



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2004-3

На правах рукописи
УДК 539.12

Р - 61

ГОЛОХВАСТОВ
Александр Иванович

**МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ
В ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ СОБЫТИЯХ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

346.45

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

САРЫЧЕВА
Людмила Ивановна

доктор физико-математических наук
профессор

ДРЕМИН
Игорь Михайлович

доктор физико-математических наук
доцент

УЖИНСКИЙ
Владимир Витальевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт физики им. В.А.Фока
Санкт-Петербургского государственного университета

Защита диссертации состоится "____" _____ 2004 г.
в _____ часов на заседании диссертационного совета Д-720.001.02
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория высоких
энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "____" _____ 2004 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук
профессор

Лихачев

М.Ф. ЛИХАЧЕВ

Актуальность проблемы. В отличие от остальных взаимодействий, где эксперимент проверяет предсказания и уточняет параметры теорий, в области исследования сильных взаимодействий, и особенно мягких процессов, к которым относится почти исключительно множественное рождение π -мезонов, эксперимент пока относительно независим от теории и развивается по пути накопления и систематизации экспериментальных данных в широком диапазоне изменения условий и характера исследуемых величин: типа сталкивающихся частиц, первичной энергии, сорта и множественности рожденных частиц, их различных кинематических характеристик, корреляций между ними и т.д.

Важную роль в феноменологической систематизации данных играет выявление законов подобия (скейлинговых законов), позволяющих свести к меньшему числу параметров эти многопараметрические экспериментальные данные. Такое эмпирическое выявление общих свойств процессов, происходящих в разных условиях, заполняет промежуток между экспериментальными и теоретическими методами исследований, и представляет собой получение экспериментальных фактов из экспериментальных данных, в отличие от получения свободных параметров каких-либо моделей из этих же данных.

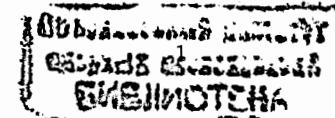
Цель работы. Диссертация посвящена исследованию скейлинговых свойств множественного рождения пионов в элементарных взаимодействиях, на основе мировых данных, а также получению экспериментальных данных и расширению этой области исследования на ядро-ядерные взаимодействия (главы I-III). Точнее, в диссертации рассматриваются только закономерности множественного рождения π -мезонов в полуинклюзивных процессах, т.е. в событиях с фиксированной множественностью этих пионов. Как показывает анализ корреляций (глава IV), инклюзивные данные имеют очень ограниченную информативную ценность. Экспериментальный материал диссертации получен на установке СКМ-200 в пучках ядер 4.5 ГэВ/с на нуклон.

Объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Она содержит 123 страницы, включая 54 рисунка, 2 таблицы и список литературы из 234 наименований.

Публикации. Основные результаты опубликованы в [1-13].

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

ВВЕДЕНИЕ содержит общую характеристику диссертации.



ГЛАВА I. KNO-СКЕЙЛИНГ [10].

1. **Распределение по множественности** [6, 10]. Одними из первых экспериментальных данных, получаемых на каждом новом ускорителе, являются обычно распределения по множественности. Чаще всего изучаются распределения по числу всех заряженных частиц. Однако процедура суммирования числа родившихся, например в pp -взаимодействии, заряженных мезонов с числом уцелевших после взаимодействия протонов не кажется очень естественной.

В этой главе будем говорить о распределениях по множественности отрицательных частиц (практически π^- -мезонов) в неупругих pp и ядро-ядерных взаимодействиях и в e^+e^- -аннигиляции.

2. **Асимптотический KNO-скейлинг** [6, 10]. Коба, Нильсен и Олесен, исходя из некоторых физических соображений, сформулировали утверждение о независимости формы распределения по множественности от первичной энергии — KNO-скейлинг.

Рис. 1 иллюстрирует смысл этого утверждения, которое было сформулировано для очень больших энергий, т.е. очень больших множественностей, когда распределения по множественности выглядят как непрерывные функции. На рис. 1а изображен возможный вид этих функций для разных первичных энергий. Площадь под каждой кривой равна 1, так как это сумма всех вероятностей: $\int P_n dn \approx \sum P_n = 1$. Средняя множественность, $\langle n \rangle = \sum n P_n \approx \int n P_n dn$, растет с энергией.

Каждую из кривых можно линейно сжать по горизонтали пропорционально, например, среднему значению $\langle n \rangle$, как на рис. 1б, и растянуть во столько же раз по вертикали, чтобы площади опять стали одинаковыми (рис. 1в). Утверждение KNO-скейлинга заключается в том, что тогда кривые совпадут в каждой точке. То есть

$$\langle n \rangle P_n = \Psi(n/\langle n \rangle), \quad (1)$$

где $\Psi(z)$ — не зависящая от энергии функция, нормированная согласно $\int \Psi(z) dz = 1$ и $\int z \Psi(z) dz = 1$. Первое вытекает из равенства единице суммы всех вероятностей, а второе — из того, что мы сжимали функции P_n , пока среднее значение каждой не стало равным 1.

3. **Внутреннее противоречие** [1, 6, 10]. При современных ускорительных энергиях функцию P_n невозможно рассматривать как непрерывную. Например, в pp -взаимодействии при $\sqrt{s}=60$ ГэВ, $\langle n \rangle \sim 5$; при $\sqrt{s}=546$ ГэВ, $\langle n \rangle \sim 13$. При этом формула (1) становится внутренне противоречивой — не согласуется с условием $\sum_0^\infty P_n = 1$ [1].

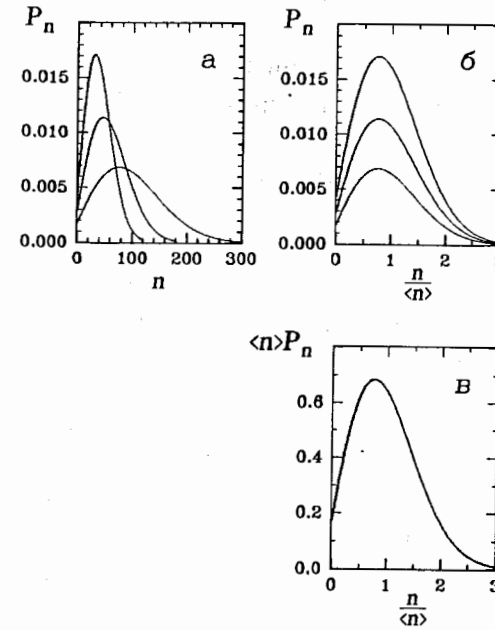
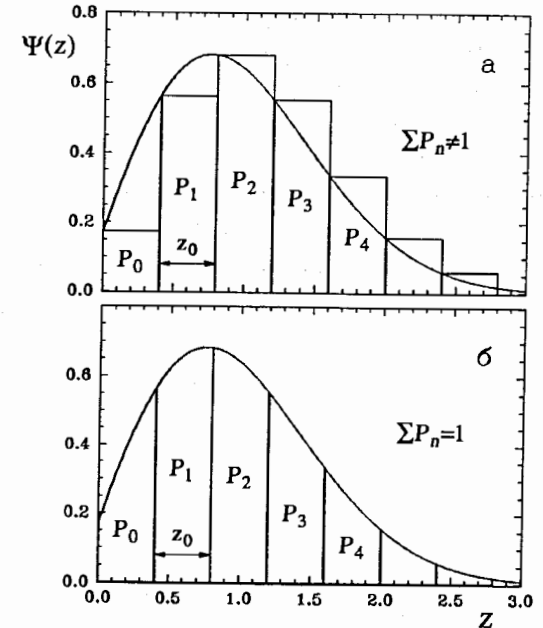


Рис. 1. Определение понятия подобия непрерывных нормированных функций (KNO-скейлинг). Функции P_n (а) подобны, если после линейного сжатия каждой по горизонтали пропорционально какому-либо ее горизонтальному размеру, например $\langle n \rangle$ (б), и линейного растяжения по вертикали во столько же раз (в), они совпадут в каждой точке: $\langle n \rangle P_n = \Psi(n/\langle n \rangle)$, где $\Psi(z)$ — не зависящая от энергии функция, нормированная согласно $\int \Psi(z) dz = 1$ и $\int z \Psi(z) dz = 1$, так как $\sum P_n = 1$ и $\langle z \rangle = 1$.

Рис. 2. Получение дискретного распределения по множественности из непрерывной нормированной универсальной функции $\Psi(z)$: а) согласно оригинальному рецепту $P_n = 1/\langle n \rangle \Psi(n/\langle n \rangle)$, где вероятность равна площади прямоугольника с основанием $z_0 \equiv 1/\langle n \rangle$ и высотой $\langle n \rangle P_n$. При этом сумма площадей прямоугольников не равна площади под кривой, т.е. $\sum P_n \neq 1$; б) согласно корректному рецепту — вероятность P_n равна площади под кривой в интервале $n z_0 \div (n+1) z_0$.



Это противоречие очевидно на рис. 2а. Согласно формуле (1), для того чтобы получить некоторое распределение по множественности с данным $\langle n \rangle$ из непрерывной универсальной функции $\Psi(z)$ на рис. 2а, надо выбрать на оси z масштаб $z_0 = 1/\langle n \rangle$, и тогда вероятность P_n будет равна площади прямоугольника, касающегося левым углом кривой $\Psi(z)$ в точке $z = nz_0 = n/\langle n \rangle$. Его высота равна $\langle n \rangle P_n$, а основание — $1/\langle n \rangle$.

При $z_0 \rightarrow 0$ ($\langle n \rangle \rightarrow \infty$) сумма площадей всех прямоугольников (полная вероятность) равна площади под кривой, т.е. равна 1. Однако с ростом z_0 (с уменьшением энергии) эта сумма не может оставаться неизменной. "Численное интегрирование" становится слишком грубым.

4. Корректный KNO-скейлинг [1, 6, 10]. Возможный способ корректного получения разных распределений по множественности из одной универсальной функции $\Psi(z)$ показан на рис. 2б, где вероятность P_n равна просто площади под кривой в интервале z_0 . Видно, что сумма вероятностей при этом всегда получается равной 1, а при $z_0 \rightarrow 0$, рисунки а и б совпадают. Это можно записать в виде [1]

$$P_n = \int_{nz_0}^{(n+1)z_0} \Psi(z) dz \quad (2)$$

или с помощью непрерывного параметра $m \equiv z/z_0$:

$$P_n = \int_n^{n+1} P(m) dm; \quad P(m) \equiv \frac{1}{\langle m \rangle} \Psi\left(\frac{m}{\langle m \rangle}\right); \quad \langle m \rangle \equiv \int_0^\infty m P(m) dm. \quad (3)$$

Непрерывная KNO-инвариантная функция $P(m)$ обладает простыми свойствами, которые часто приписываются дискретной функции P_n , что приводит к недоразумениям. Абсолютные и центральные статистические моменты функции $P(m)$ пропорциональны ее среднему значению $\langle m \rangle$ в соответствующей степени ($z \equiv m/\langle m \rangle$): $\langle m^q \rangle / \langle m \rangle^q = \int z^q \Psi(z) dz = \text{const}$; $\mu_q / \langle m \rangle^q = \int (z-1)^q \Psi(z) dz = \text{const}$.

5. Приближенные следствия [2, 6, 10]. При не слишком малых $\langle n \rangle$ из (3) приближенно получается $\langle m \rangle \approx \langle n \rangle + 0.5$, что видно на рис. 2б — центр тяжести каждого бина P_n находится приблизительно при $z = (n+0.5)z_0$, а не при $z = nz_0$ [2].

Приближенное соотношение между центральными моментами непрерывной и дискретной функций оказывается еще проще, так как добавка 0.5 в n и $\langle n \rangle$ сокращается: $\mu_q \approx D_q^q$. Поэтому строгая пропорциональность $\mu_q^{1/q} \propto \langle m \rangle$ для функций $P(m)$ приводит к приближенной формуле для P_n [6] $D_q \propto (\langle n \rangle + 0.5)$ (прямые Врублевского). До появления корректной формулы (2) считалось, что эти прямые свидетельствуют о нарушении KNO-скейлинга, т.к. не проходят через начало координат.

6. Взаимодействия e^+e^- и pp [1, 6, 10]. На рис. 3, 4 приведены отношения $(\langle n \rangle + 0.5)/D_2$ и D_q/D_2 для e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s}=3-189$ ГэВ и для pp -взаимодействий при $\sqrt{s}=2.4-62$ ГэВ ($p_{\text{лаб}}=2-2000$ ГэВ/с), а также для $\bar{p}p$ при $\sqrt{s}=546$ ГэВ. Эти величины, в отличие от моментов C_q (см. ниже), должны быстро выходить на плато с ростом энергии.

Кривые на рис. 3, 4 построены по формуле (2) с разными аппроксимациями $\Psi(z)$. Несмотря на существенные различия в аналитическом виде аппроксимаций, все три группы кривых на рис. 3, 4 близки.

7. Данные $S\bar{p}pS$ [6, 10]. Нормированные моменты для всех заряженных частиц в e^+e^- -взаимодействиях $C_q^{\text{ch}} \equiv \langle n_{\text{ch}}^q \rangle / \langle n_{\text{ch}} \rangle^q$ равны соответствующим моментам для отрицательных частиц $C_q \equiv \langle n^q \rangle / \langle n \rangle^q$. В pp -взаимодействиях такое равенство отсутствует из-за сдвига на двойку в формуле $n_{\text{ch}}=2n+2$. На рис. 5, 6 приведены эти моменты для pp -взаимодействий. Кривые построены с помощью тех же функций $\Psi(z)$, что на рис. 4. Из сравнения кривых на рис. 5 и 6 видно, что они еще не вышли на плато даже при энергии $S\bar{p}pS$ — при достаточно высоких энергиях моменты C_q должны совпасть с C_q^{ch} .

На рис. 4, 5 и 6 заметно указание на нарушение KNO-скейлинга в эксперименте UA5 — данные не лежат на кривых. Впрочем, на этих рисунках встречаются точки, выпадающие с кривых и за большее число ошибок, чем точки UA5, например данные при $p_{\text{лаб}}=147$ ГэВ/с ($\langle n \rangle \simeq 2.5$; $\langle n_{\text{ch}} \rangle \simeq 7$). Нередко начиная именно с этой энергии строятся графики, иллюстрирующие постоянство моментов C_q^{ch} вплоть до энергий ISR и их резкий рост при энергиях $S\bar{p}pS$ (рис. 6). Однако, на рис. 5 (фактически эквивалентном рис. 6) точки UA5 лежат ниже точек 147 ГэВ/с. В действительности, указание на нарушение корректного KNO-скейлинга для отрицательных частиц связано здесь исключительно с тем фактом, что точки не лежат на кривых.

8. Ядро-ядерные взаимодействия [3, 4, 10]. На рис. 7 [10] приведены зависимости D_q от $\langle n \rangle$ для взаимодействий α -частиц с разными ядрами при импульсе α -частиц 4.5 ГэВ/с на нуклон (кинетическая энергия 3.7 ГэВ на нуклон) [3] вместе с данными по $\alpha\alpha$ -взаимодействиям при энергии в с.д.м. 26 и 31 ГэВ на нуклон, что соответствует энергии одной α -частицы в системе покоя второй 370 и 520 ГэВ/нуклон. Точки хорошо ложатся на прямые Врублевского $D_q \propto (\langle n \rangle + 0.5)$, что свидетельствует о выполнении корректного KNO-скейлинга (см. разд. 5). При энергии 3.7 ГэВ/нуклон мишени начинаются только с Li^6 , однако на рисунке видно, что на прямых лежат все

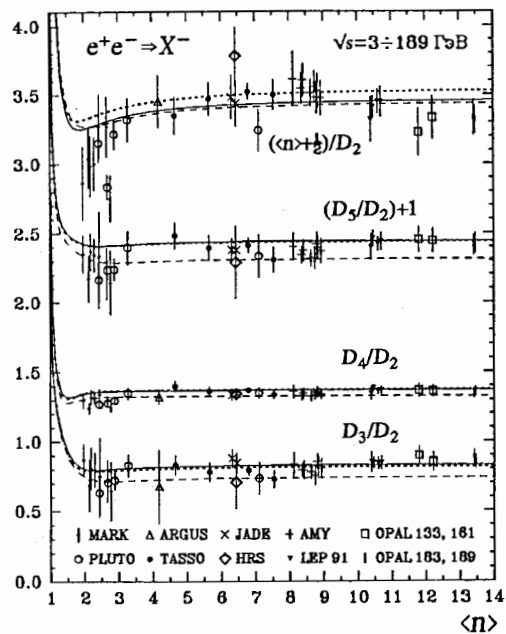


Рис. 3. Отношения моментов распределений по множественности отрицательных частиц в e^+e^- -аннигиляции ($D_q \equiv [\sum (n - \langle n \rangle)^q P_n]^{1/q}$). Величина D_5/D_2 смещена вверх на 1. Кривые получены по формуле корректного КНО-скейлинга (2) с разными аппроксимациями $\Psi^{ee}(z)$. При вычислении кривых P_0 полагалось равным 0, так как в эксперименте не измерялось (остальные P_n перенормировались к 1).

Рис. 4. Отношения моментов распределений по множественности отрицательных частиц в pp -взаимодействиях ($D_q \equiv [\sum (n - \langle n \rangle)^q P_n]^{1/q}$). Кривые получены по формуле корректного КНО-скейлинга (2) с разными аппроксимациями $\Psi^{pp}(z)$. Характер поведения кривых на рис. 4 такой же, как на рис. 3, он определяется гистограммированием (2), (3), и слабо зависит от конкретного вида функции $\Psi(z)$.

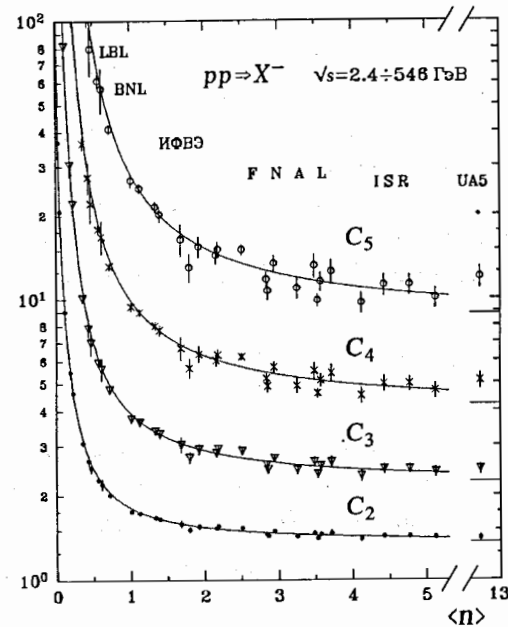
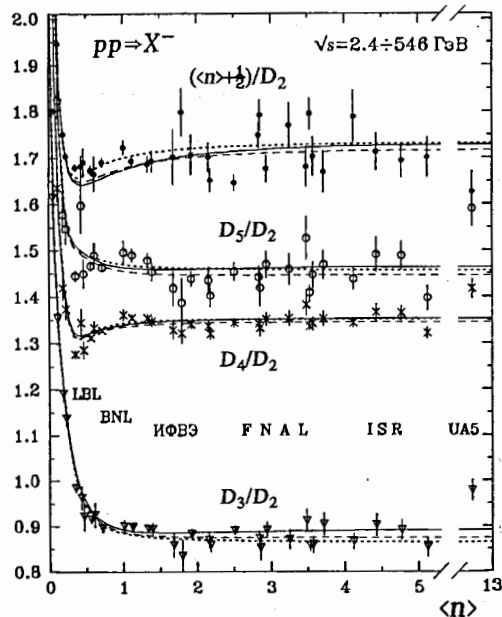
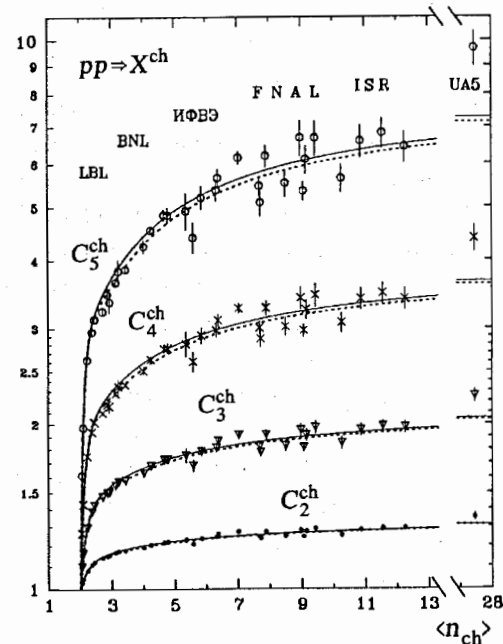


Рис. 5. Нормированные моменты распределений по множественности отрицательных частиц в pp -взаимодействиях $C_q \equiv \langle n^q \rangle / \langle n \rangle^q$, где $\langle n^q \rangle \equiv \sum n^q P_n$. Точки UA5 — $\bar{p}p$ -взаимодействия, $\sqrt{s} = 546$ ГэВ — получены при таком же переходе от заряженных частиц к отрицательным, как для pp -взаимодействий: $n_{ch} = 2n + 2$. Кривые соответствуют корректному КНО-скейлингу (2) с теми же функциями $\Psi^{pp}(z)$, что и на рис. 4 (зрительно не различаются).

Рис. 6. Нормированные моменты распределений по множественности заряженных частиц в pp -взаимодействиях $C_q^{ch} \equiv \langle n_{ch}^q \rangle / \langle n_{ch} \rangle^q$, где $\langle n_{ch}^q \rangle \equiv \sum n_{ch}^q P_{n_{ch}}$. Кривые получены по формуле корректного КНО-скейлинга для распределений отрицательных частиц (2) с последующим переходом ко всем заряженным согласно $n_{ch} = 2n + 2$. В (2) использовались те же функции Ψ^{pp} , что и на рис. 4, 5 (зрительно почти не различаются). Рис. 6 фактически эквивалентен рис. 5.



приведенные точки, т.е. зависимость формы распределения по множественности от ядра мишени здесь достаточно слабая [3].

На рис. 8 [10] приведены данные по взаимодействиям ядер углерода 3.7 ГэВ/нуклон с разными ядрами [4] вместе с кислород-ядерными данными при энергиях 60 и 200 ГэВ/нуклон. Видно, что все точки лежат на одной прямой. На врезке в увеличенном масштабе показаны те же точки при 3.7 ГэВ/нуклон вместе с той же прямой Врублевского, которая, как и на рис. 7, пересекает ось абсцисс в точке $\langle n \rangle = -0.5$.

9. Интегральное представление [1, 2, 6, 10]. Формулу (3) можно представить в интегральном виде

$$\sum_{n=k}^{\infty} P_n = \int_k^{\infty} P(m) dm = \int_{k/\langle m \rangle}^{\infty} \Psi\left(\frac{m}{\langle m \rangle}\right) d\left(\frac{m}{\langle m \rangle}\right) = \Phi\left(\frac{k}{\langle m \rangle}\right). \quad (4)$$

В статистике часто используется подобная накопленная вероятность вместо дискретных и непрерывных производных от нее P_n и $P(m)$. Интегральная вероятность $\Phi(k/\langle m \rangle)$ связана с $\Psi(z)$ равенством

$$\Phi(z) = \int_z^{\infty} \Psi(z) dz \quad \text{или} \quad \Psi(z) = -d\Phi(z)/dz \quad (5)$$

и удовлетворяет условиям $\Phi(0)=1$ и $\int \Phi(z) dz=1$. Вероятности P_n вычисляются из $\Phi(z)$ проще, чем из $\Psi(z)$ в (2):

$$P_n = \Phi(nz_0) - \Phi(nz_0 + z_0). \quad (6)$$

Величина $\sum_k^{\infty} P_n$ в (4) является функцией только одной переменной $k/\langle m \rangle$ [2], что позволяет нанести распределения по множественности при разных энергиях на одну кривую $\Phi(z)$.

10. Квантовая аналогия [10]. Рецепт (2) получения дискретных распределений по множественности из непрерывной вероятностной функции математически эквивалентен процедуре, использованной Планком при квантовании непрерывного максвелловского вероятностного распределения $\Psi(z) = \exp(-z)$ ($z=E/kT$; $z_0=h\nu/kT$) в одной из формулировок квантовой гипотезы. Эта процедура следует также из правила квантования Борна—Крамерса — рецепта получения дискретных квантовомеханических величин из соответствующих им непрерывных классических. В наших обозначениях этот принцип формулируется следующим образом: дискретная величина P_l , связанная с квантовыми состояниями l и $l+\tau$, равна $P_l = \Phi(l) - \Phi(l+\tau)$ (см. (6)), где $\Phi(z)$ получается из равенства $-\tau[\partial\Phi(z)/\partial z] = \tau\Psi(z) = P(m)$ (см. (3), (5)), где $P(m)$ — классический аналог квантовой величины P_l .

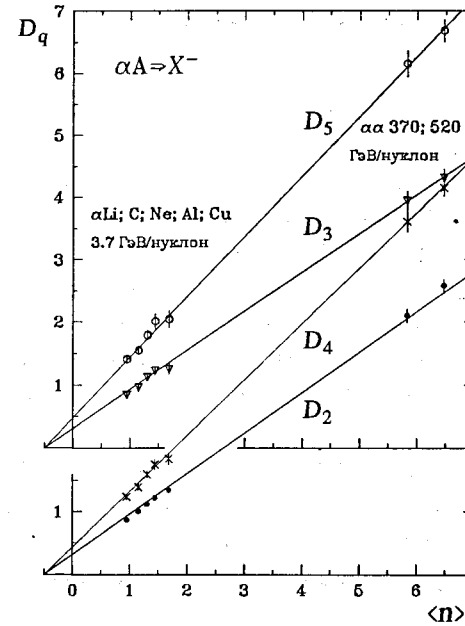


Рис. 7. Зависимости моментов $D_q \equiv (\sum (n - \langle n \rangle)^q P_n)^{1/q}$ от $\langle n \rangle$ для распределений по множественности отрицательных частиц в $\alpha\alpha$ -взаимодействиях при $\sqrt{s}=26$ и 31 ГэВ на нуклон и в αLi^6 , αC , αNe , αCu при $v_{лаб}=4.5$ ГэВ/с на нуклон. Четные и нечетные моменты разнесены на 2. Точки неплохо ложатся на прямые Врублевского: $D_q \propto (\langle n \rangle + 0.5)$, что свидетельствует о справедливости корректного КНО-скейлинга (см. разд. 5).

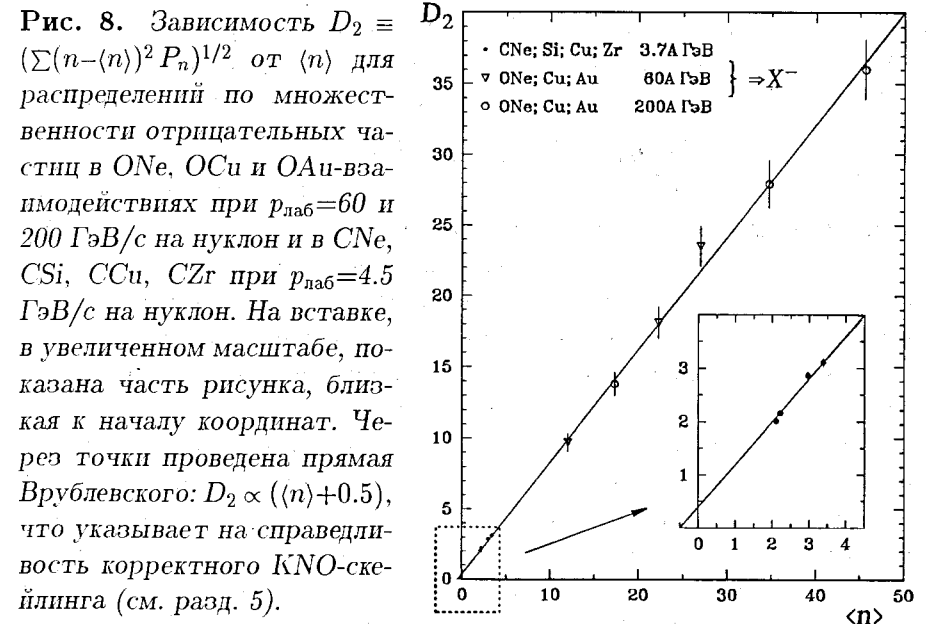


Рис. 8. Зависимость $D_2 \equiv (\sum (n - \langle n \rangle)^2 P_n)^{1/2}$ от $\langle n \rangle$ для распределений по множественности отрицательных частиц в ONe , OCu и $O Au$ -взаимодействиях при $v_{лаб}=60$ и 200 ГэВ/с на нуклон и в CNe , CSi , CCu , CZr при $v_{лаб}=4.5$ ГэВ/с на нуклон. На вставке, в увеличенном масштабе, показана часть рисунка, близкая к началу координат. Через точки проведена прямая Врублевского: $D_2 \propto (\langle n \rangle + 0.5)$, что указывает на справедливость корректного КНО-скейлинга (см. разд. 5).

ГЛАВА II. КНО-СКЕЙЛИНГ В ИЗОСПИНОВО СВЯЗАННЫХ РЕАКЦИЯХ [11].

11. Проблема [11]. С точностью до экспериментальных ошибок распределения по множественности π^- -мезонов в pp -взаимодействиях при разных энергиях, начиная с пороговой и, по крайней мере, до $\sqrt{s} = 60$ ГэВ, подобны друг другу, т.е. подчиняются КНО-скейлингу, точнее, его корректной реализации [10] (гл. I), см. рис. 9а.

Однако для π^+ -мезонов в pp -взаимодействиях этот скейлинг не выполняется. Математическая причина этого заключается в том, что почти независимо от энергии $\langle n_{\pi^+} \rangle \approx \langle n_{\pi^-} \rangle + 0.7$. Правда, можно предположить, что этот скейлинг работает только “в области пионизации”, а лишние ~ 0.7 π^+ -мезона являются фрагментационными.

12. Приближенная модель [11]. Предположим, что распределения по множественности, например π^- -мезонов, в области пионизации во всех нуклон-нуклонных взаимодействиях одинаковы. Перезарядка же первичного нейтрона в протон приводит к появлению дополнительного π^- в области фрагментации нейтрона.

Пусть в np -взаимодействиях с вероятностью $(1 - \delta)$ нейтрон остается нейтроном, т.е. в этих событиях распределение π^- -мезонов такое же, как в pp : $P_n(np) = P_n(pp)$. С вероятностью δ нейтрон превращается в протон, значит, в этих событиях множественность π^- увеличивается на 1: $P_{n+1}(np) = P_n(pp)$. Тогда в np -взаимодействиях получается:

$$P_n(np) = (1 - \delta)P_n(pp) + \delta P_{n-1}(pp). \quad (7)$$

Фит данных при 100–400 ГэВ/с дает $\delta = 0.36 \pm 0.03$. Число π^- в np -взаимодействиях получается на δ больше, чем в pp . В pn — на 2δ : $\langle n \rangle^{pn} = \langle n \rangle^{np} + \delta = \langle n \rangle^{pp} + 2\delta$. Получим значение δ в предположении, что оно не зависит от полного числа пионов. В табл. 1а приведены множественности пионов в событиях с числом всех пионов, равным 1.

Сумма средних множественностей пионов в каждой реакции равна единице (правый столбец). Сумма по всем реакциям равна 4. Из изоспиновой инвариантности, следует, что при взаимодействии изоспиново неполяризованного пучка (равная смесь протонов и нейтронов) с изоспиново неполяризованной мишенью рождается изоспиново неполяризованное состояние — равная смесь π^- -, π^0 - и π^+ -мезонов. Значит, сумма в каждом столбце табл. 1а равна $4/3$. Решением этой таблицы является $\delta = 1/3$. Вероятность $1/3$ для перезарядки получается также в простой кварковой модели, где нуклон случайным образом теряет

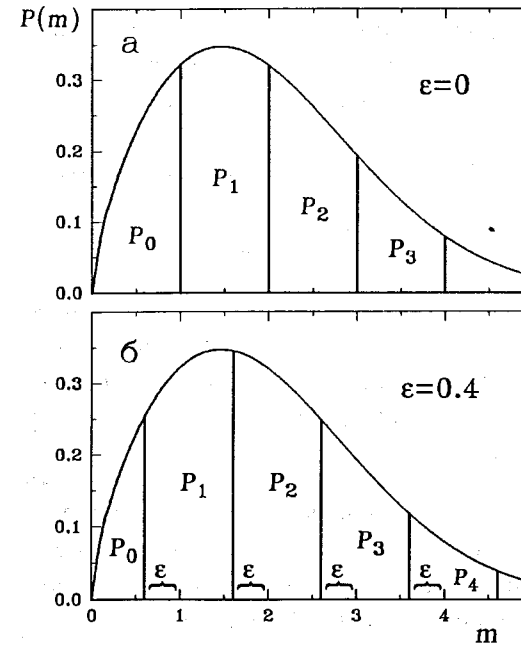


Рис. 9. Обобщение корректного КНО-скейлинга на изоспиново связанные реакции — получение дискретного распределения по множественности из непрерывной КНО-инвариантной функции $P(m)$:

а) — согласно рецепту (3); б) — согласно более общей формуле (10), отличающейся возможностью сдвига масштабной сетки, режущей функцию $P(m)$ на вероятности P_n (КНО- ϵ -скейлинг). Сдвиг должен быть $\epsilon \geq 0$, чтобы не появилась P_{-1} , и $\epsilon < 1$, если $P_0 \neq 0$.

Таблица 1

Средняя множественность пионов разных знаков в разных нуклон-нуклонных (а) и антинуклон-нуклонных неаннигиляционных (б) реакциях, согласно фрагментационной модели, в событиях с полным числом всех пионов, равным 1. В pp -взаимодействиях π^- -мезон родиться не может (сохранение заряда), т.е. число π^- равно 0. Значит, множественность π^+ -мезонов равна 2δ . В np -взаимодействиях множественности π^+ - и π^- -мезонов равны δ . Множественность π^0 -мезонов в каждой реакции дополняет полную множественность до 1. Зарядовая симметрия приводит к равенству множественностей в реакциях pp , np , $pn \rightarrow \pi^+$ и в pn , np , $pp \rightarrow \pi^-$. Решением этой таблицы является $\delta = 1/3$.

(а)	π^-	π^0	π^+	π
pp	0	$1-2\delta$	2δ	1
np	δ	$1-2\delta$	δ	1
pn	δ	$1-2\delta$	δ	1
pn	2δ	$1-2\delta$	0	1
	$4/3$	$4/3$	$4/3$	4

(б)	π^-	π^0	π^+	π
$\bar{n}p^N$ (неанн.)	0	$1/3$	$2/3$	1
$\bar{p}p^N$ (неанн.)	$1/3$	$1/3$	$1/3$	1
$\bar{n}n^N$ (неанн.)	$1/3$	$1/3$	$1/3$	1
$\bar{p}n^N$ (неанн.)	$2/3$	$1/3$	0	1
	$4/3$	$4/3$	$4/3$	4

один из трех своих кварков и подхватывает один из двух возможных.

Повторив эти рассуждения для неаннигиляционных антинуклон-нуклонных взаимодействий можно получить точно такую же табл. 16. Заметим, что $\bar{p}p^N$ -взаимодействия получаются аналогичными np -, а не pp -взаимодействиям.

13. KNO- ϵ -скейлинг [7, 11]. Учитывая (3), модельное выражение (7) можно записать в виде

$$P_n = \delta \int_{n-1}^n P(m) dm + (1 - \delta) \int_n^{n+1} P(m) dm. \quad (8)$$

На рис. 10 (штриховые кривые) приведено сравнение с экспериментом модельного предсказания (8). В качестве $\Psi(z)$ для нуклон-нуклонных взаимодействий здесь и далее использовалась одна из функций гл. I:

$$\Psi(z) = a(z + 0.14) \exp[-b(z + 0.14)^2], \quad (9)$$

где коэффициенты $a=1.25$ и $b=0.62$ получаются из условий нормировки.

С другой стороны, возможна более общая, чем (3), формулировка утверждения о подобии распределений, в которой разрешен сдвиг влево масштабной сетки, режущей непрерывную KNO-инвариантную функцию $P(m)$ на дискретные вероятности P_n [7] (рис. 9б):

$$P_n = \int_{n-\epsilon}^{n+1-\epsilon} P(m) dm. \quad (10)$$

Сдвиг ϵ зависит от реакции. Его значение должно быть $\epsilon \geq 0$, чтобы не появилась вероятность отрицательной множественности P_{-1} , и $\epsilon < 1$, если $P_0 \neq 0$. Очевидно, что при больших $\langle m \rangle$ (больших энергиях), где модельная формула (8) неплохо описывает данные, она совпадает с математически более изящным выражением (10) при $\epsilon = \delta$.

На рис. 10 (сплошные кривые) приведено сравнение скейлинговой формулы (10) с экспериментальными данными.

Из (10) при не слишком маленьких $\langle m \rangle$ получается $\langle m \rangle \approx \langle n \rangle + 0.5 - \epsilon$. Это приближение неплохо выполняется уже начиная с $\langle m \rangle \sim 0.7$, что соответствует $p_{\text{лаб}} \sim 4$ ГэВ/с в нуклон-нуклонных взаимодействиях.

14. Зависимость от энергии [2, 7, 11]. На рис. 11 приведены зависимости средних множественностей для разных нуклон-нуклонных и неаннигиляционных антинуклон-нуклонных взаимодействий от

$$F \equiv (w - 2)^{3/4} w^{-1/4}, \quad \text{где} \quad w \equiv \sqrt{s}/M_p c^2. \quad (11)$$

В термодинамической модели Ферми этой величине должна быть пропорциональна множественность π -мезонов, излучаемых в нуклон-нуклонных взаимодействиях в интервале $p_{\text{лаб}} = 10 - 1000$ ГэВ/с.

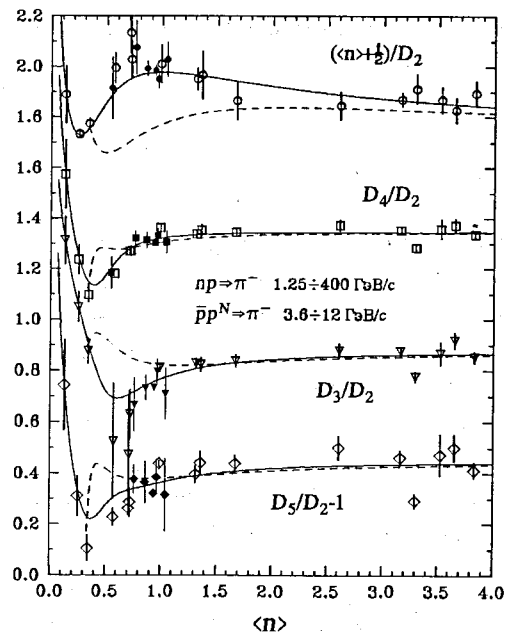
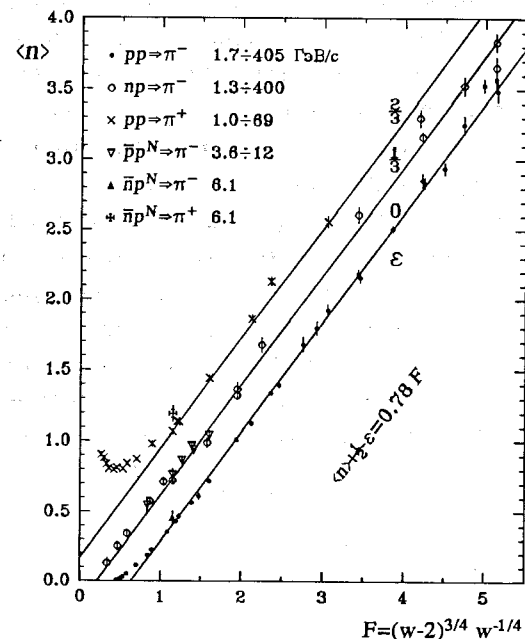


Рис. 10. Сравнение модели (8) при $\delta=1/3$ (штриховые кривые) и KNO- ϵ -скейлинга (10) при $\epsilon=1/3$ (сплошные кривые) с экспериментом. Показаны отношения моментов распределений по множественности π^- -мезонов в np -реакциях 1.25–400 ГэВ/с (светлые точки) и в неаннигиляционных $\bar{p}p$ -реакциях 3.6–12 ГэВ/с (темные точки). Среднее значение: $\langle n \rangle \equiv \sum n P_n$; центральные моменты: $D_q \equiv [\sum (n - \langle n \rangle)^q P_n]^{1/q}$. Величина D_5/D_2 смещена вниз на 1.

Рис. 11. Множественность π^+ - и π^- -мезонов в разных нуклон-нуклонных и неаннигиляционных антинуклон-нуклонных взаимодействиях в зависимости от величины $F \equiv (w-2)^{3/4} (w)^{-1/4}$, где $w \equiv \sqrt{s}/M_p c^2$ (M_p — масса нуклона). В термодинамической модели Ферми величине F пропорциональна множественность пионов в нуклон-нуклонных взаимодействиях при $p_{\text{лаб}} = 10 - 1000$ ГэВ/с. Прямые соответствуют $\langle m \rangle = 0.78 F$. Сдвиги ϵ взяты из табл. 1.



Два множителя в F имеют разное происхождение. Первый пропорционален свободной энергии в степени $3/4$. Второй — размеру лоренц-сжатого объема двух нуклонов в их с.д.м. в степени $1/4$ ($w = 2\gamma$) (см. также разд. 19). Подчеркнем, что при этих энергиях величина F ведет себя существенно иначе, чем часто используемое приближение $s^{1/4}$, где не учтена пороговая энергия реакции $\sqrt{s} = 2M_p c^2$.

Начиная с $F \sim 0.9$ ($p_{\text{лаб}} \sim 4$ ГэВ/с) точки $pp \rightarrow \pi^-$ и $\bar{n}p^N \rightarrow \pi^-$ неплохо лежат на прямой $\langle n \rangle + 0.5 = 0.78 F$. Точки $np \rightarrow \pi^-$ и $\bar{p}p^N \rightarrow \pi^-$ — на прямой, смещенной относительно предыдущей вверх на $1/3$. Точки $nn \rightarrow \pi^-$ ($pp \rightarrow \pi^+$) и $\bar{n}p^N \rightarrow \pi^+$ — на прямой, смещенной на $2/3$, т.е. параметры ε в (10) для последних реакций должны быть близки к $1/3$ и $2/3$ в согласии с табл. 1. Из рис. 11 следует также, что если выполняется КНО- ε -скейлинг, то для всех этих реакций, начиная с $p_{\text{лаб}} \sim 4$ и до 400 ГэВ/с, масштабный параметр $\langle m \rangle = \langle n \rangle + 0.5 - \varepsilon$ имеет одну и ту же (однопараметрическую) зависимость от энергии [7]:

$$\langle m \rangle = 0.78 F. \quad (12)$$

15. Нормировка при $p_{\text{лаб}} < 4$ ГэВ/с [7, 11]. Средняя множественность π^+ -мезонов в pp -взаимодействиях на рис. 11 при уменьшении энергии не стремится к нулю, а выходит на минимум при $p_{\text{лаб}} \sim 1.5$ ГэВ/с после чего даже растет. Дело в том, что распределения по множественности принято нормировать на σ_{in} , а в неупругом pp -взаимодействии, по определению, должен родиться хотя бы один пион.

16. Нуклон-нуклонные данные [7, 11]. Неаннигиляционное сечение для фиксированного числа π^- -мезонов в $\bar{p}p^N$ -взаимодействиях при 7.3, 8.8 и 12 ГэВ/с и в $\bar{n}p^N$ -взаимодействиях при 6.1 ГэВ/с получено из неаннигиляционного парциального сечения для отрицательных частиц (включающих \bar{p} , но не более одного), из которого вычтено сечение выхода \bar{p} при данной топологии и добавлено сечение выхода \bar{p} при большем на единицу числе отрицательных частиц.

17. Интегральное представление [7, 11]. Формулу (10) можно представить в интегральном виде [7] аналогично (4):

$$\sum_{n=k}^{\infty} P_n = \int_{k-\varepsilon}^{\infty} P(m) dm = \Phi \left(\frac{k-\varepsilon}{\langle m \rangle} \right), \quad (13)$$

где $\Phi(z) = \int_z^{\infty} \Psi(z) dz$. Функции $\Psi(z)$ (9) соответствует функция

$$\Phi(z) = (a/2b) \exp[-b(z + 0.14)^2] = 1.01 \exp[-0.62(z + 0.14)^2]. \quad (14)$$

Интегральная вероятность $\sum_k^{\infty} P_n$ в (13) зависит только от переменной $(k-\varepsilon)/\langle m \rangle$, что позволяет нанести распределения по множественности

для разных энергий и реакций на одну кривую $\Phi(z)$. На рис. 12 показаны распределения для реакции $np \rightarrow \pi^-$. Этой же кривой описываются остальные (анти)нуклон-нуклонные взаимодействия с ε из табл. 1 [11].

18. Аннигиляция [11]. Из предыдущего ясно, что КНО-скейлинг (3), где $\varepsilon=0$, не может выполняться одновременно для всех изоспиново связанных между собой реакций. Проверять его имеет смысл только для тех из них, где множественность исследуемых частиц минимальна. В частности, при $\varepsilon=0$ нельзя описать реакцию аннигиляции $\bar{p}p^A$, что следует из факта существования реакций $\bar{p}n^A$ и $\bar{n}p^A$, изоспиново связанных с первой. Оценка значений ε для реакций аннигиляции в предположении, что в реакции $\bar{n}p^A \rightarrow \pi^-$ $\varepsilon=0$, приведена в табл. 2.

На рис. 13 показаны распределения по множественности в $\bar{p}p^A$ вместе с несколькими аппроксимациями $\Psi(z)$ в координатах (13) при $\varepsilon=1/2$. Данные $\bar{n}p^A \rightarrow \pi^-$ описываются теми же кривыми при $\varepsilon=0$ [11].

19. Множественность при аннигиляции [11]. На рис. 14 приведены зависимости средних множественностей пионов в реакциях аннигиляции $\bar{p}p^A$ и $\bar{p}n^A$ ($\bar{n}p^A$) от величины F^A , в которой, подобно F на рис. 11, свободная энергия отличается от полной на пороговую энергию реакции — массу двух пионов ($2m_{\pi}/M_p \approx 0.3$). Конечно, этот порог недостижим при реальной аннигиляции на массовой поверхности, но к нему можно приблизиться при виртуальной аннигиляции, где эффективная масса родившихся пионов может быть гораздо меньше.

Эти данные (крестики) получены в реакции $K^-p \rightarrow \Lambda X$ (X — пионы) при небольшой передаче 4-импульса от K^- к Λ . При этом вершину $K^- \Lambda$ с вершиной pX соединяет антипротонный пропагатор. Разные точки соответствуют разным интервалам эффективной массы пионов, которая здесь играет роль полной энергии в первом множителе F^A . Второй множитель для виртуальных точек равен $(2\gamma)^{-1/4}$ (а не $w^{-1/4}$), где γ — лоренц-фактор протона в с.д.м. пионов.

Точки при F^A от 1.2 до 2.2 на рис. 14 — реальная аннигиляция. Для нее, конечно, $2\gamma=w$. Точки $\bar{p}n^A \rightarrow \pi^-$ можно получить смещением точек $\bar{p}n^A \rightarrow \pi^+$ вверх на 1. Прямые на рисунке — $\langle n \rangle + 0.5 - \varepsilon = 1.23 F^A$, где значения ε соответствуют табл. 2 при $\alpha=1/2$. Наклон прямых на рис. 14 в 1.58 раза больше, чем на рис. 11, что близко к значению 1.5, предсказываемому иногда для подобного случая.

Треугольниками на рис. 14 обозначены данные по аннигиляции при высоких энергиях (22.4–100 ГэВ/с), полученные обычным (но несколько упрощенным) разностным методом, который можно сделать

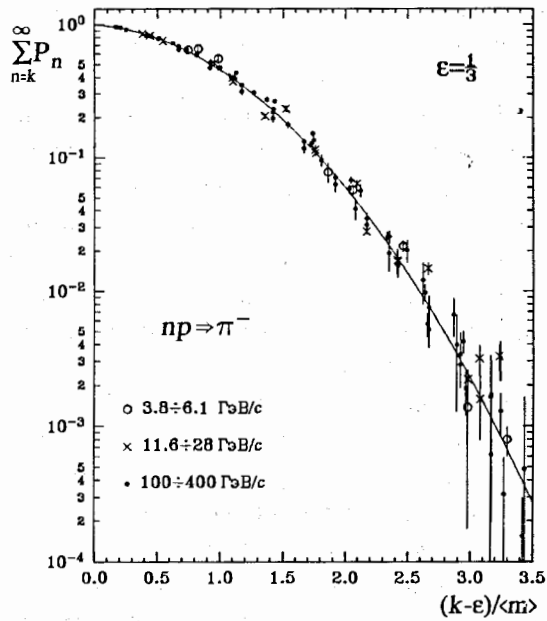


Рис. 12. Интегральная вероятность $\sum_k^{\infty} P_n$ в зависимости от $(k-\epsilon)/\langle m \rangle$ (см. (13)) для pr -взаимодействий при разных энергиях. Использована аппроксимация $\langle m \rangle = 0.78 F$ (12). Параметр $\epsilon=1/3$. Кривая на рисунке — функция (14). Этой же кривой описываются интегральные вероятности других нуклон-нуклонных и неаннигиляционных антинуклон-нуклонных взаимодействий с параметрами ϵ из табл. 1 [11].

Таблица 2.

Значения параметра ϵ для разных реакций антинуклон-нуклонной аннигиляции. Параметр ϵ для $\bar{p}r^A \rightarrow \pi^+$ на 1 больше, чем для $\bar{p}r^A \rightarrow \pi^-$ (сохранение заряда). Значение ϵ для $\bar{p}r^A \rightarrow \pi^-$ обозначено " α ". Из изоспиновой и C -симметрии это же значение получается еще для трех реакций. Из изоспиновой инвариантности получается, что сумма значений ϵ в каждом столбце равна $1+2\alpha$, а сумма всех значений ϵ в таблице — $3(1+2\alpha)$. Если при большой энергии средняя множественность всех пионов в $\bar{p}r^A$ такая же, как в $\bar{p}r^A$, то сумма значений ϵ в каждой строке получится $(3/4)(1+2\alpha)$, и все неизвестные значения ϵ выражаются через α . Во многих моделях аннигиляции $\bar{p}r^A$ средние множественности π^0 - и π^- -мезонов при очень больших энергиях равны. Тогда все неизвестные значения ϵ в табл. 2 получаются 1/2.

Реакция	π^-	π^0	π^+	Сумма ϵ_i
$\bar{p}r^A$ (анн.)	0	$3\alpha/2 - 1/4$	1	$3(1+2\alpha)/4$
$\bar{p}r^A$ (анн.)	α	$3/4 - \alpha/2$	α	$3(1+2\alpha)/4$
$\bar{n}n^A$ (анн.)	α	$3/4 - \alpha/2$	α	$3(1+2\alpha)/4$
$\bar{p}n^A$ (анн.)	1	$3\alpha/2 - 1/4$	0	$3(1+2\alpha)/4$
	$1+2\alpha$	$1+2\alpha$	$1+2\alpha$	$3(1+2\alpha)$

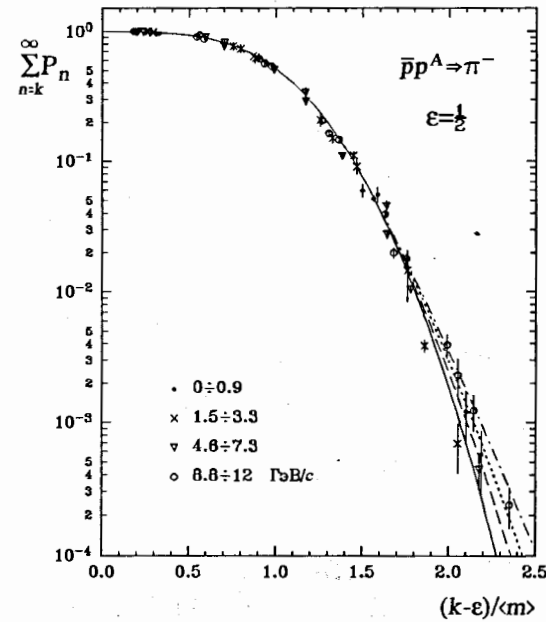
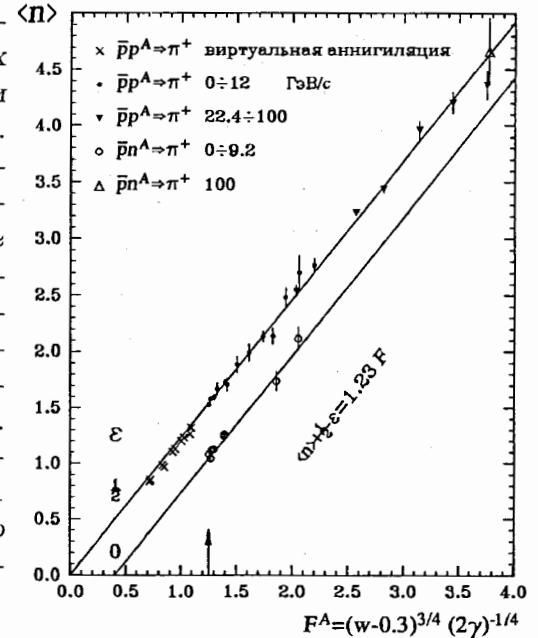


Рис. 13. Накопленная вероятность $\sum_k^{\infty} P_n$ в зависимости от скейлинговой переменной $(k-\epsilon)/\langle m \rangle$ при $\epsilon=1/2$ (см. (13)) для реакций аннигиляции $\bar{p}r^A \rightarrow \pi^-$ (π^+) 0–12 ГэВ/с. Использована аппроксимация $\langle m \rangle = \langle n \rangle + 0.5 - \epsilon$. Кривые — разные аппроксимации $\Phi(z)$. Данные $\bar{p}r^A \rightarrow \pi^-$ описываются теми же кривыми при $\epsilon=0$ (см. табл. 2) [11].

Рис. 14. Средняя множественность пионов в реакциях аннигиляции в зависимости от $F^A = (w-0.3)^{3/4} (2\gamma)^{-1/4}$. Свободная энергия в F^A отличается от полной на пороговую энергию ($2m_\pi/M_p \approx 0.3$). Величина γ — лоренц-фактор протона в с.ц.м. пионов. Для виртуальной аннигиляции $2\gamma \neq w$. Прямые соответствуют $\langle m \rangle = 1.23 F^A$. Этот наклон (1.23) в 1.58 раза больше, чем на рис. 11 (0.78), что близко к значению 1.5, предсказываемому иногда для подобного случая.



несколько более обоснованным [11] в рамках нашей работы, т.е. исходя из того, что КНО- ε -скейлинг, а значит при больших энергиях ($>20-30$ ГэВ/с, см. разд. 13) и фрагментационная модель, описывают рождение заряженных пионов во всех нуклон-нуклонных и неаннигиляционных антинуклон-нуклонных взаимодействиях с одной и той же функцией $\Psi(z)$ и зависимостью $\langle m \rangle$ от энергии.

Сечение выхода заряженных частиц в неупругих антинуклон-нуклонных реакциях складывается из аннигиляционного и неаннигиляционного: $\langle n_{ch} \rangle_{in} (\sigma_A + \sigma_N) = \langle n_{ch} \rangle_A \sigma_A + \langle n_{ch} \rangle_N \sigma_N$. Учитывая, что сечения аннигиляционных 0- и 2-лучевых $\bar{p}p^A$ - и 1-лучевых $\bar{p}n^A$ -взаимодействий при больших энергиях пренебрежимо малы, получаем

$$\langle n_{ch} \rangle_A = \langle n_{ch} \rangle_{in}^{(>2)} + \left(\langle n_{ch} \rangle_{in}^{(>2)} - \langle n_{ch} \rangle_N^{(>2)} \right) \sigma_N^{(>2)} / \sigma_A. \quad (15)$$

Отношение сечений получается с помощью аппроксимаций $\sigma_A = 60 p_{лаб}^{-0.61}$ и $\sigma_N = 28 + 1.8 \lg p_{лаб}$.

ГЛАВА III. СКЕЙЛИНГ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ СОБЫТИЙ В pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ [12].

20. Инвариантность быстротных спектров [5, 8, 12]. Полуинклюзивный спектр — это кинематический спектр частиц какого-либо сорта в событиях, где число этих частиц фиксировано.

На рис. 15 приведено несколько нормированных на единицу одночастичных полуинклюзивных распределений по быстрой отрицательных частиц $y = \frac{1}{2} \ln[(E+p_{||})/(E-p_{||})]$ в pp -взаимодействии при трех первичных энергиях и четырех множественностях π^- -мезонов (n):

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{n\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy}; \quad \int \tilde{\rho}_n(y) dy = 1 \quad (16)$$

(знак \sim над ρ обозначает нормированность $\tilde{\rho}$ на единицу).

Величина $\tilde{\rho}_n(y)$ — это плотность вероятности, что π^- -мезон, случайным образом выбранный из события с n π^- , имеет быструю y .

Распределения на рис. 15 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.

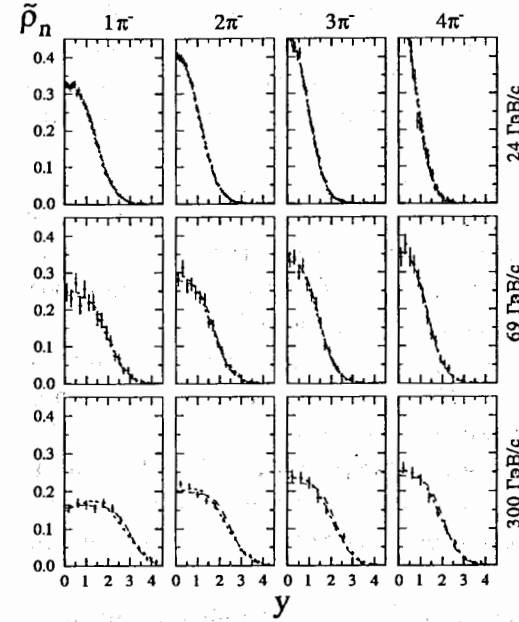
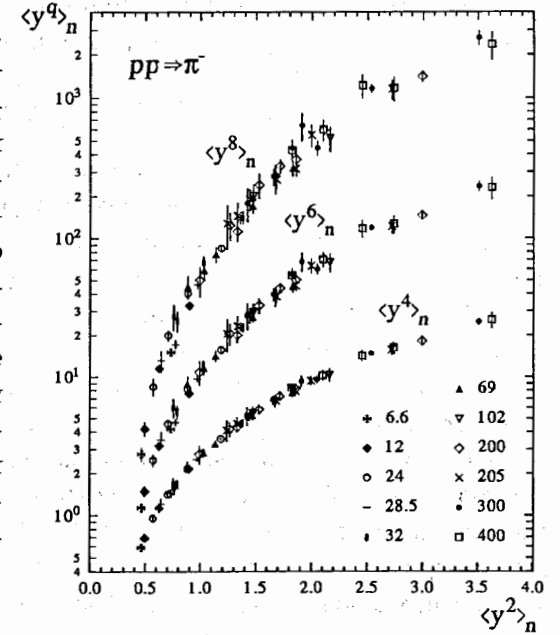


Рис. 15. Нормированные на единицу полуинклюзивные быстротные спектры π^- -мезонов в pp -взаимодействии $\tilde{\rho}_n(y) = (1/n\sigma_n)(d\sigma_n/dy)$, при 24, 69 и 300 ГэВ/с и множественности π^- -мезонов 1–4. Величина $\tilde{\rho}_n(y)$ — это плотность вероятности, что π^- -мезон, случайным образом выбранный из события с n π^- , имеет быструю y . Спектры расширяются с ростом энергии и сужаются с ростом множественности. Кривые: точечная — фит (19), штриховая — (20).

Рис. 16. $\langle y^q \rangle_n = \int y^q \tilde{\rho}_n(y) dy$. 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. Значения импульсов первичных протонов (в ГэВ/с) приведены на этом и следующих рисунках.



Однако экспериментальные данные свидетельствуют о совпадении формы быстротных спектров в этом случае. На рис. 16 приведены центральные статистические моменты, 53 быстротных спектров, полученных при разных множественностях π^- и 11 первичных энергиях:

$$\langle y^q \rangle_n \equiv \int y^q \tilde{\rho}_n(y) dy. \quad (17)$$

Видно, что группы точек, принадлежащие разным энергиям, с точностью до экспериментальных ошибок накладываются друг на друга, т.е. распределения с одинаковой дисперсией $\langle y^2 \rangle_n$ имеют и одинаковые остальные моменты, значит, полностью совпадают [5].

Таким образом, двумерный набор быстротных распределений для разных \sqrt{s} и n , показанный на рис. 15, можно описать функцией, форма которой зависит только от одного параметра, например, от $\langle y^2 \rangle_n$.

21. Инвариантность полных спектров [5, 8, 12]. На рис. 17 приведены средние поперечные импульсы π^- -мезонов в событиях с фиксированной топологией в зависимости от той же дисперсии их быстротного распределения $\langle y^2 \rangle_n$.

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 дваждыдифференциальные распределения [5]:

$$\frac{1}{n\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dydp_T}(\sqrt{s}, n) = \frac{1}{n\sigma_n} \frac{d^2\sigma_n}{dydp_T}[f(\sqrt{s}, n)]. \quad (18)$$

Это предположение подтверждается также равенством средних энергий π^- -мезонов в таких событиях. Средний поперечный импульс и средняя энергия π^- -мезонов падают с ростом их множественности, что аналогично сужению быстротного спектра на рис. 15.

22. Инвариантность концентрации нейтральных мезонов [12]. Было бы естественным ожидать, что в событиях с одинаковыми спектрами π^- -мезонов одинакова и какая-либо характеристика относительного выхода других частиц, не связанных прямо с π^- -мезонами.

Экспериментальные данные по выходам π^0 - и K_S^0 -мезонов в полуинклюзивных событиях свидетельствуют об их одинаково инвариантном поведении в зависимости от той же, что и на рис. 16, 17, дисперсии быстротного спектра π^- -мезонов. На рис. 18 приведены отношения средних множественностей π^0 -мезонов при фиксированном числе π^- : $\langle \pi^0 \rangle_n$, к нормированной множественности π^- -мезонов $z = n / \langle n \rangle$.

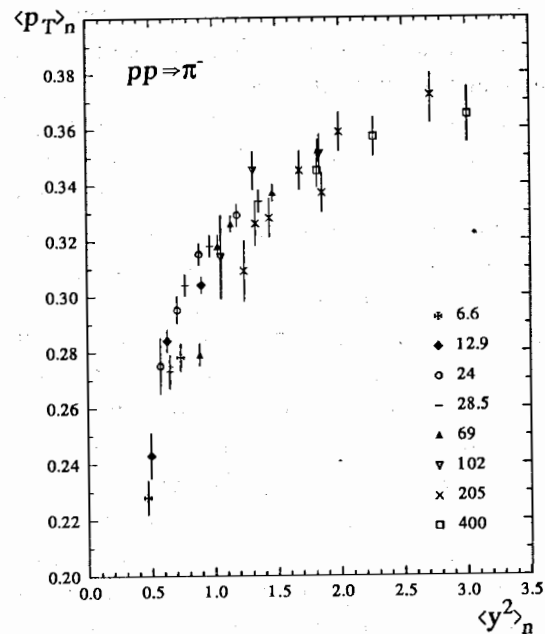


Рис. 17. Средние поперечные импульсы π^- -мезонов в событиях с фиксированной топологией $(p_T)_n$ в зависимости от дисперсии их быстротного распределения $\langle y^2 \rangle_n$. Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами π^- -мезонов одинаковы и их средние поперечные импульсы, что позволяет предположить, что в этих событиях одинаковы и их полные дваждыдифференциальные спектры.

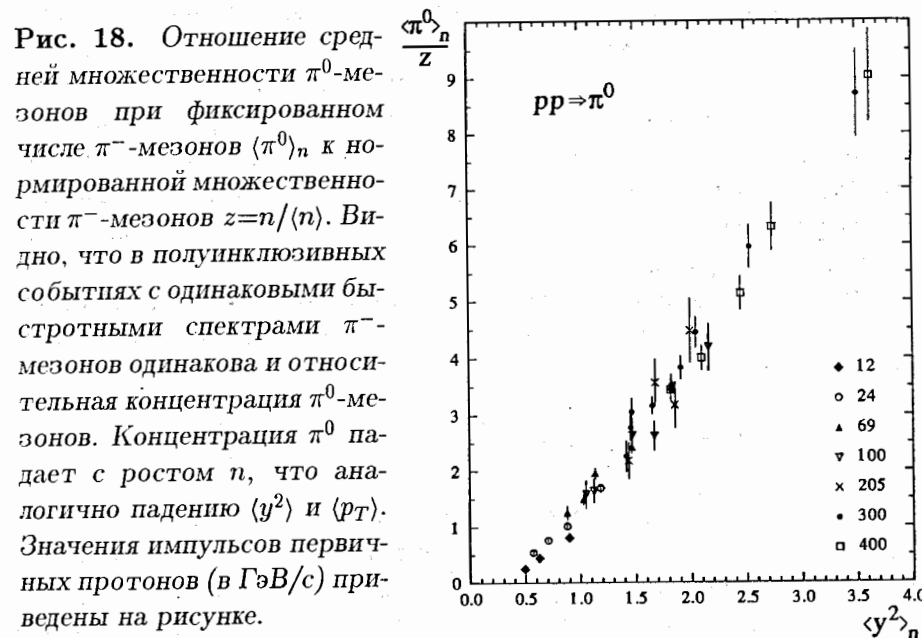


Рис. 18. Отношение средней множественности π^0 -мезонов при фиксированном числе π^- -мезонов $\langle \pi^0 \rangle_n$ к нормированной множественности π^- -мезонов $z = n / \langle n \rangle$. Видно, что в полуинклюзивных событиях с одинаковыми быстротными спектрами π^- -мезонов одинакова и относительная концентрация π^0 -мезонов. Концентрация π^0 падает с ростом n , что аналогично падению $\langle y^2 \rangle$ и $\langle p_T \rangle$. Значения импульсов первичных протонов (в ГэВ/с) приведены на рисунке.

На рис. 19 показаны такие же данные для $\langle K_S^0 \rangle_n$ — средней множественности K_S^0 при фиксированном числе π^- . Концентрации π^0 и K_S^0 падают с ростом n , что аналогично падению $\langle y^2 \rangle$ и $\langle p_T \rangle$.

Получается, что нормированный одночастичный дваждыдифференциальный спектр π^- -мезонов и концентрации π^0 - и K_S^0 -мезонов в полунклюзивных 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 $\langle p_T \rangle_n$.

23. Аппроксимация масштабного параметра [5, 8, 12].

Подчеркнем, что утверждение об универсальности спектров и концентраций мезонов (рис. 16–19) не зависит от каких-либо аппроксимаций.

Неплохая аппроксимация параметра, совмещающая данные при разных энергиях \sqrt{s} и множественностях n , оказывается довольно простой: \sqrt{s}/\sqrt{n} (или любая функция от s/n) [5]. На рис. 20 показана зависимость моментов быстрых спектров от \sqrt{s}/\sqrt{n} . Видно, что группы точек, соответствующие разным энергиям, накладываются друг на друга, т.е. форма быстрого 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^- в событии ($\sum E_{\pi^-}/\sqrt{s}$), 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 (для всех рожденных частиц) всегда равен единице.

24. Аппроксимации быстрых спектров [8, 12]. Точечными кривыми на рис. 15 обозначены аппроксимации экспериментальных данных функцией [8]:

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}Y_G} \left[\exp \frac{-(y-Y_G)^2}{2Y_G} + \exp \frac{-(y+Y_G)^2}{2Y_G} \right], \quad (19)$$

состоящей из двух одинаковых гауссианов с $\sigma^2=Y_G$, смещенных на $\pm Y_G$ от с.д.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 $Y_G+Y_G^{1/2}$. Такая, двухфайербольная картина характерна для фрагмен-

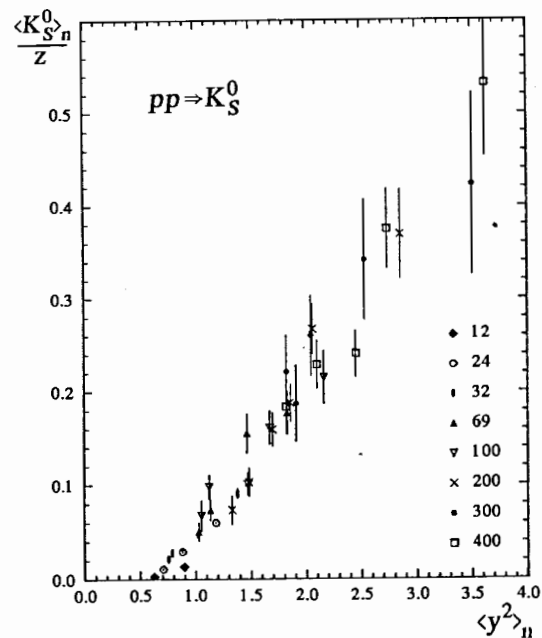
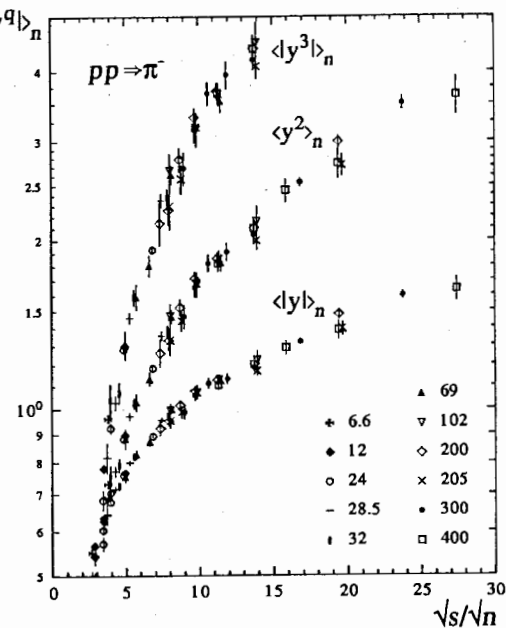


Рис. 19. Отношение средней множественности K_S^0 -мезонов при фиксированном числе π^- -мезонов $\langle K_S^0 \rangle_n$ к нормированной множественности π^- : $z=n/\langle n \rangle$. Видно, что в полунклюзивных событиях с одинаковыми быстрыми спектрами π^- -мезонов одинакова и относительная концентрация K_S^0 -мезонов. Концентрация K_S^0 падает с ростом n , что аналогично падению $\langle y^2 \rangle$ и $\langle p_T \rangle$. Импульсы первичных протонов (в ГэВ/с) приведены на рисунке.

Рис. 20. Статистические моменты полунклюзивных быстрых спектров $\langle |y^q| \rangle_n = \int |y^q| \tilde{\rho}_n(y) dy$ в зависимости от масштабного параметра \sqrt{s}/\sqrt{n} . Видно, что группы точек, соответствующие разным энергиям, накладываются друг на друга, т.е. форма быстрого спектра зависит только от \sqrt{s}/\sqrt{n} . Этот результат получился промежуточным между двумя крайними возможными: \sqrt{s} и \sqrt{s}/n (см. разд. 23).



тационных моделей.

Штриховыми кривыми на рис. 15 показаны аппроксимации симметризованным распределением Ферми с диффузностью 0.37 [12]:

$$\tilde{\rho}_n(y) = \frac{1}{2Y_F} \left[\left(\exp \frac{y - Y_F}{0.37} + 1 \right)^{-1} - \left(\exp \frac{y + Y_F}{0.37} + 1 \right)^{-1} \right]. \quad (20)$$

С ростом Y_F эта функция превращается в плоское распределение с полушириной Y_F и размытием края ~ 1.6 (от 0.9 до 0.1 высоты плато). Плоское быстрое распределение вторичных частиц предсказывается гипотезой масштабной инвариантности, а также мультипериферической и партонной моделями. Из более новых моделей к аппроксимации (19) идейно ближе модель Lund-Fritiof, а к (20) — Dual Parton.

Параметры Y_G и Y_F , полученные при фитировании экспериментальных быстрых спектров аппроксимациями (19) и (20) описываются зависимостями (M_p — масса протона):

$$Y_G = l - l^{0.64} + 0.26 \quad \text{и} \quad Y_F = l + l^{0.19} - 1.60, \quad \text{где} \quad l = \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{\sqrt{n}} / M_p c^2 \right) \quad (21)$$

ГЛАВА IV. НЕЗАВИСИМОЕ РОЖДЕНИЕ π^- -МЕЗОНОВ В pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ [13].

25. Распределение Пуассона [9, 13]. В физике множественных процессов встречается утверждение, что при независимом рождении частиц распределение по их числу должно быть пуассоновым. При этом независимость связывается с факторизацией инклюзивных сечений:

$$\rho(y_1, y_2 \dots y_i) = \rho(y_1) \rho(y_2) \dots \rho(y_i), \quad (22)$$

$$\text{где} \quad \rho(y) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dy}; \quad \rho(y_1, y_2 \dots y_i) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^i \sigma}{dy_1 dy_2 \dots dy_i}. \quad (23)$$

Интегралы от этих величин равны соответственно

$$\int \rho(y) dy = \langle n \rangle; \quad \int \rho(y_1, y_2 \dots y_i) dy_1 dy_2 \dots dy_i = \langle n(n-1) \dots (n-i+1) \rangle, \quad (24)$$

поэтому интегрирование системы равенств (22) приводит к системе уравнений, эквивалентной распределению Пуассона:

$$\langle n(n-1) \dots (n-i+1) \rangle = \langle n \rangle^i. \quad (25)$$

На самом же деле, независимость событий в теории вероятностей связана с факторизуемостью не каких-либо произвольно выбранных

величин, а именно плотностей вероятности. Плотность вероятности совместного события равна произведению плотностей вероятности составляющих его частных событий, если они независимы.

Величины (23) не являются плотностями вероятности хотя бы потому, что интегралы от них не равны 1. Если же их отнормировать к 1, т.е. поделить на (24), а потом уже подставить в (22), то система уравнений (25) сведется к $1=1$, и распределение Пуассона исчезнет. Более того, равенства (22) не смогут служить определением независимости частиц даже после нормировки — сомножители в правой части (22) не являются проекциями левой части. Правая и левая части (22) строятся на разных статистических ансамблях. Например, в левую совсем не входят взаимодействия с числом частиц $n < i$ (см. также разд. 31б).

Таким образом, система равенств (22), а значит, и распределение Пуассона никак не связаны с независимостью частиц [9, 13].

26. Независимое рождение [8, 13]. Плотность вероятности, что частица, случайным образом выбранная из случайного события, содержащего n частиц этого сорта, имеет быстроту y , равна (16).

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

$$\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) \equiv \frac{1}{n(n-1)} \frac{d^2 \sigma_n}{dy_1 dy_2}; \quad \int \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) dy_1 dy_2 = 1. \quad (26)$$

Если быстроты частиц в событии попарно независимы, то двухчастичная плотность вероятности равна произведению одночастичных:

$$\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) = \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2). \quad (27)$$

Аналогично факторизуется многочастичная плотность вероятности.

27. Множественность в интервалах [8, 13]. На рис. 21 показаны средние значения и дисперсии распределений по множественности π^- -мезонов в pp -взаимодействиях 200 и 250 ГэВ/с внутри заданных интервалов быстроты. Кривые получены в предположении независимого рождения пионов. Точечные кривые здесь и далее соответствуют аппроксимациям (19) и (21), штриховые — (20) и (21).

Вероятность, что 1 π^- -мезон, случайным образом выбранный из события с N π^- , попадет в заданный интервал y , равна (см. (16)):

$$p = \int_{y_1}^{y_2} \tilde{\rho}_N(y) dy \quad (28)$$

(p зависит от N). Если все π^- -мезоны независимы, то вероятность каждому следующему π^- из этого события попасть в этот интервал, такая же. Значит, вероятность, что ровно n π^- из события с N π^- попадут в этот интервал: $P_{n|N} = \binom{N}{n} p^n (1-p)^{N-n}$ (биномиальное распределение). Среднее и средний квадрат этого распределения равны $\langle n \rangle_N = Np$ и $\langle n^2 \rangle_N = Np(1-p) + N^2 p^2$. Их можно усреднить по N ввиду линейности по $P_{n|N}$: $\langle n \rangle = \sum_N P_N Np$ и $\langle n^2 \rangle = \sum_N P_N Np(1-p) + N^2 p^2$. $D \equiv \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}$.

28. Изолированные интервалы [8, 13]. На рис. 22 приведены характеристики распределений по множественности π^- -мезонов при 250 ГэВ/с 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^- .

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), вычисляются так же, как в (28) (p_C и p_E зависят от N). Вероятность события с N π^- -мезонами, из которых ни один не попал в запрещенные интервалы, равна $P_N (1-p_E)^N$. Распределение по полной множественности π^- -мезонов N в подансамбле событий, где ни один π^- не попал в интервал $y_C < |y| < y_E$: $P'_N = P_N (1-p_E)^N / \sum_N P_N (1-p_E)^N$; $\sum_N P'_N = 1$.

Вероятность попадания в центральный интервал каждого π^- -мезона из события с N π^- , входящего в этот подансамбль: $p = p_C / (1-p_E)$ (p зависит от N). Среднее число и средний квадрат числа π^- -мезонов в этом интервале для событий с N π^- вычисляются как в разд. 27. После усреднения их по N получаем $\langle n \rangle = \sum_N P'_N Np$; $\langle n^2 \rangle = \sum_N P'_N Np(1-p) + N^2 p^2$.

29. Корреляции вперед-назад [8, 13]. Зависимость средней множественности π^- -мезонов (B) в некотором быстротном интервале b от множественности F в интервале f , кроме "настоящих" корреляций определяется также еще двумя тривиальными причинами. Отбирая события с большими F мы отбираем события с большой полной множественностью N и, значит, увеличиваем (B). С другой стороны, отбирая большие F при фиксированном N мы уменьшаем (B).

На рис. 23, справа вверху, приведены экспериментальные точки $\langle B \rangle$ в зависимости от F для полных быстротных интервалов вперед-назад в с.д.м. pp -взаимодействий при 250 ГэВ/с. Двумя отрезками прямых показан фит этих данных линейной аппроксимацией

$$\langle B(F) \rangle = a + (b \pm \Delta b) F. \quad (29)$$

Экспериментальные зависимости $\langle B(F) \rangle$ для ограниченных интервалов быстроты опубликованы только в виде параметров фита (29). На

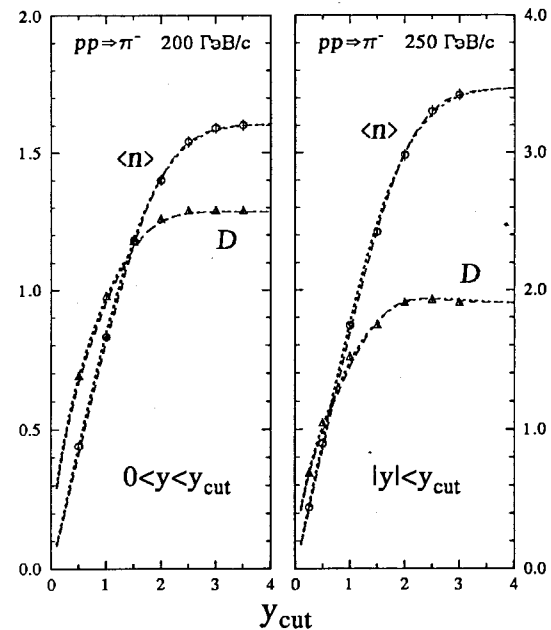


Рис. 21. Средние значения и дисперсии распределений по множественности π^- -мезонов в pp -взаимодействиях 200 и 250 ГэВ/с внутри заданных интервалов быстроты, симметричных (250 ГэВ/с) и несимметричных (200 ГэВ/с) относительно с.д.м. Для описания таких данных часто привлекаются гипотезы о различных корреляциях (кланах, кластерах). Видно, однако, что они прекрасно описываются независимым рождением π^- .

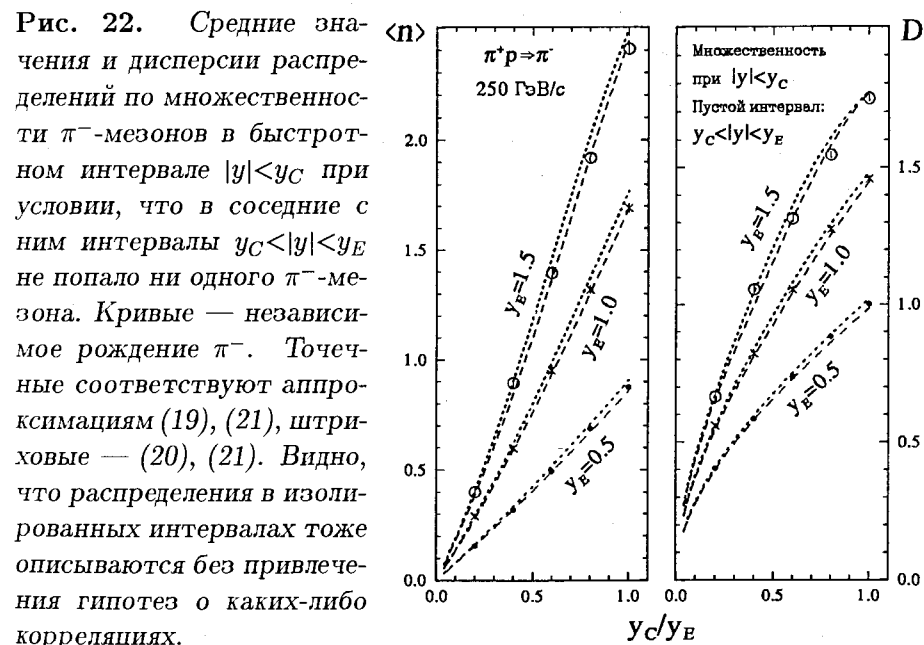


Рис. 22. Средние значения и дисперсии распределений по множественности π^- -мезонов в быстротном интервале $|y| < y_C$ при условии, что в соседние с ним интервалы $y_C < |y| < y_E$ не попало ни одного π^- -мезона. Кривые — независимое рождение π^- . Точечные соответствуют аппроксимациям (19), (21), штриховые — (20), (21). Видно, что распределения в изолированных интервалах тоже описываются без привлечения гипотез о каких-либо корреляциях.

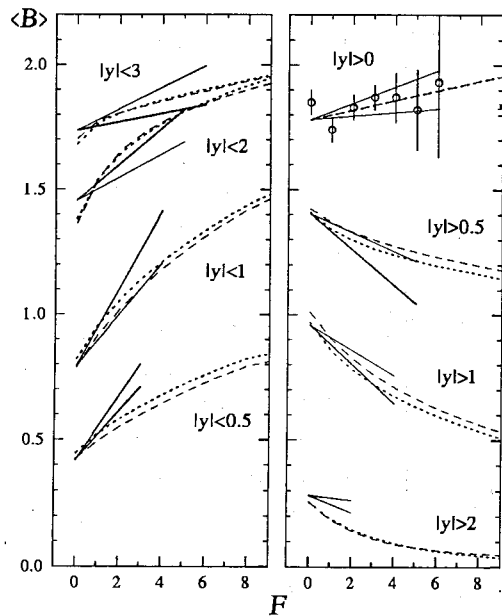


Рис. 23. Зависимость средней множественности π^- -мезонов в задней полусфере (B) от множественности в передней полусфере (F) в pp -взаимодействиях 250 ГэВ/с при разных ограничениях на быстрое время интервалы. Отрезки прямых — фит экспериментальных данных: $\langle B(F) \rangle = a + (b \pm \Delta b)F$. Точечные и штриховые линии, соединяют точки (при целых F), соответствующие независимому рождению π^- . Они получены с использованием аппроксимаций (19)–(21).

Рис. 24. Двухчастичные быстрое время корреляции π^- -мезонов в pp -взаимодействиях 250 ГэВ/с при разных определениях (псевдо)корреляционной функции: (31), (33), (34), (35) в событиях с $n \geq 1$. Кривые соответствуют независимому рождению π^- (27). Точечные получены с аппроксимациями (19), (21), штриховые — (20), (21). Для положительных частиц в \tilde{C}_S псевдокорреляции нет, так как их множественность всегда больше двух.

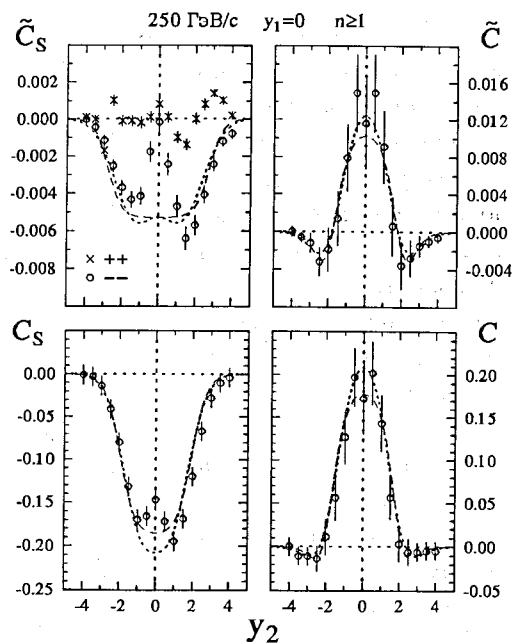


рис. 23 слева отрезками прямых показаны эти данные для центральных интервалов: $|y| < y_{cut}$, справа — для периферических: $|y| > y_{cut}$.

Независимому излучению пионов на рис. 23 соответствуют точечные и штриховые линии. Вероятность случайному пиону из события с N пионами попасть в передний (задний) интервал быстрой p_f (p_b) равна (28). Эти вероятности зависят от N . Вероятность, что ровно F пионов из события с N пионами попадут в передний интервал $P_{F|N}$, равна $P_{F|N} = \binom{N}{F} p_f^F (1-p_f)^{N-F}$ (биномиальное распределение).

Усредняя по N 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 : $P_{N|F} = P_{F|N} P_N / P_F$.

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

$$\langle B(F) \rangle = \sum P_{F|N} P_N (N-F) p_b / P_F (1-p_f). \quad (30)$$

30. Корреляционная функция [8, 13]. Корреляционная функция — это отличие плотности вероятности совместного события от произведения плотностей вероятности составляющих его частных событий. Двухчастичная корреляционная функция это (см. (27)): $\tilde{C}_n \equiv \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2)$; $\int \tilde{C}_n dy_1 dy_2 = 0$. Ее можно усреднить по n :

$$\tilde{C}_S \equiv \sum_{n=2}^{\infty} P_n \tilde{C}_n = \sum_{n=2}^{\infty} P_n [\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2)]. \quad (31)$$

Если суммирование в (31) начинать с 1, то даже при независимых частицах (27), \tilde{C}_S не может быть равной 0, из-за ничем не скомпенсированного второго члена при $n=1$: $\tilde{C}_S = -P_1 \tilde{\rho}_1(y_1) \tilde{\rho}_1(y_2)$ (см. рис. 24 вверху слева). Функцию \tilde{C}_n можно также усреднить по n с весом, пропорциональным статистике (см. рис. 25 вверху слева):

$$C'_S \equiv \sum_n n(n-1) P_n [\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2)]. \quad (32)$$

31. Псевдокорреляции [8, 13]. Часто используются другие "корреляционные" функции, формально похожие на предыдущие.

а) Полуинклюзивная ненормированная функция $C_n \equiv \rho_n(y_1, y_2) - \rho_n(y_1) \rho_n(y_2)$; $\int C_n dy_1 dy_2 = -n$, где полуинклюзивные плотности множественности: $\rho_n(y) = n \tilde{\rho}_n(y)$; $\rho_n(y_1, y_2) = n(n-1) \tilde{\rho}_n(y_1, y_2)$. Функция C_n не может равняться 0 для всех y , так как интеграл от нее не равен 0. Первый и второй члены в C_n нормированы на разное число пар частиц.

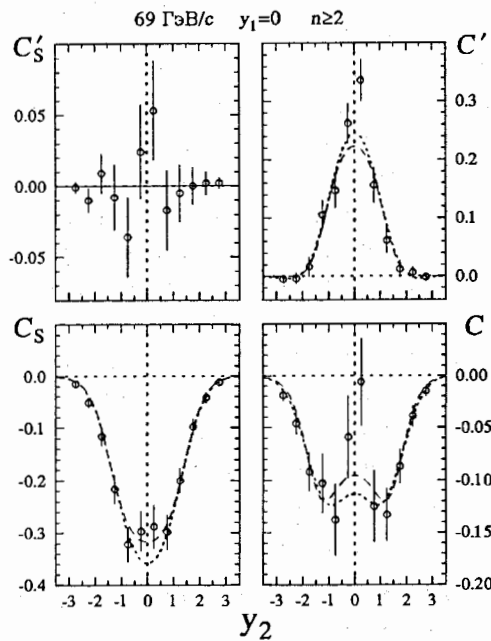
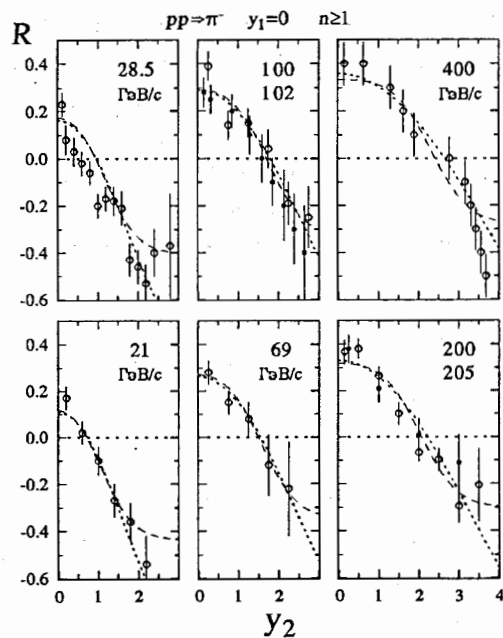


Рис. 25. Двухчастичные быстротные корреляции π^- -мезонов ($y_1=0$) в pp -взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных определениях (псевдо)корреляционной функции: (32), (33), (35), (36) в событиях с $n \geq 2$. Ограничение $n \geq 2$ существенно, например, функция C здесь отрицательна, хотя при $n \geq 1$ она положительна (как на рис. 24). Кривые — независимое рождение π^- -мезонов (27) (для C'_S (32) — это прямая при $C'_S=0$). Точечные кривые получены с аппроксимацией (19), штриховые — (20).

Рис. 26. Двухчастичные быстротные корреляции π^- $R(y_1, y_2) \equiv C(y_1, y_2) / \rho(y_1) \rho(y_2)$ (37) в pp -взаимодействиях 21–400 ГэВ/с ($n \geq 1$). Псевдокорреляции в R те же, что и в C : ошибка в нормировке и комбинаторная псевдокорреляция (см. разд. 31 а–в). Кривые получены в предположении о независимости рождающихся π^- (27). Точечные кривые соответствуют аппроксимациям (19), (21), штриховые — (20), (21).



Произведение одночастичных спектров здесь — это модель двухчастичного спектра без корреляций, но данная модель не учитывает, что в реальном событии вторая частица выбирается уже из $n-1$ частицы, а не из n , как первая. Усредненная по n функция C_n :

$$C_S = \sum_n P_n [n(n-1)\tilde{\rho}_n(y_1, y_2) - n^2\tilde{\rho}_n(y_1)\tilde{\rho}_n(y_2)]; \quad \int C_S dy_1 dy_2 = -(n). \quad (33)$$

При независимом излучении (27) из (33) получается (см. рис. 24 и 25): $C_S = -\sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2)$.

б) Инклюзивная нормированная функция

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

где нормированные инклюзивные плотности средней множественности $\tilde{\rho}(y) = \sum_n P_n \tilde{\rho}_n(y) n / \langle n \rangle$; $\tilde{\rho}(y_1, y_2) = \sum_n P_n \tilde{\rho}_n(y_1, y_2) n(n-1) / \langle n(n-1) \rangle$. 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 $\tilde{\rho}(y_1, y_2) = \tilde{\rho}(y_1)\tilde{\rho}(y_2)$, похожее на (27), не может являться определением независимости частиц, так как одночастичные спектры здесь не являются проекциями двухчастичного.

Первый и второй члены в (34) получены на разных ансамблях событий. Первый содержит больший процент событий с большим 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. рис. 15), поэтому первый член \tilde{C} — это более узкая и высокая функция, чем второй (при равных интегралах). И эта комбинаторная псевдокорреляция видна на рис. 24.

При независимом излучении из (27) и (34) получается (рис. 24): $\tilde{C} = (n(n-1))^{-1} \sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2) - \langle n \rangle^{-2} \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_2)$.

в) Ненормированная инклюзивная функция (см. (22)–(25)):

$$C \equiv \rho(y_1, y_2) - \rho(y_1)\rho(y_2); \quad \int C dy_1 dy_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2, \quad (35)$$

где $\rho(y) = \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y)$; $\rho(y_1, y_2) = \sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(y_1, y_2)$. При независимом излучении из (27) и (35) получается $C = \sum_n n^2 P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2) - \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2) - \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_2)$ (см. рис. 24, 25). Функция C сочетает в себе обе предыдущие псевдокорреляции, — ошибку в нормировке, как в C_S , и комбинаторную псевдокорреляцию, как в \tilde{C} .

г) Функция, которая при независимом излучении отличается от C отсутствием среднего члена (см. рис. 25):

$$C' = C + \sum_n P_n \rho_n(y_1) \rho_n(y_2) / n = C' + \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \tilde{\rho}_n(y_2). \quad (36)$$

32. Быстротные корреляции π^- -мезонов [8, 13]. Данные, приведенные на рис. 24, получены при 250 ГэВ/с. При этом использовались и события с одним π^- . Данные на рис. 25 получены в pp -взаимодействиях при 69 ГэВ/с ($n \geq 2$). Кривые на рисунках соответствуют независимому испусканию π^- -мезонов (27).

На рис. 26 приведена корреляционная функция R (при $y_1=0$):

$$R \equiv \sigma_{in} \frac{d^2\sigma/dy_1 dy_2}{(d\sigma/dy_1)(d\sigma/dy_2)} - 1 = \frac{\sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(y_1, y_2)}{\sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_1) \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(y_2)} - 1 \quad (37)$$

(нормированная на одночастичные спектры функция C) для первичных энергий протонов 21–400 ГэВ/с. Псевдокорреляции в R те же, что и в C . Кривые получены в предположении независимости π^- (27).

Все данные на рис. 24–26 получены при $y_1 \sim 0$. На рис. 27 показано поведение функции C (35) в pp -взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных положениях “триггерного” π^- -мезона y_1 . Кривые — независимое рождение π^- -мезонов (27). С ростом y_1 уменьшается $\tilde{\rho}_n(y_1)$ и меняется распределение по множественности в событиях, участвующих в построении C — уменьшается вклад событий с большой множественностью, имеющих более узкое быстротное распределение.

33. Поперечный импульс [13]. На рис. 28 показаны корреляции поперечных импульсов π^- -мезонов в pp -взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных значениях импульса “триггерного” π^- -мезона p_{T1} . Рис. 28 аналогичен рис. 27, а функция $C(p_T)$ — функции C (35):

$$C(p_T) \equiv \rho(p_{T1}, p_{T2}) - \rho(p_{T1})\rho(p_{T2}) = \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d^2\sigma}{dp_{T1} dp_{T2}} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \frac{d\sigma}{dp_{T1}} \frac{d\sigma}{dp_{T2}}, \quad (38)$$

где плотности множественности записываются через плотности вероятности: $\rho(p_T) = \sum_n n P_n \tilde{\rho}_n(p_T)$; $\rho(p_{T1}, p_{T2}) = \sum_n n(n-1) P_n \tilde{\rho}_n(p_{T1}, p_{T2})$.

Кривые на рис. 28 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 , приведенной к скейлинговому виду:

$$\tilde{\rho}_n(p_T) \equiv \frac{1}{n\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp_T} = \frac{10}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{(p_T)_n} \left(\frac{5}{2} \frac{p_T}{(p_T)_n} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{5}{2} \frac{p_T}{(p_T)_n}\right) \quad (39)$$

((p_T) $_n$ — экспериментальные). Так же, как на рис. 27, 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 .

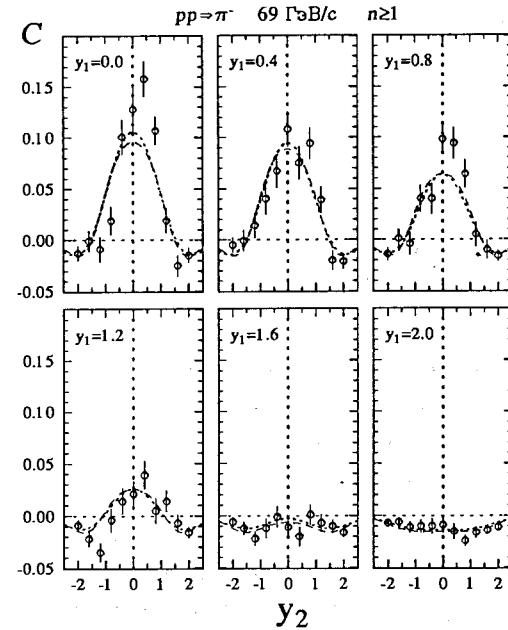
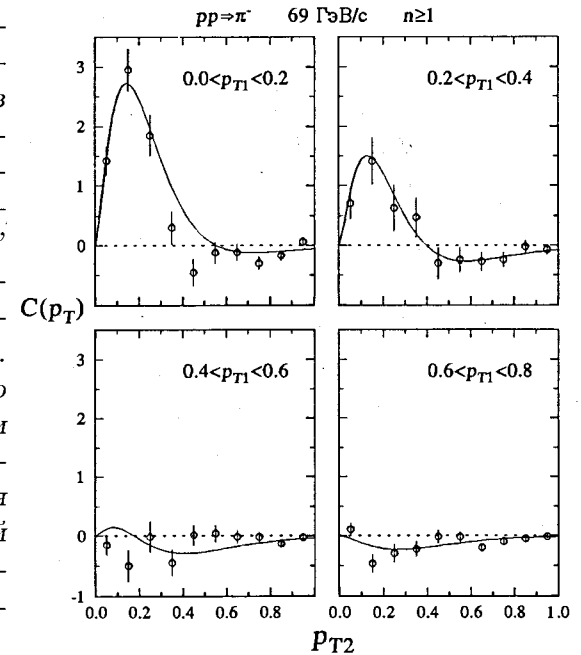


Рис. 27. Двухчастичные быстротные корреляции π^- -мезонов C (35) в pp -взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных положениях “триггерного” π^- -мезона y_1 . Кривые — независимое испускание π^- -мезонов (27). Точечные кривые получены с аппроксимациями (19), (21), штриховые — (20), (21). С ростом y_1 уменьшается $\tilde{\rho}_n(y_1)$ и уменьшается вклад событий с большой множественностью, имеющих более узкое быстротное распределение.

Рис. 28. Двухчастичные корреляции поперечных импульсов π^- -мезонов $C(p_T)$ (38) в pp -взаимодействиях 69 ГэВ/с при разных значениях поперечного импульса “триггерного” π^- -мезона p_{T1} . Кривые соответствуют независимому рождению π^- -мезонов. Они получены с помощью аппроксимации (39). При увеличении p_{T1} уменьшается $\tilde{\rho}_n(p_{T1})$ и уменьшается вклад событий с большой множественностью, имеющих более узкое распределение по p_T .



ЗАКЛЮЧЕНИЕ. АВТОР ЗАЩИЩАЕТ СЛЕДУЮЩИЕ ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

1. Показано, что оригинальное определение понятия подобия дискретных распределений по множественности $\langle n \rangle P_n = \Psi(n/\langle n \rangle)$ (КНО-скейлинг) при конечных энергиях (средних множественностях) математически противоречит условию нормировки $\sum_0^\infty P_n = 1$ §§ 2, 3

2. Предложено непротиворечивое определение для дискретных распределений, совпадающее с обычным при $\langle n \rangle \rightarrow \infty$: $P_n = \int_n^{n+1} P(m) dm$, где $P(m)$ — непрерывная КНО-инвариантная функция: $\langle m \rangle P(m) = \Psi(m/\langle m \rangle)$. Это определение математически эквивалентно правилу квантования Борна-Крамерса — рецепту получения дискретных квантовомеханических величин из непрерывных классических. . . §§ 4, 9, 10

3. Показано, что при таком определении понятия подобия, распределения по множественности отрицательных частиц (практически π^- -мезонов) в неупругих pp -взаимодействиях подобны во всем экспериментально исследованном интервале энергий, начиная с пороговой. То же получается для e^+e^- -аннигиляции. § 6

4. Экспериментально получены распределения по множественности π^- -мезонов в разных ядро-ядерных взаимодействиях при энергии пучка 3.7 ГэВ на нуклон. Обнаружено их подобие распределениям при большей энергии: αA при 3.7·A ГэВ и $\alpha\alpha$ при 370·A и 520·A ГэВ, а также SA при 3.7·A ГэВ и OA при 60·A и 200·A ГэВ. § 8

5. Предложено обобщение этого скейлинга для изоспиново связанных реакций: $P_n = \int_{n-\varepsilon}^{n+1-\varepsilon} P(m) dm$, где ε должно быть $0 \leq \varepsilon \leq 1$. § 13

6. Показано, что при этом обобщении подобными оказываются распределения по множественности π^- (и π^+) мезонов во всех нуклон-нуклонных и неаннигиляционных антинуклон-нуклонных взаимодействиях. Все они описываются одной и той же функцией $\Psi(z)$ и зависимостью масштабного параметра $\langle m \rangle$ от энергии. Параметр ε для разных реакций получается 0, 1/3 и 2/3. §§ 13–17

7. Показано, что этот обобщенный скейлинг выполняется также для распределений по множественности π^- (и π^+) мезонов во всех исследованных антинуклон-нуклонных реакциях аннигиляции. Они опи-

сываются одной и той же функцией $\Psi(z)$ и зависимостью масштабного параметра $\langle m \rangle$ от энергии (другими, чем для неаннигиляционных реакций). Параметр ε для разных реакций получается 0, 1/2 и 1. §§ 18, 19

8. Предложен скейлинг полуинклюзивных спектров π^- -мезонов в pp -взаимодействиях: показано, что двухпараметрическая зависимость формы быстротных спектров от энергии и множественности сводится к однопараметрической зависимости от некоторой функции этих величин. При одинаковом быстротном распределении совпадают также средний поперечный импульс и средняя энергия π^- -мезонов, что дает основание предположить, что в этих событиях одинаковы и их полные дваждыдифференциальные спектры. §§ 20, 21, 23

9. Показано, что в этих полуинклюзивных событиях при разных n и \sqrt{s} , но с одинаковыми распределениями π^- по быстроте, энергии и поперечному импульсу совпадают также относительные концентрации π^0 - и K_S^0 -мезонов: $\langle \pi^0 \rangle_n / z$ и $\langle K_S^0 \rangle_n / z$, где $z = n / \langle n \rangle$ для π^- -мезонов. § 22

10. Показано, что из предположения о независимом рождении частиц или других объектов множественного рождения (кластеров, струй) не следует каких-либо ограничений на их распределения по множественности. Известное утверждение о распределении Пуассона получается из предположения о факторизации плотностей средней множественности, а не вероятности. § 25

11. Показано, что имеющиеся данные по многочастичным инклюзивным быстротным корреляциям π^- -мезонов в pp -взаимодействиях: корреляциям вперед-назад, вправо-влево, распределениям по множественности в быстротных интервалах и в интервалах, отделенных пустыми промежутками, согласуются с предположением о независимом рождении π^- -мезонов. §§ 27–29

12. В предположении об отсутствии каких-либо корреляций в полуинклюзивных событиях, получено хорошее описание опубликованных данных по различным двухчастичным инклюзивным быстротным корреляциям (псевдокорреляциям) π^- -мезонов в pp -взаимодействиях, а также корреляциям по поперечным импульсам. §§ 30–33

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

- [1] А.И.Голохвастов, *Возможное обобщение понятия подобия распределений по множественности для неасимптотических энергий.*
ЯФ 27, 809–812 (1978).
- [2] А.И.Голохвастов, *Об энергетической зависимости множественности отрицательных частиц в pp-взаимодействиях.*
ЯФ 30, 253–257 (1979).
- [3] V.D.Aksinenko, ... A.I.Golokhvastov et al., *Multiplicity of π^- mesons in the interactions of 18 GeV/c α particles with Li, C, Ne, Al, Cu and Pb nuclei.*
Nucl.Phys.A 324, 266–276 (1979).
- [4] V.D.Aksinenko, ... A.I.Golokhvastov et al., *sl Streamer chamber study of the cross sections and multiplicities in nucleus-nucleus interactions at the incident momentum of 4.5 GeV/c per nucleon.*
Nucl.Phys.A 348, 518–534 (1980).
- [5] A.I.Golokhvastov, *Scaling of semi-inclusive spectra of π^- mesons from pp interactions.*
Z.Phys.C 26, 469–471 (1984).
- [6] A.I.Golokhvastov, *Accurate multiplicity scaling.*
Report JINR E2-87-484 (Dubna, 1987) 8 p.
- [7] A.I.Golokhvastov, *Accurate multiplicity scaling in isotopically conjugate reactions.*
Report JINR E2-89-364 (Dubna, 1989) 11 p.
- [8] A.I.Golokhvastov, *Inclusive rapidity correlations of π^- mesons in pp interactions.*
Z.Phys.C 64, 301–310 (1994).
- [9] A.I.Golokhvastov, *Independent production and Poisson distribution.*
ЯФ 58, 2110–2112 (1995).
- [10] А.И.Голохвастов, *KNO-скейлинг.*
ЯФ 64, 88–100 (2001).
- [11] А.И.Голохвастов, *KNO-скейлинг в изоспиново связанных реакциях.*
ЯФ 64, 1924–1937 (2001).
- [12] А.И.Голохвастов, *Скейлинг полуинклюзивных событий в pp-взаимодействиях.*
Препринт ОИЯИ Р2-2002-92 (Дубна, 2002) 20 с.;
ЯФ 66, 613 (аннот) (2003).
- [13] А.И.Голохвастов, *Независимое рождение π^- -мезонов в pp-взаимодействиях.*
Препринт ОИЯИ Р2-2003-52 (Дубна, 2003) 32 с.;
будет опубликовано в ЯФ 67, N6 (2004).

Получено 23 января 2004 г.