:

$$P'_n = nP_n\tilde{\rho}_n(p_{T1}) \,/\, \textstyle\sum_n nP_n\tilde{\rho}_n(p_{T1}), \quad (55)$$

а средняя множественность в одной полуплоскости и средний поперечный импульс остальных π^--мезонов:

$$\langle n_2\rangle = \textstyle\sum_n P'_n(n-1)/2; \qquad \langle p_{T2}\rangle = \textstyle\sum_n \langle p_T\rangle_n P'_n(n-1)/2\langle n_2\rangle \quad (56)$$

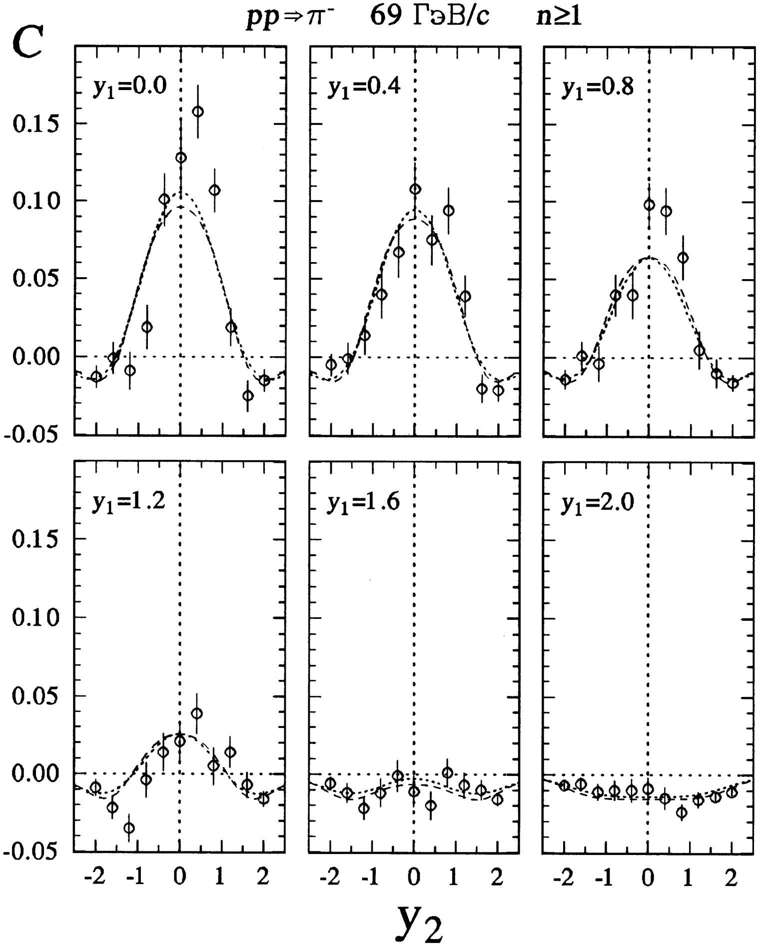

Рис. 11. *Двухчастичные быстротные корреляции π^--мезонов C (46) в pp-взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных положениях "триггерного" π^--мезона y_1. Кривые (48) — независимое испускание π^--мезонов (7). Точечные кривые получены с аппроксимацией (11), штриховые — (12)*

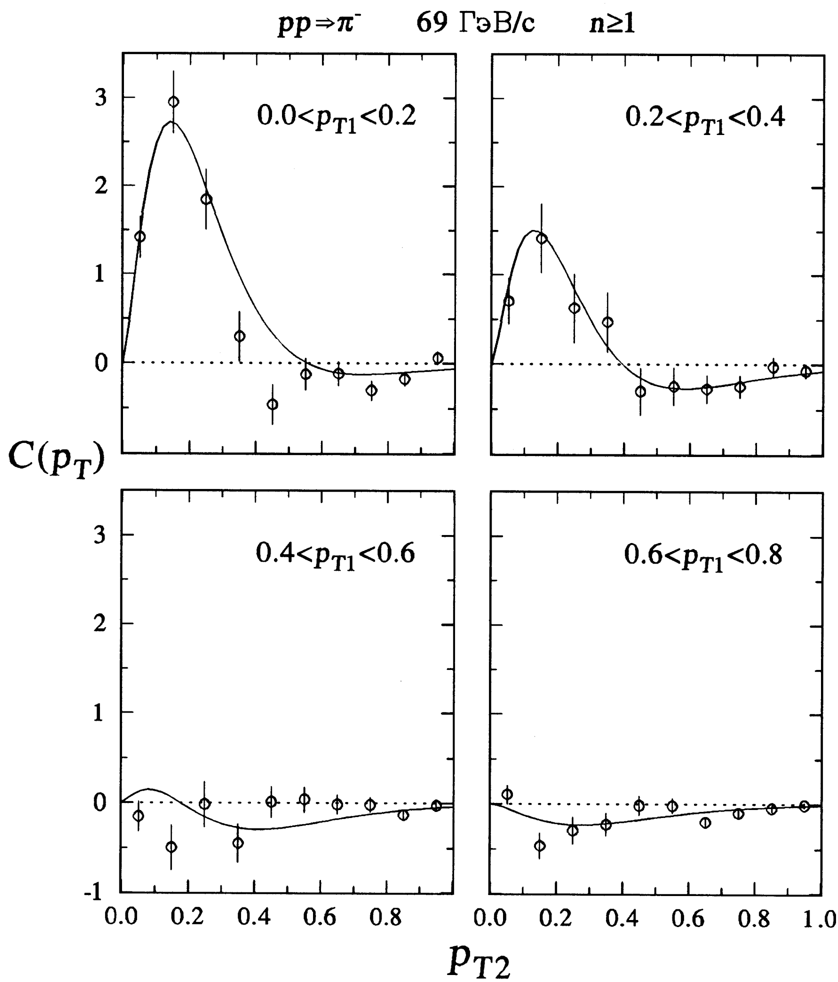

Рис. 12. *Двухчастичные корреляции поперечных импульсов π^--мезонов $C(p_T)$ (52) в pp-взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных значениях поперечного импульса "триггерного" π^--мезона p_{T1}. Кривые соответствуют независимому испусканию π^--мезонов. Они получены с помощью аппроксимации (54)*

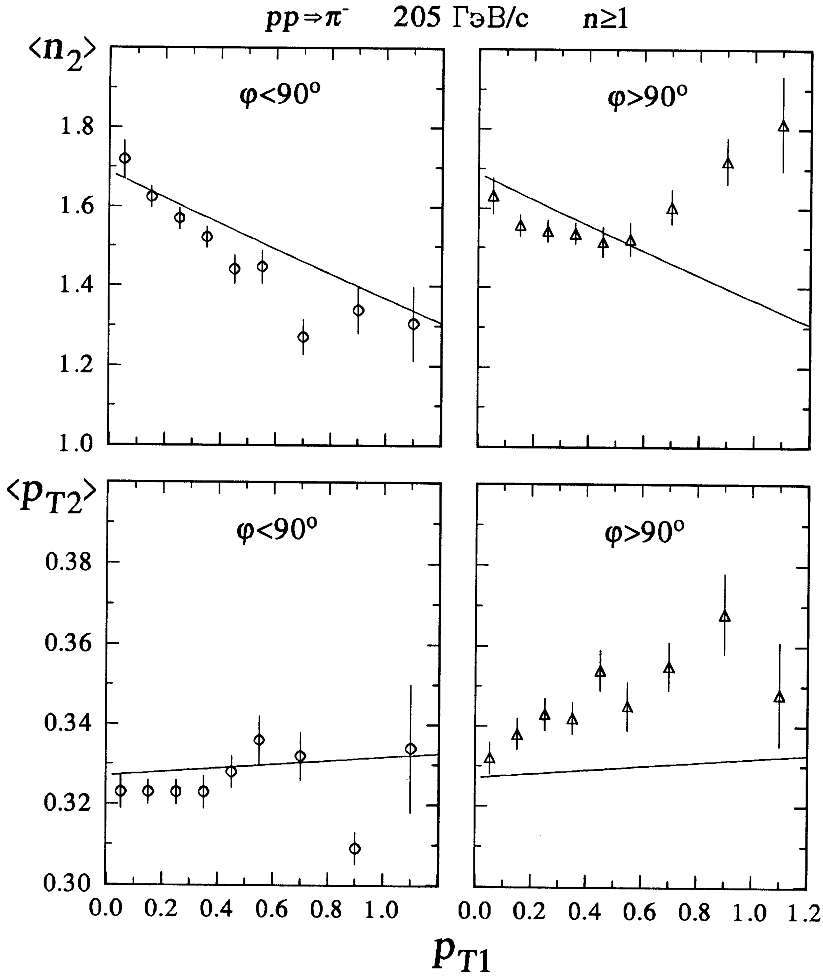

Рис. 13. *Зависимости от поперечного импульса "триггерного" π^--мезона p_{T1} средних множественностей (вверху) и средних поперечных импульсов (внизу) остальных π^--мезонов, вылетающих как в той же азимутальной полуплоскости, что и "триггерный" пион ($\varphi<90°$), так и в противоположной ($\varphi>90°$), в pp-взаимодействиях 205 ГэВ/с. Кривые (56) соответствуют независимому испусканию π^--мезонов.*

("триггерная" частица не входит в n_2). Экспериментальные $\langle p_T \rangle_n$ взяты из [17], полные распределения по множественности P_n получены согласно (51). Различные виды азимутальной асимметрии между полуплоскостями $\varphi<90°$ и $\varphi>90°$ наблюдалась также в [40, 45, 47, 51, 55].

Возможно, более быстрый рост $\langle B(F) \rangle$ по сравнению с кривыми на рис. 5, 6 при $|y|>1$ тоже связан с законом сохранения импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] ZEUS Coll., S.Chekanov *et al.*, Phys.Lett.B **510**, 36 (2001).

[2] H1 Coll., C.Adloff *et al.*, Eur.Phys.J.C **5**, 439 (1998).

[3] K.G.Wilson, Preprint CLNS-131 (Cornell, 1970).

[4] C.E.DeTar, Phys.Rev.D **3**, 128 (1971).

[5] A.H.Mueller, Phys.Rev.D **4**, 150 (1971).

[6] A.Bassetto *et al.*, Nucl.Phys.B **34**, 1 (1971).

[7] L.Caneschi, Nucl.Phys.B **35**, 406 (1971).

[8] Г.Крамер, *Математические методы статистики* (Мир, М., 1975).

[9] В.Идье и др., *Статистические Методы* (Атомиздат, Москва, 1976).

[10] Э.А. Де Вольф, И.М.Дремин, В.Киттель, УФН **163**, 1 (1993).

[11] W.Ko, Phys.Rev.Lett. **28**, 935 (1972).

[12] G.F.Chew, A.Pignotti, Phys.Rev. **176**, 2112 (1968).

[13] L.Stodolsky, Phys.Rev.Lett. **28**, 60 (1972).

[14] T.T.Chou, C.N.Yang, Phys.Rev.Lett. **55**, 1359 (1985).

[15] A.Giovannini, L.Van Hove, Z.Phys.C **30**, 391 (1986).

[16] A.I.Golokhvastov, ЯФ **58**, 2110 (1995).

[17] T.Kafka *et al.*, Phys.Rev.D **16**, 1261 (1977).

[18] J.Whitmore, Phys.Rep.C **27**, 187 (1976).

[19] A.I.Golokhvastov, Z.Phys.C **64**, 301 (1994).

[20] А.И.Голохвастов, Препринт ОИЯИ Р2-2002-92 (Дубна, 2002).

[21] M.Adamus *et al.*, Phys.Lett.B **177**, 239 (1986).

[22] M.Adamus *et al.*, Z.Phys.C **37**, 215 (1988).

[23] F.Dengler *et al.*, Z.Phys.C **33**, 187 (1986).

[24] A.Breakstone *et al.*, Nuovo Cim.A **102**, 1199 (1989).

[25] A.Breakstone *et al.*, Phys.Rev.D **30**, 528 (1984).

[26] M.Adamus *et al.*, Phys.Lett.B **205**, 401 (1988).

[27] V.V.Aivazyan *et al.*, Z.Phys.C **42**, 533 (1989).

[28] D.Zieminska, Phys.Rev.D **27**, 502 (1983).

[29] В.В.Аммосов и др., ЯФ **23**, 341 (1976).

[30] V.V.Aivazyan *et al.*, Z.Phys.C **51**, 167 (1991).

[31] J.Hanlon *et al.*, Nucl.Phys.B **52**, 96 (1973).

[32] G.I.Kopylov, Phys.Lett.B **50**, 472 (1974).

[33] M.Adamus *et al.*, Z.Phys.C **37**, 347 (1988).

[34] С.А.Азимов и др., *Множественные процессы при высоких энергиях* (Изд. "Фан", Ташкент, 1976) с. 120.

[35] E.L.Berger *et al.*, Phys.Rev.D **6**, 2580 (1972).

[36] M.Gyulassy *et al.*, Phys.Rev.C **20**, 2267 (1979).

[37] В.В.Аммосов и др., Препринт ИФВЭ М-16 (Серпухов, 1975).

[38] E.L.Berger *et al.*, Phys.Rev.Lett. **29**, 675 (1972).

[39] J.Erwin *et al.*, Phys.Rev.Lett. **33**, 1443 (1974).

[40] C.M.Bromberg *et al.*, Phys.Rev.D **9**, 1864; **10**, 3100 (1974).

[41] R.Singer *et al.*, Phys.Lett.B **49**, 481 (1974).

[42] T.Ferbel, Preprint COO–3065–91 (Rochester, 1974).

[43] L.Foa, Phys.Rep.C **22**, 1 (1975).

[44] А.И.Голохвастов, ЯФ **64**, 1924 (2001).

[45] B.Y.Oh *et al.*, Phys.Lett.B **56**, 400 (1975).

[46] U.A.Wiedemann, U.W.Heinz, Phys.Rept. **319**, 145 (1999).

[47] J.L.Bailly *et al.*, Z.Phys.C **40**, 13 (1988).

[48] A.Breakstone *et al.*, Mod.Phys.Lett.A **6**, 2785 (1991).

[49] J.L.Bailly *et al.*, Z.Phys.C **23**, 205 (1984).

[50] A.Breakstone *et al.*, Phys.Lett.B **114**, 383 (1982).

[51] J.Derre *et al.*, Nuovo Cim.A **33**, 721 (1976).

[52] Е.Л.Фейнберг, УФН **104**, 539 (1971).

[53] F.T.Dao *et al.*, Phys.Rev.Lett. **33**, 389 (1974).

[54] V.V.Ammosov *et al.*, Nuovo Cim.A **40**, 237 (1977).

[55] I.V.Ajinenko *et al.*, Z.Phys.C **58**, 357 (1993).

Получено 19 марта 2003 г.

Голохвастов А. И. P2-2003-52

Независимое рождение π^--мезонов в pp-взаимодействиях

Экспериментальные данные по множественному рождению π^--мезонов в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} \leq 30$ ГэВ не содержат указаний на существование каких-либо корреляций между π^--мезонами, кроме связанных с сохранением импульса и интерференционных. Распределения по множественности в быстротных интервалах, корреляции вперед-назад, двухчастичные корреляции по быстротам и поперечным импульсам не противоречат независимому рождению π^--мезонов. Из независимого рождения частиц не следует каких-либо ограничений на их распределения по множественности.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод автора

Golokhvastov A. I. P2-2003-52

Independent π^--Meson Production in pp Interactions

The experimental data on π^--meson multiple production in pp interactions at $\sqrt{s} \leq 30$ GeV do not contain indications of the existence of some correlations among the π^- mesons, except correlations connected with momentum conservation and interference ones. Multiplicity distributions inside rapidity intervals, forward-backward correlations, two-particle rapidity and transverse-momentum correlations do not contradict independent π^--meson production. Any restrictions on their multiplicity distributions do not follow from independent particle production.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 04.04.2003.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 2,0. Уч.-изд. л. 2,1. Тираж 415 экз. Заказ № 53846.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/