P2-2002-92

А. И. Голохвастов*

СКЕЙЛИНГ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ СОБЫТИЙ В *pp*-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

*golokhv@sunhe.jinr.ru

1. ИНВАРИАНТНОСТЬ БЫСТРОТНЫХ СПЕКТРОВ

Термин "полуинклюзивный" был введен Кобой, Нильсеном и Олесеном в работе о скейлинге полуинклюзивных спектров [1] (так называемом KNO-II-скейлинге; в экспериментах он не подтвердился [2, 3]). Полуинклюзивный спектр — это кинематический спектр частиц какого-либо сорта в событиях, где число этих частиц фиксировано.

Рассмотрим полуинклюзивные быстротные распределения π^--мезонов в pp-взаимодействиях. Для экспериментального измерения быстроты частицы $y{=}\frac{1}{2}\ln[(E{+}p_{\|})/(E{-}p_{\|})]$ обычно нужна ее идентификация, точнее, надо знать ее массу. Но в pp-взаимодействиях почти все отрицательные частицы — это π^--мезоны, чем и объясняется наличие относительно большого количества данных для этой реакции. Эта реакция сравнительно удобна и для теоретического описания ввиду ее симметрии в с.ц.м. и отсутствия фрагментационных π^--мезонов.

В части использованных здесь работ [2–10] приведены спектры отрицательных частиц при фиксированном числе отрицательных частиц. В других — спектры π^--мезонов (статистически вычиталась примесь K^--мезонов) при фиксированном числе отрицательных частиц. В третьих — спектры π^- при фиксированном числе π^-. Но после нормировки эти спектры в пределах ошибок не отличаются — примесь K^- мала и их быстротные спектры похожи на спектры π^-. Поэтому не будем далее различать отрицательные частицы и π^--мезоны.

На рис. 1 приведено несколько нормированных на единицу одночастичных полуинклюзивных распределений по быстроте отрицательных частиц в pp-взаимодействиях при трех первичных энергиях и четырех множественностях π^--мезонов (n) [3, 6, 9]:

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

(знак $\tilde{}$ обозначает нормированность на 1 [4, 11]). Величина $\tilde{\rho}_n(y)$ — это плотность вероятности, что π^--мезон, случайным образом выбранный из случайного события с n π^--мезонами, имеет быстроту y.

Плотность вероятности, что быстроту y имеет π^--мезон, выбранный из *любого* случайного события, равна $\sum P_n\tilde{\rho}_n(y)$, где P_n — вероятность события с множественностью n. Нормированный *инклюзивный* спектр $\tilde{\rho}(y) = \langle n\rangle^{-1}\sum nP_n\tilde{\rho}_n(y)$ не имеет столь же ясного веро-

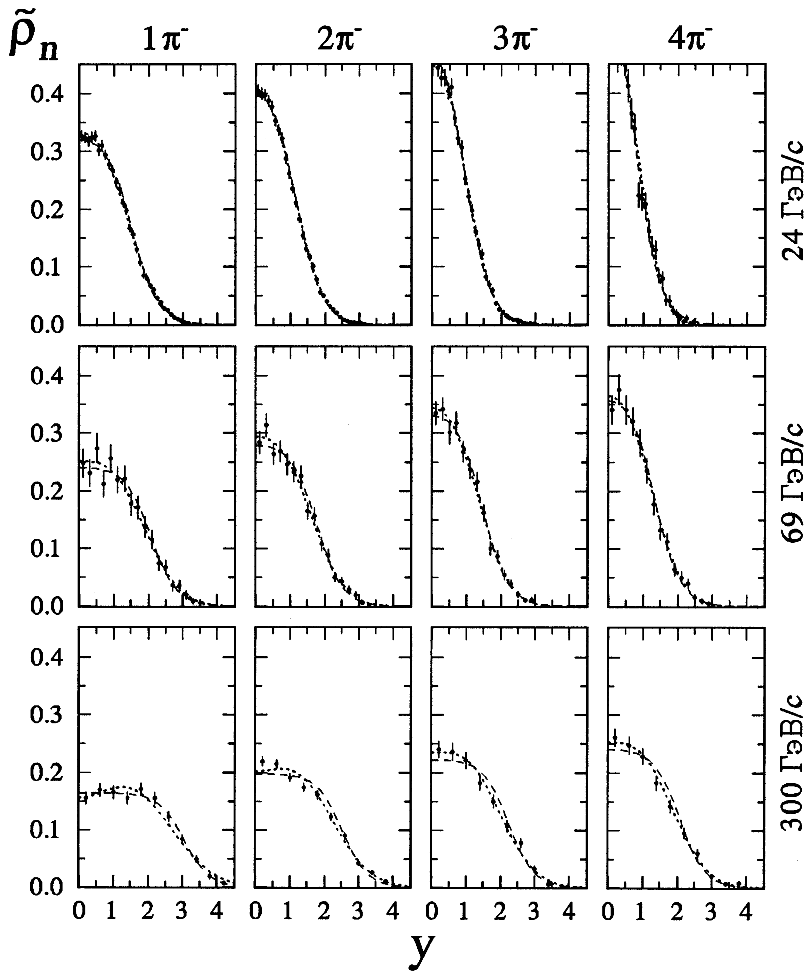

Рис. 1. $\tilde{\rho}_n(y) = (1/n\sigma_n)(d\sigma_n/dy)$. *Нормированные на 1, полуинклюзивные быстротные спектры π^--мезонов в pp-взаимодействиях при 24, 69 и 300 ГэВ/с и множественности π^--мезонов 1–4. Спектры расширяются с ростом энергии и сужаются с ростом множественности. Кривые: точечная — фит (4), штриховая — (5)*

ятностного смысла. Правда, он совпал бы с полуинклюзивным спектром, если бы последний не зависел от n, но эта возможность, как видно из рис. 1, не относится к реальным распределениям.

Распределения на рис. 1 расширяются с увеличением первичной энергии $\sqrt{s}$ (растет средняя энергия частиц) и сужаются с увеличением множественности (уменьшается энергия, приходящаяся на одну частицу). Можно получить несколько распределений с одинаковой шириной, выбирая каждое следующее распределение при большей множественности и соответствующей, большей энергии. Форма этих распределений с одинаковой шириной не обязана быть одинаковой.

Однако существующие экспериментальные данные свидетельствуют о совпадении формы быстротных спектров в этом случае. На рис. 2 приведены центральные статистические моменты 53 быстротных спектров, полученных при разных множественностях π^--мезонов и 11 импульсах первичных протонов, от 6,6 до 400 ГэВ/c [2–10]:

$$\langle y^q \rangle_n \equiv \int y^q \tilde{\rho}_n(y) dy. \tag{2}$$

Эти 53 точки включают только данные, ошибки которых для дисперсии $\langle y^2 \rangle_n$ не превышают 10%, что для $\langle y^8 \rangle_n$ соответствует $\sim$30%.

Видно, что группы точек, принадлежащие разным энергиям, с точностью до экспериментальных ошибок накладываются друг на друга, то есть распределения с одинаковой дисперсией $\langle y^2 \rangle_n$ имеют и одинаковые остальные моменты, значит, полностью совпадают. При этом перекрываются группы точек, соответствующие первичным импульсам, отличающимся на порядок.

Таким образом, двухпараметрический набор быстротных распределений для разных $\sqrt{s}$ и n (рис. 1) можно описать однопараметрической функцией, параметр которой уже́ будет зависеть от энергии и множественности [12].

Надо отметить, что высота нормированного на 1 спектра $\tilde{\rho}_n(0)$, конечно, падает с ростом $\sqrt{s}$ за счет расширения спектра и растет с ростом n, благодаря сужению спектра. Для ненормированного спектра $n\tilde{\rho}_n(y)$ эти сравнительно слабые зависимости дополнительно умножаются на n. Поэтому часто исследуемая зависимость $n\tilde{\rho}_n(0)$ от n (например, [2, 3, 13]) отражает в основном зависимость n от n.

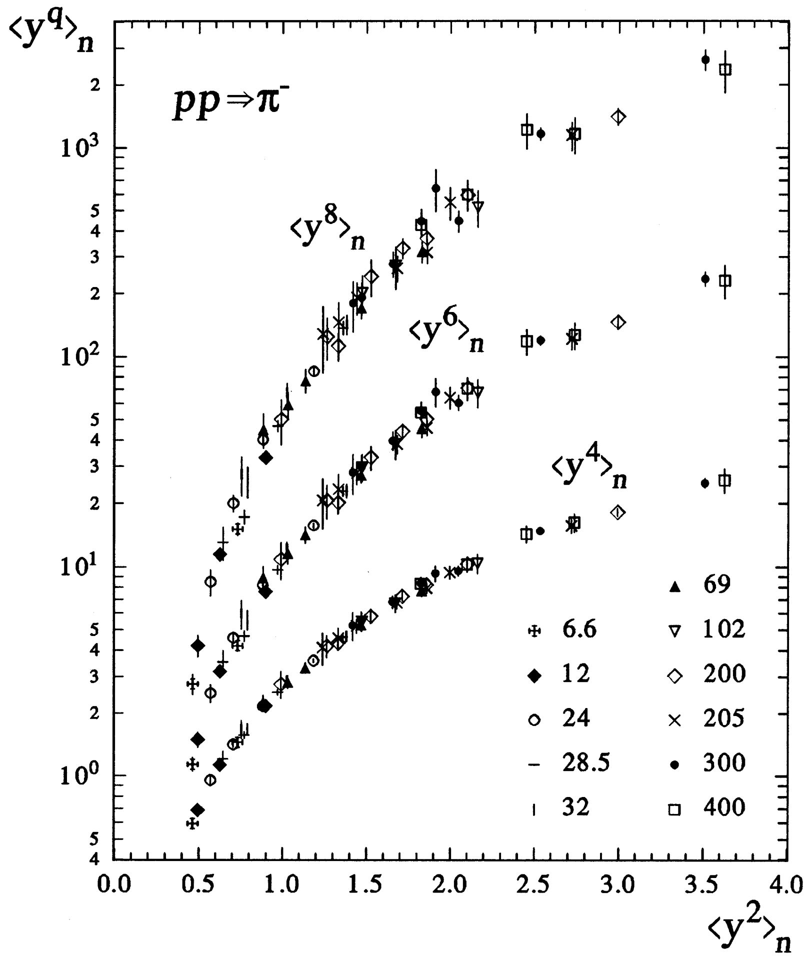

Рис. 2. $\langle y^q \rangle_n = \int y^q \tilde{\rho}_n(y)dy$. *Центральные статистические моменты 53 быстротных спектров для разных множественностей π^--мезонов при 11 импульсах первичных протонов от 6,6 до 400 ГэВ/с. Точки с одинаковой дисперсией $\langle y^2 \rangle_n$ имеют и одинаковые остальные моменты, т.е. распределения полностью совпадают. Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке*

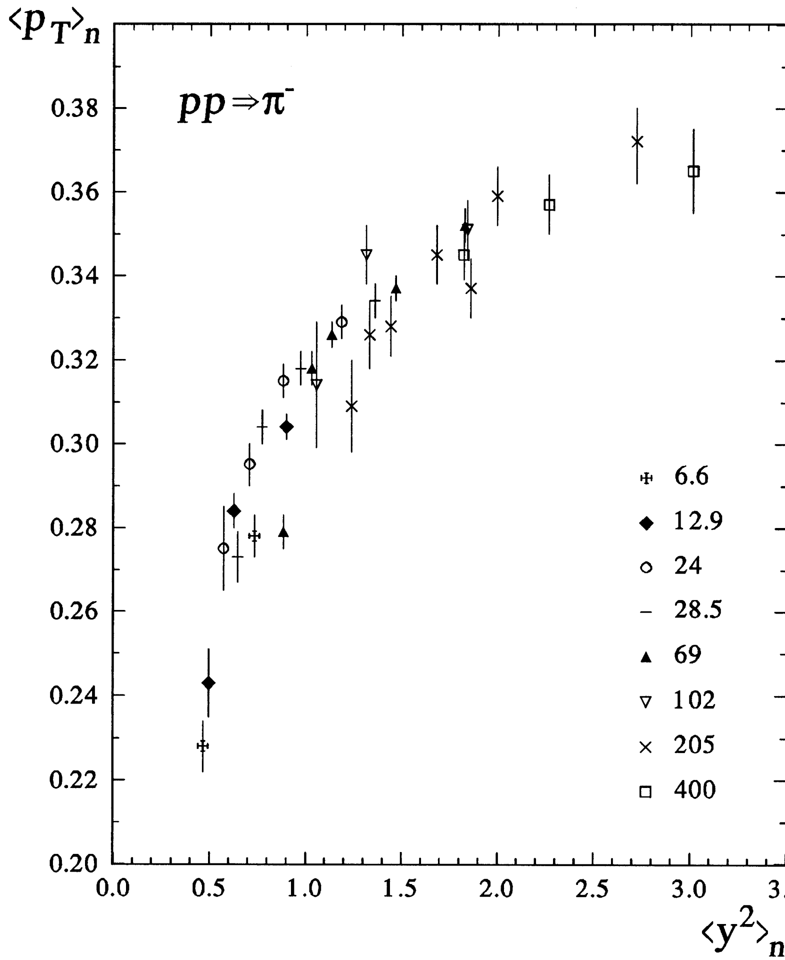

Рис. 3. *Средние поперечные импульсы π^--мезонов (в ГэВ/с) в событиях с фиксированной топологией $\langle p_T \rangle_n$ в зависимости от дисперсии их быстротного распределения $\langle y^2 \rangle_n$. Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами π^--мезонов одинаковы и их средние поперечные импульсы. Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке*

2. ИНВАРИАНТНОСТЬ ПОЛНЫХ СПЕКТРОВ

На рис. 3 приведены средние поперечные импульсы π^--мезонов в тех же событиях с фиксированной топологией в зависимости от той же дисперсии их быстротного распределения $\langle y^2\rangle_n$ [2, 4, 6, 10, 14]. Точки $\langle p_T\rangle_n$ при 12,9, 24 и 28,5 ГэВ/c получены по аппроксимациям этих экспериментальных данных, приведенным в [14]; быстрóты для 12,9 ГэВ/c взяты из 12 ГэВ/c [9].

Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами одинаковы и средние поперечные импульсы π^--мезонов. Это дает основание предположить, что в этих событиях одинаковы и их полные одночастичные распределения:

$$\frac{1}{n\sigma_n}\frac{d^2\sigma_n}{dy dp_T}(\sqrt{s},n)=\frac{1}{n\sigma_n}\frac{d^2\sigma_n}{dy dp_T}[f(\sqrt{s},n)]. \tag{3}$$

В разд. 4 будет приведена еще одна иллюстрация к этому предположению — о равенстве средних энергий π^--мезонов в таких событиях.

На рис. 3 средний поперечный импульс отрицательных частиц падает с ростом их множественности, что аналогично сужению быстротного спектра на рис. 1 — падает энергия, приходящаяся на одну частицу. В то же время, при энергиях ISR и S$\bar{p}p$S-коллайдера обнаружен рост $\langle p_T\rangle$ с множественностью в центральной области быстроты [15, 16]. Подчеркнем, что эти тенденции не противоречат друг другу, так как их просто невозможно сравнить между собой. Данные [15, 16] получены при сложном отборе как событий, так и частиц в этих событиях.

Заметим также, что если отобрать события, в которых все вторичные частицы попадают в узкое центральное окно по быстроте, то вся первичная энергия в них должна будет израсходоваться на поперечные импульсы. И наоборот, при отборе событий с очень маленькими углами вылета средний поперечный импульс тоже получится маленьким. Промежуточный триггер даст промежуточный результат.

Кроме того, в экспериментах на встречных пучках не регистрируются частицы с p_T<150 МэВ/c. А как показано в [17], даже при $p_{\text{л.с.}}$=250 ГэВ/c падающая зависимость $\langle p_T\rangle$ от n переходит в растущую при увеличении этого порога. К сожалению, в экспериментах на коллайдерах обычно не удается получить необходимые для исследования мягких процессов достаточно полные данные во всем фазовом объеме, как по y, так и по p_T, и с невыборочным триггером.

В работе [18] (ISR) был также получен рост $\langle p_T \rangle_n$ в центральном окне по быстроте (в том числе и для отрицательных частиц), но уже в зависимости от множественности в *полном* быстротном интервале. Однако при больших быстротах (в с.ц.м.) $\langle p_T \rangle_n$ в [18] падает. Для всех отрицательных частиц зависимость $\langle p_T \rangle_n$ в [18] не приведена.

3. ИНВАРИАНТНОСТЬ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

Было бы естественно, если бы в этих событиях, с одинаковыми спектрами π^--мезонов, была одинакова и какая-либо характеристика относительного выхода других частиц, не связанных прямо с π^--мезонами. Правда, неизвестно, какая именно. Например, в термодинамических моделях, где одинаковость спектров свидетельствует о равенстве температур, одинаково должно быть отношение средней множественности этих частиц к размеру объема их генерации. В мультипериферических моделях отношение множественностей тяжелых и легких частиц при одинаковой длине цепочки (ширине быстротного спектра) должно, видимо, зависеть только от передачи импульсов между звеньями цепочки, т.е. от отношения длины цепочки к числу звеньев.

Экспериментальные данные по выходам π^0- и K^0_S-мезонов в полуинклюзивных событиях свидетельствуют об их одинаково инвариантном поведении в зависимости от той же дисперсии быстротного спектра π^--мезонов. На рис. 4 приведены отношения средних множественностей π^0-мезонов при фиксированном числе π^--мезонов $\langle \pi^0 \rangle_n$ [19–27] к нормированной множественности π^--мезонов $z{=}n/\langle n \rangle$. Данные при 12 [19, 22], 100 [23, 24] и 300 [21, 26] ГэВ/c попарно усреднены (с учетом ошибок). Точки с ошибками, большими 15%, не приведены.

На рис. 5 показаы такие же данные для $\langle K^0_S \rangle_n$ — средней множественности K^0_S-мезонов при фиксированной множественности π^--мезонов [22–32]. Усреднены данные при 100 [23, 24], 200 [25, 31] и 400 [27, 32] ГэВ/c. Не показаны точки с ошибками, большими 25%.

При небольших энергиях в полуинклюзивных событиях с K-мезонами спектр π^--мезонов, вероятно, мягче, чем в остальных событиях. На это обстоятельство можно, наверное, списать выпадение с общей зависимости вправо точки при 12 ГэВ/c с одним π^--мезоном на рис. 5. В меньшей степени это относится к рис. 4.

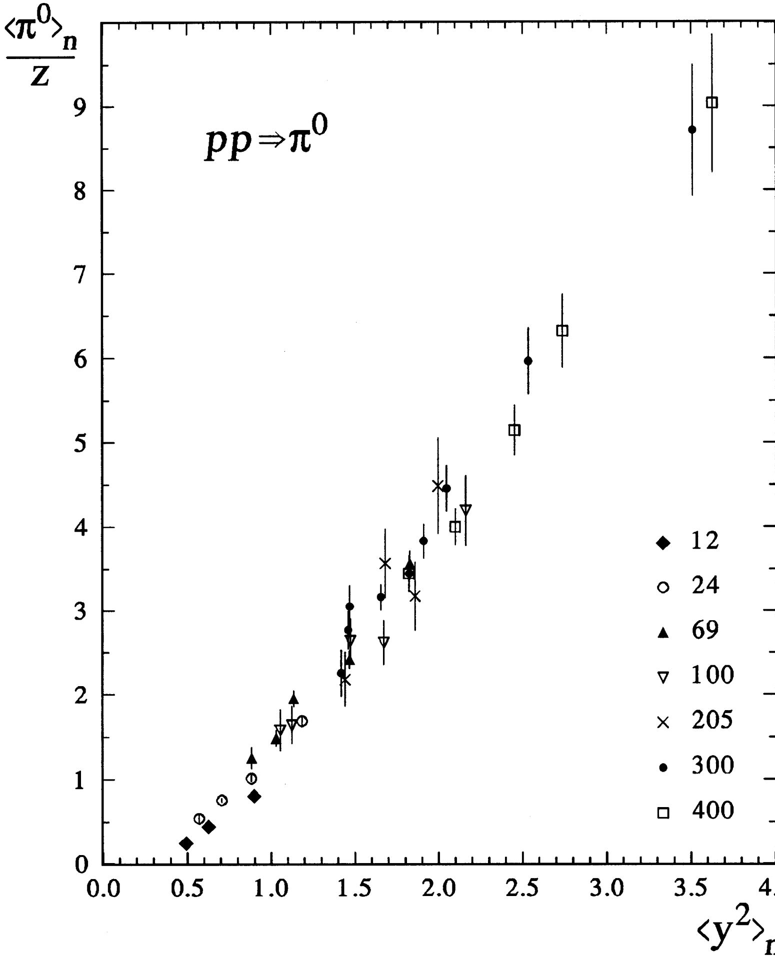

Рис. 4. *Отношение средней множественности π^0-мезонов при фиксированном числе π^--мезонов $\langle\pi^0\rangle_n$ к нормированной множественности π^--мезонов $z{=}n/\langle n\rangle$. Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами π^--мезонов одинакова и относительная концентрация π^0-мезонов. Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке*

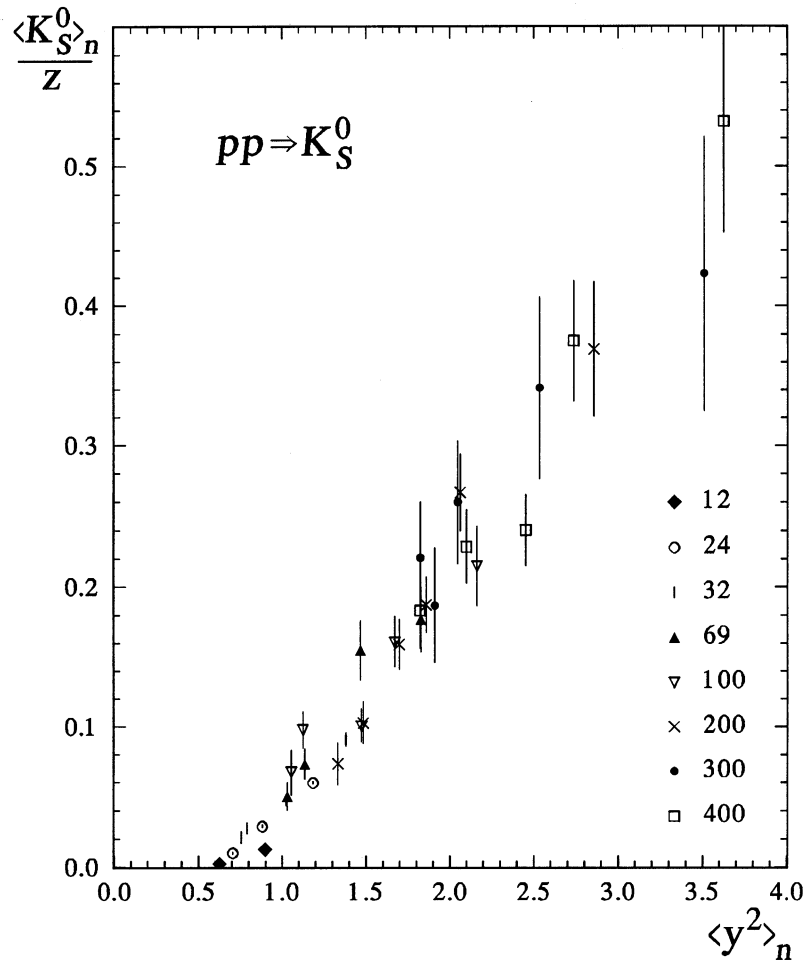

Рис. 5. *Отношение средней множественности K_S^0-мезонов при фиксированном числе π^--мезонов $\langle K_S^0 \rangle_n$ к нормированной множественности π^--мезонов $z{=}n/\langle n \rangle$. Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами π^--мезонов одинакова и относительная концентрация K_S^0-мезонов. Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке*

Концентрация π^0- и K_S^0-мезонов падает с ростом множественности π^-, что аналогично падению $\langle y^2 \rangle$ и $\langle p_T \rangle$ с ростом n (см. также [33]).

Получается, что нормированный одночастичный дваждыдифференциальный спектр π^--мезонов и концентрация π^0- и K_S^0-мезонов в полуинклюзивных событиях независимо от первичной энергии и множественности π^--мезонов полностью определяются заданием какой-либо одной характеристики этого спектра, например, $\langle y^2 \rangle_n$ или $\langle p_T \rangle_n$. То есть двухпараметрический набор полуинклюзивных событий, зависящий от энергии и множественности, сводится к однопараметрическому набору, параметр которого зависит от $\sqrt{s}$ и n.

4. АППРОКСИМАЦИЯ МАСШТАБНОГО ПАРАМЕТРА

Заметим сразу, что во-первых, утверждение об инвариантности, сформулированное в предыдущих разделах, не зависит от каких-либо аппроксимаций. И во-вторых, название "масштабный" для этого параметра, так же, как и слово "скейлинг" в названии статьи, вполне условны — эта инвариантность не является масштабной, поскольку спектры здесь просто совпадают безо всякого масштабирования.

Неплохая аппроксимация этого параметра [$f(\sqrt{s}, n)$ из (3)], совмещающего данные при разных энергиях $\sqrt{s}$ и множественностях n, оказывается довольно простой: $\sqrt{s}/\sqrt{n}$ или, что то же, s/n (или n/s) [12]. На рис. 6 показана зависимость разных моментов быстротных спектров от $\sqrt{s}/\sqrt{n}$. Видно, что группы точек, соответствующие разным энергиям, накладываются друг на друга, т.е. форма быстротного спектра зависит только от отношения $\sqrt{s}/\sqrt{n}$. Этот результат получился промежуточным между двумя крайними возможными:

а) множественность π^- пропорциональна коэффициенту неупругости для π^- $(\Sigma E_{\pi^-}/\sqrt{s})$, тогда спектр зависит только от $\sqrt{s}$, т.е. не зависит от множественности, как, например, в случае ядро-ядерных столкновений с разными прицельными параметрами;

б) множественность не зависит от коэффициента неупругости, тогда спектр зависит только от $\sqrt{s}/n$, как могло бы быть в аннигиляционных реакциях, где коэффициент неупругости всегда равен единице. Кстати, масштабный параметр из [1] даже выходит за эту границу.

Параметр $\sqrt{s}/\sqrt{n}$ в пределах ошибок взаимно однозначно связан с дисперсией быстротного спектра $\langle y^2 \rangle_n$, и его можно было использовать

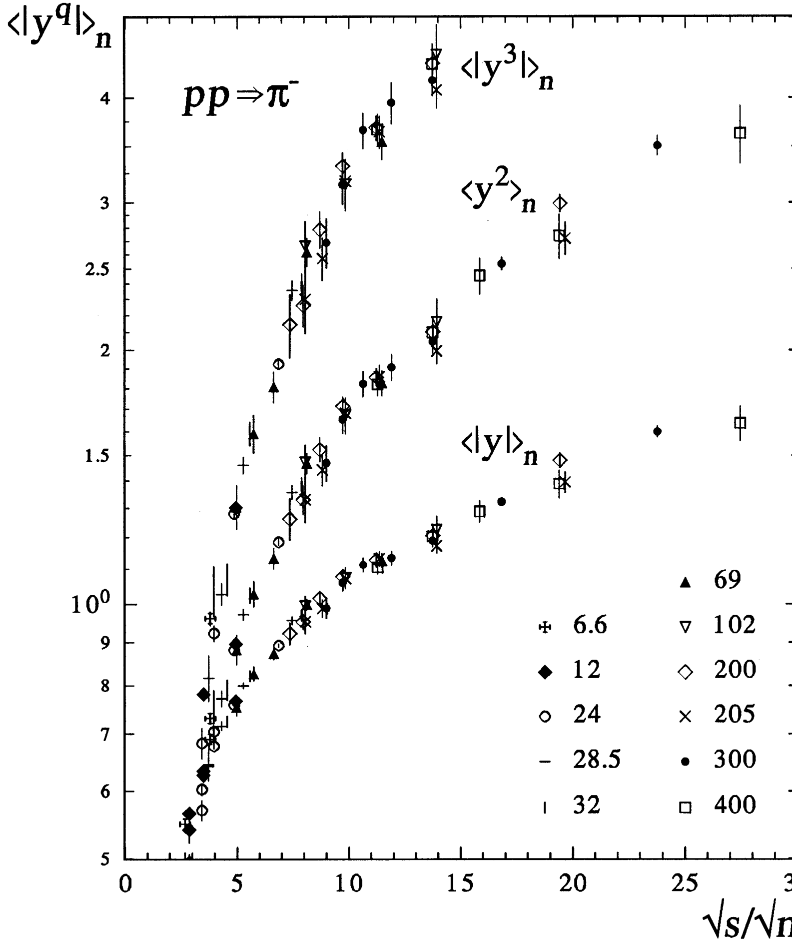

Рис. 6. $\langle|y^q|\rangle_n = \int|y^q|\tilde{\rho}_n(y)dy$. *Статистические моменты полуинклюзивных быстротных спектров в зависимости от масштабного параметра* $\sqrt{s}/\sqrt{n}$ *(*$\sqrt{s}$ *выражена в ГэВ). Видно, что группы точек, соответствующие разным энергиям, накладываются друг на друга, т.е. форма быстротного спектра зависит только от* $\sqrt{s}/\sqrt{n}$. *Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке*

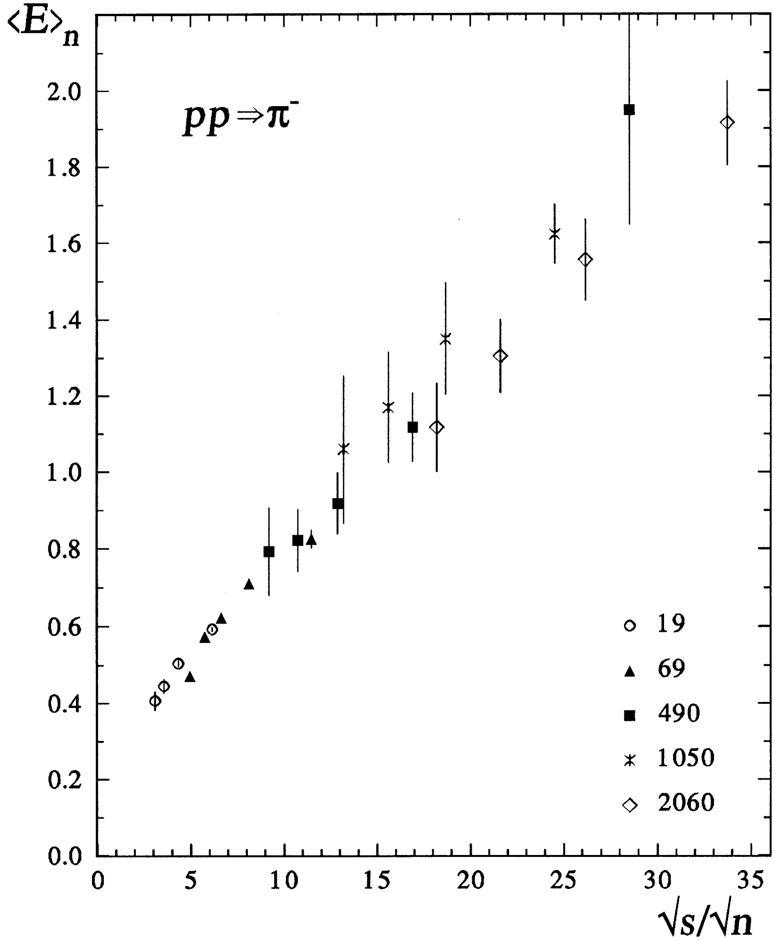

Рис. 7. *Средние энергии π^--мезонов в событиях с фиксированной топологией в зависимости от масштабного параметра $\sqrt{s}/\sqrt{n}$ ($\sqrt{s}$ выражена в ГэВ). То есть в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами π^--мезонов одинаковы и их средние энергии. Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке. Последние три значения — это импульс одного протона в системе другого*

вместо последней на рис. 2–5. При этом на рис. 4 и 5 можно было привести также точки при энергиях, где нет данных по полуинклюзивным быстротным спектрам π^--мезонов [34–39]. Зависимость от $\langle y^2\rangle_n$ там использована, чтобы не связывать утверждение об инвариантности с конкретным видом масштабного параметра.

На рис. 7 показана зависимость от этого параметра средней энергии π^--мезонов в полуинклюзивных событиях $\langle E\rangle_n$ для экспериментов [6, 40, 41], в большинстве из которых отсутствуют данные по быстротным спектрам. Группы точек, принадлежащие разным первичным энергиям, совпадают, что еще раз подтверждает предположение об инвариантности полных дваждыдифференциальных спектров (3).

5. АППРОКСИМАЦИИ БЫСТРОТНЫХ СПЕКТРОВ

На рис. 1 точечными кривыми обозначены аппроксимации экспериментальных данных функцией [42]:

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi Y_g}}\left[\exp\frac{-(y-Y_g)^2}{2Y_g} + \exp\frac{-(y+Y_g)^2}{2Y_g}\right], \qquad (4)$$

состоящей из двух одинаковых гауссианов с дисперсиями $\sigma^2{=}Y_g$, смещенных на $\pm Y_g$ от с.ц.м. С ростом Y_g — с ростом энергии и уменьшением множественности — гауссианы расходятся и распределение становится двугорбым. При больших Y_g полуширина этой функции растет приблизительно как $Y_g{+}Y_g^{1/2}$. Подобная, двухфайербольная картина характерна для фрагментационных моделей (см. [43, 44] и ссылки там).

Штриховыми кривыми на рис. 1 показаны аппроксимации симметризованным распределением Ферми с диффузностью 0.37 [45]:

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{2Y_f}\left[\left(\exp\frac{y-Y_f}{0.37}+1\right)^{-1} - \left(\exp\frac{y+Y_f}{0.37}+1\right)^{-1}\right]. \qquad (5)$$

С ростом Y_f эта функция превращается в плоское распределение с полушириной Y_f и размытием края $\sim$1,6 (от 0,9 до 0,1 высоты плато). Плоское быстротное распределение вторичных частиц предсказывается гипотезой масштабной инвариантности [46], а также мультипериферической и партонной моделями (см. [47]).

Заметим, однако, что плоское распределение в полуинклюзивных событиях никак не связано с другими особенностями моделей мультипериферического типа. Рост средней множественности с энергией

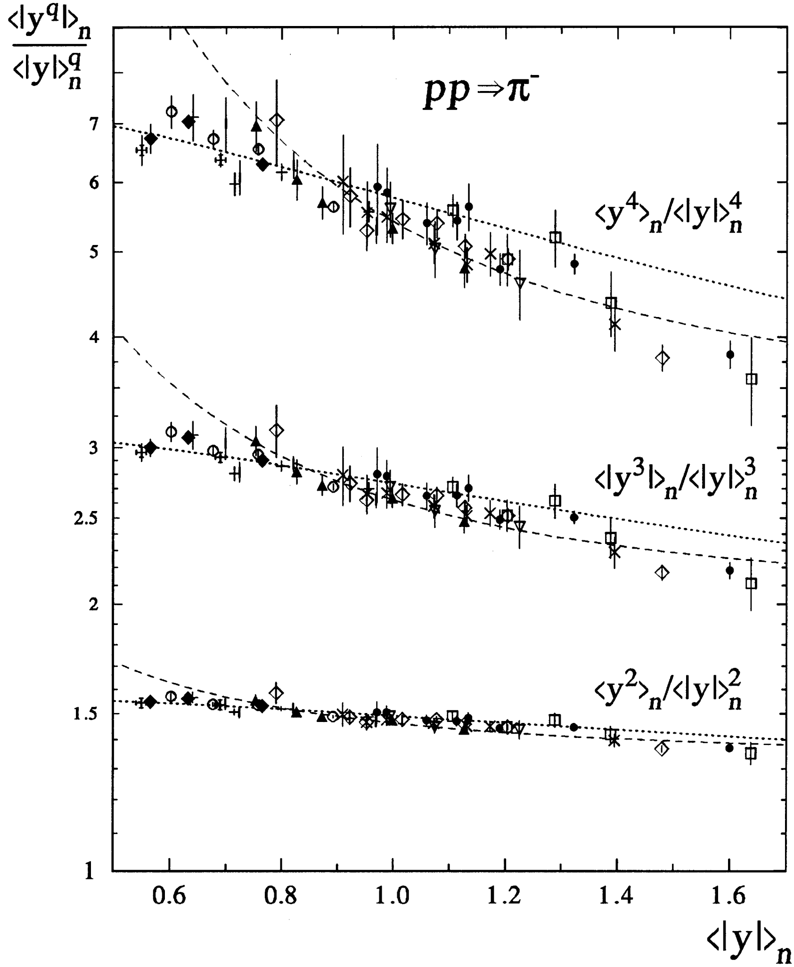

Рис. 8. $\langle |y^q| \rangle_n = \int |y^q| \tilde{\rho}_n(y) dy$. *Отношения центральных статистических моментов для тех же экспериментальных быстротных спектров, что и на рис. 2 (и обозначения те же). Кривые получены по аппроксимациям (4) (точечная) и (5) (штриховая)*

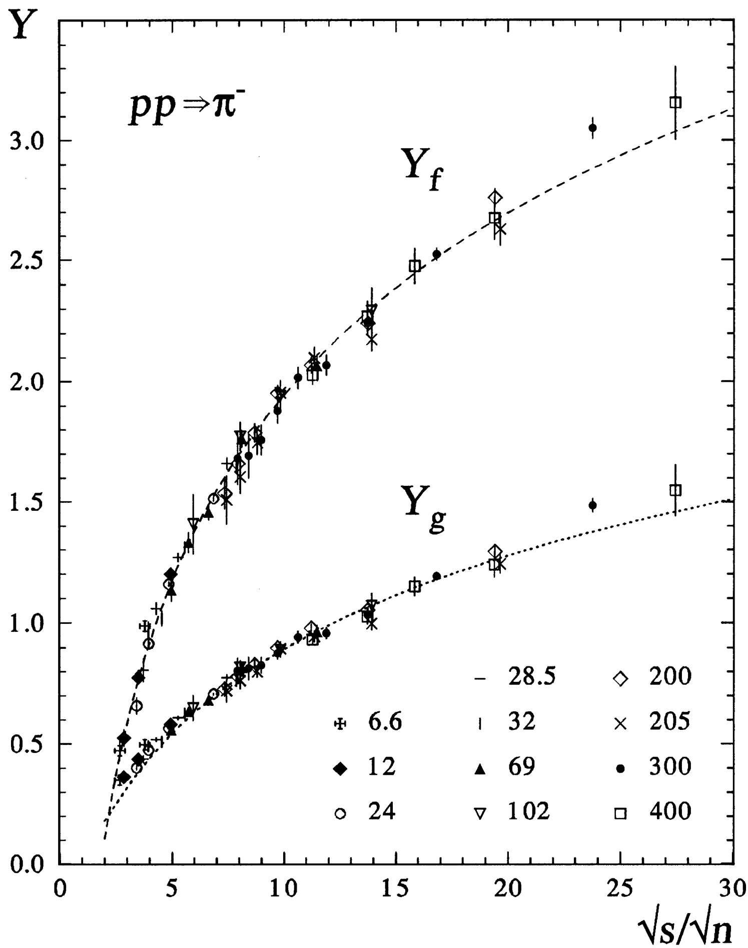

Рис. 9. *Параметры Y_g и Y_f, полученные при фитировании быстротных спектров π^--мезонов аппроксимациями (4) и (5), в зависимости от $\sqrt{s}/\sqrt{n}$ ($\sqrt{s}$ выражена в ГэВ). Кривые — аппроксимации (6). Импульсы первичных протонов в ГэВ/с приведены на рисунке*

и распределение по множественности в нашем случае можно задать независимо от быстротного спектра, в то время как в мультипериферической или струнной модели множественность фиксируется только после (и в результате) формирования быстротного распределения. В этом смысле наш случай больше похож на термодинамическую или гидродинамическую модель, где множественность определяется в первый момент соударения. Кстати, в модели Ферми при фиксированных прицельных параметрах тоже получается псевдобыстротное распределение, близкое к плоскому (в [48] приведено угловое распределение).

Из более новых моделей к аппроксимации (4) идейно ближе модель Lund-Fritiof, а к (5) — Dual Parton (см., например, [49]).

На рис. 8 приведены отношения центральных моментов для тех же экспериментальных спектров, что и на рис. 2, вместе с кривыми, полученными по аппроксимациям (4) и (5). Аппроксимация (4) лучше описывает статистические моменты при маленьких энергиях, а функция (5) — при больших, но на самих спектрах (рис. 1) эта разница почти не заметна. Дело в том, что значения высших моментов на рис. 8 определяются в основном последними точками спектра $\tilde{\rho}_n(y)$, расположенными при максимальных y. Кстати, положение последней точки на оси y зависит от экспериментальной статистики. При большей статистике значения моментов могут несколько сместиться вверх.

На рис. 9 показаны параметры Y_g и Y_f, полученные при фитировании экспериментальных быстротных спектров [2–10] аппроксимациями (4) и (5), в зависимости от $\sqrt{s}/\sqrt{n}$. Кривые на рисунке:

$$Y_g = l - l^{0.64} + 0{,}26 \quad \text{и} \quad Y_f = l + l^{0.19} - 1{,}60, \quad \text{где} \quad l = \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{\sqrt{n}}\,/M_p c^2\right). \quad (6)$$

На рис. 10 показаны быстротные спектры π^--мезонов в pp-взаимодействиях при 200 [3] и 205 [4] ГэВ/c. Кроме логарифмического масштаба и присутствия больших множественностей, этот рисунок отличается от рис. 1 еще и тем, что кривые получены не фитированием данных аппроксимациями (4) и (5), а с помощью формул (6).

Разница между аппроксимациями (4) и (5) становится большой только при энергиях S$\bar{p}p$S-коллайдера. На рис. 11 приведены *инклюзивные псевдобыстротные* спектры отрицательных частиц (плотность средней множественности), т.е. уменьшенные в 2 раза спектры всех

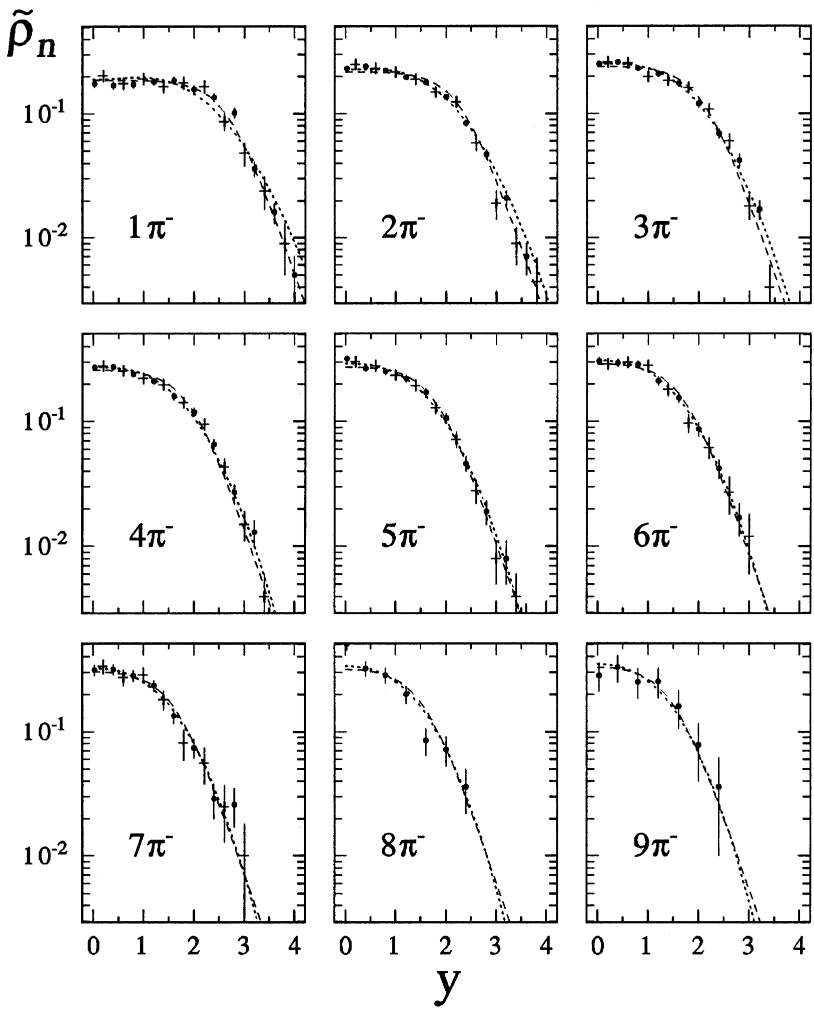

Рис. 10. $\tilde{\rho}_n(y) = (1/n\sigma_n)(d\sigma_n/dy)$. *Нормированные на 1, одночастичные полуинклюзивные быстротные спектры π^--мезонов в pp-взаимодействиях при 200 (точки) и 205 (крестики) ГэВ/с и множественности π^--мезонов 1–9. Кривые получены по аппроксимациям: точечная — (4) и (6), штриховая — (5) и (6)*

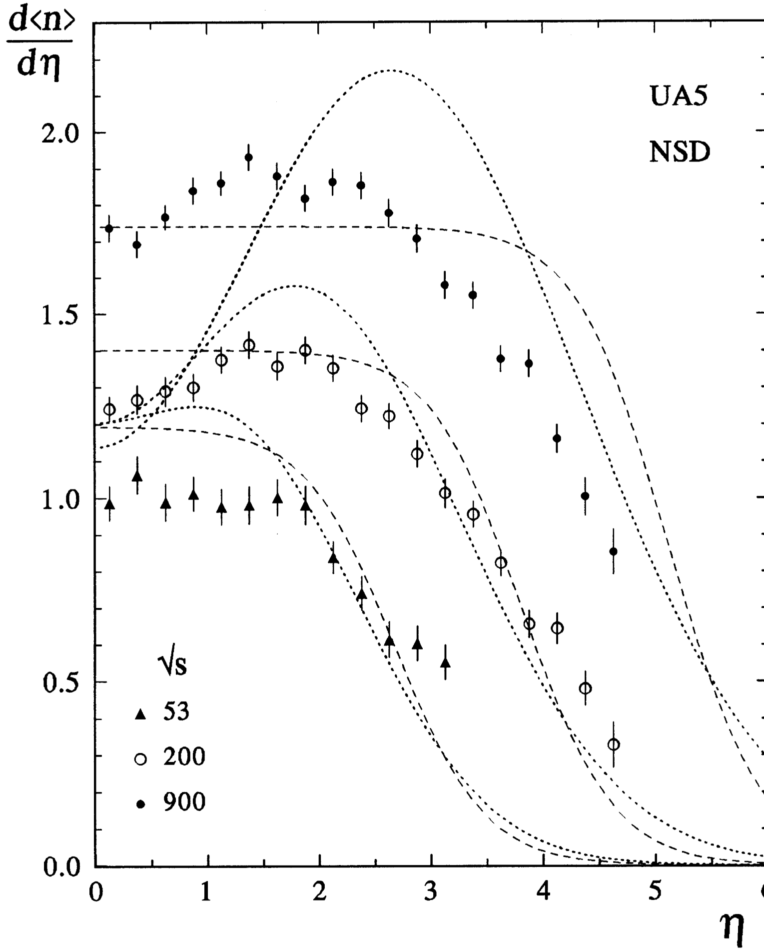

Рис. 11. $d\langle n\rangle/dy = (1/\sigma_{NSD})(d\sigma/dy)$. *Инклюзивные псевдобыстротные спектры отрицательных частиц — уменьшенные в 2 раза спектры всех заряженных частиц (эксперимент UA5). Кривые — инклюзивные быстротные спектры отрицательных частиц в pp-взаимодействиях — получены по аппроксимациям (4) (точечная кривая) и (5) (штриховая кривая) и формулам (6), а также экспериментальным распределениям по множественности. Эти спектры не нормированы на 1, площадь под кривыми равна средней множественности*

заряженных частиц, полученные в эксперименте UA5 [13] для недифракционных (NSD) $\bar{p}p$-взаимодействий $d\langle n\rangle/dy = (1/\sigma_{NSD})(d\sigma/dy)$.

Там же приведены кривые для *инклюзивных быстротных* спектров отрицательных частиц в pp-взаимодействиях. Они получены по аппроксимациям (4–6) и экспериментальным распределениям по множественности отрицательных частиц [50, 51]. Площадь под кривыми равна средней множественности этих частиц. Эти спектры, усредненные по множественности, мало отличаются от спектров, вычисленных для фиксированной множественности, равной средней (не показано), хотя для других значений n они могут отличаться сильно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen, Phys.Lett.B **38**, 25 (1972).

[2] C.Bromberg *et al.*, Nucl.Phys.B **107**, 82 (1976).

[3] B.Y.Oh *et al.*, Nucl.Phys.B **116**, 13 (1976).

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

[5] C.M.Bromberg *et al.*, Phys.Rev.D **9**, 1864 (1974).

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

[7] E.E.Zabrodin *et al.*, Phys.Rev.D **52**, 1307 (1995).

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

[9] V.Blobel *et al.*, Nucl.Phys.B **69**, 454 (1974).

[10] E.Gellert, Preprint LBL-749 (Berkeley, 1972).

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

[12] A.I.Golokhvastov, Z.Phys.C **26**, 469 (1984).

[13] G.J.Alner *et al.*, Z.Phys.C **33**, 1 (1986).

[14] D.B.Smith, Preprint UCRL-20632 (Berkeley, 1971).

[15] G.Arnison *et al.*, Phys.Lett.B **118**, 167 (1982).

[16] A.Breakstone *et al.*, Phys.Lett.B **132**, 463 (1983).

[17] V.V.Aivazyan *et al.*, Phys.Lett.B **209**, 103 (1988).

[18] A.Breakstone *et al.*, Europhys.Lett. **7**, 131 (1988).

[19] K.Holt *et al.*, Nucl.Phys.B **103**, 221 (1976).

[20] M.Boratav *et al.*, Nucl.Phys.B **111**, 529 (1976).

[21] T.Kafka *et al.*, Phys.Rev.D **19**, 76 (1979).

[22] K.Jaeger *et al.*, Phys.Rev.D **11**, 1756 (1975).

[23] M.Alston-Garnjost *et al.*, Phys.Rev.Lett. **35**, 142 (1975).
[24] J.W.Chapman *et al.*, Phys.Lett.B **47**, 465 (1973).
[25] K.Jaeger *et al.*, Phys.Rev.D **11**, 2405 (1975).
[26] A.Sheng *et al.*, Phys.Rev.D **11**, 1733 (1975).
[27] R.D.Kass *et al.*, Phys.Rev.D **20**, 605 (1979).
[28] H.Fesefeldt *et al.*, Nucl.Phys.B **147**, 317 (1979).
[29] М.Ю.Боголюбский *и др*, ЯФ **50**, 683 (1989).
[30] V.V.Ammosov *et al.*, Nucl.Phys.B **115**, 269 (1976).
[31] J.Allday *et al.*, Z.Phys.C **40**, 29 (1988).
[32] H.Kichimi *et al.*, Phys.Rev.D **20**, 37 (1979).
[33] M.Gaździcki, Eur.Phys.J.C **8**, 131 (1999).
[34] C.N.Boos *et al.*, Phys.Rev.D **27**, 2018 (1983).
[35] H.Boggild *et al.*, Nucl.Phys.B **27**, 285 (1971).
[36] J.L.Bailly *et al.*, Z.Phys.C **22**, 119 (1984).
[37] K.Alpgård *et al.*, Nucl.Phys.B **103**, 234 (1976).
[38] D.Brick rd *et al.*, Nucl.Phys.B **164**, 1 (1980).
[39] M.Asai *et al.*, Z.Phys.C **27**, 11 (1985).
[40] H.Boggild *et al.*, Nucl.Phys.B **27**, 285 (1971).
[41] W.Bell *et al.*, Z.Phys.A **325**, 7 (1986).
[42] A.I.Golokhvastov, Z.Phys.C **64**, 301 (1994).
[43] J.Benecke *et al.*, Phys.Rev. **188**, 2159 (1969).
[44] T.T.Chou, C.N.Yang, Phys.Rev.Lett. **25**, 1072 (1970).
[45] M.E.Grypeos *et al.*, ЭЧАЯ **32**, 1494 (2001).
[46] R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett. **23**, 1415 (1969).
[47] Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь, *Теория множественных процессов* (Атомиздат, Москва, 1976).
[48] E.Fermi, Phys.Rev. **81**, 683 (1951).
[49] G.Giacomelli, Int.J.Mod.Phys.A **5**, 223 (1990).
[50] R.E.Ansorge *et al.*, Z.Phys.C **43**, 357 (1989).
[51] A.Breakstone *et al.*, Phys.Rev.D **30**, 528 (1984).

Получено 22 апреля 2002 г.

Голохвастов А. И. P2-2002-92
Скейлинг полуинклюзивных событий в pp-взаимодействиях

Нормированный одночастичный полуинклюзивный дваждыдифференциальный спектр π^--мезонов в pp-взаимодействиях при 6,6–400 ГэВ/c и относительная концентрация π^0- и K^0_S-мезонов в таких событиях с фиксированной множественностью π^--мезонов полностью определяются заданием какой-либо одной характеристики этого спектра, например, $\langle y^2 \rangle_n$ или $\langle E \rangle_n$. То есть двухпараметрический набор полуинклюзивных событий, зависящий от энергии и множественности, сводится к однопараметрическому набору, параметр которого уже́ зависит от $\sqrt{s}$ и n.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод автора

Golokhvastov A. I. P2-2002-92
Scaling of Semi-Inclusive Events in pp-Interactions

The normalized one-particle semi-inclusive double-differential spectrum of π^- mesons in pp interactions at 6.6–400 GeV/c and a relative concentration of π^0 and K^0_S mesons in these events with fixed π^- meson multiplicity are completely determined by representation of some kind of one characteristic of the spectrum, for example, $\langle y^2 \rangle_n$ or $\langle E \rangle_n$. That is, the two-parametric set of semi-inclusive events, depending on energy and multiplicity, reduces to the one-parametric set, the parameter of which depends on $\sqrt{s}$ and n now.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Е. В. Сабаевой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.
Подписано в печать 03.06.2002.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,26. Тираж 425 экз. Заказ № 53333.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.