

УДК 539.12

## **МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

**В. Г. Гришин**

Объединенный институт ядерных  
исследований, Дубна

В обзоре рассмотрены результаты, полученные на ускорителях, по физике множественного рождения частиц в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях.

Приведены основные экспериментальные данные по полным сечениям, множественностям, одночастичным и двухчастичным спектрам вторичных частиц. Эти данные анализируются в рамках гипотезы масштабной инвариантности и мультипериферической модели.

We consider in this review the results on multiparticle production in hadron-hadron collisions at high energies obtained at accelerators.

The main experimental data on the total cross sections, multiplicities, on-particle and two-particle spectra of secondary particles are given. These data are analyzed in the frame of the scale invariance hypothesis and multiperipheral model.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Процессы множественного рождения частиц в адрон-адронных столкновениях при  $E \gtrsim 10$  Гэв в течение нескольких десятков лет изучались в физике космических лучей [1—3]. В результате были получены важные результаты, которые подтвердились при исследованиях на ускорителях. Например, были установлены приблизительное постоянство или слабый рост сечений взаимодействия адронов до энергий  $10^6$  Гэв; поперечных импульсов вторичных частиц; малая неупругость (периферичность) столкновений адронов; слабый рост множественности с энергией вплоть до  $10^4$  Гэв. Наконец, была обнаружена однородность дифференциального сечения образования вторичных частиц в области импульсов, близких к импульсу первичной частицы, вплоть до энергий  $10^5$  Гэв.

На основании экспериментальных результатов, полученных в космическом излучении, была дана теоретическая интерпре-

тация процессов множественного рождения частиц [3]. Доминирующими процессами при высоких энергиях, по-видимому, являются периферические со статистическими подсистемами, включенными в периферическую или мультипериферическую схему.

Новый этап в изучении множественного рождения частиц связан с появлением нового поколения ускорителей с  $E \gtrsim 100 \text{ Гэв}$  (Серпухов, ЦЕРН, Батавия). Процессы множественного рождения при этих энергиях составляют примерно 80% всех типов взаимодействий адронов, поэтому, чтобы создать теорию сильных взаимодействий, необходимо знать динамику многочастичных реакций. В настоящее время изучение этих процессов является одной из главных задач работ на новых ускорителях.

Большое число вторичных частиц, образующихся в процессах множественного рождения, делает практически невозможным исследование всех отдельных каналов реакции, как это было при  $E \lesssim 10 \text{ Гэв}$ . В связи с этим и экспериментальный, и теоретический подходы к изучению таких процессов существенно отличаются от того, который был при меньших энергиях. В настоящее время широко изучаются характеристики выделенного вида частиц с усреднением по всем другим вторичным частицам, образованным в данном процессе [4]. Такой подход получил название инклюзивного [5]. Естественно, что при этом в первую очередь исследуются общие закономерности процесса, которые не зависят от конкретных моделей [4]. В частности особый интерес представляет проверка гипотез масштабной инвариантности и предельной фрагментации [5, 6]. Эти гипотезы связаны с новыми принципами инвариантности сильных взаимодействий, которые проявляются при высоких энергиях и нарушаются при низких ( $E \lesssim 10 \text{ Гэв}$ ).

Обилие данных, полученных в последние годы на ускорителях, не позволяет рассмотреть все интересные особенности многочастичных процессов [7—11], поэтому в настоящем обзоре остановимся только на основных результатах.

## 1. ИНКЛЮЗИВНОЕ ОПИСАНИЕ МНОГЧАСТИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ

**Эксклюзивное и инклюзивное описание многочастичных реакций.** Рассмотрим сначала процесс взаимодействия частиц  $a$  и  $b$  с фиксированным числом вторичных частиц:

$$a(p_a) + b(p_b) \rightarrow p_1 + p_2 + \dots + p_{n_c}. \quad (1)$$

Здесь  $p_{a,b}$  — 4-мерные импульсы первичных частиц;  $p_i$  — 4-мерные импульсы вторичных частиц;  $n_c$  определяет количество и вид частиц в конечном состоянии. По терминологии Фейнмана такие

реакции называются эксклюзивными [5, 6]. Реакция (1) полностью описывается матричным элементом перехода

$$M_{n_c} = \langle p_1, \dots, p_{n_c} | M | p_a p_b \rangle, \quad (2)$$

зависящим от  $3n_c - 4$  переменных \*. Инвариантное дифференциальное сечение имеет вид

$$\omega_1 \dots \omega_{n_c} \frac{d\sigma_{n_c}}{d\mathbf{p}_1 \dots d\mathbf{p}_{n_c}} = \frac{1}{p^* \sqrt{s}} |M_{n_c}|^2 \delta^4(p_a + p_b - p_1 - \dots - p_{n_c}), \quad (3)$$

где  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) [ $s = (p_a + p_b)^2$ ];  $p^*$  — импульс сталкивающихся частиц в с. ц. и.;  $\mathbf{p}_i$ ,  $\omega_i$  — импульсы и энергии вторичных частиц. Полное сечение реакции (1) определяется выражением

$$\begin{aligned} \sigma_{n_c} = \frac{1}{p^* \sqrt{s}} \int & |M_{n_c}|^2 \delta^4(p_a + p_b - p_1 - \dots - p_{n_c}) \times \\ & \times \frac{d\mathbf{p}_1}{\omega_1} \dots \frac{d\mathbf{p}_{n_c}}{\omega_{n_c}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Полное сечение простейшего инклюзивного процесса

$$a(p_a) + b(p_b) \rightarrow x \quad (\text{все что угодно}) \quad (5)$$

имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}} = \sum_{n_c} \sigma_{n_c}. \quad (6)$$

Формулы (2) — (6) дают полное описание процессов взаимодействия частиц  $a$  и  $b$ , если известны значения  $M_{n_c}$  для всех эксклюзивных процессов. Как отмечалось выше, такой подход широко использовался при  $E \lesssim 10$  Гэв.

Инклюзивная  $n$ -частичная реакция имеет вид

$$a(p_a) + b(p_b) \rightarrow p_1 + p_2 + \dots + p_n + \dots, \quad (7)$$

где точки означают все что угодно. Ее сечение можно записать в виде

$$\begin{aligned} \omega_1 \dots \omega_n \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}_1 \dots d\mathbf{p}_n} = \frac{1}{p^* \sqrt{s}} \left\{ |M_n|^2 \delta^4(p_a + p_b - p_1 + \dots - p_n) + \right. \\ \left. + \sum_N |M_N|^2 \delta^4(p_a + p_b - p_1 - \dots - p_N) \frac{d\mathbf{p}_{n+1}}{\omega_{n+1}} \dots \frac{d\mathbf{p}_N}{\omega_N} \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Первый член соответствует вкладу  $n$ -частичного эксклюзивного канала реакции;  $\Sigma$  — суммирование по всем возможным каналам процесса, в которых рождаются  $N$  ( $> n$ ) частиц, с учетом их тождественности. Отсюда видно, что, если бы были известны все

\* Спинами частиц пренебрегли.

экслюзивные сечения, то можно было бы вычислить все инклюзивные. Справедливо также и обратное утверждение. Оба подхода дают полную информацию о процессе взаимодействия частиц.

С прагматической точки зрения инклюзивный подход в настоящее время является более плодотворным из-за экспериментальных трудностей изучения экслюзивных реакций при высоких энергиях. С другой стороны, можно надеяться на проявление именно в инклюзивных процессах новых фундаментальных закономерностей, которые не очевидны из анализа только экслюзивных данных.

**Нормировка инклюзивных сечений, корреляционные функции.** Одночастичный инклюзивный процесс

$$a + b \rightarrow c + \dots \quad (9)$$

определяется инвариантным сечением

$$\omega d\sigma/d\mathbf{p} = f(s, \mathbf{p}), \quad (10)$$

которое в общем случае зависит от трех параметров:  $s$ ,  $\mathbf{p}_\perp$ ,  $\mathbf{p}_\parallel$  ( $\mathbf{p}_\perp$ ,  $\mathbf{p}_\parallel$  — компоненты импульса вторичной частицы). Аналогично определяется сечение для двухчастичного инклюзивного процесса

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots \quad (11)$$

В этом случае

$$\omega_1 \omega_2 d^2\sigma/d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 = f_2(s, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2). \quad (12)$$

Очень часто функции  $f_i$  называют структурными функциями данного процесса.

Полное сечение инклюзивной реакции (9)

$$\int \omega (d^2\sigma/d\mathbf{p}) (d\mathbf{p}/\omega) = \sigma_1^{ab} + 2\sigma_2^{ab} + 3\sigma_3^{ab} + \dots = \sum n\sigma_n, \quad (13)$$

где  $\sigma_n$  — сечение образования  $n$ -частиц данного вида. Введем среднее число частиц типа  $n$ , образующихся в неупругих взаимодействиях типа (9):

$$\langle n \rangle = \frac{1\sigma_1 + 2\sigma_2 + 3\sigma_3 + \dots}{\sigma_0 + \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots}. \quad (14)$$

Отсюда получим, что

$$\int \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}} d\mathbf{p} = \int f(s, \mathbf{p}) \frac{d\mathbf{p}}{\omega} = \langle n \rangle \sigma_{in}, \quad (15)$$

где  $\sigma_{in}$  — сечение неупругого взаимодействия частиц  $a$  и  $b$  \*. Аналогичный результат для двухчастичной инклюзивной реакции

\* Иногда употребляется другая нормировка —  $\langle n \rangle \sigma_{\text{tot}}$ . В этом случае  $\langle n \rangle$  — среднее число частиц на одно взаимодействие любого типа.

имеет вид

$$\int \int f_2(s, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \frac{d\mathbf{p}_1}{\omega} \frac{d\mathbf{p}_2}{\omega} = \langle n_1 n_2 \rangle \sigma_{in}, \quad (16)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  — число частиц типа 1 и 2 соответственно. Если частицы тождественны ( $n_1 \equiv n_2$ ), то

$$\int \int f_2 \frac{d\mathbf{p}_1}{\omega_1} \frac{d\mathbf{p}_2}{\omega_2} = \langle n(n-1) \rangle \sigma_{in}. \quad (17)$$

Таким образом, структурная функция  $f_1$  связана с первым моментом распределения вторичных частиц по множественности,  $f_2$  — со вторым и т. д. В общем случае для  $k$  частиц одного вида

$$\int \frac{f_k}{\sigma_{in}} \frac{d\mathbf{p}_1}{\omega_1} \dots \frac{d\mathbf{p}_k}{\omega_k} = \langle n(n-1) \dots (n-k+1) \rangle. \quad (18)$$

Корреляционные функции  $C_k$  для инклюзивных процессов вводятся следующим образом:

$$\rho_1 = f(s, \mathbf{p}_1) / \sigma_{in}; \quad (19)$$

$$C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) / \sigma_{in} - \rho_1(\mathbf{p}_1, s) \rho_1(\mathbf{p}_2, s); \quad (20)$$

$$C_3(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, s) = f_3(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, s) / \sigma_{in} -$$

$$- \rho_1(\mathbf{p}_1, s) \rho_1(\mathbf{p}_2, s) \rho_1(\mathbf{p}_3, s) - \sum' \rho_1(\mathbf{p}_1, s) C_2(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3, s), \quad (21)$$

где  $\Sigma'$  означает перестановку индексов у  $\mathbf{p}_i$ . Интегралы от корреляционных функций по всему фазовому пространству выражаются через моменты распределения по множественности вторичных частиц. Например,

$$\rho_1(s) = \langle n \rangle; \quad (22)$$

$$\left. \begin{aligned} C_2(s) &= \langle n_1 n_2 \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \quad (n_1 \neq n_2); \\ C_2(s) &= \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 \quad (n_1 \equiv n_2); \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$C_3(s) = \langle (n - \langle n \rangle)^3 \rangle - 3 \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle + 2 \langle n \rangle \quad (24)$$

для  $n_1 \equiv n_2 \equiv n_3$ . Корреляционные функции  $C_k$  имеют простой физический смысл при  $s \rightarrow \infty$ . Действительно, если рождение частиц происходит независимо, то  $C_k = 0^*$ .

**Выбор переменных.** В связи с различными теоретическими подходами к интерпретации данных по множественному рождению частиц используются различные наборы переменных для описания инклюзивных процессов. Структурная функция ( $f_1$ ) зависит от трех переменных, одной из которых является  $s$ . В качестве двух других используют следующие, в принципе эквивалентные, пары

\* Учет законов сохранения энергии и импульса при конечных энергиях приводит к отличию  $C_k$  от нуля.

переменных:

1.  $p_{\parallel}, p_{\perp}^2$ ;
2.  $x = p_{\parallel}^*/p_{\text{макс}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} p_{\parallel}^*/(\sqrt{s}/2), p_{\perp}^2$   
или  $y^*, p_{\perp}^2$ ;
3.  $t, M_x^2$ ;
4.  $p, \Omega$ .

Первый набор переменных (продольный импульс частицы в лабораторной системе (л. с.) или в антилабораторной системе координат и квадрат поперечного импульса) удобен для проверки гипотезы предельной фрагментации [6]. Второй набор переменных в с. ц. и. используется для проверки гипотезы масштабной инвариантности [5]. Переменная  $y^*$  называется продольной быстротой и определяется как

$$y^* = \ln [(\omega^* + p_{\parallel})/(\omega^* - p_{\parallel})]/2 = \ln [(\omega^* + p^* \cos \vartheta^*)/(\omega^* - p^* \cos \vartheta^*)]/2, \quad (25)$$

где  $\vartheta^*$  — полярный угол вылета частиц в с. ц. и. Эта переменная удобна тем, что при переходе из одной системы в другую вдоль или против направления падающей частицы распределение по  $y^*$  не меняется по форме, а только смещается на постоянную величину, которая определяется относительной скоростью системы отсчета  $*$ .

При достаточно высоких энергиях вторичных частиц, когда  $\omega^* \approx p^*$ , выражение (25) переходит в  $y^* = -\ln (\operatorname{tg} \vartheta^*/2)$ . Таким образом, для измерения распределений частиц по  $y^*$  при высоких энергиях достаточно измерить их углы вылета. В большинстве экспериментов, выполненных на встречных пучках ЦЕРНа и в космическом излучении, из-за методических трудностей были измерены только значения  $\vartheta^*$  и по ним построены распределения по  $y^*$ .

Инвариантные переменные  $t = (p_a - p_c)^2, M_x^2 = (p_a + p_b - p_c)^2$  обычно используются при анализе данных с точки зрения модели полюсов Редже.

Наконец, четвертая пара переменных широко употребляется для анализа данных, полученных с помощью электронной методики ( $\Omega$  — телесный угол).

В обсужденных выше переменных структурная функция имеет вид

$$\begin{aligned} f_1 &= \omega \frac{d\sigma}{dp} = \frac{\omega d\sigma}{\pi dp_{\perp}^2 dp_{\parallel}} = \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dy dp_{\perp}^2} = \frac{\omega}{p^2} \frac{d\sigma}{dp d\Omega} = \\ &= \frac{\lambda^{1/2}}{\pi} \frac{d\sigma}{dt dM_x^2} \approx \frac{d\sigma}{dt d(M_x^2/s)}, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\lambda^{1/2} = [s - (m_a + m_b)^2]^{1/2} [s - (m_a - m_b)^2]^{1/2} \rightarrow s.$$

\* Величина  $y^*$  — расстояние в пространстве Лобачевского.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ГИПОТЕЗЫ

Анализ многочастичных процессов с точки зрения общих принципов квантовой теории поля проводился в работах [4, 8]. Гипотезы о поведении структурных функций при  $s \rightarrow \infty$  были сформулированы в 1969 г. [5, 6]. Здесь следует отметить, что аналогичные выводы были получены ранее на основании мультипериферической модели (см., например, обзор [9]). Однако работы Фейнмана и Янга с сотр. [5, 6], несомненно, способствовали интенсивному экспериментальному исследованию инклюзивных процессов. Изучение динамики множественного рождения частиц проводится с помощью целого спектра моделей: от мультипериферической до статистической. Здесь дадим только краткое описание основных теоретических рассмотрений инклюзивных реакций.

**Гипотеза масштабной инвариантности.** Сущность этой гипотезы заключается в утверждении, что

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f'(s, x, p_{\perp}^2) \rightarrow f(x, p_{\perp}^2). \quad (27)$$

Вид функции  $f$  и скорость достижения предельной формы в этой работе не рассматриваются [5]. Для области  $x \approx 0$  имеется дополнительное утверждение

$$\lim_{\substack{s \rightarrow \infty \\ x \rightarrow 0}} f'(s, x, p_{\perp}^2) \rightarrow f(p_{\perp}^2). \quad (28)$$

или

$$f(y^*) = \text{const}. \quad (29)$$

Таким образом, при больших энергиях инклюзивные распределения не зависят явно от энергии, а определяются масштабными переменными  $x$  и  $p_{\perp}^2$ .

Фейнман пришел к этим выводам, исходя из партонной модели. Однако эти заключения имеют более общий характер: «Я более уверен в результатах, чем в пути их получения» (Р. Фейнман [5]). Сформулированный новый принцип инвариантности инклюзивных спектров имеет фундаментальное значение для теории сильных взаимодействий, он существенно ограничивает класс возможных теоретических моделей [8, 12]. Для экспериментальной проверки гипотезы масштабной инвариантности можно использовать соотношения (27) — (29) или иногда более удобные с методической точки зрения следствия из этих соотношений:

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= \frac{f(0)}{\sigma_{in}} \ln s + \text{const}; \\ \langle p_{\perp} \rangle &= \text{const}; \\ \bar{K} &= \text{const}, \end{aligned}$$

где  $\bar{K}$  — коэффициент неупругости ( $\bar{K} = \Sigma \bar{\omega}_i^* / \sqrt{s}$ ). Таким образом, в случае справедливости гипотезы масштабной инвариантности средняя множественность частиц логарифмически растет с увеличением энергии, а коэффициент неупругости и  $\langle p_{\perp} \rangle$  остаются постоянными.

**Гипотеза предельной фрагментации.** В модели предельной фрагментации частицы рассматриваются как протяженные объекты со многими внутренними степенями свободы, состоящие, например, из кварков или партонов [6]. В этом случае взаимодействия между частицами при высоких энергиях сводятся к взаимодействиям между их составными частями. В связи с этим с. ц. и. теряет свое выделенное значение. Поэтому рассмотрение проводится в лабораторной или антилабораторной системе координат, где покоится частица-мишень или падающая частица соответственно. При больших энергиях частицы пролетают, возбуждая друг друга. Распад такой системы уже не связан с природой частицы, которая вызвала возбуждение. Эта картина близка к двухизобарной модели, которая использовалась при изучении космического излучения [1, 3].

Гипотеза предельной фрагментации состоит в следующем. В лабораторной системе координат при  $s \rightarrow \infty$  рождается много частиц. У некоторых из них скорость увеличивается с ростом энергии, у других — остается конечной (фрагменты мишени). Для этих частиц значения сечений

$$\psi_1 = d\sigma/d\mathbf{p}_1, \quad \psi_2 = d^2\sigma/d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2, \quad \dots, \quad \psi_n = d^n\sigma/d\mathbf{p}_1 \dots d\mathbf{p}_n$$

стремятся к предельным:

$$\begin{aligned} \lim_{s \rightarrow \infty} \psi'(s, \mathbf{p}_1) &\rightarrow \psi_1(\mathbf{p}_1) > 0; \\ &\mathbf{p}_1 \rightarrow \text{кон} \\ \lim_{s \rightarrow \infty} \psi_2'(s, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) &\rightarrow \psi_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) > 0; \\ &\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2 \rightarrow \text{кон} \\ \psi_n(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n) &> 0. \end{aligned}$$

Суммарные квантовые числа фрагментов мишени те же самые, что и у частицы-мишени. Приближение к предельным значениям тем медленнее, чем больше  $n$ . Аналогичное утверждение делается и для антилабораторной системы координат. Нетрудно показать, что при  $|x| \geq 2m_{\perp}/\sqrt{s}$  гипотеза Фейнмана эквивалентна гипотезе Янга и др. [7] \*. Различие заключается в том, что медленные частицы в с. ц. и. ( $|x| \leq 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ ) в первоначальной формулировке гипотезы предельной фрагментации отсутствуют [6]. Это связано с тем обстоятельством, что такие частицы имеют импульс-

\*  $m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$ .



сы, растущие пропорционально  $\sqrt{s}$  с увеличением энергии в лабораторной и антилабораторной системах.

**Обобщенная оптическая теорема и модель полюсов Редже.** Дальнейшее развитие теоретического анализа инклюзивных процессов связано с обобщенной оптической теоремой и моделью полюсов Редже [9, 13]. С помощью обычной оптической теоремы сечение простейшего инклюзивного процесса  $\sigma_{\text{tot}}(ab \rightarrow x)$  выражается через мнимую часть амплитуды эксклюзивного процесса  $A(ab \rightarrow ab)$ :

$$\sigma_{\text{tot}} \sim \text{Im} [A_{ab \rightarrow ab}(\Delta^2 = 0, s)]/s, \quad (30)$$

где  $\Delta^2 = -t$ . Сечения инклюзивных процессов можно аналогичным образом связать с амплитудой упругого рассеяния [13]. Действительно, одночастичную инклюзивную реакцию  $a + b \rightarrow c + x$  можно записать в следующем виде:

$$a + b + \bar{c} \rightarrow x. \quad (31)$$

Поэтому сечение образования  $x$  (и, следовательно,  $c$ ) можно выразить через амплитуду упругого процесса:

$$a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}. \quad (32)$$

Оказывается, что

$$f(s, \mathbf{p}_c) = \frac{1}{M_x^2} \text{disc}_{M_x^2} [A_{ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}}(s, \mathbf{p}_c; \text{все } \Delta^2 = 0)], \quad (33)$$

где  $A_{ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}}$  — амплитуда рассеяния вперед для реакции (32). Соотношения (30) и (33) получены в предположении аналитичности и унитарности соответствующих амплитуд. В случае (33) инклюзивное сечение  $f$  определяется амплитудой упругого рассеяния  $3 \rightarrow 3$  в нефизической области. Действительно, квадрат эффективной массы  $M^2(ac) \leq 0$ . Поэтому прямое применение обобщенной оптической теоремы для получения данных об инклюзивных сечениях невозможно. Однако предполагая, что асимптотическое поведение  $3 \rightarrow 3$ -амплитуды определяется теми же полюсами Редже, что и асимптотика  $2 \rightarrow 2$ -амплитуды, можно предсказать целый ряд свойств инклюзивных процессов. Ниже рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже.

1. *Область фрагментации* ( $|x| \geq 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ ). В этом случае диаграмма  $3 \rightarrow 3$ -амплитуды показана на рис. 1. Значения  $t$  в области фрагментации  $a \rightarrow c$  фиксированы. Согласно сделанному выше предположению определим асимптотическое поведение  $f_{a \rightarrow c}$

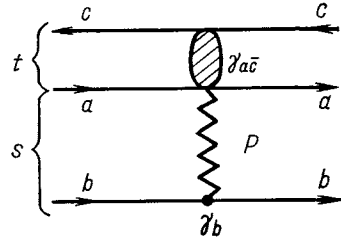


Рис. 1. Диаграмма  $3 \rightarrow 3$ -амплитуды для области фрагментации

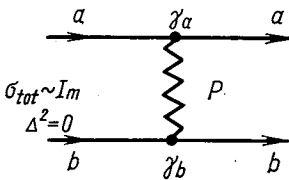
через амплитуду упругого рассеяния  $2 \rightarrow 2$ , где доминирует полюс Померанчука в  $b\bar{b}$ -канале при  $\Delta_{bb}^2 = 0$ . В этом случае  $3 \rightarrow 3$ -амплитуда при  $M_x^2 \rightarrow \infty$  пропорциональна  $\beta(\mathbf{p}_c) (M_x^2)^{\alpha_p(0)}$ , где  $\beta(\mathbf{p}_c)$  не содержит зависимости от  $M_x^2$  и  $M_x^2 + m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 = s + t + u$ . Если  $\alpha_p(0) = 1$ , т. е. полное сечение асимптотически постоянно, то

$$f_{a \rightarrow c}(s, \mathbf{p}_c) \xrightarrow[M_x^2 \rightarrow \infty]{s \rightarrow \infty} \beta(\mathbf{p}_c). \tag{34}$$

Таким образом, получили вывод, полностью соответствующий гипотезе предельной фрагментации. Аналогичное рассмотрение для фиксированного значения  $u$  и  $s \rightarrow \infty$  дает тот же самый результат для области фрагментации частицы  $b$ . Дополнительные выводы можно получить в предположении факторизации вычетов ( $\gamma_i$ ).

Из диаграммы рис. 1 видно, что  $\beta$  зависит от свойств системы  $(ac)$  и  $b$ . При факторизации можно записать

$$f_{a \rightarrow c}(s, \mathbf{p}_c) \rightarrow \gamma_{ac}(\mathbf{p}_c) \gamma_b. \tag{35}$$



Отсюда видно, что величина

$$f_{a \rightarrow c}(s, \mathbf{p}_c) / \gamma_b$$

не зависит от вида частицы  $b$ , т. е. от свойств частицы, которая вызвала возбуждения частицы  $a$ . Полное сечение взаимодействия  $a$  и  $b$  в асимптотике пропорционально  $\gamma_a \gamma_b$  (рис. 2), поэтому

Рис. 2. Диаграмма полного сечения взаимодействия частиц

$$f_{a \rightarrow c}(s, \mathbf{p}_c) / \sigma_{tot}^{ab} = \gamma_{ac}(\mathbf{p}_c) / \gamma_a \tag{36}$$

не зависит от  $s$  и от природы частицы  $b$ . Аналогичное утверждение справедливо и для области фрагментации частицы  $b$ .

В предасимптотической области, где необходимо учитывать обмен полюсами Редже с  $\alpha(0) = 1/2$ , получается, что

$$f_1(s, \mathbf{p}_c) = \beta(\mathbf{p}_c) + l/s^{1/2}. \tag{37}$$

Таким образом, в области фрагментации инклюзивные распределения стремятся к предельным  $\sim s^{-1/2}$ .

2. *Центральная область* ( $|x| \leq 2m_\perp / \sqrt{s}$ ). В центральной области  $s \rightarrow \infty$ ,  $|t| \rightarrow \infty$  и  $u \rightarrow \infty$ , поэтому диаграмма  $3 \rightarrow 3$ -амплитуды будет иметь вид, показанный на рис. 3. Здесь асимптотика амплитуды определяется обменом двумя полюсами Редже (двойной реджевский предел) и

$$\text{disc}_{M_x^2} A_{abc \rightarrow abc}(\Delta_{\text{все}}^2 = 0) \rightarrow \beta t^{\alpha_p(0)} u^{\alpha_p(0)}, \tag{38}$$

где  $\beta$  не зависит от  $t$  и  $u$ . При факторизации вычетов  $\beta = \gamma_a \gamma_c \gamma_b$  получаем

$$f_{ab \rightarrow c} / \sigma_{\text{tot}}(ab) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \gamma_c(\mathbf{p}_\perp).$$

Значения  $\gamma_c$  зависят от вида частицы  $c$  и ее поперечного импульса и не зависят от  $s$  и природы частиц  $a$  и  $b$ .

В преасимптотической области, где учитываются обмены полюсами Редже с  $\alpha(0) = 1/2$ , нормированная структурная функция имеет вид

$$f(s, \mathbf{p}_c) / \sigma_{\text{tot}}^{ab} = \gamma_c(\mathbf{p}_\perp) + ds^{-1/4}.$$

Таким образом, в этом случае распределение более медленно приближается к предельному, чем в области фрагментации.

Рассмотрение некоторых результатов, полученных из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже, показывает, что кроме вывода о масштабной инвариантности сильных взаимодействий при  $s \rightarrow \infty$  в этом подходе имеются дополнительные теоретические предсказания, которые можно проверить экспериментально.

**Модели множественного рождения частиц.** Анализ многочастичных взаимодействий обычно проводится с помощью целого спектра моделей, которые позволяют получить более конкретные сведения о динамике сильных взаимодействий, чем гипотезы

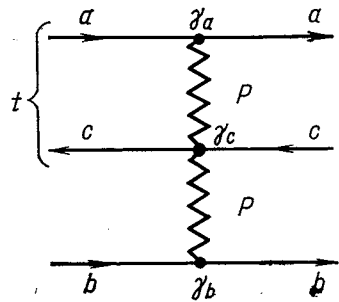


Рис. 3. Диаграмма  $3 \rightarrow 3$ -амплитуды для центральной области

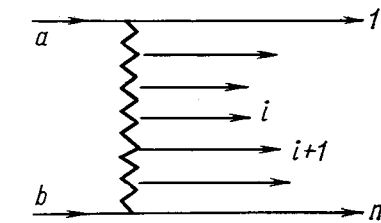


Рис. 4. Лестничная диаграмма множественного рождения частиц в мультипериферической модели

лестничной диаграммой (рис. 4). В этой схеме происходят взаимодействие и образование новых частиц в результате обмена пионами или другими частицами. Особенности этой диаграммы

масштабной инвариантности и предельной фрагментации. Условно эти модели можно разделить на два класса: мультипериферические и статистические.

1. *Мультипериферические модели (ММ)* [9]. Основная идея ММ состоит в сведении процессов взаимодействия частиц больших энергий к совокупности процессов взаимодействия частиц низкой энергии. Рождение частиц в ММ часто описывают так называемой лестничной диаграммой

закljučаются в том, что квадраты эффективных масс любых двух соседних частиц  $M_{i, i+1}^2 = (p_i + p_{i+1})^2$  ограничены и не растут с увеличением энергии первичных частиц. Следствием этого являются ограниченность поперечных импульсов  $p_{\perp}^i$ , приближительное постоянство отношения  $p_{\perp}^i/p_{\parallel}^{i+1}$  и логарифмический рост средней множественности частиц  $\langle n \rangle$ . В рамках ММ также получаются масштабная инвариантность и «плато» по  $y^*$ . Кроме этих выводов, которые совпадают с более общими подходами, конкретные ММ приводят к некоторым новым выводам, которые сопоставляются с экспериментальными данными:

- 1) парциальные сечения рождения  $n$  частиц должны уменьшаться с увеличением энергии;
- 2) распределение вторичных частиц по множественности близко к распределениям пуассоновского типа;
- 3) коэффициенты корреляции  $c_n \sim \ln n$ ;
- 4) корреляции вторичных частиц в основном ближние с длиной корреляции  $L \approx 2$ .

Экспериментальные данные не противоречат этим предсказаниям.

К мультипериферическим моделям примыкают мультиреджеонные, в которых обмен между частицами происходит с помощью реджеонов [9]. В настоящее время большой интерес вызывает партонная модель, в которой с единой точки зрения рассматриваются сильные и электромагнитные взаимодействия адронов [14].

2. *Статистические модели (СМ)*. В мультипериферических моделях множественное рождение частиц сводится к двухчастичным, в статистических моделях осуществляется коллективное взаимодействие частиц, а взаимодействующие частицы образуют единую однородную компаунд-систему [3, 15]. Основные параметры большинства таких моделей — объем возникающей системы и температура ее распада. Частицы в компаунд-системе сильно взаимодействуют до тех пор, пока температура  $T$  не упадет до значения  $T_p \sim m_{\pi}$ , где  $T_p$  — температура распада системы. На это впервые указал И. Я. Померанчук, а затем  $T_p \sim m_{\pi}$  использовалась в гидродинамической и термодинамической моделях [16—18]. Низкая температура распада системы приводит к ограниченности поперечных импульсов. Статистические модели предсказывают распределение по  $p_{\perp}$ , а также слабый рост  $\langle p_{\perp} \rangle$  с увеличением энергии. Низкая температура распада также обуславливает малую вероятность рождения тяжелых частиц, которая в первом приближении пропорциональна

$$\exp(-M/T) \sim \exp(-M/m_{\pi}),$$

где  $M$  — масса рассматриваемой частицы. Характерной особенностью СМ является степенной рост средней множественности

с энергией  $\langle n \rangle \sim s^\alpha$ , где  $\alpha = 1/2$  в модели Померанчука и  $\alpha = 1/4$  в модели Ферми.

Сравнение статистической теории с экспериментом при  $E \geq 3 \text{ Гэв}$  показало, что имеется их резкое несогласие. Главная причина заключается в том, что при соударениях частиц не образуется единая компаунд-система, налетающая частица обычно проскакивает вперед, отдавая на образование новых частиц лишь часть своей энергии. Однако применение статистической модели Померанчука к подсистемам вторичных частиц дало хорошее согласие с экспериментом [3]. В настоящее время, по-видимому, процессы множественного рождения частиц можно удовлетворительно описать в рамках мультипериферической модели со статистическими подсистемами [3, 19—21]. Более подробно эта модель будет рассматриваться при обсуждении экспериментальных данных

### 3. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

**Полные сечения.** Простейшей инклюзивной реакцией является

$$a + b \rightarrow x, \tag{39}$$

которая определяет полное сечение взаимодействия адронов. С точки зрения физики множественного рождения частиц большой интерес представляет поведение полных сечений при  $s \rightarrow \infty$ . Во многих моделях и гипотезах предполагается, что  $\sigma_{\text{tot}} \rightarrow \text{const}$  при больших энергиях (см. выше) [22]. Ранее считалось, что при  $E \geq 30 \text{ Гэв}$  полные сечения  $pp$ -взаимодействий становятся постоянными, т. е. наступает асимптотический режим. После

Таблица 1  
Полные сечения взаимодействия адронов с нуклонами

Полные сечения взаимодействия, мбарн	Импульс, Гэв/с			
	50	100	150	200
$\sigma_{pp}$	38,14±0,07	38,39±0,06	38,62±0,06	38,90±0,06
$\sigma_{\bar{p}p}$	43,86±0,11	42,04±0,09	41,72±0,18	41,54±0,29
$\sigma_{\pi p}$	24,01±0,06	23,96±0,07	24,07±0,06	24,28±0,06
$\sigma_{\pi^+ p}$	23,07±0,06	23,29±0,06	23,46±0,06	23,73±0,09
$\sigma_{K^- p}$	20,25±0,11	20,41±0,08	20,57±0,09	20,84±0,09
$\sigma_{K^+ p}$	18,03±0,09	18,85±0,08	19,33±0,08	19,84±0,10
Результаты, полученные на встречных пучках ЦЕРНа				
	290	500	1070	1480
$\sigma_{pp}$	39,1±0,4	40,5±0,5	42,4±0,5	43,2±0,6
				2000
				44,0±0,8

измерения полных сечений взаимодействия пионов,  $K$ -мезонов и нуклонов с нуклонами в области энергий 30—70  $Gэв$  на Серпуховском ускорителе ситуация усложнилась. Был обнаружен рост сечений  $K^+p$ -взаимодействий и постоянство сечений  $\pi^\pm p$ -,  $pp$ -,  $K^-p$ -столкновений [23]. Выположивание сечений  $\sigma_{tot}(\pi^\pm p)$  и  $\sigma_{tot}(pp)$  вызвало подозрение о возможном нарушении теоремы

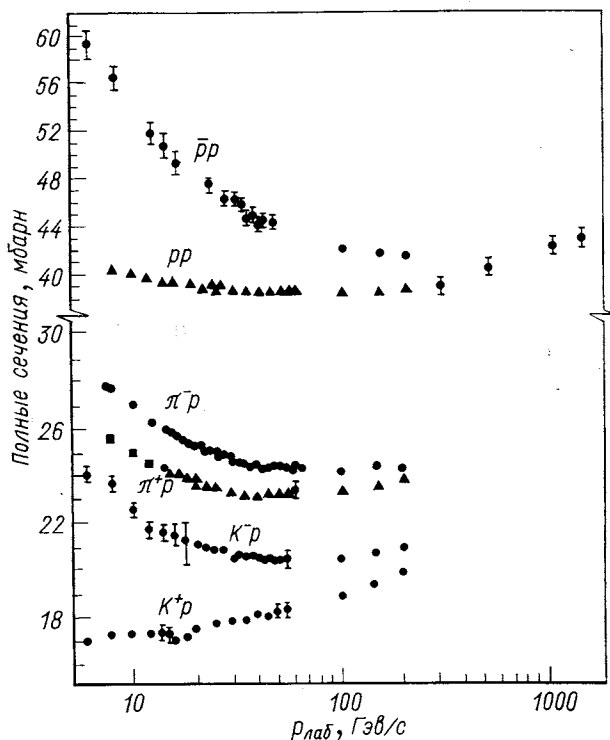


Рис. 5. Полные сечения взаимодействия нуклонов, пионов и  $K$ -мезонов с протонами

Померанчука об асимптотическом равенстве полных сечений взаимодействий частиц и античастиц с нуклонами. Возможные причины этого нарушения были рассмотрены в некоторых работах [24].

Новые данные, полученные во встречных пучках ЦЕРНа ( $E_p \leq 2000 Gэв$ ) и на ускорителе в Батавии ( $E \leq 400 Gэв$ ), показали, что и в области энергий 100—2000  $Gэв$  сечения взаимодействия частиц не являются постоянными (табл. 1 и рис. 5). Полные сечения  $\pi^+p$ -,  $K^\mp p$ - и  $pp$ -взаимодействий растут с увеличением энергии, а сечения  $\bar{p}p$ -взаимодействий уменьшаются [26]. Таким

образом, асимптотический режим для полных сечений не имеет места и в этой области энергий. Экспериментальные данные по  $pp$ -взаимодействиям аппроксимировались функцией

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 + \sigma_1 [\ln(s/s_0)]^\nu, \quad (40)$$

где  $\sigma_0 = 38,4 \pm 0,3$  мбарн,  $s_0 = 200$  Гэв<sup>2</sup>,  $\sigma_1 = 0,9 \pm 0,3$  мбарн и  $\nu = 1,8 \pm 0,4$ . Значение  $\nu$  оказалось близким к предельному ( $\nu = 2$ ) [25].

Большой интерес представляет поведение разности полных сечений частиц и античастиц с увеличением энергии первичных частиц [22]. В связи с этим имеющиеся данные аппроксимировались функцией

$$\Delta\sigma_{tot} = \sigma_{tot}(\bar{a}p) - \sigma_{tot}(ap) = As^{\alpha-1}. \quad (41)$$

В результате были получены следующие значения  $\alpha$ :  $\alpha(\bar{p}p - pp) = 0,39 \pm 0,04$ ,  $\alpha(\pi^-p - \pi^+p) = 0,60 \pm 0,10$  и  $\alpha(K^-p - K^+p) = 0,45 \pm 0,07$  [26]. Разность сечений взаимодействия частиц и античастиц с нуклонами в интервале энергий 50—200 Гэв уменьшается и составляет примерно (3—5)%  $\sigma_{tot}$  при  $E = 200$  Гэв.

Таким образом, при  $E \gg 30$  Гэв поведение полных сечений взаимодействия адронов не является асимптотическим ( $\sigma_{tot} \neq \text{const}$ ). Однако следует отметить, что изменения сечений в большом интервале энергий уже малы. Они составляют  $(10 \pm 2)\%$  для  $pp$ -взаимодействий ( $E_p = 300 - 2000$  Гэв) и меньше 2,6% для  $\pi^\pm p$ -взаимодействий в области 50 — 200 Гэв.

Поэтому существующие экспериментальные данные по множественному рождению частиц в этих энергетических интервалах можно рассматривать с точки зрения проверки асимптотических гипотез масштабной инвариантности и предельной фрагментации, имея в виду, что отклонения могут быть примерно 10%.

**Сечения неупругого взаимодействия адронов с нуклонами.** Полные неупругие сечения  $pp$ -взаимодействий изучены до 1500 Гэв (рис. 6). Из рисунка видно, что  $\sigma_{in}$  монотонно растет

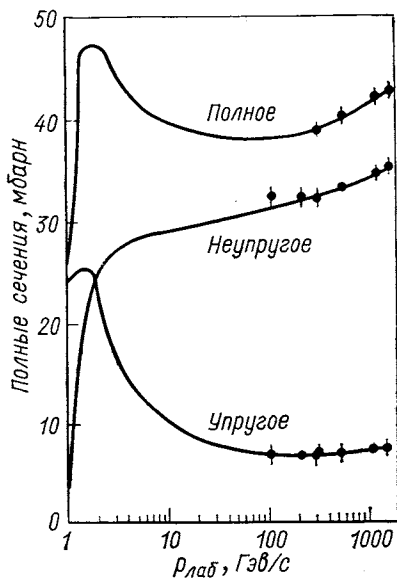


Рис. 6. Полные сечения  $pp$ -взаимодействий

с увеличением энергии. Эти данные хорошо описываются следующими формулами:

$$\sigma_{in}(s) = (26,22 \pm 0,27) (s/s_0)^{(0,073 \pm 0,002)} \quad (42)$$

или

$$\sigma_{in}(s) = (23,36 \pm 0,073) [\ln(s/s_0)]^{(0,173 \pm 0,008)} + (0,69 \pm 0,35) \quad (43)$$

в интервале энергий от 6 до 1500 Гэв ( $s_0 = 1 \text{ Гэв}^2$ ,  $\sigma_{in}$  в миллибарнах). Рост  $\sigma_{in}(pp)$  в интервале энергий 300—1500 Гэв составляет  $(10 \pm 2)\%$ . Аналогичное поведение имеет и сечение упругого рассеяния протонов на протонах, оно также возрастает на  $(10 \pm 2)\%$  [27]. Отношение действительной части амплитуды рассеяния вперед к мнимой составляет  $(3,9 \pm 1,2)\%$  при  $p = 400 \text{ Гэв}/c$  [28]. Таким образом, основная доля упругого сечения имеет дифракционный характер и определяется неупругим сечением взаимодействия адронов. В связи с этим при анализе множественного рождения частиц структурные функции обычно нормируются на  $\sigma_{in}$  (см. разд. 1).

Поведение неупругих сечений взаимодействия других адронов ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ -мезонов) с нуклонами изучено при  $E \leq 50 \text{ Гэв}$ , и оно имеет примерно тот же характер, что и для  $pp$ -взаимодействий.

#### 4. МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ (ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ)

**Введение.** Экспериментальное изучение масштабной инвариантности сильных взаимодействий интенсивно проводилось в последние годы на ускорителях Дубны, Серпухова, Батавии и ЦЕРНа. Уже первые экспериментальные данные, полученные в Серпухове и ЦЕРНе, показали, что в области фрагментации имеет место масштабная инвариантность при  $E \geq 10 \text{ Гэв}$  для  $pp$ -взаимодействий [29, 30]. В настоящее время получены результаты по одночастичным спектрам вторичных частиц в интервале энергий 10—2000 Гэв для  $pp$ -взаимодействий, в области 10—200 Гэв для  $\pi^\pm p$ -столкновений и при  $E \leq 30 \text{ Гэв}$  для  $K^\pm p$ - и  $\bar{p}p$ -соударений [1, 7, 10, 11].

Анализ этих данных проводится с помощью структурных функций

$$\omega d\sigma/dp = f(sp) \quad (44)$$

в переменных  $x$ ,  $p_\perp^2$  или  $y$ ,  $p_\perp^2$ . Для изучения масштабной инвариантности в области фрагментации  $|x| \gtrsim 2m_\perp/\sqrt{s}$  используются переменные  $p_\parallel$  и  $p_\perp^2$  в лабораторной и антилабораторной системах координат (см. разд. 2). Основная задача анализа экспериментальных данных сводится к определению энергии первичных



частиц  $s_0$ , с которой начинается масштабная инвариантность сильных взаимодействий, а также к изучению закона приближения к скейлингу (см. разд. 2).

Обнаружение роста полных сечений взаимодействий адронов при высоких энергиях в 1973—1974 гг. приводит к ограничению выполнимости соотношения

$$f(s, x, p_{\perp}^2) \xrightarrow{s > s_0} f(x, p_{\perp}^2) \quad (45)$$

в изучаемом интервале энергий для инклюзивных процессов типа:

$$a + b \rightarrow c + \dots \quad (46)$$

Действительно, полное сечение реакции (46)

$$\int f(s, x, p_{\perp}^2) dp/\omega = \langle n \rangle \sigma_{\text{tot}}. \quad (47)$$

С другой стороны, если имеет место (45), то

$$\langle n \rangle \sigma_{\text{tot}} = f(0) \ln s + \text{const}. \quad (48)$$

Экспериментальные данные показывают, что  $\langle n \rangle \sim \ln s$ , и  $\sigma_{\text{tot}}(pp) \sim (\ln s)^{1.8 \pm 0.4}$  (см. разд. 3).

Таким образом, соотношение (48) не выполняется, если  $f(0)$  не зависит от энергии. Если рассматривать только неупругие

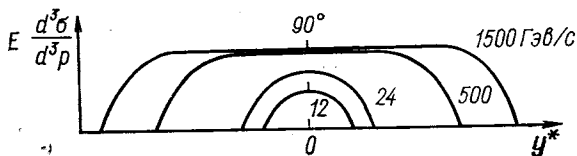


Рис. 7. Зависимость структурных функций от энергии и быстроты в случае выполнения масштабной инвариантности

процессы, заменив  $\sigma_{\text{tot}}$  на  $\sigma_{\text{in}}$ , то нарушение равенства (48) значительно уменьшится. Данные по полным сечениям взаимодействия адронов показывают, что в изученном интервале энергий первичных частиц следует ожидать нарушения масштабной инвариантности в центральной области ( $x \approx 0$ ), связанной с ростом сечений, примерно на 1 %.

Перейдем к обсуждению прямых экспериментальных данных по зависимости структурных функций от энергии для разного вида первичных и вторичных частиц ( $p_{\perp} \leq 1 \text{ Гэв/с}$ ).

Центральная область ( $|x| \leq 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ ,  $p_{\perp} \leq 1 \text{ Гэв/с}$ ). Проверка гипотезы масштабной инвариантности для инвариантных сечений в центральной области обычно проводится в переменных  $p_{\perp}^2$  и  $y^*$  (см. разд. 2). В этом случае следует ожидать, что

структурные функции  $f(y^*)$  постоянны в интервале  $\Delta y^* \sim \ln(s/m^2)$  и не зависят от энергии первичных, частиц (рис. 7).

Наиболее полные данные по этому вопросу имеются для реакции



которая изучена в широком интервале энергий во встречных пучках ЦЕРНа. В экспериментах, проведенных Британско-Скандинавской объединением, процессы (49) были исследованы при

Таблица 2

Аппроксимация экспериментальных данных  $pp \rightarrow \pi^\pm \dots$  формулой  $f(y^*, p_\perp) = A(1 + \alpha y^*) \exp(bp_\perp + cp_\perp^2)$

Вид частиц	$\sqrt{s}, \text{Гэв}$	A	b, (Гэв/с) <sup>-1</sup>	c, (Гэв/с) <sup>-2</sup>	$\alpha$	$\chi^2/N_{\text{ст. св}}$
$\pi^+$	30,6	182±3	-6,8±0,1	0,9±0,1	-0,15±0,01	94/33
$\pi^-$	30,6	187±4	-7,0±0,1	0,8±0,1	-0,18±0,01	201/33
$\pi^+$	52,8	192±3	-7,0±0,1	0,9±0,1	-0,12±0,01	104/33
$\pi^-$	52,8	204±4	-7,2±0,1	1,1±0,1	-0,13±0,01	92/33

энергиях  $\sqrt{s} = 23 \div 62 \text{ Гэв}$  для интервала поперечных импульсов вторичных частиц от 0,05 до 1,0 Гэв/с [31]. Оказалось, что

значение  $f(y^*=0)$  увеличивается на  $(40 \pm 5)\%$  в этом интервале энергий.

Зависимость структурной функции при данной энергии от  $p_\perp$  и  $y^*$  можно представить в следующем виде:

$$f(p_\perp, y^*) = A(1 + \alpha y^*) \times \exp(bp_\perp + cp_\perp^2). \quad (50)$$

Значения параметров A,  $\alpha$ , b и c приведены в табл. 2. Таким образом, второе предположение Фейнмана о наличии «плато» по  $y^*$  в инвариантном сечении при данной энергии также не выполняется даже при столь высоких энергиях. Однако уменьшение значения  $\alpha$  с увеличе-

нием энергии показывает, что имеется тенденция к образованию «плато» с увеличением энергии первичных частиц.

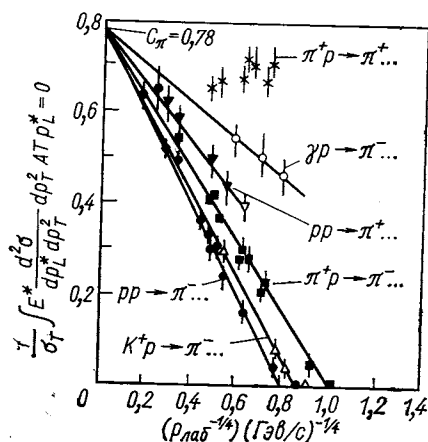


Рис. 8. Зависимость структурных функций от импульса первичных частиц при  $p_L^* = 0$

Эффекты, которые обсуждены выше, сильнее проявляются с ростом массы вторичных частиц, за исключением частиц, имеющих ту же природу, что и первичные. Например, для антипротонов, образованных в  $pp$ -соударениях,  $\alpha(\bar{p}) = -0,42 \pm 0,08$  и  $f(y^* = 0)$  увеличивается на 80 % в том же интервале энергий.

Экспериментальные данные по проверке масштабной инвариантности для вторичных  $\pi^\pm$ -мезонов, образованных в различных реакциях, представлены на рис. 8, где приведены значения  $f(0)/\sigma_{tot}$  в зависимости от  $p_{LAB}^{-1/4}$ . В этих переменных приближение

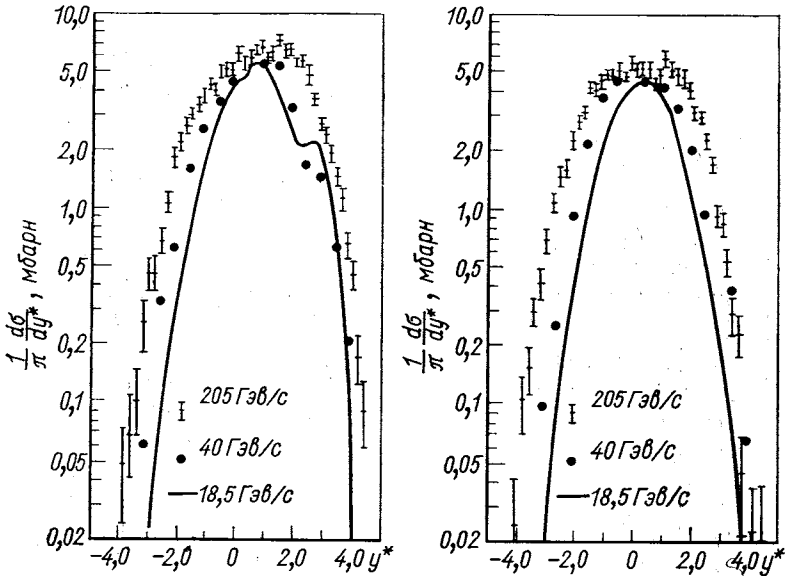


Рис. 9. Зависимость структурных функций от быстроты для инклюзивных процессов  $\pi^-p \rightarrow \pi^\pm + \dots$  при импульсах первичных пионов 18,5; 40 и 205 Гэв/с

к скейлингу в центральной области по модели полюсов Редже имеет вид  $C_\pi + b p_{LAB}^{-1/4}$  (см. разд. 2). Из рис. 8 видно, что в инклюзивных процессах

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \dots \tag{51}$$

нормированная структурная функция практически не зависит от энергии. Аналогичная ситуация имеет место и для реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^\pm + \dots \tag{52}$$

Данные по реакциям типа (52) при  $E_\pi = 18,40$  и  $200$  Гэв приведены на рис. 9. Значения  $f(y^*)$  при  $y^* \approx 0$  совпадают при

$E_{\pi} = 40$  и  $200$  Гэв в пределах экспериментальных погрешностей  $\pm 8\%$  [32, 33]. В этом же интервале энергий значение структурной функции  $f(0)$  для реакции (49) увеличивается примерно на 50%. Такое различие в поведении  $f(0)$  можно связать с тем обстоятельством, что полные сечения  $\pi^-p$ -взаимодействий практически не меняются в интервале энергий 20—200 Гэв (разд. 3). Поэтому переход к асимптотическому поведению структурных функций здесь следует ожидать раньше, чем в случае  $pp$ -взаимодействий.

Совокупность имеющихся экспериментальных данных по изучению зависимости структурных функций от энергии позволяет сделать следующие выводы о выполнимости гипотезы масштабной инвариантности в центральной области [2, 10, 11, 31]:

1) в реакциях типа  $pp \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$  обнаружена зависимость структурной функции от энергии в интервале 260—2000 Гэв ( $\Delta f/f = (40 \pm 5)\%$ );

2) в реакциях типа  $\pi^-p \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$  структурная функция не зависит от энергии (40—200 Гэв) в пределах экспериментальных погрешностей ( $\pm 8\%$ );

3) в инклюзивных процессах отсутствует плато в распределении инвариантных сечений по  $y^*$  ( $\alpha_{\pi^{\pm}} \approx -0,12 \pm 0,01$ );

4) приближение к скейлингу происходит быстрее для легких частиц ( $\pi^{\pm}$ ), чем для тяжелых ( $\bar{p}, \Lambda^0$ );

5) приближение к скейлингу слабо зависит от  $p_{\perp}$  ( $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с).

**Область фрагментации** ( $|x| \gtrsim 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ ,  $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с).

В области фрагментации первичных частиц гипотезы масштабной инвариантности и предельной фрагментации дают одни и те же предсказания для поведения сечений инклюзивных процессов (см. разд. 2). Анализ экспериментальных данных в этом случае обычно проводится в переменных  $y$  или  $p_{\parallel}$  в лабораторной или антилабораторной системе координат.

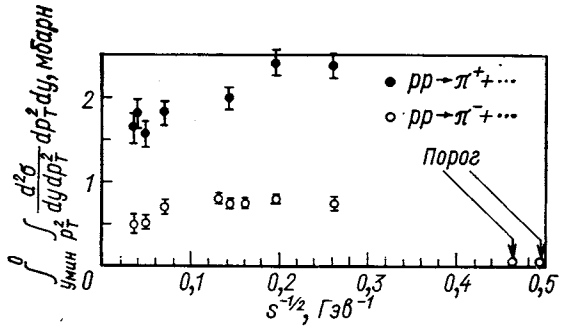
Первые эксперименты, проведенные в Серпухове, и данные, полученные в ЦЕРНе, послужили основанием для гипотезы Янга и др. [6, 29, 30]. Дальнейшие исследования в этом направлении показали, что для реакций типа (49) при  $y_{\text{лаб}} \approx 0$  предельная фрагментация имеет место начиная с  $E_p \gtrsim 10$  Гэв. Изучение этих же процессов на встречных пучках ЦЕРНа позволило сделать заключение о справедливости гипотезы предельной фрагментации для  $|x| \gtrsim 0,1$  и  $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с в интервале энергий 400—2000 Гэв\*. Новые данные, полученные на обычных ускорителях, для  $y_{\text{лаб}} \leq 0$  представлены на рис. 10 [10, 34]. Инвариантные сечения для реакции (49) имеют широкий максимум в зависимости от энергии и далее, возможно, начинают уменьшаться при  $E_0 \gtrsim 100$  Гэв.

\* Следует отметить, что экспериментальные погрешности в определении значений  $f(p_{\parallel}, p_{\perp})$  составляют (5—10) %.

В связи с этим может возникнуть вопрос о справедливости гипотезы предельной фрагментации в области  $y_{\text{лаб}} \lesssim 0$  при высоких энергиях.

Ранний скейлинг в  $pp$ -взаимодействиях в области фрагментации обычно интерпретируют с точки зрения дуального подхода [35]. Как уже отмечалось выше, структурная функция инклюзивной реакции (46) определяется амплитудой упругого процесса  $a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}$ . Если квантовые числа  $(abc)$  экзотичны,

Рис. 10. Зависимость структурных функций от энергии в области фрагментации для  $pp \rightarrow \pi_{\pm}^{\pm} + \dots$ -реакций



то из соображений дуальности следует, что мнимая часть амплитуды упругого! рассеяния вперед для реакции  $a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}$  определяется обменом полюса Померанчука \*. Это означает, что структурная функция (46) не зависит от энергии, следовательно, для таких процессов следует ожидать существования предельной фрагментации уже при низких энергиях. Приведенные данные по реакциям (49) с барионным числом  $B = 2$  подтверждают справедливость такого рассмотрения.

Рассмотрим имеющиеся данные по другим инклюзивным реакциям:

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^- + \dots; \tag{53}$$

$$K^+ + p \rightarrow \pi^+ + \dots; \tag{54}$$

$$\pi^- + n \rightarrow \pi^+ + \dots; \tag{55}$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \dots; \tag{56}$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \dots; \tag{57}$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \dots. \tag{58}$$

Первые три реакции являются экзотическими ( $Q = 3, S = +1$ ) и для них предельная фрагментация имеет место при  $E \gtrsim 7 \text{ Гэв}$  [36, 37]. Значения структурных функций для процессов (53)

\* Экзотическими квантовыми числами считаются такие, которые нельзя получить в обычной трехкварковой модели. Например,  $B \geq 2, B=1$  и  $S \geq 1$  и т. д.

и (55), которые практически не зависят от энергии при  $E \gtrsim 7 \text{ Гэв}$ , приведены на рис. 11, а и б. Для обычных реакций типа (51)

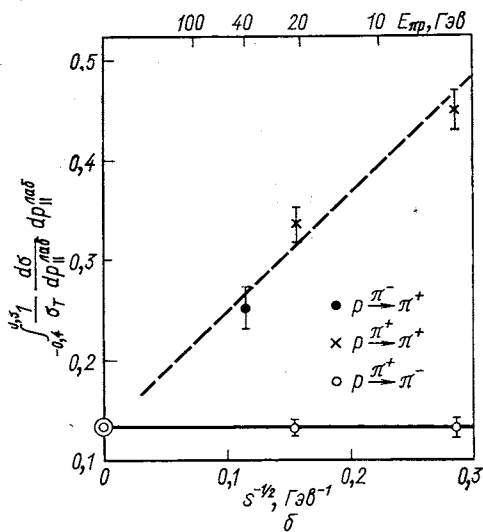
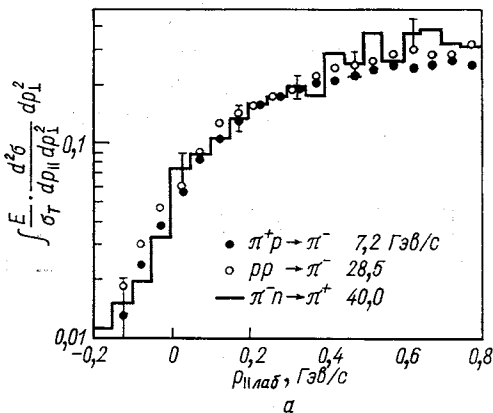


Рис. 11. Зависимость структурных функций от энергии в области фрагментации мишени

$p$ - и других более тяжелых частиц является их рост с увеличением энергии первичных частиц. Исключением является образование протонов в реакции:

$$p + p \rightarrow p + \dots \tag{59}$$

и (52) имеется существенная зависимость инвариантных сечений от энергии в области фрагментации протона вплоть до  $200 \text{ Гэв}$  (см. рис. 11, б).

Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что достаточным условием для раннего скейлинга в области фрагментации является экзотичность фрагментирующей системы  $a \rightarrow c$ . Значения структурных функций в антилабораторной системе координат для фрагментации  $\pi^- \xrightarrow{p} \pi^+$  и  $\pi^+ \xrightarrow{p} \pi^-$  (система  $\pi^\pm \pi^\pm$  — экзотическая) приведены на рис. 12, а и б. Из рисунка видно, что предельная фрагментация имеет место при  $E \gtrsim 5 \text{ Гэв}$  для систем  $(\pi^\pm \pi^\pm)$  и отсутствует для обычных  $(\pi^+ \pi^-)$ .

Экспериментальные данные по рождению  $K$ -мезонов и более тяжелых частиц ( $\bar{p}$ ,  $\Lambda^0$ ) получены с большими погрешностями, чем в случае образования пионов, особенно в интервале энергий встречных пучков ЦЕРНа. Общей характерной чертой поведения структурных функций для  $K$ -мезонов,  $\Lambda^0$ ,

В этом случае структурная функция  $f_p$  уменьшается с увеличением энергии от 200 до 1000 Гэв. Компиляция данных по приближению к скейлингу для  $ap$ -взаимодействий приведена в табл. 3 [31] ( $a$  — падающая частица,  $s$  — вторичная). Для каждой инклюзивной реакции показана зависимость структурной функции от энергии в трех областях: левая стрелка — область фрагментации мишени, средняя стрелка — центральная область и правая — область фрагментации падающей частицы. Направление стрелки вверх (вниз) означает рост (уменьшение) структурной функции с увеличением энергии первичных частиц. Горизонтальная черта означает независимость структурной функции от энергии. Как видно из этой таблицы, большинство инвариантных сечений растет с увеличением энергии. Кроме иллюстративной табл. 3, можно также сделать следующие заключения о приближении к скейлингу в области фрагментации:

- 1) приближение к скейлингу слабо зависит от  $p_{\perp}$  ( $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с);
- 2) предельное поведение инвариантных сечений наступает раньше при больших  $x$ ;
- 3) приближение к скейлингу быстрее для положительных частиц, чем для отрицательных.

В области фрагментации в случае доминирующего поперонного обмена имеется также интересное предсказание о факториза-

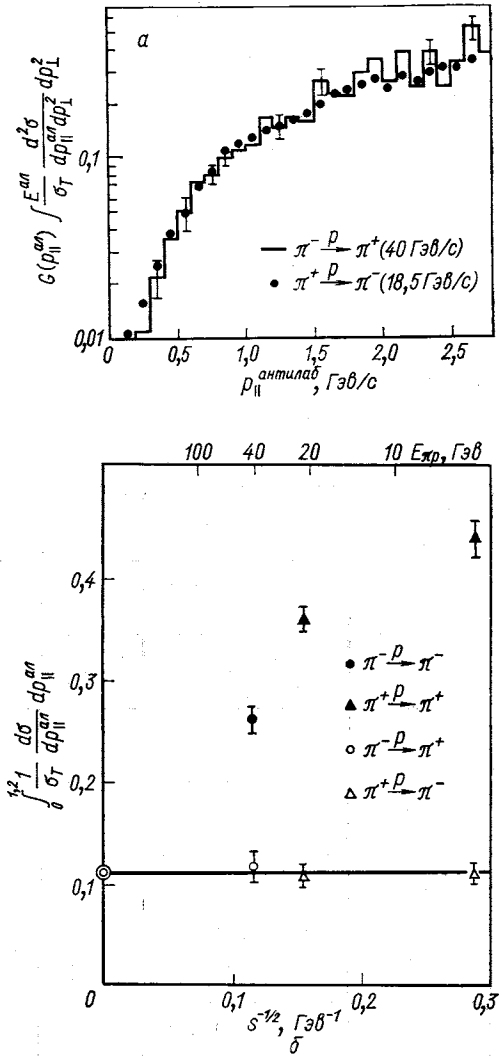


Рис. 12. Зависимость структурных функций от энергии в области фрагментации падающей частицы

ции сечений:

$$\frac{f(a \xrightarrow{b} c)}{\sigma_{\text{tot}}(ab)} = \frac{f(a \xrightarrow{b'} c)}{\sigma_{\text{tot}}(ab')}. \quad (60)$$

вытекающее из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже. Экспериментальные данные по проверке соотношения (60) приведены на рис. 13 [31]. Как видно из рисунка, для экзотических процессов это соотношение выполняется уже при  $E \gtrsim 5 \text{ Гэв}$ , что опять свидетельствует о раннем скейлинге. Для обычных реакций имеется зависимость  $f(p_{\parallel}^{\text{лаб}} = 0)$  от энергии, которая не противоречит ожидаемой, — примерно  $s^{-1/2}$  (см. разд. 3).

Таким образом, экспериментальная проверка гипотезы масштабной инвариантности, проведенная вплоть до  $E \approx 200 \text{ Гэв}$ , показала, что в центральной области ( $|x| \lesssim 0,1$ ) в пределах погрешности экспериментальных данных ( $\pm 8\%$ ) можно ожидать выполнения этих предположений для реакций  $\pi^- p \rightarrow \pi^\pm + \dots$  ( $E \gtrsim 40 \text{ Гэв}$ ). В области фрагментации масштабная инва-

Таблица 3

c \ a	$\gamma$	$\pi^+$	$\pi^-$	$K^+$	$K^-$	$p$	$\bar{p}$
$\pi^+$		↓↓↓	↓---	-↑-	↓↑↓	-↑-	↓
$\pi^-$	↓↑↓	-↑-	↓-↓	-↑-	↓↓↓	-↑-	↓
$\pi^0$			-			↑	
$K^+$			↑			↑↑↑	
$K^-$					↓	↑	
$K_s^0$		-↑↓	↑↑↑	↓-↓	↓↑↓	↑↑↑	
$p$		↓↓↓			↓	↓↓↓	
$n$						--	
$\Lambda(\Sigma^0)$			↑↓	↑↑↑	↓↓↓	↑↑↑	



риантность имеет место при  $E \gtrsim 5 \text{ Гэв}$  для экзотических инклюзивных процессов. Экспериментальные данные согласуются с предсказаниями, полученными из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже, о характере приближения инвариантных сечений к предельным значениям. Для заключений о приближении к скейлингу инклюзивных процессов с образованием  $K$ -мезонов,  $\Lambda$ -,  $\bar{p}$ - и других частиц необходимы новые, более точные данные, особенно в интервале энергий встречных пучков ЦЕРНа.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ВТОРИЧНЫХ  
ЧАСТИЦ ПО  
ПОПЕРЕЧНОМУ  
ИМПУЛЬСУ

**Область малых значений  $p_{\perp}$  ( $p_{\perp} \leq 1 \text{ Гэв/с}$ ).** Основные свойства распределений вторичных частиц по поперечному импульсу — их приблизительное постоянство и практическая независимость от энергии и природы первичных и вторичных частиц — были обнаружены в космическом излучении [1,2]. Среднее значение поперечного импульса вторичных частиц мало по сравнению с полной энергией сталкивающихся частиц ( $\bar{p}_{\perp} \approx 350 \text{ Мэв/с}$ ). Эти свойства являются отправными при построении различных моделей множественного рождения частиц [2, 3, 5—7].

Экспериментальные данные, полученные на ускорителях, позволили получить более детальную картину поведения  $f(p_{\perp})$ :

1) среднее значение поперечного импульса медленно растет с увеличением энергии первичных частиц. В табл. 4 приведены значения  $\bar{p}_{\perp}$  для различных вторичных частиц, образованных в  $pp$ -взаимодействиях. Абсолютные погрешности в определении  $p_{\perp}$  составляют  $\pm 10\%$ , относительные —  $(1 \div 2)\%$  [38];

2) среднее значение  $\bar{p}_{\perp}$  увеличивается с ростом массы вторичных частиц (см. табл. 4);

3) значения  $\bar{p}_{\perp}$  для положительных частиц несколько выше, чем для отрицательных.

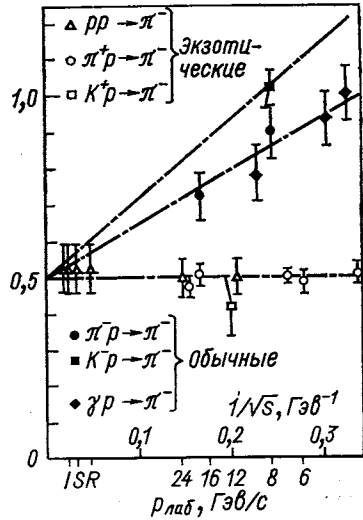


Рис. 13. Поведение инвариантных сечений в области фрагментации в зависимости от импульса первичных частиц для обычных и экзотических реакций

Т а б л и ц а 4  
Средние значения  $p_{\perp}$  (Мэв/с) для различных частиц

$p_{\text{лаб}}, \text{Гэв/с}$	$\pi^+$	$\pi^-$	$K^+$	$K^-$	$p$	Все заряженные частицы
12	314	301	414	392	426	—
24	322	310	424	401	451	—
100	330	323	435	410	471	—
289	339	330	441	418	478	362
498	342	333	443	421	481	364
1060	345	338	446	425	485	366
1500	347	340	447	426	487	368

Распределения вторичных частиц по  $p_{\perp}$  можно представить в следующем виде [38—41]:

$$f(p_{\perp}) = \omega \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A \exp(-bp_{\perp}). \quad (61)$$

Усредненные значения параметров  $A$  и  $b$  в интервале энергий встречных пучков ЦЕРНа при  $x = 0$  приведены в табл. 5 [39].

Т а б л и ц а 5  
 $f(p_{\perp}) = A \exp(-bp_{\perp})$

Вид частиц	Интервал энергий $\sqrt{s}$ , Гэв	Интервал $p_{\perp}$ , Гэв/с	$A$ , $\frac{\text{Мбарн}}{\text{стер} \cdot \text{Гэв}^2/\text{с}^3}$	$b$ , (Гэв/с) $^{-1}$
$\pi^+$	23,2—52,7	0,2—1,2	$136 \pm 5$	$5,75 \pm 0,07$
$\pi^-$	23,2—52,7	0,2—1,2	$141 \pm 5$	$5,89 \pm 0,07$
$p$	23,2—52,7	0,6—1,5	$8,2 \pm 1,5$	$4,05 \pm 0,20$
$\frac{-}{p}$	23,2	0,6—1,2	$2,5 \pm 0,5$	$4,11 \pm 0,31$
$\frac{-}{p}$	30,4	0,6—1,2	$3,40 \pm 0,75$	$4,07 \pm 0,29$
$\frac{-}{p}$	44,4	0,6—1,2	$3,90 \pm 0,9$	$4,02 \pm 0,36$
$\frac{-}{p}$	52,7	0,6—1,2	$3,24 \pm 0,7$	$3,75 \pm 0,22$

Значения структурной функции для  $\pi^{\pm}$ -мезонов и протонов в пределах погрешностей не меняются в этом интервале энергий. Инвариантные сечения антипротонов увеличиваются примерно вдвое [39]. При более низких энергиях ( $E_p = 24$  Гэв) значения параметра  $b$  совпадают с приведенным в табл. 5 для  $\pi^{\pm}$ -мезонов. Экспериментальные данные, полученные при других значениях  $x$ , показывают, что аппроксимация (61) является удовлетворительной [38, 40, 41].

Структурная функция  $f(y^*, p_{\perp})$  факторизуется

$$f(y^*, p_{\perp}) = f_1(y^*) f_2(p_{\perp}) \quad (62)$$

в широком интервале углов вылета вторичных частиц ( $\Delta\theta^* = 29 - 90^\circ$ ). Однако в переменных  $y^*$  или  $x$  это составляет только  $|y^*| \lesssim 1$  и  $|x| \lesssim 0,02$ . При больших значениях  $y^*$  среднее значение существенно меняется с изменением  $y^*$  (эффект «чайки»). Зависимость  $\langle \bar{p}_{\perp} \rangle$  от  $y_{\text{лаб}}$  для реакции  $p + p \rightarrow \pi^- + \dots$  при  $E_p = 100$  и  $400$  Гэв приведена на рис. 14. Здесь  $y_{\text{лаб}} = 2,67$  и  $3,38$  соответствует  $y^* = 0$  при  $E_p = 100$  и  $400$  Гэв. Из рисунка видно, что в области фрагментации ( $y_{\text{лаб}} \lesssim 1$ ) значения  $\bar{p}_{\perp}$  существенно меняются с изменением  $y_{\text{лаб}}$ . Таким образом, во всей области изменения  $x$  или  $y_{\text{лаб}}$  соотношение (62) не является справедливым.

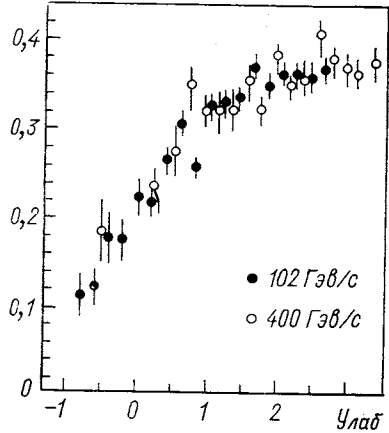


Рис. 14. Зависимость среднего поперечного импульса  $\langle \bar{p}_{\perp} \rangle$  от быстроты для инклюзивных реакций  $pp \rightarrow \pi^- + \dots$  при  $p = 100$  и  $400$  Гэв/с

Относительное постоянство  $f(p_{\perp})$  и малость  $\bar{p}_{\perp}$  в широком интервале энергий первичных частиц — исходный пункт всех современных моделей множественного рождения частиц [2, 3, 5—7]. В статистических моделях учет взаимодействия частиц в конечном состоянии приводит к сравнительно низкой температуре распада  $T_0 \approx m_{\pi}$  независимо от  $s$  (см. разд. 2). Распределение частиц по  $p_{\perp}$  определяется статистикой Бозе или Ферми, поскольку в момент разлета частицы уже не взаимодействуют. Для легких частиц это распределение можно представить в следующем виде [3]:

$$dN/dp_{\perp} \approx B p_{\perp}^{3/2} \exp(-p_{\perp}/T_0), \quad (63)$$

где

$$B = (4/3 \sqrt{\pi}) (m_{\pi}/T_0)^{5/2} \quad \text{и} \quad \bar{p}_{\perp} \approx 0,33 \text{ Гэв/с.}$$

Формула (63) удовлетворительно описывает экспериментальные распределения  $dN/dp_{\perp}$  для событий с большими значениями коэффициентов неупругости:

$$K \geq 1 - (2m_p + 3T_0)/\sqrt{s}. \quad (64)$$

Доля таких событий составляет лишь 10% всех взаимодействий.

В мультипериферических моделях ограниченность  $p_{\perp}$  является одним из основных предположений. Мультипериферическая модель

с учетом статистических кластеров удовлетворительно описывает экспериментальные данные по  $f(p_{\perp})$  [19—21].

**Большие поперечные импульсы ( $p_{\perp} \geq 1$  Гэв/с).** Изучение процессов с образованием частиц с большими поперечными импульсами привело к неожиданным результатам. Оказалось, что вероятность таких реакций много больше, чем можно было ожидать из простой экстраполяции данных при  $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с. Например, при  $p_{\perp} \approx 5$  Гэв/с сечение на пять порядков больше, чем

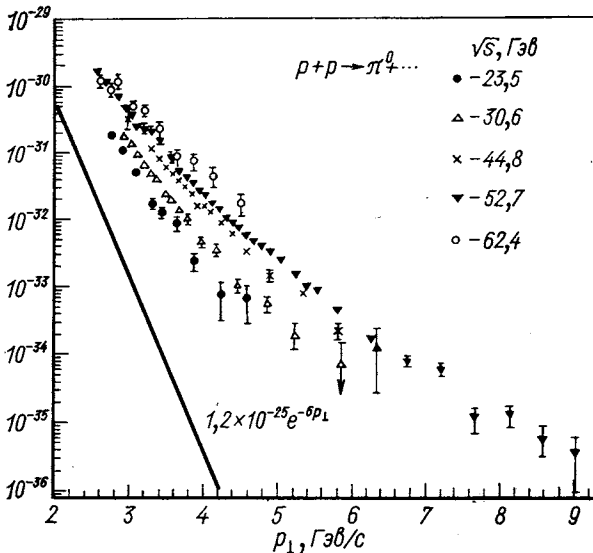


Рис. 15. Зависимость структурных функций ( $E d^3 \sigma d p^3$ ,  $\text{см}^2 \cdot \text{Гэв}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{стер}^{-1}$ ) от поперечного импульса пиона для процесса  $pp \rightarrow \pi^0 + \dots$

определенное из экстраполяций экспоненциального поведения  $f(p_{\perp})$  при  $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с. Интересно отметить, что аналогичная ситуация имела место в знаменитых опытах Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц на атомах, которые привели к открытию атомных ядер. Поэтому естественно возникает предположение о том, что частицы с большими  $p_{\perp}$  образуются в результате взаимодействия партонов или кварков, из которых состоят адроны. В связи с этим понятен тот большой интерес, который вызвали эти результаты.

Экспериментальную информацию о процессах с образованием частиц с большими  $p_{\perp}$  можно разделить на три части: 1) инклюзивные одночастичные сечения; 2) состав частиц; 3) корреляции по множественности и углам.

Теоретические модели, рассматривающие эти явления, также можно разделить на два основных класса. Модели, в которых

рассматривается рассеяние партонов (кварков), и модели термодинамического типа, где появление частиц с большими  $p_{\perp}$  связано с распадом кластеров с большой массой.

1. *Инклюзивные одночастичные сечения.* Экспериментальное изучение процессов с большими поперечными импульсами было проведено несколькими группами в Батавии и ЦЕРНе [42—46].

Основные особенности поведения структурной функции при больших  $p_{\perp}$  заключаются в следующем:

1) сечение процессов с  $p_{\perp} \geq 1$  Гэв/с много больше, чем ожидается из экстраполяции данных  $p_{\perp} \leq 1$  Гэв/с (рис. 15);

2) сечение процессов с  $p_{\perp} \geq 1$  Гэв/с значительно увеличивается с ростом полной энергии сталкивающихся частиц (рис. 16);

3) инвариантное сечение не имеет сильной угловой зависимости ( $\theta^* = 59 - 90^\circ$ ).

Экспериментальные данные аппроксимировались различными функциями. В частности, широко употребляется представление структурной функции в виде

$$f = \omega \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A (p_{\perp})^{-N} f_1(x_{\perp}), \quad (65)$$

где

$$x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}.$$

Данные, полученные на встречных пучках ЦЕРНа при  $x_{\perp} \leq 0,4$ , описываются

$$f \sim p_{\perp}^{-8,2} \exp(-13x_{\perp}). \quad (66)$$

Параметризация (65) для данных Батавии при  $x_{\perp} \geq 0,4$  приводит к  $f \sim p_{\perp}^{-10,8} f_1(x_{\perp})$ . Таким образом, степенной закон падения сечения с увеличением  $p_{\perp}$  характерен для больших поперечных импульсов.

2. *Состав частиц.* При малых поперечных импульсах и  $\theta^* \approx 90^\circ$  основную долю всех вторичных заряженных частиц, образованных в инклюзивных процессах типа  $a + b \rightarrow c + \dots$ , составляют пионы (90%). При  $p_{\perp} \geq 1,5$  Гэв/с ситуация меняется. Доля заряженных пионов падает до 65%, а доля K-мезонов увеличивается до 18% и доля  $p$  ( $\bar{p}$ ) — до 17%. Вклад тяжелых частиц быстро увеличивается при  $p_{\perp} \rightarrow 1,5$  Гэв/с и в интервале 1,5—

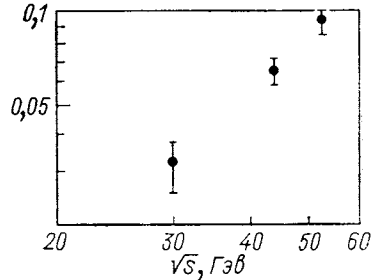


Рис. 16. Сечение образования  $\pi^{\pm}$ -мезонов с  $p_{\perp} \geq 3,2$  Гэв/с в зависимости от полной энергии для  $pp \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$ -реакций

Таблица 6

Состав вторичных частиц в реакции  $pp \rightarrow C^\pm \dots$  при  $\theta^* = 90^\circ$

Доля данного вида частиц	$\sqrt{s} = 31 \text{ Гэв}$		$\sqrt{s} = 44 \text{ Гэв}$	
	$p_\perp = 1,4 \pm 2,0$	$2,0 - 3,5 \text{ Гэв}/c$	$p_\perp = 1,4 \pm 2,0$	$2,0 - 3,5 \text{ Гэв}/c$
$\pi^+/\text{все}$	$0,34 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,04$	$0,33 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,04$
$\pi^-/\text{все}$	$0,29 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,02$	$0,32 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,03$
$K^+/\text{все}$	$\left. \begin{array}{l} \phantom{0,26 \pm 0,02} \\ \phantom{0,26 \pm 0,02} \end{array} \right\} 0,26 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,02$	$\left. \begin{array}{l} \phantom{0,22 \pm 0,02} \\ \phantom{0,22 \pm 0,02} \end{array} \right\} 0,22 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,03$
$p/\text{все}$		$0,16 \pm 0,03$		$0,12 \pm 0,02$
$K^-/\text{все}$	$\left. \begin{array}{l} \phantom{0,11 \pm 0,01} \\ \phantom{0,11 \pm 0,01} \end{array} \right\} 0,11 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,02$	$\left. \begin{array}{l} \phantom{0,13 \pm 0,01} \\ \phantom{0,13 \pm 0,01} \end{array} \right\} 0,13 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,02$
$\bar{p}/\text{все}$		$0,05 \pm 0,02$		$0,07 \pm 0,02$
$\pi^-/\pi^+$	$0,87 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,09$	$0,99 \pm 0,08$	$0,81 \pm 0,10$
$(K^+ + p)/\pi^+$	$0,78 \pm 0,06$	$0,94 \pm 0,10$	$0,66 \pm 0,06$	$0,91 \pm 0,10$
$(K^- + \bar{p})/\pi^-$	$0,38 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,09$	$0,41 \pm 0,04$	$0,70 \pm 0,10$
Все (+)/все (-)	$1,48 \pm 0,10$	$1,53 \pm 0,15$	$1,19 \pm 0,08$	$1,33 \pm 0,13$

4,0 Гэв/с остается примерно постоянным (рис. 17 и табл. 6). Кроме того, из этих же данных следует, что отношение числа положитель-

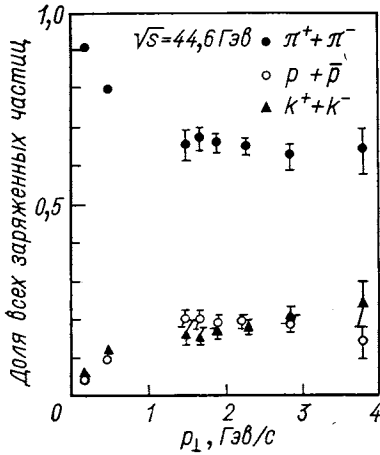


Рис. 17. Доля пионов, нуклонов и К-мезонов от всех заряженных частиц в зависимости от поперечного импульса

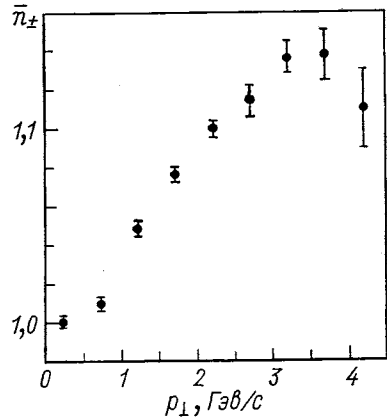


Рис. 18. Средняя множественность заряженных частиц в зависимости от поперечного импульса  $\pi^0$ -мезонов, образованных в реакции  $pp \rightarrow \pi^0 + \dots$

ных частиц к отрицательным возрастает с увеличением  $p_\perp$ . Например, при  $p_\perp = 0,2 \text{ Гэв}/c$  отношение  $N(\pi^+)/N(\pi^-) = 1,02 \pm 0,02$ , а при  $p_\perp = 2,5 \text{ Гэв}/c$  отношение  $N(\pi^+)/N(\pi^-) = 1,22 \pm 0,08$  [47].

Эксперименты, выполненные в Батавии при  $E_p = 200$  и  $300$  Гэв, подтверждают результаты, полученные в ЦЕРНе при  $x_{\perp} \leq 0,4$ . При больших значениях  $x_{\perp}$  обнаружено падение доли  $K$ -мезонов и антипротонов [45, 46].

3. *Корреляции между частицами с  $p_{\perp} \geq 1$  Гэв/с и другими вторичными частицами.* Рождение частиц с большими поперечными импульсами сопровождается появлением одной или нескольких частиц. В силу закона сохранения полного импульса возникающие корреляции между частицами имеют кинетический и динамический характер. Выделение динамических корреляций и является главной задачей анализа имеющихся данных.

Основные экспериментальные результаты по этому вопросу получены на встречных пучках в ЦЕРНе [47]. Зависимость средней множественности заряженных частиц от поперечного импульса  $\pi^0$ -мезона при  $\theta^* = 90^\circ$  и  $\sqrt{s} = 53$  Гэв приведена на рис. 18. За единицу принималась множественность  $\bar{n}_{\pm}$  при  $p_{\perp} = (0 \div 0,5)$  Гэв/с. Из рисунка видно, что  $\bar{n}_{\pm}$  почти линейно растет с увеличением  $p_{\perp}$  до 3 Гэв/с. Зависимость  $\bar{n}_{\pm}$  от  $\eta = -[\ln \operatorname{tg}(\theta^*/2)]$  для двух полусфер: по и против направления вылета  $\pi^0$ -мезонов, дана на рис. 19. Из этих данных видно, что множественность заряженных частиц уменьшается с увеличением  $p_{\perp}$  при малых полярных углах относительно направления первичного пучка. Множественность заряженных частиц, вылетающих в сторону противоположную  $\pi^0$ -мезону, растет в широком угловом интервале с увеличением  $p_{\perp}$ . Аналогичные результаты были получены для центральной области ( $-0,7 \leq \eta \leq 0,7$ ) для разных значений азимутального угла  $\phi$ . Оказалось, что множественность частиц, вылетающих в противоположную сторону, растет с увеличением  $p_{\perp}$  в широком интервале азимутальных углов ( $\Delta\phi = 120^\circ$ ).

Была также измерена корреляция  $\pi^0$ -мезонов, вылетающих в противоположные стороны при  $\sqrt{s} = 53$  Гэв, в зависимости от  $x_{\perp}$  (рис. 20). Оказалось, что вероятность совместного рождения двух  $\pi^0$ -мезонов с большими  $x_{\perp}$ , вылетающих в противоположных направлениях, на несколько порядков больше, чем ожидалось в случае их независимого образования.

Первые данные по образованию частиц с  $p_{\perp} = (1 - 2)$  Гэв/с были получены также и при низких энергиях ( $E_p = 28,5$  Гэв) [48].

**Модели.** Опишем здесь кратко основные теоретические модели образования частиц с большими поперечными импульсами.

а) *Кластерные модели.* В этих моделях предполагается, что вся или часть энергии первичных частиц идет на образование кластера с большой массой (см. разд. 2) [3, 15—18]. После образования кластеры распадаются практически изотропно, что и дает большую вероятность выхода частиц с  $p_{\perp} \gtrsim 1$  Гэв/с. Стадия «расширения» кластера и установления термодинамического рав-

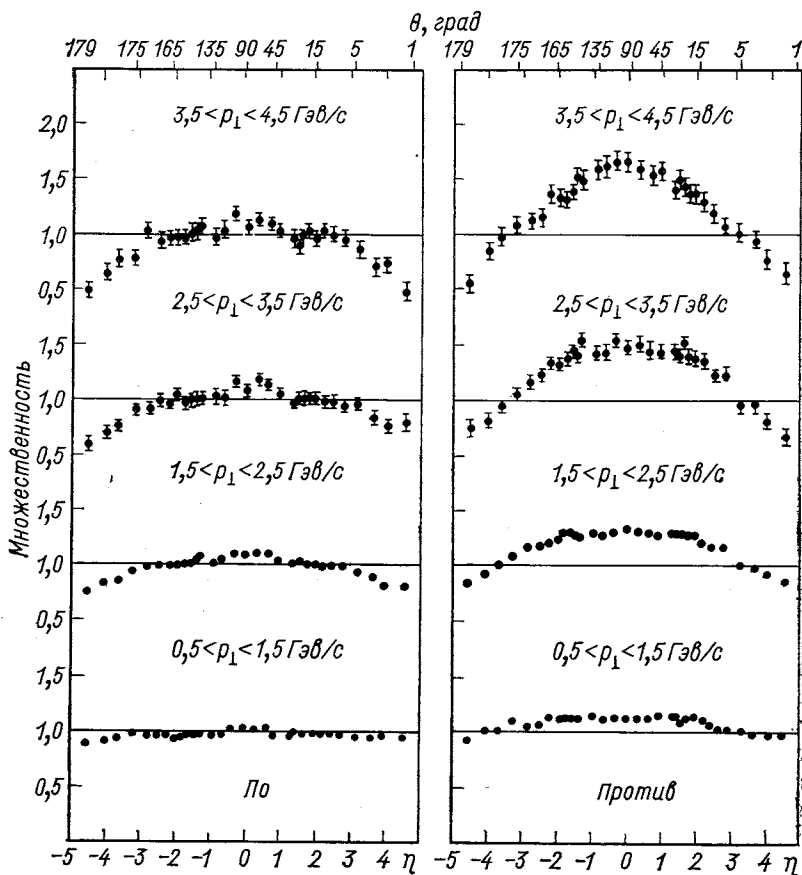


Рис. 19. Зависимость средней множественности вторичных заряженных частиц от  $\eta$  для двух полушфер: по и против направления вылета  $\pi^0$ -мезона в реакции  $pp \rightarrow \pi^0 + \dots$ .

новесия зависит от конкретной модели [15—18]. Различные формы кластерных моделей были недавно использованы для описания структурных функций частиц с  $p_{\perp} \geq 1$  Гэв/с [49—52].

Для примера рассмотрим распад кластера с массой  $M$ . В этом случае нормированное инвариантное сечение для одночастичного распределения при  $\theta^* = 90^\circ$  и  $p_{\perp} \sim \sqrt{s} \gg m$  будет определяться фактором Больдмана:

$$\frac{\omega}{\sigma} \frac{d^2\sigma(M, s)}{dp} \sim p_{\perp}^{\beta} \exp(-cp_{\perp}/M^{\alpha}), \quad (67)$$

где  $M^{\alpha}$  — эффективная температура адронной материи;  $\beta$  и  $\alpha$  ( $\alpha \leq 1$ ) — параметры, связанные соотношением  $\beta = (1-3\alpha)/\alpha$ ;



$\sigma(s, M)$  — сечение образования кластера с массой  $M$  при энергии  $s$ . В нерелятивистской статистической модели Ферми  $M = \sqrt{s}$ ,  $\alpha = 1/4$  и  $\beta = 1$ . Для постоянного сечения образования кластера из (67) получим

$$d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-cp_{\perp}/s^{1/8}). \quad (68)$$

Зависимость (68) удовлетворительно описывает экспериментальные данные в широких интервалах по энергии ( $\sqrt{s} = (20-60) \text{ Гэв}$ )

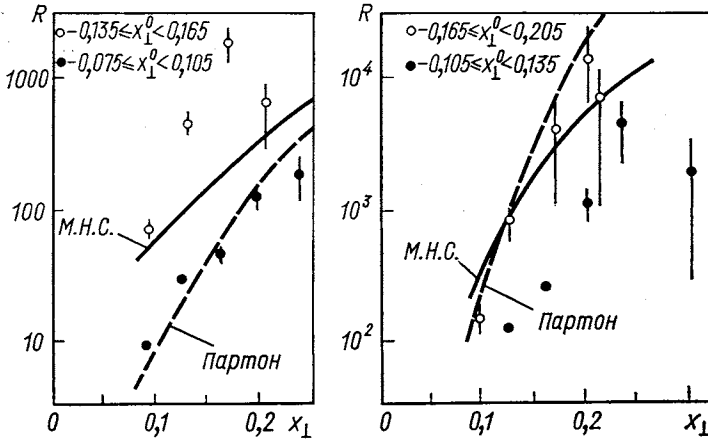


Рис. 20. Корреляционная функция двух  $\pi^0$ -мезонов ( $x_{\perp}, x_{\perp}^0$ ), вылетающих в противоположных направлениях при  $\vartheta^* = 90^\circ$ . Кривые вычислены по партоновой модели и модели некоррелированных струй (М. Н. С)

и поперечному импульсу ( $p_{\perp} = 1 \div 3 \text{ Гэв/с}$ ). В общем случае структурная функция для больших  $p_{\perp}$  будет иметь вид

$$f = \omega d^3\sigma/dp^3 \sim \int_{2p_{\perp}}^{\sqrt{s}} \sigma(M, s) p_{\perp}^{\beta} \exp(-cp_{\perp}/M^{\alpha}) dM. \quad (69)$$

Отсюда видно, что зависимость  $f$  от  $p_{\perp}$  имеет сложную форму, которую в принципе можно согласовать с экспериментальными результатами, варьируя значения  $\sigma(M, S)$ .

Вопрос о составе частиц с  $p_{\perp} \gtrsim 1 \text{ Гэв/с}$  не был систематически изучен в кластерных моделях. Однако из общих соображений следует, что при  $p_{\perp} \gg m_c$  не должно быть существенных изменений в составе частиц.

С точки зрения корреляционных явлений в кластерных моделях предполагается, что распад кластеров происходит изотропно в их

системе покоя. Поэтому следует ожидать в основном кинематических корреляций между распадными частицами.

б) *Составные модели.* В этом классе моделей основное предположение заключается в том, что адроны состоят из точечных частиц (партонов, кварков) [14, 47, 53, 54]. Поскольку частицы точечные, им нетрудно рассеяться на большой угол  $\vartheta^* \approx 90^\circ$ . Затем две рассеянные частицы переходят в адроны. В общем виде результаты такого рассмотрения можно записать в виде

$$f = \omega d^3\sigma/dp \sim (p_\perp)^{-N} f_1(2p_\perp/\sqrt{s}, \vartheta^*), \quad (70)$$

когда  $s$  велико и  $\vartheta^*$  не слишком близко к 0 или  $180^\circ$ . Данные, полученные на встречных пучках ЦЕРНа ( $x_\perp \leq 0,4$ ), согласуются с (70) при  $N = 8$ . Однако результаты, полученные в Батавии ( $x_\perp \geq 0,4$ ), аппроксимируются (70) с  $N = 11$ . Вопрос о существовании постоянной степенной зависимости во всем интервале  $x_\perp$  в настоящее время остается открытым. Во всех составных моделях возникновение частиц с большими  $p_\perp$  рассматривается как результат рассеяния двух частиц (протонов, кварков). Отсюда предсказывается компланарная топология для случаев с большими  $p_\perp$  и слабая корреляция между частицами с большими  $p_\perp$  и частицами, образованными в плоскости перпендикулярной плоскости рассеяния. Здесь имеется существенное различие между кластерными и составными моделями.

Относительно состава частиц с большими  $p_\perp$  в составных моделях имеются различные предсказания. Например, в партон-кварковой модели с увеличением  $p_\perp$  ожидается увеличение положительного заряда в  $pp$ -столкновениях, что согласуется с имеющимися данными. Аналогичная ситуация имеет место и в описании ассоциативных множественностей (см. рис. 18, 19). Корреляции в рождении двух  $\pi^0$ -мезонов также удовлетворительно описываются в партонной модели (см. рис. 20). Однако в этом случае и модель некоррелированных струй, в которой учитываются только законы сохранения энергии импульса, также дает качественное описание [55].

Таким образом, составные модели описывают экспериментальные данные по большим поперечным импульсам. Однако и другие модели, в частности кластерные, также объясняют некоторые характеристики этих процессов. Следовательно, необходимы новые экспериментальные данные по корреляциям вторичных частиц с большими  $p_\perp$ , чтобы теоретическая интерпретация стала более четкой.

## 6. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

В настоящее время имеется большое число работ, посвященных определению множественности вторичных заряженных частиц  $n_\pm$ , образованных в адрон-адронных взаимодействиях при  $E \leq 2000$  Гэв.

Значительно меньше информации получено о множественности нейтральных пионов  $\pi^0$  и странных частиц. Подробный анализ данных результатов проведен в работах [2, 10, 11, 56—77].

**Средняя множественность  $\bar{n}$ .** Данные по средней множественности вторичных частиц прежде всего интересны с точки зрения проверки гипотезы масштабной инвариантности. В этом случае

$$\langle n \rangle = b \ln s + a, \tag{71}$$

где  $b = f(0)/\sigma_{in}$ . Прямые экспериментальные данные о поведении структурной функции при  $x \approx 0$  с увеличением энергии показывают, что даже в интервале энергий 300—2000 Гэв ожидается рост  $f(0)$  на уровне около 40%. Поэтому для описания экспериментальных данных также часто используют зависимость типа

$$\langle n \rangle = a + b \ln s + cs^{-1/2}, \tag{72}$$

в которой учтены «нарушения» масштабной инвариантности за счет обмена полюсами Редже с  $\alpha(0) = 1/2$ .

Экспериментальные данные по  $n_{\pm}$  для  $pp$ -взаимодействий удовлетворительно описываются (71) при  $E_p \gtrsim 50$  Гэв с  $a = -2,9 \pm 0,3$  и  $b_{\pm} = 1,79 \pm 0,05$ , причем значение  $b_{\pm}$  совпадает в пределах погрешностей с величиной  $f(0)/\sigma_{in}$ , полученной в экспериментах по изучению одночастичных инклюзивных спектров. Таким образом, анализ опытных данных по  $\langle n \rangle$  показывает, что  $f(0)/\sigma_{in}$  не зависит от энергии первичных частиц\*.

Таблица 7

Средние множественности вторичных частиц ( $pp$ -взаимодействия)

$s, \text{ Гэв}^2$	$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle n_{K^+} \rangle$	$\langle n_{K^-} \rangle$	$\langle n_p \rangle$	$\langle n_{\bar{p}} \rangle$	$\langle n_{\pm} \rangle$
543	3,71	3,27	0,337	0,209	1,63	0,085	9,24
936	4,07	3,65	0,367	0,244	1,63	0,108	10,07
1990	4,45	4,09	0,411	0,286	1,62	0,132	10,99
2810	4,68	4,29	0,430	0,306	1,62	0,144	11,47

Значение коэффициента  $b$  при описании данных по (72) не отличается существенно от приведенного выше. Например, для  $pp$ -взаимодействий при  $s = 543\text{—}2810$  Гэв<sup>2</sup> были получены следующие значения коэффициентов:  $a = -4,32 \pm 0,22$ ,  $b = 1,96 \pm \pm 0,04$  и  $c = 7,65 \pm 0,41$  [38]. Средние множественности  $\pi^{\pm-}$ ,  $K^{\pm-}$  и  $p$  ( $\bar{p}$ )-мезонов для интервала энергий встречных пучков приведены в табл. 7. Погрешности в определении  $\bar{n}_i$  составляют

\* Экспериментальные значения  $\bar{n}_{\pm}$ , полученные в Батавии с малой погрешностью  $\pm 1,5\%$ , при  $E_p = 100, 200, 300$  и  $400$  Гэв также хорошо аппроксимируются (71) [58].

$\pm 10\%$  для  $\pi^\pm$ -мезонов и  $\pm 15\%$  для других частиц. Зависимость  $n_i$  от энергии также удовлетворительно описывается выражением (72).

Экспериментальные данные по  $\bar{n}_\pm$  для  $\pi^- - p$ -взаимодействий получены в интервале энергий 7 — 205 Гэв. Они хорошо аппроксимируются зависимостью (71) с  $a = -0,83 \pm 0,09$  и  $b = 1,47 \pm \pm 0,03$ . С другой стороны, экспоненциальная зависимость типа  $\langle n_\pm \rangle = a_1 s^{b_1}$ , которая следует из моделей статистического типа,

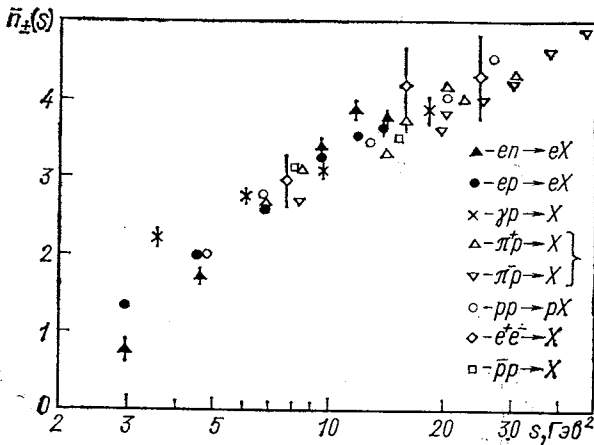


Рис. 21. Средняя множественность заряженных частиц в зависимости от полной энергии для различных инклюзивных процессов

не описывает имеющиеся данные в интервале энергий 7—205 Гэв. Этот результат можно рассматривать как подтверждение «раннего» скейлинга в  $pN$ -взаимодействиях [32, 59]. Данные по  $\bar{n}_\pm$  для восьми различных инклюзивных процессов, включая и лептонные взаимодействия, приведены на рис. 21. Отсюда видно, что значения  $\bar{n}_\pm$  слабо зависят от вида первичных частиц.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные по средней множественности заряженных частиц не противоречат существованию скейлинга в центральной области и для  $\pi^- p$ -взаимодействий при  $E \geq 40$  Гэв. Медленный логарифмический рост  $\bar{n}_\pm$  с увеличением  $s$  показывает, что мультипериферические процессы доминируют при этих энергиях.

**Топологические сечения  $\sigma_n$ .** Распределения по множественности всех вторичных частиц, образованных в адрон-адронных взаимодействиях, являются исходным пунктом построения динамических моделей множественного рождения частиц. Однако из-за

методических трудностей регистрации нейтральных частиц в водородных пузырьковых камерах имеются многочисленные экспериментальные данные только по заряженным частицам  $\sigma_{n_{\pm}}$ . В трех работах, выполненных с помощью пузырьковых камер с тяжелым наполнением, в которых регистрировались  $\gamma$ -кванты, получены данные по  $\sigma_n$  для  $\pi^+p$ - и  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $E = 10,5$  и  $40$  Гэв [62, 63].

Формула для распределения вторичных частиц по множественности была получена Куба и др. [64] в предположении существования масштабной инвариантности для всех инклюзивных процессов:

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in} = \psi(n / \langle n \rangle). \quad (73)$$

Экспериментальные данные по  $\sigma_{n_{\pm}}$  для  $\bar{\pi}p^-$ ,  $\bar{p}p^-$  и  $pp$ -взаимодействий действительно описываются (73) при  $E_{\pi} \geq 40$  Гэв;  $E_p^- \geq 7$  Гэв и  $E_p \geq 50$  Гэв для вторичных  $\pi$ -мезонов,  $K^0$ - и  $\Lambda^0$ -частиц, и вид функции  $\psi$  не зависит от вида первичных частиц для  $n_{\pm}$  [65] \*. Небольшая модификация (73) — замена  $z$  на  $z' = (n - \alpha) / (\langle n \rangle - \alpha)$ , где  $\alpha$  зависит от вида первичных частиц, — позволяет описать все данные по  $pp$ -взаимодействиям от 5,5 до 400 Гэв/с ( $\alpha_{pp} = 0,9$ ). Таким образом, скейлинг по множественности (73) подтверждается экспериментальными данными в интервале энергий 5—400 Гэв. Однако масштабная инвариантность не имеет места в этой области энергий даже для одночастичных процессов [64]. В связи с этим скейлинг по множественности рассматривается как эмпирическая закономерность, которая может нарушаться при более высоких энергиях [67].

В заключение приведем данные зависимости  $\sigma_{n_{\pm}}$  от энергии для  $pp$ -взаимодействий при  $E_p \leq 400$  Гэв (рис. 22). Сечения образования двух-, четырех- и шестилучевых событий падают с увеличением  $s$ ; сечения образования  $n_{\pm} \geq 10$  все еще увеличиваются при  $E_p \rightarrow 400$  Гэв.

Аналогичное поведение имеют топологические сечения  $\sigma_{n_{\pm}}$  для  $\pi^-p$ -взаимодействий ( $E_{\pi} \leq 200$  Гэв) и  $\pi p$ -соударений ( $E_{\pi^+} \leq 100$  Гэв) [41]. Более того, отношения нормированных сечений

$$R = \frac{\sigma_{n_{\pm}}(pp)}{\sigma_{\text{tot}}(pp)} \bigg/ \frac{\sigma_{n_{\pm}}(\pi^-p)}{\sigma_{\text{tot}}(\pi^-p)}$$

в пределах погрешностей  $\pm 10\%$  равны единице при одной и той же свободной энергии в с. ц. и.  $E^* = \sqrt{s} - (m_a + m_b)$  [41].

\* Аналитический вид функции  $\psi$  был получен в работе [66]:

$$\varphi(z) = \pi z \exp(-\pi z^2/4),$$

где  $z = n / \langle n \rangle$ .

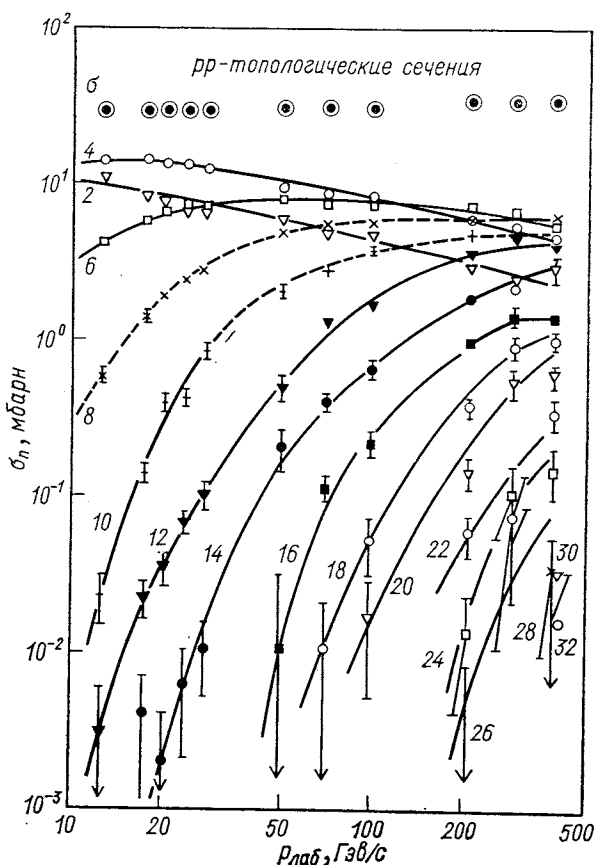


Рис. 22. Зависимость топологических сечений  $pp$ -взаимодействий от импульса падающей частицы

**Корреляции по множественности.** Корреляции по множественности вторичных частиц обычно анализируются с помощью корреляционных параметров:

$$\left. \begin{aligned} C_2(s) &\equiv \rho_2(s) = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2; \\ C_2(s) &\equiv \rho_2(s) = \langle n_1 n_2 \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \end{aligned} \right\} \quad (74)$$

Первое выражение справедливо для тождественных частиц, а второе для разных. Зависимость  $\rho_2^-$  от  $p_{\text{лаб}}$  для  $\pi^\pm p^-$ ,  $K^\pm p^-$ ,  $pp^-$  и  $pp^-$ -взаимодействий приведена на рис. 23. Отрицательные значения  $\rho_2^-$  при  $p_{\text{лаб}} \leq 50$  Гэв/с обусловлены законами сохранения энергии и импульса. Пуассоновское распределение вторичных

частиц по множественности для  $pp$  ( $\pi^-p$ )-взаимодействий наблюдается при  $E \approx 50 \text{ Гэв}/c$  (около  $200 \text{ Гэв}/c$ ); при больших энергиях распределение «шире» пуассоновского ( $\rho_2^- > 0$ ). Простейшие мультипериферические и дифракционные модели предсказывают следующие зависимости  $\rho_2$  от  $s$  [10]:  $\rho_2 \sim \ln s$ ;  $\rho_2 \sim s^{1/2}$ . Как видно из рис. 23, зависимость  $\rho_2^-$  от  $s$  более сильная, чем  $\ln s$ . Однако энергетический интервал определения  $\rho_2(s)$  еще мал, чтобы делать определенные выводы.

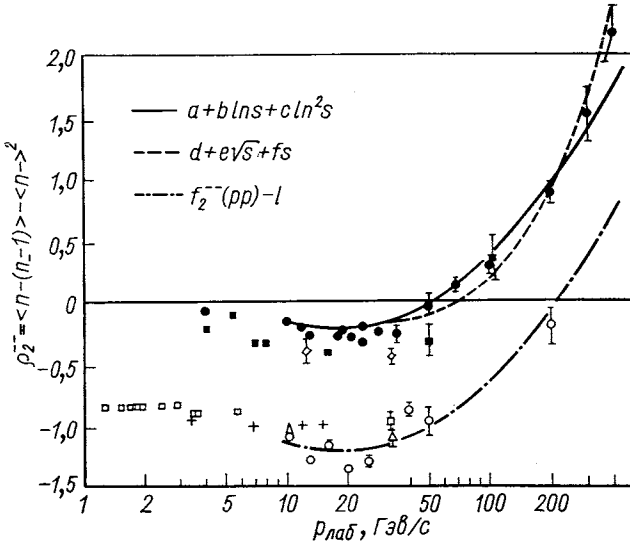


Рис. 23. Зависимость корреляционного коэффициента  $\rho_2^-$  от  $p_{\text{лаб}}$ :  
 ● —  $pp^-$ , ○ —  $\pi^-p^-$ ; Δ —  $K^-p^-$ ; □ —  $\bar{p}p^-$ ; ■ —  $\pi^+p^-$  и ◇ —  $K^+p^-$ -взаимодействия

Изучение совместного рождения заряженных и нейтральных пионов позволило обнаружить линейную корреляцию между средним числом  $\pi^0$ -мезонов и числом отрицательных вторичных частиц [32]:

$$\langle n_0 \rangle = \alpha n_- + \beta.$$

Значения  $\alpha$  увеличиваются от  $-0,16 \pm 0,05$  до  $0,89 \pm 0,06$  при изменении импульса первичных частиц от 10 до  $300 \text{ Гэв}/c$ , а значения  $\beta$  уменьшаются от 2 до  $1,2 \pm 0,2$  в этом же интервале импульсов [61, 58]. При больших значениях  $n_- \gg 2 \langle n_- \rangle$  зависимость (74) нарушается из-за закона сохранения энергии. Интересно отметить, что корреляция (74) практически не зависит

от природы первичных частиц для  $\pi^\pm p^-$ ,  $\bar{p}p^-$  и  $pp^-$ -взаимодействий. Теоретическая интерпретация этих явлений связывается или с образованием кластеров типа  $\sigma$ -,  $\rho$ -,  $\omega$ -частиц, или со статистическим распадом всей системы вторичных частиц, образующихся во взаимодействии [68—70]. Аналогичные корреляции обнаружены при изучении совместного образования  $K_s^0$ -частиц и  $\pi^-$ -мезонов при  $E_p = 300 \text{ Гэв}$  ( $\alpha_{K_s^0} = 0,057 \pm 0,004$ ) [58]. Чтобы выяснить природу этих корреляций, необходимо провести исследования спектров эффективных масс ( $\pi\pi$ )- и ( $K\pi$ )-систем, особенно в центральной области [68, 70].

Основной характерной чертой многочисленных данных по множественности вторичных частиц, образованных в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях, является отсутствие существенной зависимости от природы первичных частиц. Поведение  $\bar{n}(s)$ ,  $\sigma_n(s)$  и  $\rho_2(s)$  практически одинаково для всех адрон-адронных взаимодействий. Обнаружение корреляций по множественности свидетельствует о существовании корреляций между вторичными частицами по импульсам и углам, которые будут более подробно обсуждаться ниже. Существующие модели множественного рождения качественно описывают зависимости  $\bar{n}$ ,  $\sigma_n$  и  $\rho_2$  от энергии.

## 7. КОРРЕЛЯЦИИ

**Двухчастичные корреляции по продольной быстрой.** Обычно двухчастичные корреляции анализируются с помощью корреляционных функций:

$$C(y_1, y_2) = \rho_2(y_1, y_2) - \rho(y_1)\rho(y_2), \quad (75)$$

где

$$\rho_2(y_1, y_2) = f_2(y_1, y_2)/\sigma_{in}; \quad \rho(y) = f(y)/\sigma_{in}.$$

Если частицы рождаются независимо друг от друга и влиянием законов сохранения энергии-импульса можно пренебречь, то  $C(y_1, y_2) \approx 0$ . Очень часто также используется корреляционная функция

$$R(y_1, y_2) = C(y_1, y_2)/\rho(y_1)\rho(y_2) = \rho(y_1, y_2)/\rho(y_1)\rho(y_2) - 1, \quad (76)$$

которая менее чувствительна к погрешностям в определении  $\sigma_{in}$ , чем [75]. Это особенно важно для анализа данных, полученных на встречных пучках в ЦЕРНе, где число взаимодействий определяется с большими погрешностями, чем на обычных ускорителях.

В настоящее время имеются данные по  $C$ - и  $R$ -функциям для вторичных пионов, образованных в  $pp^-$ -взаимодействиях при  $E_p = 28\text{--}2000 \text{ Гэв}$  и в  $\pi^\mp p^-$ -соударениях при  $E_\pi = 10\text{--}200 \text{ Гэв}$  [71—77]. Наиболее детальный анализ корреляций проведен для



$\pi^-p$ -взаимодействий при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  [72—74]. Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами по фазовому объему и по мультипериферической модели [78]. В расчетах по фазовому объему учитывались экспериментальные распределения по множественности вторичных частиц (заряженных и нейтральных) и законы сохранения энергии-импульса. Физическое содержание ММ состоит в следующем [78]:

- а) обмен между блоками происходит только  $\pi$ -мезонами;
- б) в узлах мультипериферической цепочки рождаются резонансы, происходит обмен полюсом Померанчука и образуются кластеры;
- в) распад кластеров описывается статистической теорией Померанчука;
- г) модель содержит всего четыре основных параметра, которые определяются из данных о полных сечениях  $\pi N$ - и  $NN$ -взаимодействий.

Значения  $R_{cc}(y_1, y_2)$  для заряженных вторичных пионов, образованных в  $\pi^-p$ -взаимодействиих при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$ , в интервалах по  $|\Delta y_1| \leq 0,8$  и  $|\Delta y_2| \leq 2,4$  [72] приведены на рис. 24.

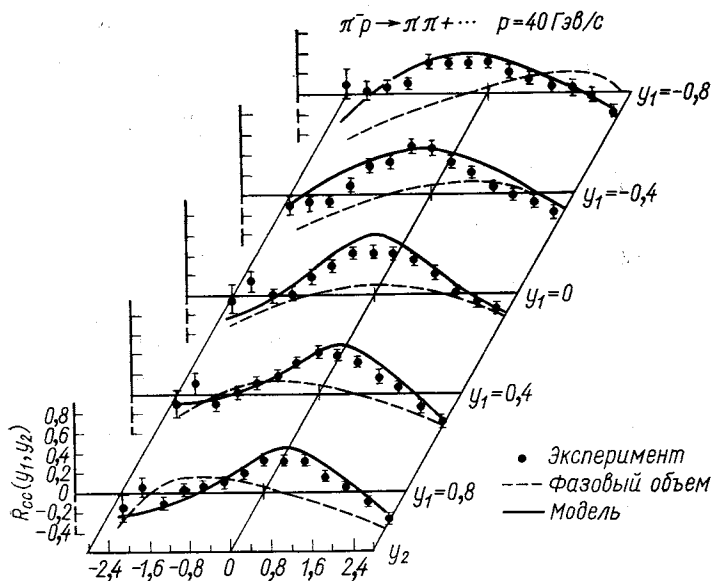


Рис. 24. Зависимость  $R_{cc}(y_1, y_2)$  от  $y_2$

Пунктиром даны результаты вычислений по фазовому объему, они не согласуются с экспериментальными данными, особенно в центральной области. В то же время модель (сплошные кривые)

в пределах  $\pm 10\%$  описывает эксперимент. Аналогичная ситуация имеет место и для  $R_{+-}$ ,  $R_{--}$ ,  $R_{++}$  и  $C_{ik}$ -функций [72]. Данные о поведении  $R$ - и  $C$ -функций в инклюзивных процессах были получены и в других экспериментах для  $\pi^\pm p$ - и  $pp$ -взаимодействий в интервале энергий 40—200 Гэв и на встречных пучках в ЦЕРНе [73—77]. Анализ этих данных показывает, что имеются следующие общие характерные черты  $R(y_1, y_2)$ - и  $C(y_1, y_2)$ -функций:

1) формы кривых  $R_{ik}(y_1, y_2)$  и  $C_{ik}(y_1, y_2)$  для разного вида вторичных пионов подобны друг другу и практически не зависят от энергии. В центральной области  $C$ - и  $R$ -функции хорошо аппроксимируются или  $\exp(-\Delta y^2/L^2)$ , или  $\exp(-\Delta y/L)$  с  $L \approx 2$  (корреляционная длина). Имеются также корреляции между частицами с  $\Delta y \gtrsim 2$  (дальние корреляции);

2) значения  $R$  ( $C$ )-функций быстро меняются с увеличением  $\Delta y = y_1 - y_2$  и слабо с изменением  $Y = y_1 + y_2$ ;

3) значения  $R_{+-}(0, 0) \approx 2R_{--}(0, 0)$  и  $R_{cc}(0, 0) \approx R_{c\gamma}(0, 0)$ ;

4) в интервале энергий 40—200 Гэв значения  $R(0, 0)$  практически постоянны и не зависят от вида падающих частиц ( $\pi^\pm, p$ ):

$$\bar{R}_{cc}(0, 0) = 0,59 \pm 0,04; \quad \bar{R}_{+-}(0, 0) = 0,74 \pm 0,05;$$

$$\bar{R}_{--}(0, 0) = 0,35 \pm 0,03; \quad R_{++}(0, 0) = 0,23 \pm 0,05^*;$$

5) значения  $C(0, 0)$ -функций меняются в интервале энергий 40—200 Гэв. Например,  $C_{+-}(0, 0) = 0,32 \pm 0,04$  при  $E_\pi = 40$  Гэв и  $0,47 \pm 0,04$  при  $E_p = 200$  Гэв [ $C_{ik}(200 \text{ Гэв}) \approx 1,5C_{ik}(40 \text{ Гэв})$ ].

Аналогичные черты корреляционных явлений наблюдались и в корреляциях  $\bar{p}$ -,  $p$ - и  $K^-$ -мезонов с заряженными частицами при  $E_p = 1500$  Гэв [37, 77].

Общие черты корреляционных явлений 1)–5) в инклюзивных процессах не противоречат существованию ближних корреляций ( $L \approx 2$ ). Большую величину  $R_{+-}(0, 0)$  по сравнению с  $R_{--}(0, 0)$  можно объяснить рождением  $\rho^0$ -мезонов в центральной области. Действительно, доля  $\rho^0$ -мезонов составляет  $0,28 \pm 0,07$  по отношению ко всем  $\pi^+$ -мезонам и  $0,26 \pm 0,06$  — ко всем  $\pi^-$ -мезонам при  $E_\pi = 205$  Гэв [79]. Слабая зависимость  $R(0, 0)$  от энергии и вида первичных частиц также находит объяснение в рамках модели Мюллера — Редже (см. разд. 2). Мультипериферическая модель удовлетворительно описывает всю совокупность данных по  $R_{ik}$ - и  $C_{ik}$ -функциям при  $p = 40$  Гэв/с [72, 78]. Кластерные модели также воспроизводят основные черты корреляционных явлений [71, 74]. Однако изучение полуинклюзивных корреля-

\* Среднее значение  $\bar{R}_{cc}(0, 0)$  приведено по интервалу энергий 40—1500 Гэв.

лящий  $R_n$  и  $C_n$  показало, что ситуация является более сложной.

Корреляционные функции для полуинклюзивных процессов определяются аналогично (75) и (76)\*:

$$C_n(y_1, y_2) = \rho_n(y_1, y_2) - \rho_n(y_1) \rho_n(y_2) \tag{77}$$

и

$$R_n(y_1, y_2) = C_n(y_1, y_2) / [\rho_n(y_1) \rho_n(y_2)], \tag{78}$$

где

$$\rho_n(y) = (1/\sigma_n) d\sigma_n/dy;$$

$n$  — фиксированное число вторичных заряженных частиц\*. Связь между  $C$  и  $C_n$  функциями имеет вид

$$C(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n C_n(y_1, y_2) + g(y_1, y_2) \tag{79}$$

и

$$g(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n [\rho_n(y_1) - \rho(y_1)] [\rho_n(y_2) - \rho(y_2)], \tag{80}$$

где

$$\alpha_n = \sigma_n / \sigma_{in}$$

и  $\sigma_n$  — топологические сечения.

Из (79) видно, что отсутствие динамических корреляций в полуинклюзивных процессах ( $C_n = 0$ ) не означает, что  $C(y_1, y_2) = 0$ . Корреляцию в инклюзивных процессах можно связать с отличием  $\rho_n(y)$  от  $\rho(y)$ . Поэтому анализ корреляций в полуинклюзивных процессах необходим для понимания природы корреляций в инклюзивных реакциях.

На рис. 25 приведены значения  $C_{ik}^{(n)}(0, 0)$  и  $R_{ik}^{(n)}(0, 0)$  в зависимости от  $n$  для  $p$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с и  $pp$ -взаимодействий при  $E_p = 200$  Гэв и 2000 Гэв\*\*. Расчеты по фазовому объему (пунктирные кривые) и по ММ (сплошные кривые) выполнены для  $p_\pi = 40$  Гэв/с. Отсюда можно сделать следующие выводы:

\*  $\int C_n dy_1 dy_2 = -n$  для тождественных частиц и 0 — для разных пионов.

\*\* Данные по  $R_{cc}^{(n)}(0, 0)$ , полученные на встречных пучках ЦЕРНа при  $\sqrt{s} = 62,8$  Гэв, отличаются от данных при  $E = 40$  и 200 Гэв, что, вероятно, обусловлено методическими особенностями эксперимента на встречных пучках [71]. Здесь значения  $R_{cc}^{(n)}$  определялись для  $n_1 = 4,5$ ;  $n_2 = 8,9$ ;  $n_3 = 14,15$  и  $n_4 = 28-33$  и в переменных  $\eta$ . Объединение данных при  $E_p = 200$  Гэв по группам  $n_i$  и использование переменной  $\eta$  дает согласие с результатами, полученными на встречных пучках.

1) поведение  $C_{ih}^{(n)}(0, 0)$  и  $R_{ih}^{(n)}(0, 0)$  не зависит от энергии и вида первичных частиц ( $\pi, p$ ), за исключением  $R_{cc}^{(n)}(0, 0)$ ;

2) зависимость  $R_{ih}^{(n)}(0, 0)$  от  $n$  при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  хорошо описывается как фазовым объемом, так и мультипериферической моделью. Значения  $R^{(n)}(0, 0) \sim -1/n$  для  $(++)$ -,  $(--)$ - и  $(cc)$ -ком-

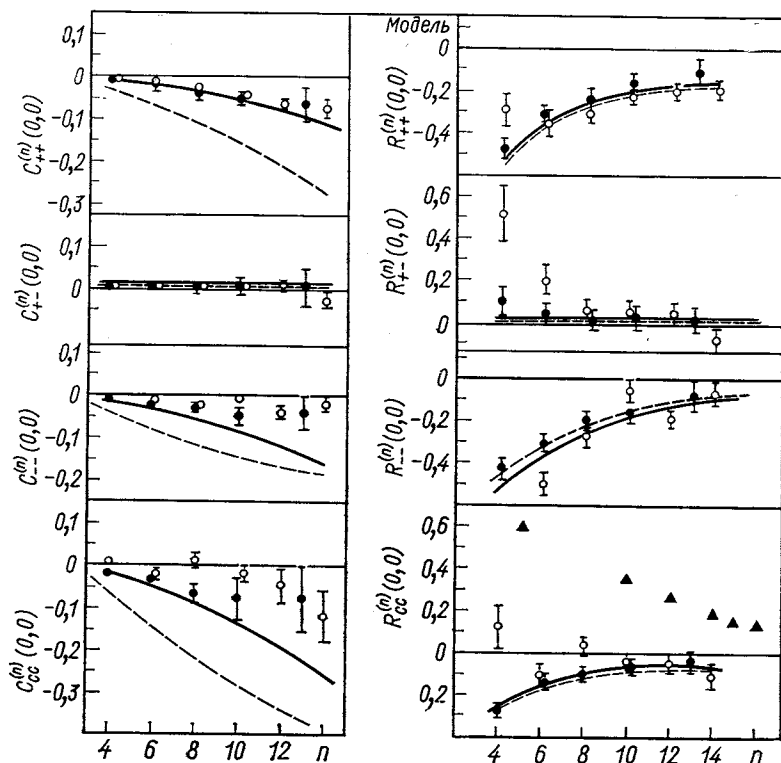


Рис. 25. Зависимость  $R^{(n)}(0, 0)$ - и  $C^{(n)}(0, 0)$ -функций от числа заряженных вторичных частиц в  $p\pi$ -взаимодействиях при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  ( $\bullet$ ) и  $pp$ -взаимодействиях при  $E_p = 200 \text{ Гэв}$  ( $\circ$ ) и  $\sqrt{s} = 62,8 \text{ Гэв}$  ( $\blacktriangle$ )

бинаций зарядов вторичных пионов,  $R_{+-}^{(n)}(0, 0) \approx 0$ . В то же время  $C_{ih}^{(n)}(0, 0)$ -функции не согласуются с расчетами по фазовому объему,  $C_{++}^{(n)}(0, 0)$ -функции хорошо описываются ММ и для  $C_{cc}^{(n)}(0, 0)$ -функций согласие хуже.

Из этих данных можно судить о природе инклюзивных корреляций при  $y_1 \approx y_2 \approx 0$ . Так как  $C_{+-}^{(n)}(0, 0) \approx 0$  и  $R_{+-}^{(n)}(0, 0) \approx 0$ , то большие значения  $C_{+-}(0, 0)$  и  $R_{+-}(0, 0)$  обусловлены разли-

чем одночастичных инклюзивных и полуинклюзивных спектров. Отличие  $C_{\pm\pm}^{(n)}(0, 0)$  от расчетов по фазовому объему показывает, что в этом случае имеются динамические двухчастичные корреляции, которые дают вклад в  $C_{\pm\pm}(0, 0)$ . Хорошее согласие  $R_{ik}^n(0, 0)$ -функций с расчетами по фазовому объему и ММ показывает, что они нечувствительны к одинаковым изменениям  $\rho_n(y_1, y_2)$  и  $\rho_n(y_1)\rho_n(y_2)$ , которое и наблюдается в эксперименте [72]. В пове-

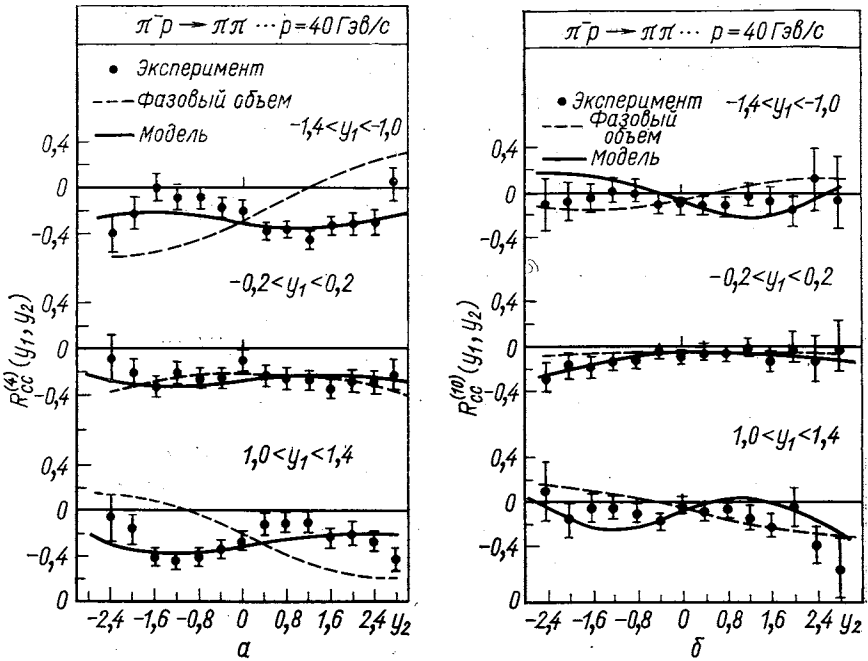


Рис. 26. Зависимость  $R_{cc}(y_1, y_2)$  от быстроты:  
 а —  $n_{\pm} = 4$ ; и б —  $n_{\pm} = 10$

дении  $C_{cc}(0, 0)$ - и  $R_{cc}(0, 0)$ -функций отражаются особенности поведения  $C_{ik}$ - и  $R_{ik}$ -функций для различных зарядовых комбинаций вторичных пионов.

Таким образом, природа двухчастичных инклюзивных корреляций в центральной области в основном определяется одночастичными спектрами полуинклюзивных процессов\*. В связи

\* Исключением являются  $pp$ -взаимодействия с  $n = 4$ . В этом случае  $R_{\pm\pm}^{(4)}(0, 0) \sim \sqrt{s}$  и при  $E_p = 200 \text{ ГэВ}$  составляет около  $0,5 \pm 0,1$ , причем существенный вклад в  $R_{\pm\pm}^{(4)}(0, 0)$  дают дифракционные события.

с этим в настоящее время неясно, насколько правильны приведенные выше интерпретации инклюзивных корреляций.

Поведение  $R_{ik}^{(n)}$ - и  $C_{ik}^{(n)}$ -функций вне центральной области указывает на существование ближних и дальних корреляций,

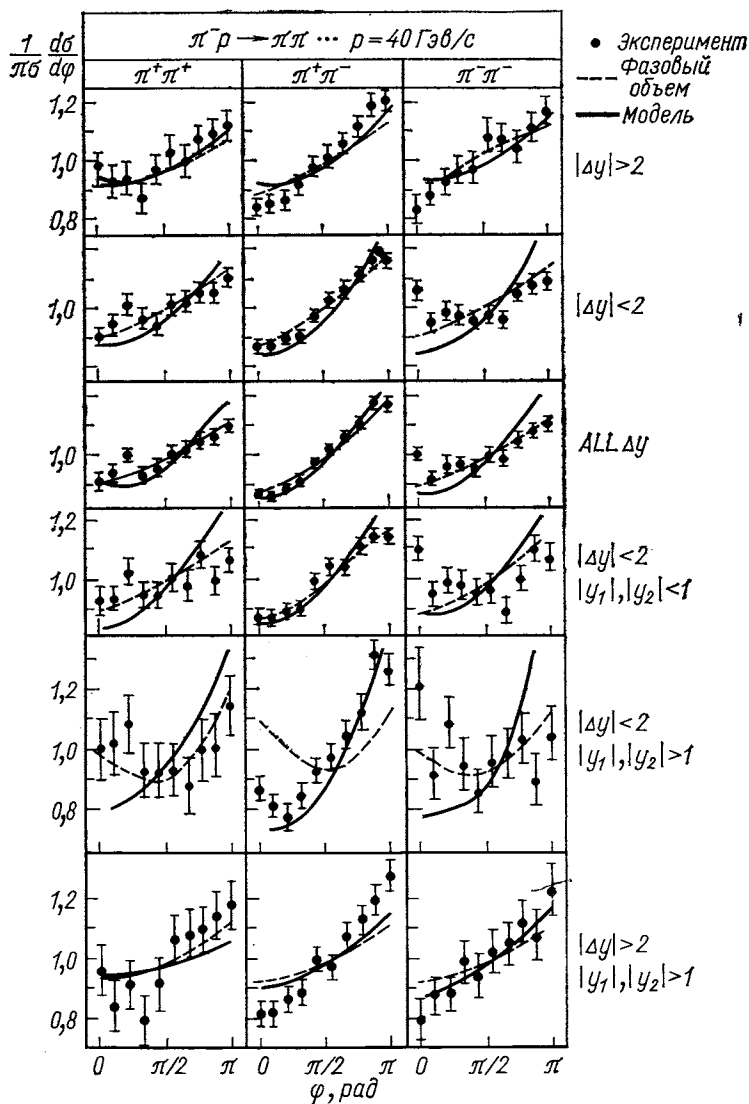


Рис. 27. Распределения  $\pi\pi$ -пар по азимутальному углу  $\varphi$  между ними с ограничениями по  $\Delta y$ , указанными на рисунке ( $p = 40 \text{ ГэВ/с}$ )

которые уменьшаются с ростом  $n$ . Для примера на рис. 26 приведены значения  $R_{cc}^{(n)}(y_1, y_2)$  для  $n = 4$  и  $10$  в разных областях по  $y_1$ . Мультипериферическая модель удовлетворительно описывает экспериментальные результаты, фазовый объем согласуется с данными только при  $y \approx 0$ . Аналогичная ситуация имеет место и для других значений  $n$  [72].

**Азимутальные корреляции.** Анализ корреляций вторичных частиц проводится также и в плоскости перпендикулярной импуль-

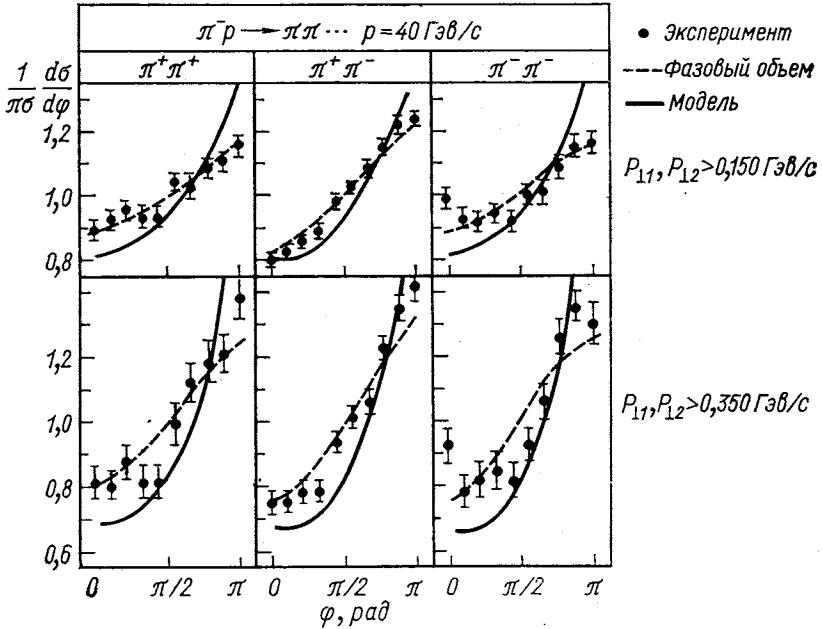


Рис. 28. Распределения  $\pi\pi$ -пар по азимутальному углу  $\varphi$  между ними для  $p_{\perp} > 0,150$  и  $p_{\perp} > 0,350$  Гэв/с

сам первичных частиц. Обычно рассматриваются распределения пар частиц по азимутальному углу  $\varphi$  между ними:

$$\cos \varphi = (\mathbf{p}_{\perp 1} \mathbf{p}_{\perp 2}) / (|\mathbf{p}_{\perp 1}| |\mathbf{p}_{\perp 2}|) \tag{81}$$

для разных областей по  $y$ ,  $\Delta y$  и  $p_{\perp}$ .

Сравнение экспериментальных данных по  $\varphi$  с вычислениями по фазовому объему и ММ проведено в работе [72] для  $\pi$ - $p$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с (рис. 27 и 28). В основном результаты описываются этими моделями, за исключением области малых углов  $\varphi$ , особенно для  $\pi\pi$ -пар\*. В связи с этим спе-

циально анализировалось поведение  $dN_{\text{пар}}/d\varphi$  для тождественных и разных пионов при  $n = 4, 6, 8$  и для всех множественностей (рис. 29). Оказалось, что при  $\Delta y \leq 0,4$  в области малых углов ( $\varphi \leq 20^\circ$ )  $N(\pi^\pm\pi^\pm) \approx 1,5N(\pi^+\pi^-)$  при любом  $n$ . Оба распределения не отличаются друг от друга при  $\Delta y \geq 0,4$  и  $\varphi \geq 90^\circ$ .

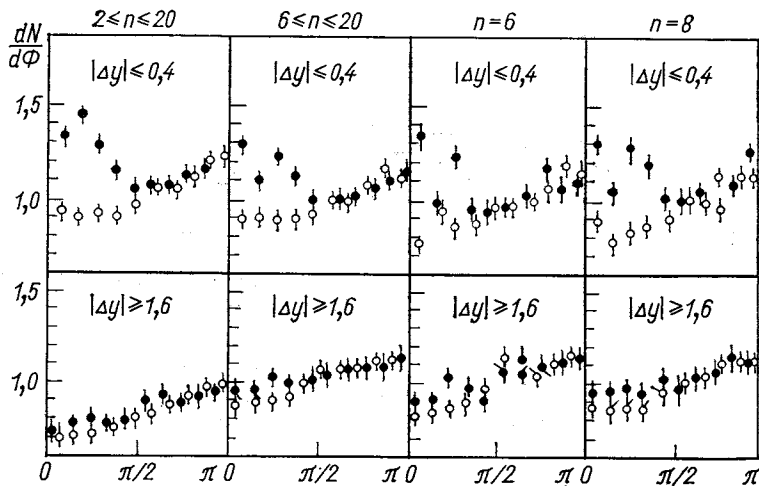


Рис. 29. Распределения  $(\pi^\pm\pi^\pm)$ -пар (●) и  $(\pi^+\pi^-)$ -пар (○) по  $\varphi$ . Распределения нормированы на одно и то же число комбинаций ( $\pi\pi$ -пар) в интервале  $\Delta\varphi = 90 \div 180^\circ$

С увеличением  $\Delta y$  эффект также уменьшается и практически отсутствует для  $\Delta y \geq 1,6$  при любом значении  $n$ . Аналогичные результаты были получены для  $pp$ -взаимодействий при  $E_p = 100$  и  $200$  Гэв [71, 77]. Интерпретация наблюдаемого явления обычно связывается с эффектом тождественности частиц [71, 80, 81]. Действительно, при  $\varphi \rightarrow 0$  и  $\Delta y \rightarrow 0$  импульсы вторичных частиц близки  $\mathbf{p}_1 \approx \mathbf{p}_2$ . Поэтому вероятность образования тождественных пионов в этом случае больше, чем при больших  $\Delta\varphi$  и  $\Delta y$  [81]. Для  $(\pi^+\pi^-)$ -пар такой эффект в принципе может отсутствовать. Расчеты, выполненные по модели независимых кластеров с учетом бозе-статистики пионов, согласуются с экспериментом [74].

Таким образом, изучение азимутальных корреляций пионов показало, что имеются ближние корреляции, природа которых связана с тождественностью частиц.

\* Здесь следует отметить, что в  $(\pi^+\pi^+)$ -комбинациях имеется примесь неидентифицированных протонов (около 15%) [72]. Поэтому  $(\pi^-\pi^-)$ -комбинации более правильно отражают истинные распределения тождественных пионов (примесь  $K^-$ -мезонов  $\lesssim 5\%$ ).



Исследование двухчастичных корреляций во множественном рождении частиц при высоких энергиях только началось. Первые результаты показали, что имеются ближние и дальние корреляции частиц в инклюзивных процессах. Однако их происхождение связано в основном с одночастичными характеристиками полuinклюзивных процессов. При анализе азимутальных корреляций обнаружены ближние корреляции, обусловленные тождественностью частиц. Теоретическая интерпретация этих данных в рамках мультипериферической модели с учетом кластеров дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Несомненно, что дальнейшие исследования двухчастичных и многочастичных корреляций позволят нам больше узнать о динамике сильных взаимодействий.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в обзоре результаты по физике множественного рождения частиц при высоких энергиях получены на ускорителях в последние пять лет. Их теоретическая интерпретация связана с такими принципиальными вопросами, как симметрия сильных взаимодействий (масштабная инвариантность), существование партонов и кластеров. Чтобы построить теорию сильных взаимодействий, необходимо знание динамики этих процессов.

В настоящее время показано, что асимптотический режим в поведении инклюзивных сечений имеет место только в области фрагментации для экзотических реакций. В центральной области, вероятно, сечения продолжают расти вплоть до энергий 2000 Гэв. Однако систематическое исследование масштабной инвариантности еще не проведено. Поэтому, необходимо дальнейшее изучение инклюзивных процессов с образованием обычных и странных частиц, а также резонансов в интервале энергий 10—2000 Гэв.

Изучение процессов с образованием частиц с большими поперечными импульсами дало первые прямые указания на возможное существование новых частиц — партонов, из которых состоят адроны. Качественная картина этих результатов очень похожа на картину результатов знаменитых экспериментов Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц на атомах, которые привели к открытию атомного ядра. В связи с этим представляют исключительный интерес дальнейшее развитие этих экспериментов и получение новых данных, особенно по корреляциям вторичных частиц с большими поперечными импульсами.

Исследование динамики множественных процессов в адрон-адронных столкновениях практически только началось. Анализ первых данных по корреляционным явлениям показал, что мультипериферическая модель с учетом кластеров удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Однако в настоящее время

остаётся неясной природа этих кластеров. Поэтому дальнейшее изучение многочастичных корреляций представляется необходимым.

Новая область явлений и новые возможности в изучении перечисленных выше вопросов открываются при исследовании множественного рождения частиц во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях. В работах [82—84] была высказана гипотеза о масштабной инвариантности для данных процессов. Первые экспериментальные данные указывают на справедливость этой гипотезы уже при энергиях в несколько  $G\text{эв}$  [82—84]. Изучение локальных свойств адронной материи при столкновении частиц и ядер с ядрами позволяет исследовать фундаментальные закономерности сильных взаимодействий [82—85]. Кроме того, ядра представляют собой мишень из нуклонов с расстоянием около  $10^{-13}$  см, что позволяет прямо изучать пространственно-временную структуру образования частиц на расстояниях примерно  $10^{-13}$  см и  $\Delta t \approx 10^{-23}$  сек, что невозможно в адрон-адронных столкновениях. Поэтому изучение взаимодействий адронов и ядер с ядрами при релятивистских энергиях представляет большой интерес с точки зрения физики сильных взаимодействий.

В настоящее время планируется создание новых ускорителей на энергии  $10^4$ — $10^5$   $G\text{эв}$ . Очевидно, что вопросы масштабной инвариантности, существования партонов и кластеров получат более четкие ответы при этих энергиях, чем при  $E \approx 10^3$   $G\text{эв}$ . Несомненно также, что станет известно много нового и неожиданного и в физике множественного рождения частиц при этих энергиях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М., Атомиздат, 1968.
2. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1974.
3. Feinberg E. L. «Phys. Reports C», 1972, v. 5, p. 237—350; Фейнберг Е. Л. «УФН», 1971, т. 104, с. 540.
4. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguyen Van Hieu. «Phys. Lett.», 1967, v. 25B, p. 611; Логунов А. А., Местверишвили М. А. Препринт ОИЯИ Д 1, 2-7411, 1973, с. 376.
5. Feynman R. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 23, p. 1415.
6. Benecke J. e.a. «Phys. Rev.», 1969, v. 188, p. 2459; «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1072.
7. Мурадян Р. М. Препринт ОИЯИ P2-6762, 1972.
8. Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н. ТМФ, 1972, т. 12, с. 3 и 305.
9. Левин Е. М., Рыскин М. Г. В кн.: Материалы восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1973. Ленингр. ин-т ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР, с. 5—161.
10. Morrison D. R. O. CERN/D. Ph. II/Phys., p. 73—46; 1974, Geneva. Ferbel T. COO-3065-91, UR-500, 1974, Rochester.

11. Whitmore J. «Phys. Reports», 1974, v. 10, p. 273.
12. Jacob M. CERN 74-15, 1974; Джэкив Р. «УФН», 1973, т. 109, с. 743.
13. Канчели О. В. «Письма в ЖЭТФ», 1969, т. 11, с. 397; Mueller A. H. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 2963.
14. Грибов В. Н. В кн.: Материалы восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1973. Ч. II. Ленингр. ин-т ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР.
15. Fermi E. «Prog. Theor. Phys.», 1950, v. 5, p. 570.
16. Померанчук И. Я. «Докл. АН СССР», 1951, т. 78, с. 889.
17. Ландау Л. Д. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1953, т. 17, с. 51; Розенталь И. Л. Препринт ОИЯИ Д1,2-7411, 1973, с. 291.
18. Hagedorn R. «Nucl. Phys. B», 1970, v. 24, p. 93.
19. Дремин И. М., Ройзен И. И., Чернявский Д. С. УФН, 1970, т. 101, с. 385.
20. Волков Е. И. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 437.
21. Волков Е. И., Канарек Т. И. Сообщение ОИЯИ 1-8035, 1974.
22. Померанчук И. Я. «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725.
23. Denisov S. P. e.a. «Phys. Lett.», 1971, v. 36B, p. 528.
24. Амосов В. А. и др. В кн.: Бинарные реакции. Дубна, ОИЯИ, 1973, с. 324; Тер-Мартirosян К. А. В кн.: Бинарные реакции. Дубна, ОИЯИ, 1973, с. 466.
25. Froissart M. «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 1053.
26. Carroll A. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 932; «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 928.
27. Amaldi U. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 43, p. 231; Amendolia S. R. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 119; Amaldi U. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 112.
28. Bartenev V. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1367.
29. Bushnin Yu. B. e.a. «Phys. Lett. B», 1969, v. 29, p. 48; Препринт ИФВЭ, СЭФ, 69-18, 1969.
30. Smith D. B. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1064.
31. Alper B. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 47, p. 75 and 275; Zalewski K. XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, I-93. London, Published by Rutherford Laboratory, 1974; Stroynowski R., Phys. 75—41, CERN, 1975.
32. Абдурахимов А. У. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 545; «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1235.
33. Shepard W. D. e.a. XVII Intern Conf. on High Energy Physics. London, Published by Rutherford Laboratory, 1974.
34. Schindler R. e.a. Reports UR-484, UMBC-74-3, 1974.
35. Chan H. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 672.
36. Beaupre J. V. e.a. «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 432.
37. Chen M. S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 1585.
38. Rossi A. M. e.a. Preprint CERN 26 July, 1974.
39. Banner M. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 41, p. 547.
40. Bertin A. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 493.
41. Albrow M. G. e.a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 279.
42. Büsser F. W. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 46, p. 471.
43. Banner M. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 537.
44. Alper B. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 521.
45. Cronin J. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1426.
46. Carey D. C. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 24.
47. Ellis S. D., Thun R. TH. 1874-CERN, Geneva, 1974; Ellis S. D. XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, V-23, London, Published by Rutherford Laboratory, 1974.
48. Ramanauskas A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1371.
49. Carruthers P., Duong-Van M. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 133.
50. Chaichian M. e.a. CERN, TH-1862, 1974.
51. Engels J. e.a. «Nuovo cimento», 1973, v. 17 A, p. 535.

52. Hagedorn R., Montvay I. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 59, p. 45; Ranft G., Ranft J. CERN, TH-1838, Geneva, 1974.
53. Matveev V., Muradiyn R., Tavkhelidze A. «Nuovo cimento Lett.», 1973, v. 7, p. 719; Препринт ОИЯИ E2-8048, 1974.
54. Левин Е. М., Рыский М. Г. Препринт ЛИЯФ № 97, Л., 1974.
55. Bassetto A. e.a. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 34, p. 1.
56. Wróblewski A. «Acta Phys. Polonica B», 1973, v. 4, p. 857.
57. Dao F. T., Lach J., Whitmore J. «Phys. Lett. B», 1971, v. 45, p. 573.
58. Malamud E. NALREP, 7, Batavia, 1974.
59. Гришин В. Г. Препринт ОИЯИ 1-7882, 1974; Препринт ОИЯИ Д1,2-7411, 1973, с. 78.
60. Neuhafer G. e.a. «Phys. Lett. B», 1971, v. 36, p. 438 and 1972, v. 38, p. 51.
61. Dao F. T. Fermilab-Conf-79/98-expr., Batiavia, 1974.
62. Binkley M. E. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 295.
63. Гердюков Л. Н. и др. Препринт ИФВЭ, СПК-7497, Серпухов, 1974; Ангелов Н., Гришин В. Г., Керачев П. Препринт ОИЯИ P1-8288, 1974.
64. Koba Z., Nielsen H., Olesen P. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 40, p. 317; Slattegyr P. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 29, p. 1624 and «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 2073.
65. Амаглобели Н. С. и др. Препринт ОИЯИ P1-8141, 1974.
66. Buras A., Koba Z. «Nuovo cimento Lett.», 1973, v. 6, p. 629.
67. Fiałkowski K., Miettinen H. I. «Phys. Lett. B», 1973, v. 43, p. 493.
68. Гришин В. Г. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1281; «Nuovo cimento Lett.», 1973, v. 5, p. 590.
69. Friedländer E. Inst. of Atomic Phys., POB-35, Bucharest, 1973.
70. Ангелов Н., Гришин В. Г., Керачев П. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 166.
71. Ranft J. Leipzig-Eisenach Simposium, 1974, p. 210.
72. Ангелов Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-8269, 1974.
73. Абдурахимов А. У. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1039; «Nucl. Phys. B», 1974, v. 74, p. 1.
74. Гришин В. Г. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 427; «Nucl. Phys. B», 1974, v. 78, p. 333; Сабэу М. и др. Препринт ОИЯИ P1-8385, 1974.
75. Derre J. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 359.
76. Dibon H. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 313; Amendolia S. R. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 359.
77. Singer K. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 481; Ko W. Proc. of the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, 1-76, 1974.
78. Волков Е. И., Канарек Т. И. Препринт ОИЯИ 1-8035, 1974; Волков Е. И. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 407; «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 149.
79. Winkelmann F. C. LBL-3045, Berkeley, 1974.
80. Goldhaber G. e.a. «Phys. Rev.», 1960, v. 120, p. 300.
81. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 1116; «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 600; Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ Д1, 2-7411, 1973, с. 483.
82. Балдин А. М. «Краткие сообщения по физике». Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР, 1971, т. 1, с. 35.
83. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ P1-5819, 1971; E1-8054, 1974; 1-8249, 1974; Д1,2-7411, 1973.
84. Баюков Ю. Д. и др. Препринт ОИЯИ Д1, 2-7411, 1973.
85. Jarlskod G. Proc. of the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, V-3, London, 1974.