

## МНОГОЧАСТИЧНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*В. Г. Гришин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре обсуждаются основные физические результаты, которые получены по множественным процессам в результате исследований, проведенных научными коллективами ОИЯИ и стран-участниц на Серпуховском ускорителе ИФВЭ в 1968—1978 гг. Кратко дается теоретическая интерпретация наблюдаемых закономерностей и приводятся экспериментальные данные по многочастичным реакциям на конец 1978 г.

The main results on multiple production processes, obtained in the research, carried out by scientific collectives of JINR and member-countries on the Serpukhov accelerator of IHEP in 1968—1978 are discussed. A brief theoretic interpretation of the observed effects is given. The experimental data on multiparticle reactions, available at the end of 1978 are reviewed.

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящем обзоре представлены основные физические результаты, которые получены по многочастичным реакциям при исследованиях, проведенных научными коллективами Объединенного института ядерных исследований и стран-участниц ОИЯИ на Серпуховском ускорителе Института физики высоких энергий в 1968—1978 гг. Кратко об этом было доложено на научном семинаре, посвященном десятилетию сотрудничества ОИЯИ (Дубна) и ИФВЭ (Серпухов), 30 января 1978 г. в Дубне.

В 1967 г. вступил в строй Серпуховской ускоритель ИФВЭ, который имел рекордные энергии ускоряемых протонов (76 Гэв). Примерно в то же время были сформулированы новые идеи в физике сильных взаимодействий, связанные с исследованием инклюзивных процессов при высоких энергиях [1—3]. В этих работах предсказывалось существование нового принципа инвариантности сильных взаимодействий — масштабной симметрии, которая наступает при энергиях первичных частиц, значительно больших, чем их массы [2, 3]. Был также разработан новый способ исследования процессов при высоких энергиях, заключающийся в измерении характеристик выделенной вторичной частицы (или группы частиц) с усреднением по всем остальным, который получил название инклюзивного [1]\*. Сочетание нового развития теории

\* Более подробные ссылки можно найти в обзорах [4—8].

и появления ускорителя с рекордными энергиями создало благоприятные условия для изучения многочастичных реакций на Серпуховском ускорителе.

Множественные процессы исследовались с помощью следующих методов.

**1. Метод ядерных эмульсий**, который позволил быстро получить первые экспериментальные данные в новом интервале энергий (30–76 Гэв).

**2. Метод пузырьковых камер.** Ученые ОИЯИ и стран-участниц ОИЯИ создали и использовали в исследованиях на Серпуховском ускорителе две большие пузырьковые камеры:

а) двухметровая пропановая пузырьковая камера, которая была экспонирована в пучке отрицательных пионов с импульсом  $(40,00 \pm 0,24)$  Гэв/с [9]. На этой камере в 1970–72 гг. было получено 300 тысяч стереоснимков, на которых зарегистрированы взаимодействия отрицательных пионов с  $p = 40$  Гэв/с с протонами и ядрами углерода (химическая формула пропана —  $C_3H_8$ );

б) двухметровая водородная пузырьковая камера «Людмила», которая облучалась сепарированным пучком антипротонов с импульсом  $(22,4 \pm 0,11)$  Гэв/с [10]. На этой камере к 1976 г. получено 380 тысяч фотографий.

**3. Электронный метод.** Магнитный искровой спектрометр (МИС ОИЯИ) использовался для получения данных о когерентных и множественных процессах при взаимодействии  $\pi^-$ - и  $K^-$ -мезонов с  $p = 40$  Гэв/с с атомными ядрами. В течение 1974–77 гг. на МИС ОИЯИ было получено 1,5 млн. стереофотографий, из них 330 тысяч с кремниевой мишенью, которая состоит из десяти полупроводниковых счетчиков и позволяет выделить взаимодействия без возбуждения ядра мишени [11].

Физики стран-участниц ОИЯИ также приняли участие в экспериментах, проводимых на Серпуховском ускорителе с помощью французской жидководородной камеры «Мирабель».

Таким образом, исследования проводились с помощью современных методов, в создании которых участвовали большие коллективы ученых, инженеров и рабочих Советского Союза и стран-участниц ОИЯИ.

Для быстрой обработки материалов, полученных с помощью ядерных эмульсий, пузырьковых камер и МИС ОИЯИ, были созданы международные коллаборации ученых. В этих исследованиях приняли участие сотрудники и институты стран-участниц ОИЯИ: ВНР, СРВ, ГДР, КНДР, МНР, ПНР, СРР, СССР, ЧССР, а также физики и институты Египта, Индии, Италии, Финляндии и Югославии. Всего в изучении многочастичных реакций с помощью установок ОИЯИ участвовало около 300 физиков и 400 инженеров, техников и лаборантов. Результаты этих исследований были доложены на международных и национальных конферен-

циях по физике высоких энергий и опубликованы в советских и зарубежных научных журналах в 1968—78 г.г. Всего по этой теме опубликовано около 250 научных работ. В связи с большим количеством материала по многочастичным процессам в настоящем обзоре будут приведены только основные физические результаты и те данные, которые имели успех потому, что они были первыми. В обзоре также будет дана информация о современном состоянии обсуждаемых вопросов физики множественного рождения (1978 г.) и кратко их теоретическая интерпретация.

### 1. ИНКЛЮЗИВНОЕ ОПИСАНИЕ МНОГЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ

Напомним основные формулы, которые используются для описания инклюзивных реакций. По определению одночастичным инклюзивным процессом называется процесс

$$a + b \rightarrow c + X, \quad (1)$$

где  $a$  и  $b$  — первичные частицы;  $c$  — вторичная частица, характеристики которой и исследуются, а по всем остальным частицам  $X$  проводится усреднение \*. В настоящее время уже имеются данные и по двухчастичным процессам

$$a + b \rightarrow c_1 + c_2 + X. \quad (2)$$

Для описания этих реакций вводятся инвариантные структурные функции

$$f(\mathbf{p}, s) = \omega d\sigma/d\mathbf{p}; \quad (3)$$

$$f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = \omega_1 \omega_2 d\sigma/d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2, \quad (4)$$

где  $s$  — квадрат полной энергии в системе центра масс;  $\omega$ ,  $\mathbf{p}$  — энергия и импульс частицы  $c$ . Двухчастичные инклюзивные реакции дополнительно характеризуются корреляционной функцией

$$C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = \rho_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) - \rho(\mathbf{p}_1, s) \rho(\mathbf{p}_2, s), \quad (5)$$

где  $\rho_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) = f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s)/\sigma_{\text{tot}}$ ,  $\rho(\mathbf{p}_1, s) = f(\mathbf{p}_1, s)/\sigma_{\text{tot}}$  — двумерная и одномерная плотности распределений \*\*. Интегрирование (3)—(5) по лоренц-инвариантному фазовому объему

\* Простейшим инклюзивным процессом является  $ab \rightarrow X$ , который определяет полные сечения взаимодействия частиц  $a$  и  $b$ .

\*\* Вместо нормировки на полное сечение, часто используется нормировка на полное неупругое сечение  $\sigma_{\text{In}}$ , тогда  $\langle n_i \rangle$  — средние множественности частиц в неупругих взаимодействиях.

$\omega^{-1}d^3p$  и  $\omega_1^{-1}\omega_2^{-1}d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2$  дает следующие соотношения:

$$\int \omega^{-1}f(\mathbf{p}, s) d^3\mathbf{p} = \langle n_c \rangle \sigma_{\text{tot}}; \quad (6)$$

$$\int f_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) \omega_1^{-1}\omega_2^{-1} d^3p_1 d^3p_2 = \langle n_1 n_2 - n_1 \delta_{12} \rangle \sigma_{\text{tot}}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} C_2 &= \int C_2(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s) \omega_1^{-1}\omega_2^{-1} d^3p_1 d^3p_2 = \\ &= \langle n_1 n_2 - n_1 \delta_{12} \rangle - \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\langle n_i \rangle$  и  $\langle n_1 n_2 \rangle$  — средние множественности соответствующих частиц.

Интеграл (6) называется полным инклюзивным сечением частицы  $c$  в реакции (1), интеграл (7) — инклюзивным сечением двух частиц ( $c_1 c_2$ ) и интеграл (8) называется интегральным корреляционным параметром ( $C_2$ ) равным  $\langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$ , когда частицы  $c_1$  и  $c_2$  тождественны. Корреляционный параметр  $C_2$  имеет простой физический смысл: если рождение частиц происходит независимо, то при высоких энергиях  $C_2 = 0$ . Однако, при конечных энергиях первичных частиц кинематические корреляции, обусловленные законами сохранения энергии и импульса, приводят к ненулевым значениям  $C_2$ , даже при отсутствии динамических корреляций. Поэтому учет законов сохранения при энергиях до 1000 Гэв необходим для получения информации о динамике множественных процессов.

Соотношения (6)–(8) представляют простейший пример инклюзивных правил сумм. Кроме них имеются энергетические правила сумм для  $f(\mathbf{p}, s)$  и  $f(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, s)$ . Приведем их для реакций (1):

$$\sum_c \int \omega^{-1} P^\mu f(p, s) d^3p = (P_a + P_b)^\mu \sigma_{\text{tot}}, \quad (9)$$

где суммирование проводится по всем видам частиц в реакции (1):  $\mu$  — индекс компоненты 4-импульса частицы. Из (9) для закона сохранения энергии следует

$$\sum_c \int f(\mathbf{p}, s) d^3p = \sqrt{s} \sigma_{\text{tot}}(s). \quad (10)$$

Таким образом, имеется прямая связь между зависимостью полных (или неупругих) сечений и структурных функций  $f(\mathbf{p}, s)$  от энергии, что очень важно для объяснения механизма роста полных сечений с увеличением энергии (серпуховской эффект) [4–8].

Эксперименты по исследованию многочастичных реакций проводились с пучками неполяризованных первичных частиц, поэтому  $f(\mathbf{p}, s)$  при фиксированной энергии зависит только от двух переменных (азимутальная симметрия взаимодействия относительно

направления сталкивающихся частиц). В качестве этих переменных обычно используются:

$$x = p_{\parallel}^*/p_{\text{макс}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} p_{\parallel}^*/(V\sqrt{s}/2); \quad (11)$$

$$y^* = (1/2) \ln [(\omega^* + p_{\parallel}^*)/(\omega^* - p_{\parallel}^*)] \quad (12)$$

и  $p_{\perp}^2$ , где  $p_{\parallel}^*$ ,  $\omega^*$  — продольный импульс и энергия частицы  $s$  в системе центра масс и  $y^*$  — продольная быстрота. Эта переменная при нерелятивистских энергиях частицы  $s$  ( $p_c^*/\omega_c^* \ll 1$ ) совпадает с продольной составляющей обычной скорости частицы  $s$ :

$$y^* = v_{\parallel}^*. \quad (13)$$

При продольных преобразованиях Лоренца быстрота частицы меняется аддитивно, например,

$$y = y^* + (1/2) \ln [(1 + v^*)/(1 - v^*)], \quad (14)$$

где  $v^*$  — скорость с. ц. м. относительно лабораторной системы. Это свойство переменной  $y$  удобно для представления данных, которые не зависят от системы отсчета. При высоких энергиях и  $|p_{\parallel}^*| > p_{\perp}$  величина  $y^*$  в с. ц. м. связана с углом вылета  $\psi^*$  приближенной формулой

$$y^* \approx -\ln [(1/2) \operatorname{tg} \psi^*]. \quad (15)$$

При больших углах вылета вторичных частиц  $\psi^* \sim 1$  ( $p_{\perp} \gg |p_{\parallel}^*|$ ) формула (15) неприменима и в этом случае удобно пользоваться переменной

$$\eta = -\ln [\operatorname{tg} (\psi^*/2)], \quad (16)$$

которая получается из (12) при  $p \gg m$ .

Эти соотношения позволяют получить распределения частиц по быстроте при измерении только их углов вылета. В большинстве экспериментов, выполненных с помощью методики ядерных эмульсий, а также на встречных пучках ЦЕРНа, из-за методических трудностей были измерены только значения угловых переменных вторичных частиц.

Структурная функция  $f(\mathbf{p}, s)$  в переменных  $x, y, p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$  имеет вид

$$f(\mathbf{p}, s) = \frac{\omega^*}{\pi p_{\text{макс}}^*} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp} dx} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp}^2 dy} = \frac{\omega}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dp_{\perp}^2 dp_{\parallel}}. \quad (17)$$

В инвариантных переменных  $M_x^2$  и  $t$ :

$$f \approx d^2\sigma/\pi dt d(M_x^2/s), \quad (18)$$

где  $M_x^2 = (P_a + P_b - P_c)^2$  — квадрат недостающей массы к частице  $s$  в реакции (1);  $t = (P_a - P_c)^2$  — передаваемый ей квадрат 4-импульса;  $P_i$  — 4-импульс частиц. Использование

нескольких наборов переменных для анализа инклюзивных процессов связано с тем, что в различных кинематических областях фазового пространства доминируют и разные механизмы рождения частиц, характерные особенности которых нагляднее видны в различных переменных. Например, масштабная инвариантность формулируется в переменных  $x$  и  $p_{\perp}^2$ , гипотеза предельной фрагментации —  $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}^2$ , а закономерности, вытекающие из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже формулируются в переменных  $M_x^2$  и  $t$  [4—8].

## 2. МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ (СКЕЙЛИНГ) МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

**Гипотеза масштабной инвариантности.** В иерархии наших знаний о природе принципы инвариантности занимают высшее место [12]. Они позволяют установить структуру законов природы, даже в том случае, если сами законы неизвестны. Поэтому понятен тот интерес и интенсивный экспериментальный поиск, который начался в 1969 г. по изучению новых масштабных свойств сильных взаимодействий при высоких энергиях, как раз в то время, когда Серпуховской ускоритель лидировал по энергии ускоренных частиц.

Сущность гипотезы масштабной инвариантности заключается в утверждении, что

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f'(x, p_{\perp}^2, s) \rightarrow f(x, p_{\perp}^2), \quad (19)$$

т. е. структурная функция не зависит от энергии в явном виде [2]. Для области  $x \rightarrow 0$  (центральная область) имелось дополнительное утверждение:

$$\lim_{\substack{s \rightarrow \infty \\ x \rightarrow 0}} f'(x, p_{\perp}^2, s) \rightarrow f(p_{\perp}^2) \quad (20)$$

или

$$f(y) = \text{const.} \quad (21)$$

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

Гипотеза предельной фрагментации [3] эквивалентна гипотезе масштабной инвариантности для  $|x| \gtrsim 2m_{\perp}/\sqrt{s}$ , где  $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$ . Инклюзивные распределения в этом случае рассматриваются в лабораторной ( $p_b = 0$ ) или в антилабораторной ( $p_a = 0$ ) системах координат [4—8]. Поэтому не будем разделять эти гипотезы, а будем рассматривать масштабные свойства инклюзивных спектров во всей области переменных  $x$ ,  $y$  или  $p_{\parallel}$ . Исходные основы этих гипотез связаны с представле-

нием первичных частиц как объектов со многими внутренними степенями свободы, состоящих, например, из кварков или партон-ов [2, 3]. Близкие выводы следуют также из принципа автомодельности инклюзивных процессов [14]. Новые принципы инвариантности имеют фундаментальное значение и существенно ограничивают класс возможных теоретических моделей сильных взаимодействий [14, 15].

В 1968—78 г.г. проводились интенсивные исследования инклюзивных процессов (1) на Серпуховском ускорителе. Отметим, что исходные экспериментальные данные, послужившие основанием для гипотезы предельной фрагментации, были получены в ИФВЭ в 1969 г. [3, 16]. Однако, изучение поведений структурных функций в зависимости от  $s$ ,  $x$  и  $p_{\perp}^2$  потребовало десяти лет, чтобы понять в каких областях фазового пространства выполняется масштабная инвариантность [4—8]. Поэтому первые суждения о ее применимости следовали из данных по средним множественностям вторичных заряженных частиц в реакциях (1), которые относительно легко получают в экспериментах, проводимых с помощью метода ядерной эмульсии и пузырьковых камер.

**Зависимость средней множественности вторичных частиц от энергии.** Из гипотезы масштабной инвариантности и правила сумм (6) следует, что полное инклюзивное сечение образования частицы в реакции (1) имеет вид

$$\sigma(c) = \int f(\mathbf{p}, s) \omega^{-1} d^3 p \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \pi \int \frac{f(x, p_{\perp}^2) dp_{\perp}^2 dx}{V x^2 + (4m_{\perp}^2/s)}, \quad (22)$$

где  $m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$ . Из-за ограниченности  $f(x, p_{\perp}^2)$  по поперечным импульсам при высоких энергиях (22) можно, с точностью до первого члена в разложении, представить в виде

$$\sigma(c) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \pi \left[ \int f(0, p_{\perp}^2) dp_{\perp}^2 \right] \ln s + O(\ln s). \quad (23)$$

Отсюда, если  $f(0, p_{\perp}^2) \neq 0$ , то

$$\sigma(c) = A + B \ln s \quad (24)$$

и

$$\langle n(c) \rangle = A/\sigma_{\text{tot}} + B \ln s/\sigma_{\text{tot}}, \quad (25)$$

где

$$B = \pi \int f(0, p_{\perp}^2) dp_{\perp}^2. \quad (26)$$

Таким образом, гипотеза масштабной инвариантности приводит к медленному, логарифмическому росту инклюзивного сечения и  $\langle n(c) \rangle$  с энергией\*. С другой стороны, модели статистического

\* Такая же зависимость  $\langle n \rangle = f(s)$  получается и в мультипериферическом подходе [4, 6, 8].

типа предсказывают зависимость

$$\langle n \rangle \sim s^\alpha, \quad (27)$$

где  $\alpha = 0,25 \div 0,5$ , т. е. быстрый рост множественности с энергией. Поэтому по данным  $O \langle n(s) \rangle$  можно сделать выбор между двумя существенно различными классами теоретических моделей (25) и (27). Первые данные по  $\langle n \rangle$ , полученные с помощью ядерных эмульсий в 1968—72 г. г., интенсивно обсуждались на международных и национальных конференциях по физике высоких энергий («они были первыми») [17—20].

Данные по  $\langle n_\pm \rangle$  для  $pp$ -взаимодействий в зависимости от полной энергии в с. ц. м. (1971 г.) [20], приведены на рис. 1. Эмульсионные данные получены для импульсов протонов 50 и 67  $Гэв/с$ . Здесь же указаны результаты, которые найдены в космических лучах на водородной мишени при  $E_p = 100 \div 600$   $Гэв$  и которые в то время рассматривались как указание на медленный рост средней множественности и применимость гипотезы масштабной инвариантности (25) [21]. Данные, определенные на Серпуховском ускорителе, указывали на их ошибочность, что в дальнейшем и подтвердилось [4—8].

В настоящее время получены результаты по  $\langle n_\pm \rangle$  для  $pp$ -взаимодействий во всем ускорительном интервале энергий (10—2000  $Гэв$ ) [22]. Они приведены на рис. 2 вместе с результатами по  $\langle n_\pm \rangle$ , полученными в космических лучах [4]. В интервале энергий  $\sqrt{s} = 3 - 150$   $Гэв$  зависимость  $\langle n_\pm \rangle$  от энергии лучше всего описывается формулой

$$\langle n_\pm \rangle = A_1 + B_1 \ln s + C_1 (\ln s)^2, \quad (28)$$

где  $A_1 = 0,88 \pm 0,10$ ;  $B_1 = 0,44 \pm 0,05$  и  $C_1 = 0,118 \pm 0,006$ . Если ограничиться энергиями  $\sqrt{s} \gtrsim 10$   $Гэв$ , то достаточно хорошо можно описать с помощью логарифмической зависимости

$$\langle n_\pm \rangle = A + B \ln s, \quad (29)$$

где  $A = -1 \div -2$ ;  $B \approx 1,5 \div 2$  или же формулой типа

$$\langle n_\pm \rangle = Cs^\alpha, \quad (30)$$

где  $\alpha \approx 0,2$  [6].

Таким образом, по поведению  $\langle n_\pm \rangle = f(s)$  нельзя отдать предпочтение ни масштабной инвариантности, ни статистическим теориям [4—8]. Этот параметр не критичен для этих моделей в рассматриваемом интервале энергий. Можно думать, что зависимость  $\langle n \rangle$  от  $s$  окажется более полезной для выбора моделей только при значительном увеличении интервала энергий, например, до  $\sqrt{s} = (1 - 10)$   $Тэв$ , которое обеспечат ускорители нового поколения со встречными пучками протонов. И все же не исключено, что изложенная выше история может повториться снова.



Поведение  $\langle n(s) \rangle$  не является бесполезной характеристикой инклюзивных процессов. Сравнение средних множественностей адронов, рождаемых в лептон-адронных, электромагнитных

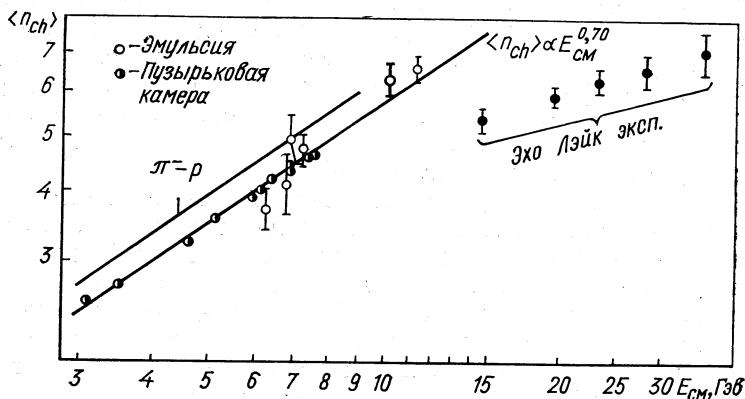


Рис. 1. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle$  от полной энергии в с. ц. и.

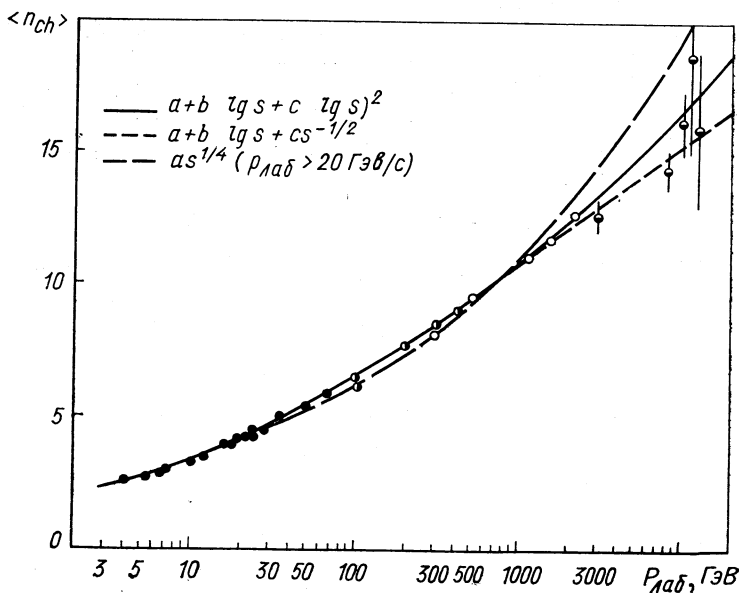


Рис. 2. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle$  от  $P_{lab}$

и адрон-адронных взаимодействиях при одинаковых значениях свободной энергии  $W = \sqrt{s} - m_a - m_b$ , идущей на образование адронов, указывает на существование глубокой аналогии

между этими взаимодействиями, которые различаются по сечениям на  $10^2 - 10^{14}$  порядков (рис. 3) [5]. Из рисунка видно, что при  $W^2 \gg 10$  ( $\Gamma_{э\theta}$ )<sup>2</sup> значения  $\langle n_{\pm} \rangle$  практически не зависят от типа взаимодействия. Качественное объяснение этого явления связано с представлением об адроне, как системы, состоящей из точечных частиц (протонов, кварков). Оно близко по духу к гипотезе масштабной инвариантности, но выходит за рамки настоящего обзора

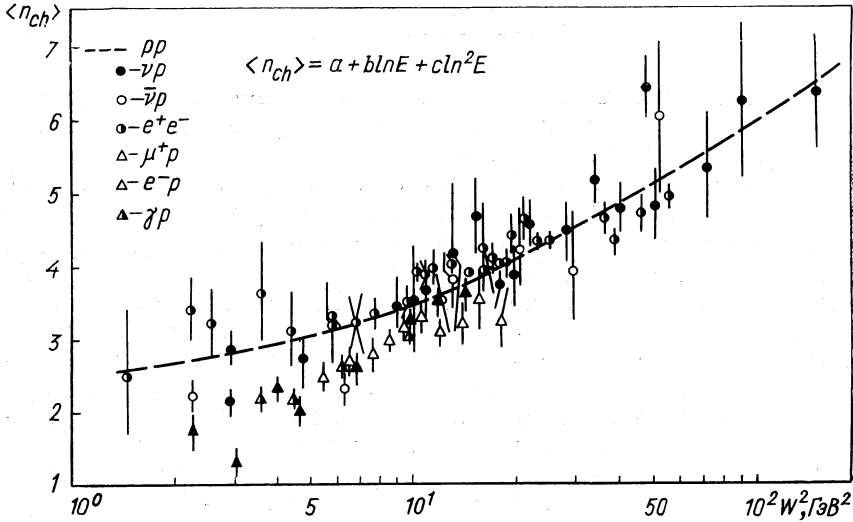


Рис. 3. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle$  от квадрата полной энергии, идущей на образование вторичных заряженных частиц ( $W^2$ ), для различных процессов

[6, 8]. Таким образом, комплексное изучение  $\langle n(s) \rangle = f(s)$  для разного вида вторичных частиц и в различных типах взаимодействий представляется чрезвычайно интересным для понимания динамики взаимодействий и структуры частиц.

**Скейлинг и распределения по множественности вторичных частиц.** Поведение  $\langle n(s) \rangle$  в зависимости от энергии было первым «пробным камнем» гипотезы масштабной инвариантности. На основе инклюзивных правил сумм типа (7) можно получить заключения и о зависимости  $\langle n(s)^k \rangle$  от  $s$ , в предположении о выполнении скейлинга для любой  $k$ -частичной инклюзивной реакции. В общем виде это было сделано в работах [23] и получено для  $s \rightarrow \infty$ :

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{1n} = \psi(n / \langle n \rangle), \tag{31}$$

где  $\sigma_n$  — сечение рождения  $n$  частиц данного типа;  $\psi(n / \langle n \rangle)$  — универсальная функция, зависящая только от масштабной переменной  $z = n / \langle n \rangle$  (КНО-скейлинг) [23].

Уравнение (31) можно представить эквивалентным набором соотношений:

$$\langle n^k \rangle = C_k \langle n \rangle^k, \quad k=2, 3, 4 \dots, \quad (32)$$

где  $\langle n^k \rangle = \sum_n n^k (\sigma_n / \sigma_{in})$  —  $k$ -ый момент распределения по множественности [23]. Независимость  $C_k$  от  $s$  и означает существование КНО-скейлинга:

$$C_k = \frac{\langle n(s)^k \rangle}{\langle n(s) \rangle^k} = \text{const.} \quad (33)$$

Отсюда, ясно, что поведение  $k$  моментов определяется зависимостью  $\langle n(s) \rangle^k$  от энергии [см. (28)—(30)] при выполнении гипотезы масштабной инвариантности.

Первые сопоставления (31) и (33) с экспериментальными данными по  $\sigma_{n\pm}$  для  $pp$ -взаимодействий при  $E_p = (70 - 300) \text{ Гэв}$  и для  $\pi^-p$ - и  $\pi^+n$ -взаимодействий при  $p = 40 \text{ Гэв}/c$  (двухметровая пропановая камера ЛВЭ ОИЯИ) дали отличный результат: наблюдался скейлинг по множественности (КНО) [23, 24]. Немного позже выяснилось, что масштабная инвариантность не имеет место для  $pp$ -взаимодействий, даже для одночастичных инклюзивных процессов, т. е. исходные предположения, сделанные при выводе (31), неверны. Несмотря на это, дальнейшее накопление экспериментальных данных показало, что формула (31) удовлетворительно описывает данные по  $\pi N^-$ ,  $pp^-$ ,  $Kp^-$ ,  $pp$ -взаимодействиям при  $E_\pi = (40 \div 300) \text{ Гэв}$ ,  $E_p^- = (7-100) \text{ Гэв}$ ,  $E_K = (30 \div 150) \text{ Гэв}$  и  $E_p = (500 \div 2000) \text{ Гэв}$  для вторичных пионов,  $K$ -мезонов,  $\Lambda$ -частиц, и вид функции  $\psi(z)$  не зависит от типа первичных и вторичных частиц. Небольшая модификация (31), замена  $n$  на  $n - \alpha$ , где  $\alpha$  можно интерпретировать как среднее число лидирующих частиц ( $\alpha(\pi p) \approx 1,1$  и  $\alpha(pp) \approx 0,9$ ), позволяет понизить нижнюю границу применимости (31) до  $5 \text{ Гэв}$  и лучше описать имеющиеся данные до  $2000 \text{ Гэв}$  [4, 2, 3, 25, 26].

Учет дискретности распределений по  $n_{\pm}$  позволяет описать все имеющиеся данные при  $p \geq 2,2 \text{ Гэв}/c$  формулой (31) [27]. В экспериментах, проведенных с помощью камеры «Людмила» было показано, что КНО-скейлинг имеет место и для антипротон-протонных взаимодействий (рис. 4) [28]. Наконец, в экспериментах, выполненных с помощью двухметровой пропановой камеры, было обнаружено, что КНО-скейлинг выполняется и для  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40 \text{ Гэв}/c$ , т. е. при соударениях пионов с легкими ядрами (рис. 5) [29] \*.

\* Имеются указания на то, что зависимость (31) выполняется и для столкновений релятивистских ядер гелия ( $p = 18 \text{ Гэв}/c$ ) с ядрами лития и неона; причем  $\psi(z)$  для ядерных и протон-протонных столкновений одна и та же при  $\langle n(\alpha A) \rangle = \langle n(pp) \rangle$  [30].

Таким образом, скейлинг по множественности выполняется в широком интервале энергий (до 2000 Гэв) и для разных типов адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий. История его открытия — прекрасный пример того, как новые идеи способствуют обнаружению новых закономерностей, даже в той области, в которой они сами не выполняются. Существенный вклад в обнаружении универсальности зависимости (31) для разных типов

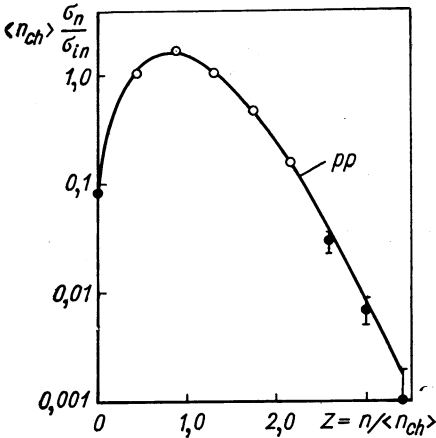


Рис. 4. Зависимость  $\langle n_{ch} \rangle \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}}$  от  $z = n_{ch} / \langle n_{ch} \rangle$  для  $pp$ -взаимодействий при 22,4 ГэВ/с (КНО-скейлинг)

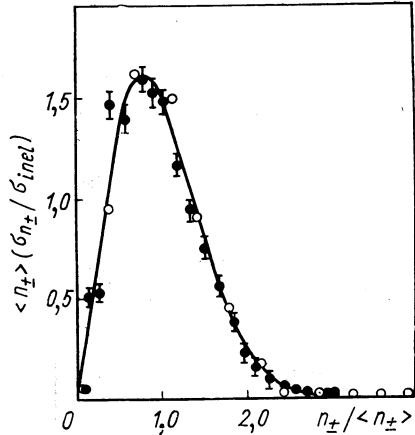


Рис. 5. КНО-распределение для  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40 \text{ GeV}/c$  (КНО-скейлинг)

взаимодействий ( $\pi p$ ,  $\pi n$ ,  $pp$  и  $\pi^{-12}\text{C}$ ,  $\alpha\text{Ne}$ ) внесли работы, выполненные физиками ОИЯИ и стран-участниц [26—30].

Теоретическая интерпретация КНО-скейлинга дается в различных конкретных моделях множественного рождения частиц [31, 32]. В общем случае зависимость типа (31) появляется при сложении множественностей вторичных частиц, связанных с различными механизмами их рождения. Так, в мультипериферической модели КНО-скейлинг получается при учете ветвлений, в двух- и многокомпонентных моделях — при сложении множественностей в дифракционных и недифракционных процессах и т. п. [31, 32]. С ростом энергии эти вклады в полную множественность меняются по разным законам, и поэтому в этих моделях предсказывается нарушение КНО-скейлинга при  $s \rightarrow \infty$  ( $s \gg 10^6 \text{ Гэв}^2$ ) [31, 32]. В связи с этим, несомненно интересно проверить скейлинг по множественности на ускорителях нового поколения.

Распределения по множественности всех вторичных частиц являются исходным пунктом построения динамических моделей.

Однако из-за методических трудностей регистрации  $\gamma$ -квантов в водородных пузырьковых камерах (радиационная длина равна примерно 10 м) имеющиеся данные относятся, в основном, к заряженным частицам ( $\sigma_{n\pm}$ ). При  $E \geq 20$  Гэв только в экспериментах, выполненных с помощью двухметровой пропановой камеры (радиационная длина около 1 м) на ускорителе ИФВЭ, получены данные на большой статистике по рождению  $\pi^0$ -мезонов (было зарегистрировано и измерено около 30000  $\gamma$ -квантов от распадов  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Эти эксперименты позволили изучить корреляции по множественности между средним числом нейтральных и числом заряженных пионов  $\langle n(\pi^0) \rangle = f(n_{\pm})$  и найти распределение по полной множественности всех вторичных частиц  $\sigma_n$  [33–35]. В результате обнаружена линейная корреляция

$$\langle n(\pi^0) \rangle = \alpha n_{\pm} + \beta \quad (34)$$

для  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ - и  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с (рис. 6) [33, 29]. Значения коэффициентов  $\alpha$  практически не зависят от типа мишени ( $p$ ,  $n$ ,  $^{12}\text{C}$ ). В настоящее время эти корреляции

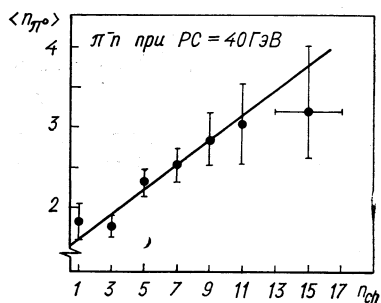


Рис. 6. Зависимость  $\langle n(\pi^0) \rangle$  от  $n_{\pm}$  для  $\pi^-n$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с

изучены в интервале энергий от 5 до 1500 Гэв для  $\pi N$ -,  $\bar{K}N$ -,  $NN$ - и  $pp$ -взаимодействий [36]. Значения  $\alpha$  меняются от  $-0,16 \pm 0,05$  до  $0,89 \pm 0,06$  при изменении импульса первичных частиц от 10 до 1500 Гэв/с, а значения  $\beta$  уменьшаются в том же интервале импульсов от 2 до  $1,2 \pm 0,2$ . Отрицательные значения  $\alpha$  при  $p \lesssim 20$  Гэв/с объясняются влиянием законов сохранения энергии — импульса, по этой же причине зависимость (34) нарушается при  $n_{\pm} \gtrsim 2,5 \langle n_{\pm} \rangle$ . В последнее время аналогичные корреляции

обнаружены и при изучении совместного образования  $K_s^0$ -частиц и  $\pi^-$ -мезонов при  $E_p = 100 - 300$  Гэв ( $\alpha(K_s^0) = 0,057 \pm 0,004$  и  $\alpha(K_s^0) \approx \alpha(\pi^0) \langle n(K_s^0) \rangle / \langle n(\pi^0) \rangle$ ) [36].

Таким образом, обнаруженные корреляции имеют универсальный характер для процессов множественного рождения и практически не зависят от типа первичных частиц. Интерпретация этих явлений была дана в рамках модели независимого образования кластеров (или резонансов) теоретиками ЛТФ ОИЯИ [37]. В мультипериферической модели зарядовые корреляции объясняются появлением при  $p \gtrsim 30$  Гэв/с ветвлений, т. е. процессов испускания нескольких мультипериферических лесенок [38].

В любом случае учет корреляций по множественности необходим в теоретических моделях для описания процессов множественного рождения. Представляет большой интерес изучение этих корреляций в различных областях фазового пространства, особенно в центральной и фрагментационных. По современным представлениям при  $s \rightarrow \infty$  в центральной области рождаются частицы с суммарным изотопическим моментом  $I = 0$  [4—8]. Поэтому все компоненты данного изомультитиплета имеют одинаковые  $\langle n \rangle$ , что приводит к зависимости между ними [39]. Первые попытки изучения таких корреляций приведены в работе [35].

В экспериментах, выполненных с помощью двухметровой протонной камеры, также получены распределения по полной множественности всех вторичных частиц, включая и  $\pi^0$ -мезоны для  $p$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с [33—35]. Оказалось, что КНО-скейлинг имеет место и для распределения по  $n/\langle n \rangle$ , где  $n$  — все вторичные частицы [35]. Функция  $\psi(z)$ , определенная по заряженным частицам, хорошо описывает и данные по полной множественности. Суммируя результаты, можно утверждать, что в экспериментах, проведенных ОИЯИ в ИФВЭ, обнаружена универсальность скейлинга по множественности для различных типов первичных частиц, для полной множественности вторичных частиц и открыты корреляции по множественности между нейтральными и заряженными пионами.

**Закономерности подхода к скейлингу в одночастичных инклюзивных процессах.** Современная ситуация о выполнимости гипотезы масштабной инвариантности при ускорительных энергиях подробно обсуждается в обзорах [4—8]. Здесь мы только просуммируем основные результаты по этому вопросу и более подробно остановимся на работах, выполненных ОИЯИ в Серпухове, которые связаны с проверкой гипотезы скейлинга.

*Центральная область ( $x \sim 0$ ).* В последние годы было обнаружено, что структурная функция  $f(0, p_{\perp}^2, s)$  для  $pp$ -взаимодействий растет с увеличением энергии до  $\sqrt{s} = 63$  Гэв [4—6]. В интервале  $\sqrt{s} = (23 - 63)$  Гэв этот рост составляет примерно 38% для  $\pi^{\pm}$ -мезонов, ~60% для  $K^{\pm}$ -мезонов и 84% для антипротонов. Столь существенное нарушение скейлинга, даже при самых высоких ускорительных энергиях, заставляет внимательно исследовать закономерности приближения к скейлингу, если он существует. Зависимость  $\rho(0, p_{\text{лаб}})$  от  $p_{\text{лаб}}^{-1/4}$  для различных адрон-адронных взаимодействий [5] приведена на рис. 7. Зависимость типа

$$\rho(0, p_{\text{лаб}}) = A + B p_{\text{лаб}}^{-1/4} + C p_{\text{лаб}}^{-1/2} \quad (35)$$

предсказывается в рамках обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже. При  $s \rightarrow \infty$  все инвариантные сечения

в этом случае стремятся к одному пределу. Как видно из рисунка, экспериментальные данные не исключают такой возможности, однако при современных ускорительных энергиях существенную роль играют члены с  $p_{\text{лаб}}^{-1/4}$  и  $p_{\text{лаб}}^{-1/2}$ , связанные с обменами реджионами. Конкретная модель с учетом этого обстоятельства качественно описывает экспериментальные результаты [5]. В связи с этим отметим результаты по исследованию инклюзивных процессов

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + X; \quad (36)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + X \quad (37)$$

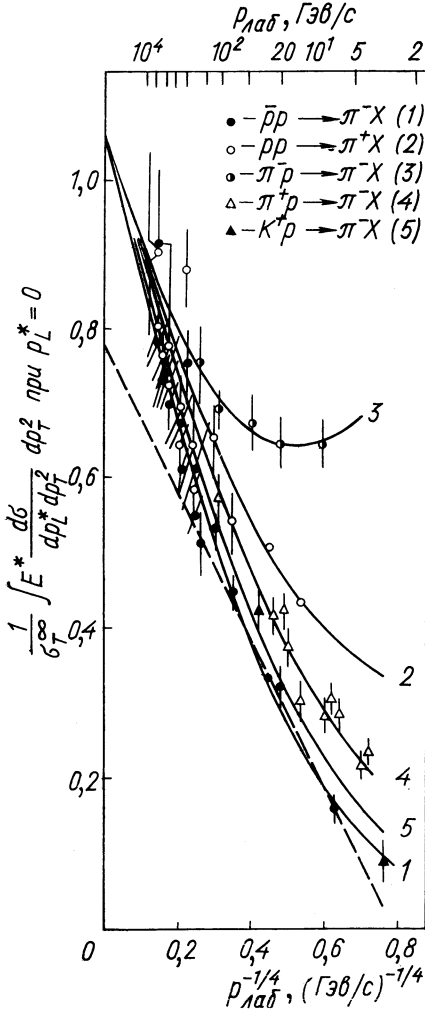


Рис. 7. Зависимость  $f(0)/\sigma_{\text{tot}}$  от  $p_{\text{лаб}}^{-1/4}$   
 кривые — расчет по модели [5]

ных взаимодействий также показали, что инвариантные сечения реакций

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^\pm + X \quad (38)$$

при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  (двухметровая пропановая камера) [40]. В интервале  $40\text{--}200 \text{ Гэв/с}$  значения  $f(0, p_{\text{лаб}})$  для этих реакций совпадают в пределах экспериментальных погрешностей ( $\pm 8\%$ ). В то же время в этой же области энергий инвариантсвий увеличиваются примерно в 1,5 раза. Следовательно, ранний выход на асимптотический режим  $p\bar{p}$ -взаимодействий является удивительным. Возможно, что это связано с преасимптотическими членами в (35). Однако необходимы прямые экспериментальные данные при  $E > 200 \text{ Гэв}$ , чтобы убедиться в этом, так как модельное описание не является строгим [5].

Данные по  $f(0, p_{\text{лаб}})$ , полученные на камере «Людмила», для антипротон-протонных

остаются постоянными в интервале импульсов  $14,7 \div 100 \text{ Гэв/с}$ , т. е. имеет место «ранний» скейлинг, как и для  $\pi^-p$ -взаимодействий [41]. Может быть, этот эффект связан с вкладом аннигиляционных процессов, который уменьшается с ростом энергии. С другой стороны, возможный рост  $f(0, p_{\text{лаб}})$  с увеличением  $p_{\text{лаб}}$  компенсирует это уменьшение. В результате в широком интервале энергий  $f(0, p_{\text{лаб}}) \approx \text{const}$ . Однако и здесь для определенного заключения необходимы данные при  $E_p > 100 \text{ Гэв}$ . Таким образом, в экспериментах, проведенных на пузырьковых камерах ОИЯИ в ИФВЭ, обнаружены существенные различия в закономерностях подхода к скейлингу в центральной области по сравнению с  $pp$ -взаимодействиями. Для выяснения природы «ранних» скейлингов в  $\pi^-p$ - и  $\bar{p}p$ -взаимодействиях необходимы данные при  $E > 200 \text{ Гэв}$ .

**Фрагментационные области.** В отличие от центральной области в области фрагментации пучка или мишени скейлинг наблюдается уже при относительно низких энергиях [4—8]. Общая картина для различных реакций в области фрагментации протона представлена на рис. 8 [5]. Из обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже следует, что

$$\rho(p_{\parallel}^{ab}, s) = A_1 + B_1 s^{-1/2}, \quad (39)$$

т. е. более быстро стремится к пределу, чем в центральной области. Данные показывают, что масштабный предел существует, и что он, как правило, достигается сверху. В реакциях, в которых ни одно из квантовых чисел систем  $ab, abc, bc, ac$  не является экзотическим, наблюдается сильная энергетическая зависимость, совместимая с предсказаниями (39) (см. реакции  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm X$ ,  $K^- p \rightarrow \pi^- X$ ,  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$ )\*. Для реакций, в которых, по крайней мере, одна из комбинаций  $ab, abc$  или  $ac$  является экзотической, имеет место лишь слабая энергетическая зависимость при высоких энергиях (см.  $pp \rightarrow \pi^\pm X$ ). Анализ данных, полученных для  $\pi^- p \rightarrow \pi^\pm X$  и  $\pi^- n \rightarrow \pi^\pm X$  реакций при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  и при других энергиях, показал, что в области фрагментации первичного пions  $\pi^\pm \xrightarrow{p} \pi^\mp$  имеется «ранний» скейлинг при  $p \gtrsim 6 \text{ Гэв/с}$ . Он отсутствует при фрагментации  $\pi^\pm \xrightarrow{p} \pi^\pm$ , что указывает на достаточность экзотичности системы ( $ac$ ) для быстрого приближения к пределу в области фрагментации пионов [42]. Таким образом, гипотеза предельной фрагментации выполняется в пределах (5—10)% для реакций с экзотическими квантовыми числами уже при относительно низких энергиях. Инвариантные сечения «обычных» реакций стремятся к одному пределу и при энергиях  $\sqrt{s} \approx 30 \text{ Гэв}$  уже близки к предельным значениям [4, 5]. Однако изучение

\* Экзотическими называются состояния, которые отсутствуют в обычной  $SU(3)$ -схеме.



масштабных свойств инклюзивных процессов на существующих ускорителях далеко от завершения. Имеющиеся данные полу-

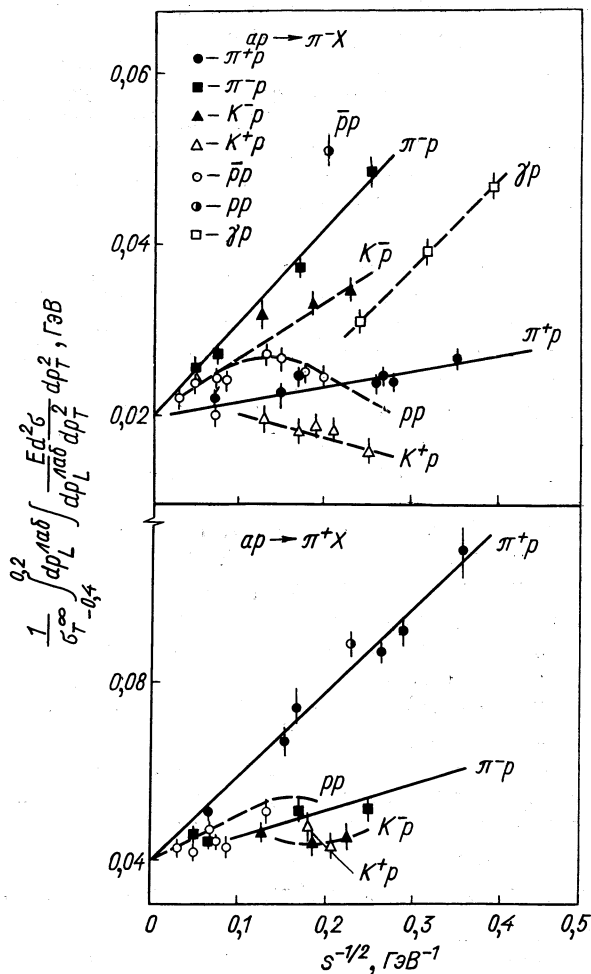


Рис. 8. Приближение к скейлингу в области фрагментации протона для инклюзивного образования мезонов

Кривые проведены от руки

чены часто в разных интервалах по импульсу и быстроте, что затрудняет изучение их энергетической зависимости. Кроме того, данные по нейтральным и странным вторичным частицам получе-

ны на небольшой статистике. Поэтому комплексное изучение поведения структурных функций для разного типа адронных столкновений и вторичных частиц необходимо для понимания закономерностей приближения к скейлингу и выяснению областей применимости этого понятия.

### 3. ДВУХЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

$$(ab \rightarrow c_1 c_2 X)$$

**Корреляции по быстротам.** Изучение корреляций в рождении двух частиц в принципе позволяет получить сведения о динамике их рождения. Исследование двухчастичных инклюзивных процессов проведено для  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ - и  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  (двухметровая пропановая камера) и для  $pp$ -соударений при  $p = 22,4 \text{ Гэв/с}$  (камера «Людмила»). В пион-нуклонных взаимодействиях изучались реакции:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + X; \quad (40)$$

$$\pi^- + n \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + X; \quad (41)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \pi + \gamma + X; \quad (42)$$

$$\pi^- + p \rightarrow \gamma + \gamma + X \quad (43)$$

в инклюзивном подходе и при фиксированной множественности вторичных заряженных частиц ( $n_{\pm}$ ) — полуинклюзивные реакции [43—47]. Анализ полученных данных проводился с помощью корреляционных функций  $C_2(y_1, y_2)$  и

$$R(y_1, y_2) = C_2(y_1, y_2) / \rho(y_1) \rho(y_2). \quad (44)$$

Функции  $R(y_1, y_2)$  менее чувствительны к погрешностям в определении  $\sigma_{\text{ин}}$ . Экспериментальные данные сравнивались с расчетами по фазовому объему и по мультипериферической модели Физического института им. П. А. Лебедева АН СССР [48]. В расчетах по фазовому объему учитывались экспериментальные распределения по множественности вторичных частиц (нейтральных и заряженных) и законы сохранения энергии — импульса. Результаты этих расчетов позволяют оценить влияние законов сохранения, что всегда представляет сложную проблему для анализа инклюзивных процессов. Физическое содержание мультипериферической модели состоит в следующем [6, 48]:

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) в модели основные параметры определяются из данных о полных сечениях  $\pi N$ - и  $NN$ -взаимодействий.

Таким образом, с помощью этой модели можно описывать неупругие и упругие процессы одновременно, что в большинстве других моделей невозможно. Кроме того, теоретиками ФИАН СССР по данной модели были смоделированы искусственные события с помощью ЭВМ БЭСМ-6 и записаны на магнитные ленты в том же

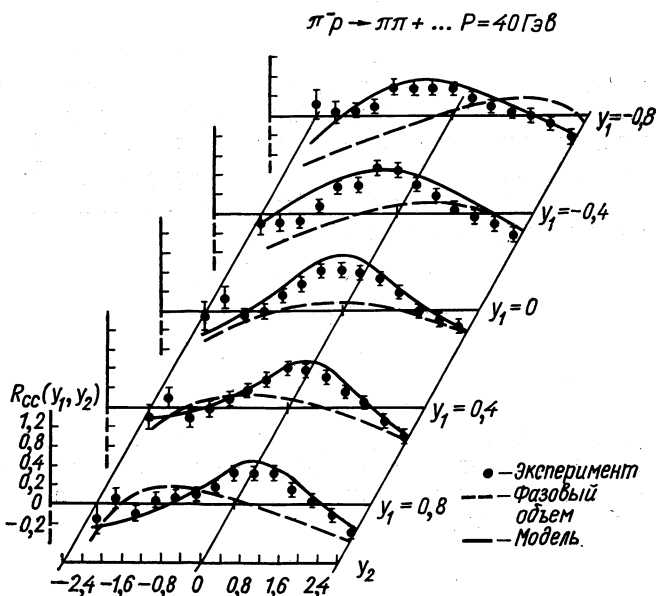


Рис. 9. Инклюзивные корреляции в  $\pi^- p$  — взаимодействиях при  $p = 40 \text{ ГэВ}/c$

виде, что и экспериментально найденные события после измерений. Все это создало уникальные условия сравнения теории с экспериментом. Любой новый параметр, который придумывали теоретики или экспериментаторы для проверки своих предположений о динамике сильных взаимодействий, в течение нескольких часов извлекался как из теории, так и из эксперимента. Для иллюстрации полученных результатов на рис. 9 приведены  $R_{cc}(y_1, y_2)$ -функции для заряженных вторичных пионов в  $\pi^- p$ -взаимодействиях в интервалах по  $|\Delta y_1| \leq 0,8$  и  $|\Delta y_2| \leq 2,4$  в с. ц. и. Пунктиром даны результаты вычислений по фазовому объему, они не согласуются с экспериментом, особенно в центральной области. В то же время модель (сплошные кривые) в пределах  $\pm 10\%$  описывает экспериментальные данные. Такие

сравнения были проведены для всех комбинаций заряженных пионов и  $\gamma$ -квантов [43—47]. Модель удовлетворительно описывает их. Перечислим общие черты поведения инклюзивных корреляций [43—51]:

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 слабо зависят от энергии;

2) в центральной области  $R(C)$ -функции хорошо аппроксимируются  $\exp(-(\Delta y)^2/L^2)$  или  $\exp(-\Delta y/L)$  с  $L \approx 2$  ( $L$  — корреляционная длина). Имеются также корреляции между частицами с  $\Delta y > 2$ , что, в основном, связано с законами сохранения энергии — импульса;

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

4) в интервале энергий 40—200 Гэв. Значения  $R(0, 0)$  слабо зависят от энергии и от типа падающих частиц ( $\pi, p$ ):

$$\begin{aligned} \bar{R}_{cc}(0, 0) &= 0,59 \pm 0,04; & \bar{R}_{+-}(0, 0) &= 0,74 \pm 0,05; \\ \bar{R}_{--}(0, 0) &= 0,35 \pm 0,03; & \bar{R}_{++}(0, 0) &= 0,23 \pm 0,05^*. \end{aligned}$$

Характерной особенностью корреляций в инклюзивных процессах является их сильная зависимость от  $\Delta y$  (ближние корреляции, рис. 9). Большое значение  $R_{+-}(0, 0)$  по сравнению с  $R_{--}(0, 0)$  можно объяснить влиянием рождения  $\rho^0$ -мезонов. Слабая зависимость  $R(0, 0)$  от энергии и типа первичных частиц получается в рамках обобщенной оптической теоремы и модели полюсов Редже [4—8]. Однако, как выяснилось в последние годы, инклюзивные корреляции не очень чувствительны к динамике множественного рождения. В первую очередь это связано с различием в одночастичных распределениях  $\rho_n(y)$  в зависимости от  $n$ . Действительно, по определению можно записать:

$$C_2(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n C_n(y_1, y_2) + G(y_1, y_2), \quad (45)$$

где

$$G(y_1, y_2) = \sum_n \alpha_n [\rho_n(y_1) - \rho(y_1)] [\rho_n(y_2) - \rho(y_2)]; \quad (46)$$

и

$$C_n(y_1, y_2) = \rho_n(y_1, y_2) - \rho_n(y_1) \rho_n(y_2)^{**} \quad (47)$$

\* Значение  $\bar{R}_{cc}(0, 0)$  получено для интервала энергий 40—1500 Гэв.

\*\*  $\int C_n dy_1 dy_2 = -n$  для тождественных частиц и нулю — для нетождественных.

— корреляционные функции для полуинклюзивных процессов ( $\alpha_n = \sigma_n / \sigma_{in}$ ). Из (45) видно, что отсутствие динамических корреляций в полуинклюзивных процессах ( $C_n = 0$ ) не означает, что  $C_2(y_1, y_2) = 0$ . Таким образом, корреляции в инклюзивных процессах можно связать с отличием  $\rho_n(y)$  от  $\rho(y)$ , что и показало исследование полуинклюзивных процессов. На рис. 10 приведены

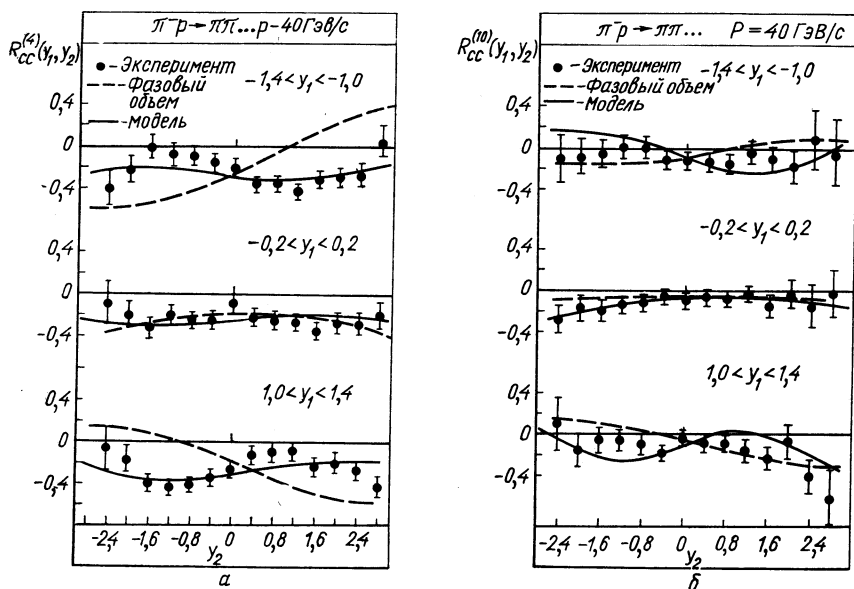


Рис. 10. Полуинклюзивные корреляции  $R_{cc}^{(n)}(y_1, y_2)$ :  
 $a - n_{\pm} = 4$ ;  $b - n_{\pm} = 10$

данные по  $R_{cc}^{(n)}(y_1, y_2)$ , полученные в экспериментах по исследованию  $\pi$ - $p$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с (двухметровая пропановая камера). В центральной области ( $|y_1| \leq 0,2$ ) фазовый объем и модель ФИАН СССР удовлетворительно описывают зависимость  $R_{cc}^{(n)}$  от  $y_2$ , что говорит о малости динамических корреляций. Аналогичные результаты получены при изучении процессов

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi + \pi + X \quad (48)$$

на камере «Людмила» при  $p = 22,4$  Гэв/с [52]. Таким образом, природа двухчастичных инклюзивных корреляций по быстротам в центральной области в значительной мере определяется различием в одночастичных спектрах полуинклюзивных распределений. Для изучения динамики множественных процессов и поиска кластеров используются другие параметры вторичных частиц. В частности, кажется перспективными с этой точки зрения исследова-

ния распределений частиц по быстрой интервалам, внутри которых заключено несколько частиц [6].

**Азимутальные корреляции.** Анализ корреляций в рождении вторичных частиц проводится также и в плоскости перпендикулярной импульсам первичных частиц. Обычно рассматриваются распределения пар частиц по азимутальному углу  $\varphi$  между ними:

$$\cos \varphi = (\mathbf{p}_{\perp}^{(1)} \mathbf{p}_{\perp}^{(2)}) / (|\mathbf{p}_{\perp}^{(1)}| |\mathbf{p}_{\perp}^{(2)}|). \quad (49)$$

Эти распределения сравнивались с расчетами по фазовому объему и модели ФИАН СССР для разных областей по  $\Delta y$ ,  $p_{\perp}$  и  $y_{1,2}$  [44—47, 53]. В основном экспериментальные результаты описываются этими моделями за исключением области малых углов  $\varphi$  для тождественных пар пионов ( $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ ) при  $\Delta y \lesssim 0,4$ . В этой области  $\Delta y$  и  $\varphi \leq 20^{\circ}$  оказалось, что  $N(\pi^{\pm}\pi^{\pm}) \approx 1,5 \tilde{N}(\pi^+\pi^-)$ . Распределения не отличаются друг от друга при  $\Delta y > 0,4$  или  $\varphi \gtrsim 90^{\circ}$ . Интерпретация наблюдаемого явления связана с эффектом интерференции тождественных частиц и рождением резонансов, которые будут обсуждаться ниже.

#### 4. РОЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ ( $ab \rightarrow R X$ )

Существенное изменение представлений о динамике множественных процессов связано с обнаружением интенсивного рождения резонансов в инклюзивных процессах при высоких энергиях. Действительно, примерно до 1976 г. (XVIII Международная конференция по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976 г.) было принято считать, что в ускорительном интервале энергий, в основном, рождаются легкие адроны—пионы, и экспериментальные данные, на первый взгляд, подтверждали это мнение ( $\approx 90\%$  —  $\pi$ ,  $\approx 10\%$  —  $K$ ) [4—5]. В связи с этим также казалось, что имеется сильное нарушение  $SU(3)$ - или  $SU(6)$ -симметрий в процессах множественного рождения, несмотря на их успехи в классификации адронов по унитарным мультиплетам.

Однако, как хорошо известно, в экспериментах регистрируются только относительно долгоживущие частицы ( $\pi$ ,  $K$ ,  $N$ ,  $\Lambda$  и т. п.). Все короткоживущие частицы и резонансы ( $\rho$ ,  $K^*$ ,  $N^*$ ,  $\Lambda^*$  и т. п.) непосредственно не наблюдаются; экспериментаторы видят только продукты их распадов ( $\rho \rightarrow 2\pi$ ,  $K^* \rightarrow K\pi$ ,  $N^* \rightarrow N\pi$  и т. п.). Поэтому полученное соотношение  $\langle n(K) \rangle \approx 0,1 \langle n(\pi) \rangle$  на самом деле не характеризует соотношения между ними в момент их рождения. Чтобы узнать, что родилось в адронных столкновениях, необходимо исследовать образование частиц с малым временем жизни:

$$a + b \rightarrow R + X \quad (50)$$

по продуктам их распадов на пионы, каоны и т. п.

При низких энергиях ( $E \lesssim 10$  Гэв) выделение резонансов проводилось по спектрам эффективных масс, например, по  $M(\pi^+\pi^-)$ , в которых наблюдались пики в области масс  $\rho^0$ -мезона. Отношение сигнала к фону обычно составляло  $r \gtrsim 1$ . Поэтому не было большой проблемы в неопределенности проведения фоновой кривой. Систематические погрешности в ее проведении  $\approx 10\%$  приводили к погрешности определения сечения резонанса  $\lesssim 10\%$ . Ситуация существенно изменилась при высоких энергиях, когда рождается много частиц ( $\langle n \rangle \approx 10 \div 20$ ). Даже в самом благоприятном случае, когда рождаются только резонансы, например  $\rho^0$ -мезоны, их число  $N(\rho) = n/2$ , а число «ложных» комбинаций, т. е. пар пионов от распадов разных резонансов,  $N(\pi^+\pi^-) \sim n^2$  и  $r \sim 1/n$ . Поэтому в течение 1968—74 г. г., когда в экспериментах была небольшая статистика событий ( $\lesssim 10000$ ) «сигнал» от  $\rho^0$ -мезонов в реакциях типа (50) при  $E \gtrsim 20$  Гэв не был зарегистрирован. И только после увеличения статистики до десятков тысяч событий было обнаружено небольшое «плечо» в области масс  $\rho^0$ -мезона ( $r = 0,05 \div 0,1$ ), которое соответствует существенному вкладу  $\rho^0$ -мезонов ( $\approx 20\%$ ) в образование вторичных пионов. В связи с этим началось интенсивное исследование рождения резонансов в инклюзивных процессах, которые дают более прямую информацию о динамике сильных взаимодействий, чем продукты их распадов [4—6,58].

**Методика выделения резонансов.** Изучение образования мезонных резонансов ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\eta$ ,  $f$ ) в инклюзивных процессах началось в ЛВЭ ОИЯИ в 1974 г. ( $\pi^-p$ -взаимодействие,  $p = 40$  Гэв/с, двухметровая пропановая камера) [59—61]. Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, остановимся на методике выделения резонансов, которая существенна при  $r \approx 0,1$ . Обычный метод выделения резонансов заключается в аппроксимации соответствующего спектра эффективных масс зависимостью

$$dN/dM = A\Phi_1(M) + B\Phi_2(M)\Phi(\text{Б.В.}), \quad (51)$$

где  $\Phi(\text{Б.В.})$  — функции Брейта — Вигнера;  $\Phi(M)$  — фоновые кривые, которые обычно берутся в виде  $\exp(\alpha M + \beta M^2)$  или полинома  $n$ -степени по  $M$ .

Таким образом, в (51) не учитывается интерференция резонансных и фоновых состояний, а также отражение распадов других резонансов, которые могут существенно изменить вид фоновой кривой\*. На рис. 11 показано распределение по  $M(\pi^+\pi^-)$ , полученное для  $\bar{p}p$ -взаимодействий при  $p = 22,4$  Гэв/с на камере «Людмила» [62]. Кривая — наилучшая аппроксимация данных форму-

\* При низких энергиях, когда рождается мало частиц, эффекты отражения учитывались при определении характеристик резонансов (см., например, в работе [59];  $\pi^-p$ -взаимодействия при  $p = 7,5$  Гэв/с).

лой (51) с  $\Phi_1(M) = \Phi_2(M) \sim \exp[\alpha M(\pi^+\pi^-)]$  в интервале  $M(\pi^+\pi^-) = (0,6 \div 1,0) \text{ Гэв}$ . Относительно узкий интервал по эффективной массе  $M(\pi^+\pi^-)$  был выбран для того, чтобы избежать влияния отражения распада  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ( $M(\pi^+\pi^-) \lesssim 600 \text{ Мэв}$ ). Отсюда, было получено, что  $\sigma(\rho^0) = (8,1 \pm 2,0) \text{ мбарн}$  и  $\langle n(\rho^0) \rangle = 0,17 \pm 0,03$ .

Таким образом, примерно в 20% неупругих  $pp$ -соударений образуются  $\rho^0$ -мезоны. Из рисунка также видно, что «сигнал», от  $\rho^0$ -мезона мал ( $r \approx 0,1$ ), поэтому погрешность в 10% в проведении фоновой кривой может изменить  $\sigma(\rho^0)$  вдвое! Аналогичная ситуация имеет место и в других экспериментах по изучению образования резонансов при  $E \gtrsim 20 \text{ Гэв}$ .

В работах, выполненных на двухметровой пропановой камере, было показано, что для правильного определения  $\sigma(\rho^0)$  необходимо учитывать отражение распадов  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  ( $\gamma$ ) в спектрах  $M(\pi^+\pi^-)$  [59—61]. Учет этих распадов может изменить  $\sigma(\rho^0)$ , полученное обычным методом (51), почти в два раза. Это связано с тем обстоятельством, что форма кривой для  $M(\pi^+\pi^-)$  от распадов  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  существенно отличается от принятой  $\Phi(M)$ , как раз в области  $\rho^0$ -резонанса [ $M(\pi^+\pi^-) = (M(\omega) - m(\pi) \div \div 2m(\pi))$ ]. Аналогичный подход использовался в исследованиях рождения мезонных резонансов на встречных пучках ЦЕРНа при  $E_p = 1500 \text{ Гэв}$  [63]. Здесь также учитывалось отражение распадов  $K^* \rightarrow K^\pm + \pi^\mp$ , так как  $K^\pm$ -мезоны не отделялись от  $\pi^\pm$ -мезонов. Данные по  $\sigma(\rho^0)$  и  $\langle n(\rho^0) \rangle$  из обзора Врублевского приведены на рис. 12 [4]. При  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  (двухметровая пропановая камера) даны два значения  $\sigma(\rho^0) = 5,8 \pm \pm 0,9 \text{ мбарн}$  (обычный метод) и  $\sigma(\rho^0) = 13,3 \pm 1,4 \text{ мбарн}$  — с учетом отражения распадов  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Результаты при  $E_p = 1500 \text{ Гэв}$  также расположены выше, чем гладкая экстраполяция данных из интервала 12—205  $\text{Гэв}$ . Поэтому, на прошедших международных конференциях по физике частиц (Будапешт, 1977 г.) и по динамике многочастичных процессов (Кэйзерсберг, 1977 г.) в рапортерских докладах отмечалось, что результаты, полученные в Дубне, показывают необходимость нового анализа экспериментальных данных [4, 64]. Однако, большинство данных получено обычным методом, следовательно, обсуждая основные

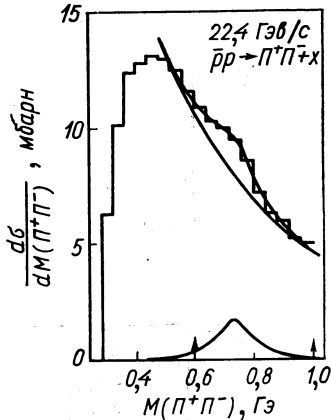


Рис. 11. Спектр эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$ -пар и  $pp$ -взаимодействиях при  $22,4 \text{ Гэв/с}$



результаты по рождению резонансов, необходимо иметь в виду, что они могут изменяться\*.

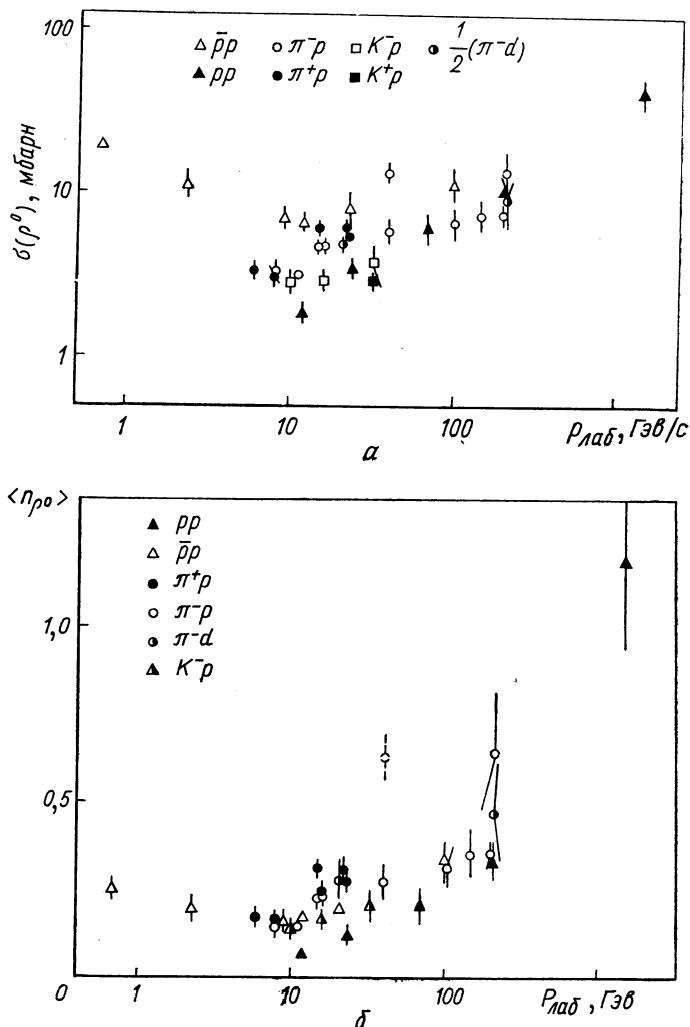


Рис. 12. Зависимость  $\sigma(\rho^0)$  и  $\langle n(\rho^0) \rangle$  от  $P_{\text{лаб}}$  для различных реакций

**Рождение векторных мезонов.** Из рис.12 видно, что  $\sigma(\rho^0)$  и  $\langle n(\rho^0) \rangle$  растут с увеличением  $P_{\text{лаб}}$ , за исключением  $\bar{p}p$ -взаимо-

\* Наиболее вероятно, что анализ по (51) дает нижний предел значения  $\sigma(\rho^0)$  [59—61].

действий, в которых при низких энергиях велик вклад аннигиляционных каналов. Энергетическую зависимость  $\langle n(\rho^0) \rangle$  в  $\pi p$ - и  $pp$ -соударениях можно представить в виде [4]:

$$\langle n^{\pi p}(\rho^0) \rangle = (0,09 \pm 0,01) \ln s - (0,13 \pm 0,03); \quad (52)$$

$$\langle n^{pp}(\rho^0) \rangle = 0,09 \pm 0,02 \ln s - (0,23 \pm 0,06). \quad (53)$$

В  $pp$ -взаимодействиях  $\rho^0$ -мезоны рождаются в центральной области, а в  $\pi p$ -соударениях — в центральной и в области фрагментации  $\pi \rightarrow \rho^0$ . Поэтому постоянная разница между (53) и (52) может быть оценкой сечения фрагментации

$$\sigma(\pi \xrightarrow{p} \rho^0) = (0,10 \pm 0,07) \sigma_{\text{in}}(\pi p) = 2,0 \pm 1,4 \text{ мбарн}. \quad (54)$$

Это же значение получается и из анализа дифференциальных спектров  $\rho^0$ -мезонов в  $pp$ - и  $\pi p$ -взаимодействиях [58]. Сечения рождения  $\rho^\pm$ -мезонов получены в  $\pi^+p$ - и  $pp$ -соударениях при 16 и 24 Гэв/с, соответственно. Оказалось, что в  $pp$ -взаимодействиях  $\rho$ -мезоны рождаются в центральной области с  $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\rho^+) \approx \sigma(\rho^-) = 3,2 \pm 0,7$  мбарн. В  $\pi^+p$ -взаимодействиях  $\sigma(\rho^0) = 4,8 \pm 0,5$  мбарн,  $\sigma(\rho^+) = (5,3 \pm 0,9)$  мбарн и  $\sigma(\rho^-) = 2,3 \pm 0,5$  мбарн. Значения  $\sigma(\rho^+) > \sigma(\rho^-)$  из-за фрагментации  $\pi^+ \xrightarrow{p} \rho^\pm$  [4].

Данные о рождении  $\omega$ -частиц при  $E \geq 20$  Гэв были впервые получены в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p = 40$  Гэв/с (двухметровая пропановая камера) [59—61]. В этих экспериментах использовалась большая статистика  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных в камере, по ним восстанавливались характеристики  $\pi^0$ -мезонов ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) и спектр  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  (рис. 13).

В центральной области виден пик от  $\omega$ -частиц. Совместный анализ спектров  $M(\pi^+\pi^-)$  и  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  с учетом отражения распадов  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  показал, что  $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega)$ . Конкретные значения сечений зависят от функции разрешения эксперимента, которую трудно точно определить. Поэтому приведем значения сечений, которые получены при  $\sigma(M) = 0$  (погрешность в измерении  $M$ ), являющиеся нижним пределом:  $\sigma(\rho^0) = 8,3 \pm 1,0$  мбарн,  $\sigma(\omega) = 7,4 \pm 0,9$  мбарн и  $\sigma(f) = 0,6 \pm 0,5$  мбарн [59—61]. В  $pp$ -взаимодействиях при  $E_p = 1500$  Гэв с учетом отражений распадов  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $K^*$  в  $M(\pi^+\pi^-)$  было получено:  $\langle n(\rho^0) \rangle = 1,19 \pm 0,25$ ;  $\langle n(\omega) \rangle = 1,59 \pm 0,28$ ;  $\langle n(K^{*0} + \bar{K}^{*0}) \rangle = 1,14 \pm 0,35$ ;  $\langle n(\eta) \rangle = 0,92 \pm 0,58$  и  $\langle n(f) \rangle = 0,29 \pm 0,16$  [63]. Вклад векторных мезонов в образование пионов по различным оценкам составляет от 50 до 100% [4, 58, 59—61, 63, 64]. Нижняя граница этой величины определена довольно точно экспериментально.

ми при относительно низких энергиях и составляет  $(51 \pm 4)\%$   $\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^-X)$  при  $p = 16 \text{ Гэв/с}$ , причем  $\rho$ - и  $\omega$ -мезоны дают 43% всех пионов (табл. 1) [4, 58].

Т а б л и ц а 1  
Сечения образования мезонных резонансов ( $\pi^+p-16 \text{ Гэв/с}$ )

Резонанс	$\sigma$ , мбарн	Вклад в $\sigma(\pi^-)$ , мбарн
$\rho^0$	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,4$
$\rho^-$	$2,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$
$\omega$	$4,0 \pm 0,7$	$3,7 \pm 0,6$
$f$	$0,99 \pm 0,10$	$0,63 \pm 0,07$
$\eta$	$1,5 \pm 0,3$	$0,44 \pm 0,09$
$\eta'$	$\sim 0,1$	$\sim 0,07$
$\Psi$	$\sim 0,1$	$\sim 0,01$
$g^0$	$0,32 \pm 0,20$	$0,08 \pm 0,05$
$K^{*-}(890)$	$0,18 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,03$
$K^{*0}(890)$	$0,71 \pm 0,10$	$0,47 \pm 0,03$
Все резонансы	—	$12,4 \pm 0,9 =$ $= (51\% \pm 4\%) \sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^-)$

В  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  только распады  $\omega$ - и  $\rho^0$ -мезонов дают  $(50 \pm 5)\%$  сечения  $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^+X)$  в предположении  $\sigma(\rho^0) = 2\sigma(\rho^+)$  [59—61]. В  $pp$ -взаимодействиях при  $E_p = 1500 \text{ Гэв}$   $\pi^\mp$ -мезоны от распадов векторных мезонов ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $K^*$ ) составляют  $\varepsilon(V) = (100 \pm 20)\%$  или более 60% на 95% уровне достоверности [63]. Таким образом, в настоящее время можно считать, что

$$\varepsilon(V) \geq (50 - 60)\%. \quad (55)$$

Поэтому следует научиться их хорошо выделять, чтобы получить прямую информацию о динамике сильных взаимодействий. Перспективны в этом отношении разработки новых методов анализа, в частности корреляционного типа [54, 58], и исследования реакций

$$a + b \rightarrow \rho^0(\omega) + X \quad (56)$$

с

$$\rho^0(\omega) \rightarrow \mu^+\mu^-(e^+e^-). \quad (57)$$

В этом случае  $r \geq 1$ , так как  $\langle n(\rho/\omega) \rangle \approx 1$ , даже при энергиях  $E_p = 1500 \text{ Гэв}$ , и проблема «ложных» комбинаций практически снимается, как это было при низких энергиях. Первые данные о наблюдении  $\rho(\omega)$ -пика в спектрах  $(\mu^+\mu^-)$ -пар были получены при  $E_N = 150-300 \text{ Гэв}$  [65]. Однако погрешности в этих экспе-

риментах не позволили разделить  $\rho^0$ - и  $\omega$ -резонансы. Итак, несмотря на методические трудности, обнаружено интенсивное образование векторных мезонов в инклюзивных процессах при высоких энергиях [ $\varepsilon (V) \geq (50-60)\%$ ]. Наблюдаемые закономерности, которые обсуждены выше, следует пересмотреть с учетом этого явления. Скейлинг по множественности, корреляции в рождении

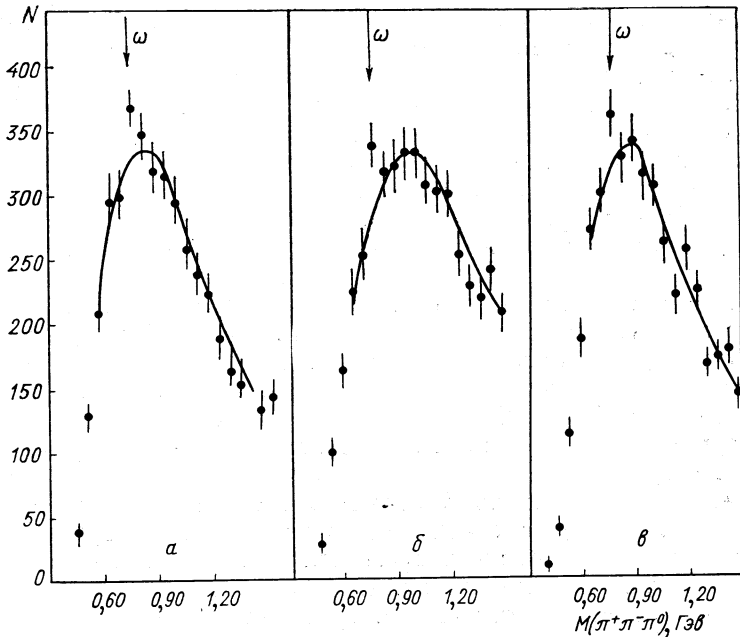


Рис. 13. Спектр эффективных масс ( $\pi^+\pi^-\pi^0$ )-комбинаций в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p = 40 \text{ Гэв}/c$

а —  $0,06 \leq x \leq 0,12$ ; б —  $0,3 \leq \eta^* \leq 0,45$ ; в —  $0 \leq p_{\perp}^2 \leq 0,2 \text{ (Гэв}^2/c^2)$

$\langle n(\pi^0) \rangle = f(n_{\pm})$ , зависимость  $\langle n_{\pm} \rangle = f(s)$  должны иметь другую интерпретацию, чем прежде. Резкое нарушение масштабной инвариантности в центральной области также может существенно уменьшиться, если учесть образование резонансов [58]. Наблюдаемые корреляции пар частиц по быстротам и азимутальным углам в значительной степени можно объяснить кинематикой рождения и распадов резонансов. Наконец, неожиданно большой выход прямых лептонов в адронных взаимодействиях частично можно объяснить процессами типа (56), (57).

**Образование других мезонных резонансов и доля прямых ионов.** Информация об образовании скалярных, псевдовекторных и тензорных мезонов ( $\delta$ ,  $S$ ,  $A$ ,  $E$ ,  $B$  и т. п.) практически

отсутствует [4, 58, 64]. В настоящее время имеются отдельные данные по рождению  $f$  ( $J^P = 2^+$ ) и  $K^*$  ( $J^P = 2^+$ )-резонансов в интервале энергий 8—1500 Гэв и 5—32 Гэв, соответственно [64]. В обоих случаях отношения  $f/\rho^0$  и  $K^*(1420)/K^*(890)$  слабо зависят от энергии и типа первичных частиц и составляют  $\approx 0,2-0,3$ . Таким образом, вклад более тяжелых резонансов может быть  $\varepsilon(T) \approx (1/3 - 1/4)$ , т. е. давать (15—20)% всех вторичных пионов. Также возможно, что наблюдаемые  $\rho$  ( $\omega$ )-мезоны — продукты распада более тяжелых резонансов ( $A \rightarrow \rho\pi$ ,  $B \rightarrow \omega\pi$ ) или кластеров. Однако, их экспериментальное выделение еще более сложно, чем векторных мезонов.

В связи с интенсивным образованием резонансов встает вопрос о доли прямых пионов, которые образуются непосредственно во взаимодействиях адронов, а не в результате распадов резонансов. Оценку прямых пионов легко получить из приведенных выше данных. Если отнести (50—60)% пионов за счет векторных мезонов и (15—20)% — за счет тяжелых резонансов, то (35—20)% связано с распадами псевдоскалярных, скалярных, псевдовекторных резонансов и прямых пионов ( $\pi_d$ ). Отсюда,  $N(\pi_d)/N(\pi) \leq \leq (20 \div 10)\%$ . Другие оценки, основанные на дифференциальных сечениях образования пионов и резонансов, также дают это значение [4, 5, 8, 64]. Таким образом, прямых пионов мало и все, что изучалось до сих пор, было результатом распадов резонансов или кластеров.

**Закономерности в дифференциальных сечениях образования резонансов.** Как уже отмечалось, при высоких энергиях выделение рождения резонансов представляет сложную методическую задачу, поэтому данные по полным сечениям имеют большие статистические и систематические погрешности. Тем больше неопределенностей при изучении дифференциальных сечений, особенно при  $E \geq 20$  Гэв. Однако, несмотря на это, спектры по эффективным массам разбиваются по интервалам по  $p_{\perp}^2$ ,  $x$  или  $y$ , и далее проводится анализ по формуле (51). В результате получают данные о поведении резонансов в зависимости от  $p_{\perp}^2$ ,  $x$  или  $y$ . При  $E \leq 20$  Гэв, где имеется большая статистика событий ( $\approx 100\ 000$ ), этому анализу можно доверять. При больших энергиях результаты такого анализа, на наш взгляд, имеют низкий уровень достоверности. Перечислим кратко наблюдаемые закономерности в спектрах резонансов, которые основаны на анализе данных, в основном, при  $E \leq 20$  Гэв [4, 58, 64].

**Универсальность спектров резонансов по  $x$  (или  $y^*$ ) в центральной области.** Анализ дифференциальных сечений образования  $\rho$ -мезонов и  $\Sigma^*$  (1385)-гиперонов в  $K\rho$ -,  $\pi\rho$ -,  $pp$ -взаимодействиях при  $p = 10 \div 24$  Гэв/с показал, что имеется две области их образования: центральная ( $|y^*| \leq 1,0$ ) и фрагментационная ( $|y^*| > 1,0$ ). В центральной области нормированные сечения

$d\sigma(\rho^0)/\sigma_{in}dy^*$  практически не зависят от типа первичных частиц ( $Kp$ ,  $\pi p$ ,  $pp$ ) и их энергии (16—24)  $\text{Гэв}$ . В области фрагментации сечения определяются типом фрагментирующей частицы. Распределения по  $x$   $\rho^0$ - и  $\omega$ -мезонов, образованных в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при  $p = 16 \text{ Гэв}/c$ , приведены на рис. 14 [58]. Здесь же даны распределения распадных пионов ( $\pi_{\rho^0}^-$ ,  $\pi_{\omega}^-$ ). Из рисунка видно,

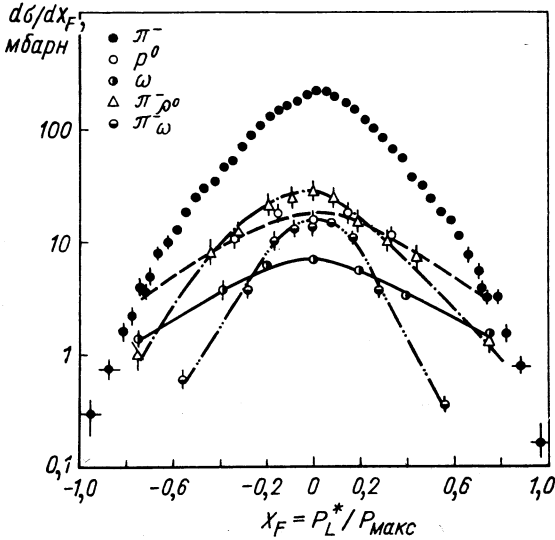


Рис. 14. Зависимость  $d\sigma/dx$  от  $x$  для  $\rho^0$ -,  $\omega^0$ -резонансов и  $\pi^-$ -мезонов, образованных в результате их распадов, для  $\pi^+p$ -взаимодействий при 16  $\text{Гэв}/c$

что распадные пионы имеют более узкое распределение около  $x = 0$ , чем резонансы, что можно связать с ростом  $f(0, s)$  с увеличением энергии первичных частиц.

Универсальность спектров по  $p_{\perp}^2$  и  $E_{\perp}$ . Изучение спектров  $d\sigma/dp_{\perp}^2$  резонансов и частиц с  $M = 140 - 1400 \text{ Мэв}$  [ $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $f$ ,  $K^*$  (890),  $\Delta$ ,  $\Sigma^*$  (1385)] показало, что они все удовлетворительно описываются зависимостью

$$d\sigma/dp_{\perp}^2 = A \exp(-Bp_{\perp}^2) \tag{58}$$

с  $B \approx 3,4 (\text{Гэв}/c)^{-2}$  в интервале по  $p_{\perp}^2$  (0—2)  $(\text{Гэв}/c)^2$  (рис. 15) [58, 64]. Этой же зависимостью описываются и спектры прямых пионов. Для  $J/\psi$ -частиц с  $M = 3,1 \text{ Гэв}$  значения  $B \approx (1,1 \pm 0,3) (\text{Гэв}/c)^{-2}$  для интервала  $p_{\perp}^2$  от 0 до 5  $(\text{Гэв}/c)^2$  при  $E = 40 - 400 \text{ Гэв}$ . Поэтому необходимы новые эксперименты, чтобы точнее определить область применимости (58) как по энер-

гии первичных частиц, так и по массам вторичных частиц. Интересно отметить, что пионы и каоны, образованные в распадах резонансов, имеют более узкое распределение по  $p_{\perp}^2$ . Следовательно; когда определяется, например, значение  $\langle p_{\perp} \rangle$  без выделения резонансов, то оно будет значительно меньше, чем для прямых пионов. С этим явлением также связан известный эффект роста  $\langle p_{\perp} \rangle$  с увеличением массы частицы ( $M \leq 1400$  Мэв).

При исследовании спектров вторичных частиц ( $\pi$ ,  $K^0$ ,  $\Lambda$ ), образованных в  $\pi^+p$ - взаимодействиях в центральной области

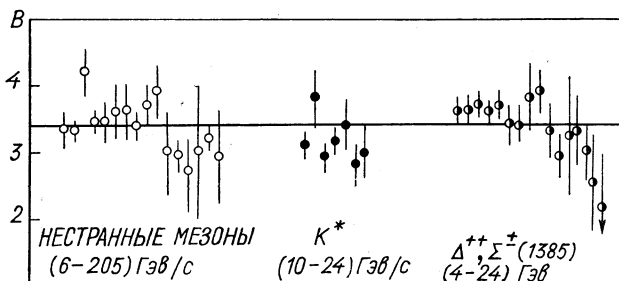


Рис. 15. Зависимость параметра  $B$  от вида вторичных частиц

при  $p_{\pi} = 16$  Гэв/с, было обнаружено, что они хорошо описываются формулой

$$d^3\sigma/d^3p = C \exp(-E_{\perp}/T_0), \quad (59)$$

где  $E_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$  [66]. Из  $\pi$ -,  $K$ -,  $\Lambda$ -частиц не выделялись продукты резонансов. Неинвариантные сечения (59) также хорошо аппроксимируются формулой Планка:

$$d^3\sigma/d^3p \sim 1/[\exp(E_{\perp}/T_0) - 1], \quad (60)$$

где  $T_0$  — температура адронной системы. Эта же закономерность наблюдается и в спектрах эффективных масс  $n$ -мезонов ( $n = 2, 3, 4$ ) и мезонных резонансов ( $\rho^0$ ,  $f$ ,  $\omega$  при  $|y^*| < 1,0$ ) и  $p_{\pi} = 16$  Гэв/с) (64). Интервал по  $(E_{\perp} - M)$  составляет  $0-1$  Гэв, что соответствует области  $0-2$   $(\text{Гэв}/c)^2$  по  $p_{\perp}^2$ , т. е. области применимости формулы (58). Параметр  $T_0 = 120$  Мэв.

Аналогичные результаты были получены при более высоких энергиях ( $\sqrt{s} = 31$  и  $21$  Гэв) для  $\pi$ -,  $K$ -,  $p$  и  $\bar{p}$ -частиц, образованных в  $pp$ -взаимодействиях [67]. В этом случае также  $T_0 \approx 120$  Мэв. Зависимости (59) и (60) не противоречат описанию спектров прямых пионов и резонансов с помощью (58). Прямой пересчет (59) в (58) дал удовлетворительное описание всех вторичных  $\pi$ -мезонов и  $\rho^0$ -мезонов, образованных  $\pi^+p$ -соударениях при  $16$  Гэв/с [58]. Таким образом, найдены две универсальные формы спектров

вторичных частиц в центральной области: зависимость (58) описывает прямые продукты адронных взаимодействий, формулы (59) и (60) описывают вторичные частицы без выделения продуктов распада резонансов. Универсальность этих закономерностей показывает, что возможно имеем дело со статистическим процессом, в котором участвует много частиц (например кварков, глюонов) [64]. Более подробно этот вопрос обсуждается в обзоре [68].

**Барийные резонансы.** Данные по образованию барийных резонансов в инклюзивных процессах при  $E \gtrsim 20 \text{ Гэв}$ , в основном, относятся к изобаре  $\Delta^{++}$  (1232) и ограничены областями фрагментации нуклонов [5]. Сечения их образования определяются несколько произвольно по двум причинам. Как известно,  $\Delta^{++}$  распадается на протон и  $\pi^+$ -мезон. В пузырьковых камерах протоны с импульсом  $p \gtrsim 1,3 \text{ Гэв}/c$  не идентифицируются и относятся к  $\pi^+$ -мезонам. Поэтому примерно половину изобар, дающих при распадах протон с  $p \gtrsim 1,3 \text{ Гэв}/c$ , выделить невозможно. Другая причина аналогична проблеме выделения  $\rho$ -мезона (50). Из-за большой ширины резонанса ( $\Gamma \approx 120 \text{ Мэв}$ ) имеется существенная неопределенность в проведении фоновой кривой.

Перечислим характерные черты энергетической зависимости  $\sigma(\Delta^{++})$ . Для обычных реакций ( $pp, \pi^+p, K^+p \rightarrow \Delta^{++}$ ) сечения падают в области энергий от 10 до 100  $\text{Гэв}$ . Для  $pp$ -взаимодействий при  $E \gtrsim 100 \text{ Гэв}$  сечения образования  $\Delta^{++}$  практически не меняются и равны примерно 1,5 мбарн при  $|t_{p \rightarrow \Delta}| \lesssim 1,0 (\text{Гэв}/c)^2$  и  $1,16 \leq M(p\pi^+) \leq 1,32 \text{ Гэв}$  для области фрагментации протона мишени [5]. Полное сечение  $\sigma(\Delta^{++})$  по модельным оценкам составляет около 4,5 мбарн при энергиях встречных пучков ЦЕРНа [5].

В экзотических реакциях ( $\pi^-p \rightarrow \Delta^{++}X$ ) сечения образования  $\Delta^{++}$  практически не зависят от энергии ( $E = 10\text{--}300 \text{ Гэв}$ ) и примерно равны  $\sigma(pp \rightarrow \Delta^{++}X)$  для области фрагментации мишени [5, 60]. В  $pp$ -соударениях при  $p = 22,4 \text{ Гэв}/c$  —  $\sigma(\Delta^{++})^{45} = 2,89 \pm 0,15 \text{ мбарн}$  для всей кинематической области (камера «Людмила») [69]. Анализ угловых распределений и элементов спиновой матрицы плотности изобары показал доминирующую роль одноопионного обмена при небольших значениях  $t$ .

Вклад распадов  $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$  в образование пионов невелик и составляет примерно (2—3)% всех вторичных  $\pi^+$ -мезонов. Однако, барийных резонансов много, а в экспериментах пока выделялся, в основном, только  $\Delta^{++}$  (1232). Поэтому очень важно изучить рождение барийных резонансов при высоких энергиях и определить их суммарный вклад в образование мезонов и бариев.

**Кварковые модели.** Обнаружение большой доли резонансов среди вторичных частиц приводит к пересмотру первоначального вывода о сильном нарушении  $SU(6)$ -симметрии. В рамках аддитивной кварковой модели учет вкладов низших  $SU(6)$ -мультипле-



тов (36-плет мезонов и 56-плет барионов) позволяет объяснить существующие соотношения для выходов стабильных частиц при ускорительных энергиях [5, 68, 71, 72].\*

Согласно этой модели, один из кварков  $q$  налетающего адрона взаимодействует с одним из кварков  $q$  мишени, и это приводит к образованию пар ( $q\bar{q}$ ) (рис. 16). Другие кварки остаются «созерцателями» и после присоединения «новорожденного»  $q$  (или  $\bar{q}$ ) образуют адроны в области фрагментации ( $x > 1/2 - 2/3$ ). Квар-

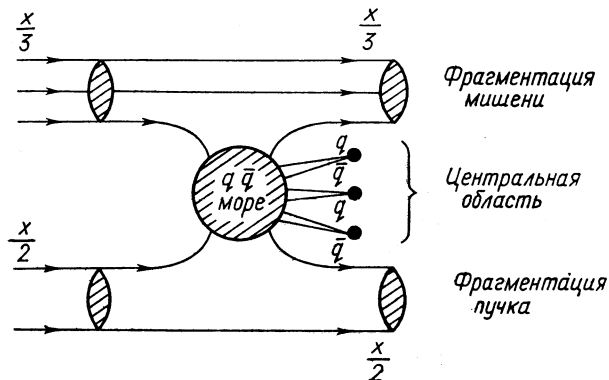


Рис. 16. Аддитивная кварковая модель

ки из блока имеют меньшие импульсы в с. п. и. ( $x < 1/3$ ) и, случайно соединяясь, формируют адроны в центральной области. В такой схеме масса образуемых адронов не играет существенной роли, так как все кварки так или иначе должны соединиться в адроны (мы их не видим в свободном состоянии)\*\*. При больших энергиях образуется много  $q$  и  $\bar{q}$  с разным зарядом, странностью и проекцией спина. Кварковая модель является  $SU(6)$ -симметрией, поэтому в модели предполагается, что вероятность образования  $q$  или  $\bar{q}$  в среднем блоке не зависит ни от их квантовых чисел, ни от исходных сталкивающихся кварков, т. е. от природы первичных частиц. Поэтому вероятность образования векторных мезонов в центральной области будет в  $(2J + 1) = 3$  больше, чем псевдоскалярных  $(2J + 1) = 1$ , и  $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega)$ , что и было наблюдеено в экспериментальных [см. (53) и (54)] [59—61]. Образование адронов в центральной области при помощи одного ста-

\* Большая доля  $\rho$ -мезонов ( $\approx 50\%$ ) предсказывалась также в мультипериферической модели еще в 1973 г. [67].

\*\* Некоторое относительное подавление образования странных кварков  $s$  ожидается из-за  $m(s) > m(u) = m(d)$ . Экспериментальные данные дают фактор подавления  $\lambda \approx 0,2 - 0,3$ , который учитывается в модели [71, 72].

тистического механизма приводит к тому, что в с. ц. и. сталкивающихся кварков распределение всех частиц описывается единой функцией, не зависящей от вида первичных частиц:

$$d^3\sigma/dx dp_{\perp}^2 = C_i F(x, p_{\perp}^2), \quad (61)$$

где  $C_i$  — полные выходы соответствующих адронов. Универсальность спектров вторичных частиц по  $x$ ,  $p_{\perp}^2$  и  $E_{\perp}$ , которую мы обсуждали выше, и является подтверждением (61) [68].

В области фрагментации ( $x \gtrsim 1/2 - 1/3$ ) спектры частиц также определяются одним механизмом «подхвата» кварка (или двух кварков) первичными кварками (см. рис. 16). Поэтому распределения частиц по  $x$  и  $p_{\perp}^2$  будут описываться единой функцией для данного числа кварков — «наблюдателей» и кварков в адронах. Например,  $f(x, p_{\perp}^2)$  будет одинакова для фрагментации нуклонов в барионы и т. п. С другой стороны, вероятности их образования будут определяться кварковым содержанием фрагментирующей частицы.

В первоначальном варианте модели рассматривались только низшие  $SU(6)$ -мультиплеты, у которых орбитальный момент кварков  $l = 0$  (октет барионов с  $J^P = 1/2^+$ , декуплет — с  $J^P = 3/2$  и нонеты мезонов с  $J^P = 0^-$  и  $1^-$ ) [71]. Так как отношение выходов тензорных мезонов к векторным оказалось примерно равным  $0,2 \div 0,3$  (см. выше), то подавление образования тяжелых мезонных резонансов с  $l = 1$  не является сильным. В связи с этим, в рамках аддитивной кварковой модели были проведены расчеты выхода  $P$ -волновых мезонных состояний ( $f$ ,  $K^*$ ,  $A$ ,  $B$  и т. д.) [72]. Оказалось, что они дают не менее 25% всех вторичных мезонов. Доля прямых пионов, с учетом образования тяжелых резонансов, оказалась равной 6,5% [72].

Итак, наивная кварковая модель хорошо описывает закономерности множественного рождения частиц. Динамические предположения в этой модели связаны, в основном, с импульсами кварков в первичных адронах, т. е. с их структурой. В остальном, предполагается статистический механизм образования адронов в рамках  $SU(6)$ -симметрии. Вероятно, это и позволяет описывать спектры адронов в центральной области с помощью температуры  $T_0$  [68]. Таким образом, мы опять возвращаемся к статистическим моделям с  $T_0 \approx m(\pi)$ , но на уровне кварков (или  $SU(6)$ -симметрии) [73].

Успех кварковой модели связан с предсказанием большой доли резонансов в инклюзивных процессах, которая и была обнаружена в 1976—1978 г. В этом отношении существенную роль сыграли эксперименты, выполненные учеными социалистических стран (двухметровая пропановая камера) [59—61]. В частности, в них

впервые было показано, что  $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega)$ , что отличает кварковую модель от мультипериферической схемы сильных взаимодействий.

## 5. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ И РАЗМЕРЫ ИХ ИЗЛУЧЕНИЯ

В связи со сложностью интерпретации механизма образования частиц при высоких энергиях особое значение приобретают методы анализа инклюзивных процессов, основанные на общих принципах квантовой механики. К ним относятся исследования интерференции тождественных частиц в инклюзивных процессах типа:

$$a + b \rightarrow c(p_1) + c(p_2) + X, \quad (62)$$

которые позволяют получить информацию о «размерах» области их излучения. В различных вариантах статистико-гидродинамического подхода эти «размеры» существенно различаются. Например, в статистической модели с расширяющимся объемом область излучения — сфера с радиусом  $R \sim (E_a^*)^{1/3}$  в гидродинамической теории для медленных частиц  $R \sim 1/m_\pi$  в модели ферми-эллипсоид с  $R_\perp \sim 1/m_\pi$  и  $R_\parallel \sim m_N/[m_\pi E_a^*]$  [8]. В мультипериферическом подходе размеры области также зависят от конкретной схемы.

В кварковых моделях, описывающих множественные процессы, размеры излучающей системы не вводятся в явном виде (см. выше). Однако, статистический характер образования адронов из кварков и универсальность их спектров в центральной области показывают, что и в этом случае имеется объем, характеризующий область «превращения» кварков в адроны. Таким образом, экспериментальные данные о  $R$  и  $\tau$  (характерное время процесса), несомненно, позволят получить новые сведения о динамике множественных процессов.

В оптике давно уже установлено существование угловых корреляций фотонов, испускаемых двумя независимыми возбужденными источниками. Вероятность регистрации двухфотонных событий повышается, если угол между импульсами фотонов  $\vartheta$ , длина волны  $\lambda$  и расстояние между излучателями  $R$  связаны условием:

$$\vartheta \leq \lambda/R. \quad (63)$$

Излучение независимых источников оказывается в этом смысле когерентным. Соотношение (63) лежит в основе известного метода измерения диаметра звезд по Брауну — Твиссу [74].

При высоких энергиях, когда рождается много частиц, аналогичный метод применим и для процессов множественного рождения частиц. Причем, оказалось, что дополняя угловые корреляции энергетическими, можно также определить и длительность

процесса генерации ( $\tau$ ). Возможность корреляционного измерения размеров источника впервые была продемонстрирована в  $pp$ -аннигиляциях [75]. Основы современного корреляционного метода разработаны в ЛВЭ ОИЯИ при исследовании множественных процессов на пузырьковых камерах (двухметровая пропановая камера и камера «Людмила») [76—79]. В этом случае речь идет о симметризации амплитуды, например, двух тождественных пионов, испущенных в разные моменты времени и из разных точек излучающего объема. В результате возникают интерференционные корреляции, повышающие вероятность регистрации тождественных пионов с близкими импульсами. Соответствующие формулы модельно зависимы, но имеют общую структуру [77—79]. Если, например, «источники включаются» одновременно и расположены на поверхности радиуса  $R$ , а их время жизни  $\tau$ , то вероятность наблюдения пионов с импульсами  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$ :

$$W = W_0 (1 + \Delta), \quad (64)$$

где

$$\Delta \approx \exp[-(1/4) q_{\perp}^2 R^2 / [1 + (q_0 \tau)^2]]; \quad (65)$$

$q_0 = E_1 - E_2$ ;  $q_{\perp}$  — проекция  $\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$  на плоскость, перпендикулярную  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$  [78, 79]. Множитель  $W_0$  соответствует фоновому распределению без интерференции. Обычно для определения  $W_0$  используют  $\pi^+\pi^-$ -пары, хотя и в них, в принципе, может иметь место интерференция. Для ее учета вводят в (64) множитель  $\lambda$  перед  $\Delta$  [4, 58, 64, 80, 81]. В качестве фона также используют комбинации пионов из разных событий [82—84].

Наблюдая корреляции пар ( $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ ), можно с помощью формул типа (64) измерить  $R$  и  $\tau$ . В общем случае физический смысл величины  $\tau$  довольно сложен [79]. Она состоит из среднего времени жизни источников  $\tau_1$ , разброса моментов их «включения»  $\tau_2$  и «продольного времени»  $\tau_3 \approx R/v$ , где  $v$  — скорость пионов. Величина  $R$  связана с расстоянием между источниками, излучающими тождественные пионы с близкими импульсами. В статистических схемах она совпадает с полными размерами излучающей области, в мультипериферических моделях характеризует расстояние между соседними узлами диаграммы. Если пионы рождаются не непосредственно, а в результате распадов резонансов, то величины  $R$  и ( $c\tau$ ) также определяются и временем жизни, и средним пробегом этих резонансов [81].

Корреляционный метод исследования размеров области излучения во множественных процессах сначала применялся в работах, выполненных на двухметровой пропановой камере [82, 83]. В результате было получено, что в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p = 40 \text{ Гэв}/c$  —  $R = (1,70 \pm 0,3) \cdot 10^{-13} \text{ см}$  и  $c\tau = (0,8 \pm 0,5) \times$

$\times 10^{-13}$  см [82]. Для взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с ядрами углерода ( $^{12}\text{C}$ ) при той же энергии  $R = (4,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$  см и  $\sigma\tau = (5,1 \pm 2,1) \cdot 10^{-13}$  см [83]. Типичные распределения по  $q_1^2$  и  $q_0$  приведены на рис. 17 и 18. Из рисунков видно, что эффект наблюдается только в узкой области  $q_0 < 0,1$  Гэв и  $q_1^2 < 0,1$  (Гэв/с) $^2$ . В антипротон-протонных взаимодействиях при  $p = 22,4$  Гэв/с

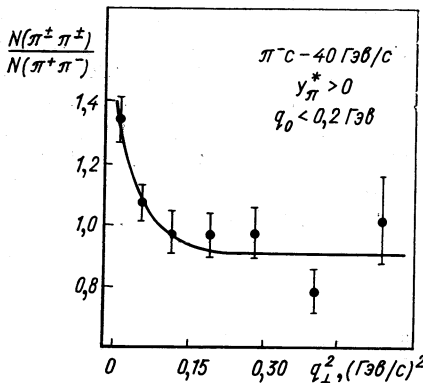


Рис. 17. Зависимость  $N(\pi^{\pm}\pi^{\pm})/N(\pi^{\pm}\pi^{-})$  от  $q_1^2$  при  $q_0 \leq 0,2$  Гэв и  $y_{\pi^*} > 0$  для  $\pi^-$ - $\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с

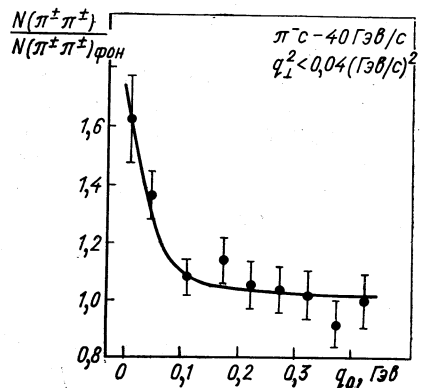


Рис. 18. Зависимость  $N(\pi^{\pm}\pi^{\pm})/N(\pi^{\pm}\pi^{-})_{\text{фон}}$  от  $q_0$  при  $q_1^2 < 0,04$  (Гэв/с) $^2$  для  $\pi^-$ - $\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с

(камера «Людмила») было получено, что  $R = (3,0 \pm 0,5) \times 10^{-13}$  см и  $\sigma\tau = (3,1 \pm 1,6) \cdot 10^{-13}$  см [84].

В настоящее время корреляционный анализ [77–79] получил признание и на всех международных конференциях по многочастичным процессам оживленно обсуждаются его результаты [4, 58, 64]. Данные по  $R$  и  $\tau$  получены в  $\pi^{\pm}p$ -,  $Kp$ -,  $pp$ - и  $pp$ -взаимодействиях при энергиях от 6 до 1500 Гэв [4, 58, 64]. В ряде экспериментов статистика событий составляет  $\approx 100$  тысяч. Значения  $R$  оказались примерно равными  $(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-13}$  см в широком интервале энергий, за исключением  $pp$ - и  $\pi^{12}\text{C}$ -взаимодействий [83, 84]. Во всех работах  $\sigma\tau \lesssim R$  ( $\tau_3$ ). Поскольку одна из компонент  $\tau$  имеет геометрическую природу ( $\tau_3$ ), то истинное время излучения еще меньше, что плохо согласуется со статистическими представлениями.

Выбор фоновых распределений является сложной методической задачей. Использование в качестве фона  $(\pi^+\pi^-)$ -комбинаций из разных событий нарушает законы сохранения энергии — импульса, а в  $(\pi^+\pi^-)$ -комбинациях может быть интерференция. Поэтому полученные результаты следует рассматривать только

как наблюдения самого эффекта интерференции и его двумерного характера ( $q_0, q_{\perp}^2 < 0,1$ ). Однако, конкретные величины  $R$  и  $\tau$  и, особенно, их интерпретация имеет лишь качественный характер. В качестве примера укажем на возможность того, что наблюдаемый эффект связан с пионами от распадов разных резонансов (например,  $\rho$ -мезонов) [81]. В этом случае  $R = R_0 + \bar{l}$ , где  $l$  — средний пробег резонансов до распадов ( $l \sim 1 \cdot 10^{-13}$  см), и поэтому область генерации резонансов  $R_0 \approx 0,7 \cdot 10^{-13}$  см.

В связи с обнаружением большой доли резонансов в инклюзивных процессах (см. разд. 5) эта интерпретация не исключена. Следовательно и в корреляционных исследованиях этого типа также необходимо выделить резонансы (или прямые пионы), чтобы получить сведения о динамике их рождения. Большой интерес представляет изучение интерференции частиц в процессах, где рождаются «струи» адронов с большими импульсами. Анализ этих данных может дать информацию об области взаимодействия кварков. Корреляционный метод, в принципе, позволяет получить представление и о форме излучающей области, по анализу, например, пар пионов, летящих вперед  $\cos \theta^* \geq 0,5$  и под углом  $\theta^* \geq 60^\circ$  в с. ц. и. Такие попытки были предприняты при изучении  $\pi^-p$ -взаимодействий (40 Гэв) и  $\bar{p}p$ -соударений (22 Гэв) [82, 84]. В обоих случаях были получены указания на отступление от сферической формы. Однако, в первом случае речь идет об эллипсоиде, сжатом в направлении движения первичных частиц ( $R_{\parallel} < R_{\perp}$ ), а во втором —  $R_{\perp} > R_{\parallel}$ . Таким образом, изучение интерференции тождественных частиц дает сведения о характеристиках процессов в области  $R \approx 10^{-13}$  см и  $\tau \approx 10^{-23}$  сек. Чтобы получить новые данные в этом направлении, необходимо использовать электронные методы регистрации частиц, специально «настроенные» на область их интерференции.

## 6. АДРОН-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Первые эксперименты на Серпуховском ускорителе были выполнены в 1968—72 гг. с помощью фотоэмульсионного метода. В них изучались неупругие и когерентные взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с  $p = 45, 50$  и  $60$  Гэв/с и протонов с  $p = 50, 60$  и  $67$  Гэв/с с легкими (C, N, O) и тяжелыми (Ag, Br) ядрами эмульсии [17—20, 85, 86]. В 1972—77 гг. были получены данные по взаимодействиям  $\pi^-$ -мезонов с  $p = 40$  Гэв/с с ядрами C (двухметровая пропановая камера) [87—92] и в 1977 г. — данные по когерентным процессам и  $\langle n_{\pm} \rangle$  в зависимости от атомного номера (МИС ОИЯИ) [93]. Практически все результаты были первыми при столь высоких энергиях, они широко обсуждались на национальных и международных конференциях по физике высоких энергий [85, 86].

**Средние множественности вторичных частиц.** В исследованиях с помощью фотоэмульсий определены средние множественности ливневых с  $\beta \geq 0,7$  частиц ( $\langle n_s \rangle$ ) для легких и тяжелых ядер. В ОИЯИ для более надежного разделения событий по этим группам использовались фотоэмульсии с разным атомным составом [18]. При аппроксимации полученных данных зависимостью

$$\langle n_s(hA_1) \rangle = \langle n_s(hA_2) \rangle A^\alpha \quad (66)$$

значения  $\alpha$  равны  $0,18 \pm 0,01$  и  $0,094 \pm 0,004$  для  $pA$ - и  $\pi^-A$ -взаимодействий, соответственно. Столь слабая зависимость  $\langle n_s \rangle$

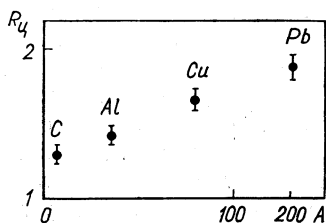


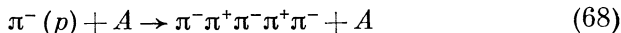
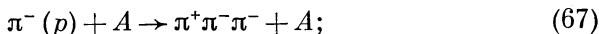
Рис. 19. Зависимость  $R_{ц}$  от  $A$  для  $\pi^-A$ -соударений при  $p = 40$  Гэв/с

от  $A$  показывала, что обычный каскадный механизм адрон-ядерного взаимодействия неприменим при серпуховских энергиях [17—20]. Более точно зависимость  $\langle n_{\pm} \rangle$  от  $A$  получена на установке МИС ОИЯИ, где изучались взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов с  $p = 40$  Гэв/с с «чистыми» мишенями (C, Al, Cu, Pb). На рис. 19 приведены данные по  $R_{ц} = \langle n_{\pm} \rangle_{\pi A} / \langle n_{\pm} \rangle_{\pi p}$ , где  $\langle n_{\pm} \rangle_{\pi A(p)}$  — средние множественности вторичных заряженных частиц в  $\pi^-A$ -

и  $\pi^-p$ -взаимодействиях в центральной области ( $|y_{л} - 2,2| \leq 1,15$ ). Экспериментальные данные аппроксимируются зависимостью (66) с  $\alpha \approx 0,11 \pm 0,01$  [93]. Слабая зависимость  $\langle n \rangle$  от  $A$  была первым указанием на появление новых явлений во взаимодействиях адронов с ядрами при серпуховских энергиях [85, 86].

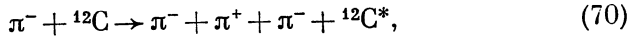
Распределения по множественности  $[P(n_s)]$  существенно отличаются от пуассоновского и отношения  $\langle n_s \rangle / D \approx 2$ , как и для адронных взаимодействий ( $D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}$ ) [20]. Было также показано существование ядерного КНО-скейлинга [29]. Однако до сих пор нет точных данных о  $\psi(z)$  для тяжелых ядер [см. (21)].

**Когерентные процессы.** В 1969—71 гг. получены первые данные по когерентным процессам (фотоэмульсии) [20]. Изучались реакции типа



при  $p_{\pi} = 45$  и  $60$  Гэв/с и  $P_p = 67$  Гэв/с [20]. Сечения реакций (67) и (68) растут с увеличением энергии, что было неожиданно, так как в то время когерентные процессы связывали с обменом полусом Померанчука. Обнаружение роста полных сечений адрон-

адронных взаимодействий (серпуховской эффект) показало, что при этих энергиях асимптотический режим не имеет места [4—8]. В реакциях (67) и (68) при  $E \lesssim 60$  Гэв существен и пороговый эффект — увеличение максимальной массы, образованной когерентно, с ростом энергии. На МИС ОИЯИ получены первые данные по реакциям:



где  ${}^{12}\text{C}^*$  — ядро углерода с возбужденным уровнем  $4,4$  Мэв ( $\sigma$  (69) =  $1,0 \pm 0,3$  и  $\sigma$  (70) =  $0,13 \pm 0,04$  мбарн) [93].

**Многонуکلонные взаимодействия и полное разрушение ядер.** В настоящее время интерес к данным по адрон-ядерным взаимодействиям связан с извлечением информации о динамике адронных взаимодействий на малых расстояниях и поисками новых эффектов, типа кумулятивных [94]. Имеющиеся данные при  $E \gtrsim 20$  Гэв, в основном, относятся к общим характеристикам адрон-ядерных соударений [85, 86]. В работе, выполненной на двухметровой пропановой камере ( $\pi^- {}^{12}\text{C} - 40$  Гэв/с), экспериментально выделялись неупругие взаимодействия пионов с несколькими нуклонами ядра углерода (многонуکلонные взаимодействия) [95]. Для выделения использовался избыточный положительный заряд вторичных частиц:

$$Q = n_+ - n_-, \quad (71)$$

где  $n_+$  — число положительных пионов и протонов ( $p \gtrsim 700$  Мэв/с),  $n_-$  — число  $\pi^-$ -мезонов. Нетрудно видеть, что  $Q = +1$  соответствует взаимодействию  $\pi^- (2p)$ ;  $Q = +2 - \pi^- (3p)$  и т. д. Действительно, для  $\pi^- p$ -взаимодействий  $Q \leq 0$ . В результате были получены данные о множественности заряженных частиц в зависимости от  $Q$ , где  $Q = \nu - 1$  (рис. 20). Расчеты по модели многократного рассеяния удовлетворительно описывают эти результаты с точностью  $\approx 10\%$ , обычная каскадная модель находится в резком противоречии с экспериментом [95].

Метод выделения многонуکلонных взаимодействий по  $Q$  позволяет исследовать их характеристики, используя только ядра углерода, которые обычно получают в соударениях адронов с ядрами от С до U [95]. Большой интерес представляет применение этого метода для взаимодействий адронов с тяжелыми ядрами, что позволяет изучать неупругие соударения, в которых участвовало десять — двадцать нуклонов ядра, причем каждому из них был передан импульс  $p > 1$  Гэв/с. При серпуховских энергиях изучалось явление полного разрушения тяжелых ядер, в частности, ядер Рb с помощью метода фотоэмульсий [96—99].



Доля таких событий составляет (3—7)% всех неупругих взаимодействий. Распределение  $\langle n_s(\eta) \rangle$  по квазибыстроте ( $\eta =$

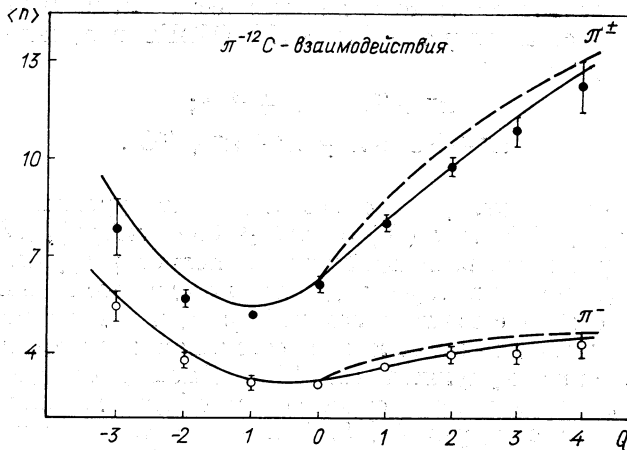


Рис. 20. Зависимость  $\langle n_i \rangle$  от  $Q$  для  $\pi^{-12}$  C-взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с: Кривые — модель многократного рассеяния

$= -\ln \operatorname{tg} \theta/2$ ), которое нормировано на соответствующее распределение, полученное в  $pp$ -соударениях при  $p = 70$  Гэв/с,

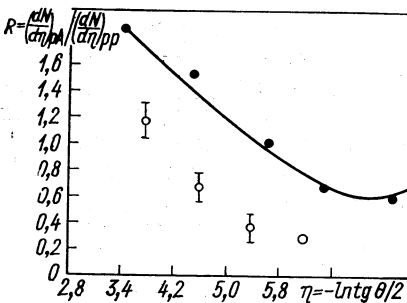


Рис. 21. Зависимость  $R$  от  $\eta$ : здесь  $\circ$  — для событий с полным разрушением ядер ( $E_p = 70$  Гэв);  $\bullet$  — «обычные» взаимодействия ( $E_p = 200$  Гэв); кривая — расчеты по партонной модели

при  $p = 200$  Гэв/с. Из рисунка видно, что при полном разрушении ядер значения  $R(\eta)$  существенно отличаются от «обычных»  $pA$ -взаимодействий и от  $pp$ -взаимодействий. При  $\eta \gtrsim 4,0$  значения  $R(\eta) \approx 0,4$ , т. е. число быстрых частиц значительно меньше, чем в  $pp$ -взаимодействиях при той же энергии. Это означает, что частицы, образованные в первом акте соударения, взаимодействуют при прохождении через ядро ( $\sigma \approx \sigma_{\text{in}}(pp)$ ) [99]. Чтобы описать явления полного разрушения ядер, необходимо учитывать коллективные взаимодействия первичной частицы с нуклонами ядра.

**Импульсные и угловые характеристики адрон-ядерных взаимодействий.** Характеристики инклюзивных процессов:

$$\pi(p) + A \rightarrow \pi^\pm + X; \quad (72)$$

$$\pi(p) + A \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + X \quad (73)$$

были изучены при серпуховских энергиях с помощью методики ядерных эмульсий и пузырьковых камер [87—91, 100]. Общие их черты заключаются в следующем:

1) в области фрагментации первичной частицы значения

$$R(y_\pi) = \frac{1}{\sigma_{in}} f_{\pi(p)A}(y_\pi) / \frac{1}{\sigma_{in}(\pi(p)p)} f_{\pi(p)p}^{(y_\pi)}$$

меньше 1 при  $y_\pi \gtrsim 3$

В области фрагментации мишени значения  $R \sim A^{1/3}$  ( $y_\pi \lesssim 0$ );

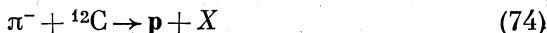
2) в центральной области  $R \gtrsim 1$ ;

3) поведение корреляционных функций  $R(y_1, y_2)$  и  $C(y_1, y_2)$  в  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий при  $p = 40$  Гэв/с оказалось таким же, как и в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при той же энергии (см. п. 4). Однако, по абсолютному значению они меньше, что связано с наличием многократных взаимодействий [101];

4) число лидирующих  $\pi^-$ -мезонов ( $p \gtrsim 0,5 P_0$ ) уменьшается с ростом числа сильноионизирующих частиц  $n_n$ , которые служат оценкой числа взаимодействий внутри ядра. Этот факт отвергает представление о полной пассивности частицы после первого соударения внутри ядра [100];

5) распределения частиц по поперечным импульсам слабо зависят от  $A$ .

Масштабные свойства ядерных взаимодействий изучались в процессах



при  $p = 40$  Гэв/с (двухметровая пропановая камера) [88]. В этой реакции регистрировались протоны, испущенные назад в л. с., т. е. в области фрагментации ядра мишени. Ранее было отмечено, что в этой области нормированные структурные функции  $f(p^2)/\sigma_{tot}(hA)$  не зависят от энергии в интервале 1—8 Гэв [94]. Полученные данные аппроксимировались функцией

$$\frac{f(p^2)}{\sigma_{tot}(hA)} = A_1 \exp(-A_2 p^2) + A_3 \exp(-A_4 p^2), \quad (75)$$

где  $A_2 = (49,6 \pm 13,1)$  (Гэв/с) $^{-2}$  и  $A_4 = (13,9 \pm 1,6)$  (Гэв/с) $^{-2}$ . Большое значение  $A_2$  характеризует испарительный спектр протонов ( $p \lesssim 300$  Мэв/с), значение  $A_4$  связано со спектром прото-

нов, у которых  $p = 300 - 700 \text{ Мэв/с}$  (кумулятивные протоны) [94]. Значения  $A_4$  для реакций



и



при  $p = 1 - 6 \text{ Гэв}$  равны  $11,5 \pm 0,7$  и  $13,5 \pm 1,5 (\text{Гэв/с})^{-2}$ , т. е. в пределах погрешностей совпадают с результатами при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$ . Таким образом, наблюдается масштабная инвариантность для области фрагментации ядер в интервале энергий  $1 - 40 \text{ Гэв}$ .

Исследования адрон-ядерных взаимодействий отстает от изучения адронных взаимодействий примерно на 5—6 лет. Поэтому в настоящее время по  $hA$ -соударениям имеется примерно тот же набор данных, что был по  $pp$ -соударениям в 1972—74 гг. Однако, сложность и неоднозначность интерпретации адронных взаимодействий заставляет интенсивно изучать взаимодействия с ядрами в надежде понять динамику сильных взаимодействий на малых расстояниях. С другой стороны, ядра дают уникальные возможности исследования соударений адронов с несколькими нуклонами, наблюдения кумулятивных взаимодействий, эффектов ударной волны и т. п. [94]. Поэтому в ближайшем будущем следует ожидать существенного увеличения экспериментальной информации по адрон-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение 1968—78 гг. научными коллективами стран-участниц ОИЯИ получены существенные результаты по физике множественного рождения частиц при высоких энергиях на Серпуховском ускорителе ИФВЭ. Большинство данных были первыми при столь высоких энергиях, благодаря рекордным энергиям серпуховского ускорителя. В 1968—73 гг., эти данные занимали основное время при обсуждениях на национальных и международных конференциях по физике высоких энергий. В течение 1973—77 гг. были открыты новые направления в исследованиях многочастичных реакций, которые широко обсуждались на Международных конференциях в Тбилиси (1976), Будапеште (1977) и Кэйзерсберге (Франция, 1977). Суммируем кратко основные результаты.

1. Показана универсальность скейлинга по множественности для  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-C$ - и  $pp$ -взаимодействий.

2. Открыты корреляции по множественности между нейтральными и заряженными пионами. Получены распределения по мно-

жественности всех вторичных частиц в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$ .

3. Обнаружен ранний скейлинг в  $\pi^-p$ - и  $pp$ -взаимодействиях в центральной области. В области фрагментации пионов показано, что скейлинг имеет место для фрагментации  $\pi^- \xrightarrow{p} \pi^+$ .

4. Изучены корреляции в двухчастичных инклюзивных процессах. Показано, что в полуинклюзивных процессах корреляции существенно слабее, чем в инклюзивных.

5. Обнаружена доминирующая роль векторных мезонов в инклюзивных процессах при высоких энергиях. Показано, что сечение образования  $\sigma(\rho^0) \approx \sigma(\omega^0)$ , что очень важно для понимания механизма образования вторичных частиц (кварковые модели).

6. Изучено образование барионных резонансов в  $\pi^-p$ - и  $pp$ -взаимодействиях.

7. Разработан новый метод исследования размеров области излучения вторичных частиц при высоких энергиях. Получены данные об области излучения вторичных пионов в  $\pi^-p$ -,  $\pi^-C$ - и  $pp$ -взаимодействиях.

8. Изучены когерентные процессы в серпуховском интервале энергий. Обнаружен рост их сечений.

9. Получены данные по многонуклонным взаимодействиям и полному разрушению ядер при  $E = 40 - 70 \text{ Гэв}$ .

10. Изучены одночастичные инклюзивные процессы и корреляции в адрон-ядерных взаимодействиях.

11. Обнаружена выполнимость масштабной инвариантности для адрон-ядерных взаимодействий в области фрагментации ядра — мишени вплоть до  $40 \text{ Гэв}$ .

12. Получены данные по рождению странных частиц в  $\pi^-p$ -,  $\pi^-n$ -,  $\pi^-^{12}C$ - и  $pp$ -взаимодействиях.

13. Изучены явления с образованием частиц с большими поперечными импульсами, по передаче заряда и т. п.

14. Теоретиками ЛТФ ОИЯИ, ИФВЭ (Серпухов), ФИАН (Москва), ЛИЯФ (Ленинград), ТГУ (Тбилиси) была дана интерпретация обнаруженных явлений. В этом отношении также следует отметить плодотворное сотрудничество с теоретиками Института ядерных исследований (Варшава) и Университета им. К. Маркса (Лейпциг).

В результате этих исследований накоплен огромный экспериментальный материал по адрон-нуклонным и адрон-ядерным взаимодействиям, который широко используется для проверки теоретических моделей. Получение этих данных в относительно короткий срок стало возможным, благодаря международному сотрудничеству ученых социалистических стран и использованию ресурсов стран-участниц ОИЯИ для обработки первичного экспериментального материала.

Исследования многочастичных реакций как на серпуховском ускорителе, так и на других ускорителях мира позволили понять, в первом приближении, область применимости новой симметрии сильных взаимодействий — гипотезы масштабной инвариантности при  $E \lesssim 2000 \text{ Гэв}$ . Однако, до сих пор данные о  $f(p, s)$  при различных энергиях получены часто в разных областях фазового пространства, что затрудняет изучение зависимости инвариантных сечений от энергий. Практически отсутствуют данные о рождении  $\pi^0$ -мезонов и нейтральных странных частиц с большой статистикой событий. Нет исследований взаимодействий различных первичных частиц ( $\pi$ ,  $K$ ,  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{N}$ ,  $\bar{\Lambda}$  и т. д.) с нуклонами при одной энергии, которые необходимы для анализа закономерностей приближения к скейлингу. Результаты по ядерному скейлингу также получены при отдельных энергиях первичных частиц при  $E \lesssim 40 \text{ Гэв}$ . Таким образом, программа изучения масштабной инвариантности на существующих ускорителях далека от завершения.

Изучение динамики многочастичных процессов натолкнулось на естественную трудность. Обилие параметров в конфигурационном пространстве  $n$  вторичных частиц, большинство из которых нечувствительно к самым крайним предположениям о механизме их рождения. Ярким примером в этом отношении являются стандартные корреляционные функции  $R_{ik}(ik)$  (см. п. 4). Обнаружение значительных ближних корреляций по  $R_{ik}(y_1, y_2)$  в инклюзивных процессах считалось наблюдением динамических корреляций двух частиц. Однако изучение полуинклюзивных процессов показало, что эти корреляции определяются различием одночастичных спектров вторичных частиц, а корреляции  $R_{ik}^{(n)}(C_{ik}^{(n)})$  практически отсутствуют. Эти корреляции одинаково неплохо описываются фазовыми объемом, мультипериферической и мультикластерной моделью (см. п. 4). Поэтому необходимо искать новые параметры или проводить многомерный анализ множественных процессов, что является чрезвычайно сложной и вряд ли увлекательной задачей при  $n \rightarrow \infty$ . Поиски новых параметров, чувствительных к исходным предположениям моделей, связаны или с прозорливостью физиков, или со систематическим сравнением моделей с экспериментом с помощью электронно-вычислительных машин (см. п. 4.1). В любом случае, изучение механизмов множественных процессов находится в начальном состоянии и сейчас только разрабатываются методы их исследований (п. п. 4.6).

С другой стороны, обнаружение большой доли резонансов ( $\approx 80\%$ ) среди вторичных частиц показало, что имеющиеся данные по долгоживущим частицам ( $\pi$ ,  $K_s$ ,  $N$ ,  $\Lambda$ ) являются косвенной информацией о динамике рождения адронов в сильных взаимодействиях. Поэтому необходимы эксперименты по исследованию рождения резонансов в ускорительном интервале энергий, кото-

рые дадут более прямую информацию о механизме их образования. С этой точки зрения перспективны исследования, которые проводятся ОИЯИ на серпуховском ускорителе с помощью электронных методик: МИС ОИЯИ и РИСК (релятивистская ионизационная стриммерная камера). На этих установках можно изучать процессы с сечениями на два — три порядка меньшими, чем на пузырьковых камерах.

Новые направления связаны с исследованиями адрон-ядерных взаимодействий, по которым имеются значительно меньше данных, чем для адрон-адронных соударений (см. п. 7). Использование ядра как анализатора процессов адрон-нуклонных взаимодействий позволяет получить информацию о характере этих процессов на малых расстояниях  $\approx 10^{-13}$  см и  $\Delta t \approx 10^{-23}$  сек, т. е. в области «формирования» адронов. Конечно, эта информация имела бы фундаментальное значение для понимания природы сильных взаимодействий. Но от принципиальной возможности до ее осуществления — длинный путь как в смысле теоретической постановки вопроса, так и в получении нужных экспериментальных данных.

В физике множественного рождения впервые обнаружилась глубокая связь между слабыми, электромагнитными и сильными взаимодействиями. Найдены первые общие закономерности в рождении адронов: независимость  $\langle n_{\pm} \rangle$  от типа взаимодействия, одинаковость распределения по  $x$ , образование «струй» адронов и т. п. Эти закономерности объясняются в рамках моделей, в которых первичные адроны состоят из многих точечных частиц (например, партонов). Таким образом, множественные процессы в разных типах взаимодействий, вероятно, определяются структурой адронов. Поэтому для понимания и структуры адронов, и механизмов их образования необходимы исследования многочастичных реакций в слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях при высоких энергиях ( $\sqrt{s} > 10$  Гэв).

Существенным продвижением в решении этих вопросов будет освоение новой области энергий 1—100 Гэв. Ожидается, что при этих энергиях различные пороговые эффекты, связанные с энергетическим масштабом  $\approx (1-2)$  Гэв (резонансы), будут уже незначительны. Поэтому отчетливее проявляются закономерности в рождении адронов. Уже создается новое поколение ускорителей и через несколько лет, вероятно, появятся первые данные при  $E > 2$  Гэв.

Десять лет исследований многочастичных реакций позволили многое узнать о взаимодействии частиц при высоких энергиях. Обнаружена новая масштабная симметрия сильных взаимодействий, найдены универсальные закономерности в рождении адронов, получены данные об общности сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий и о структуре адронов. Этот период был

плодотворен для теории и эксперимента. Следующие десять лет обещают быть такими же интересными, особенно в связи с новыми ускорителями на сверхвысокие энергии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguen Van Hieu. «Phys. Lett. B», 1967, v. 25, p. 611; Логунов А. А., Местверишвили М. А. Препринт ОИЯИ ДІ 2-7411, Дубна, 1973, с. 376.
2. Feynman R. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1415.
3. Venecke J. e.a. «Phys. Rev.», 1969, v. 188, p. 2159.
4. Wroblewski A. In: Proc. 8th Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. A. I. Strasbourg, France, 1977; Гришин В. Г. «ЭЧАЯ», т. 7, с. 595.
5. Лиходед А. К., Шляпников П. В. «УФН», 1978, т. 124, с. 3.
6. Андреев И. В., Дремин И. М. «УФН», 1977, т. 122, с. 37.
7. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1974; Митрюшкин В. К., Сисакян А. Н. Препринт ОИЯИ, Д2-10533, Дубна, 1977.
8. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М., Атомиздат, 1976; Тяпкин А. А. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, с. 544.
9. Balandin M. P. e.a. «Nucl. Instr. Meth.», 1963, v. 20, p. 110.
10. Богусловский И. В. и др. Препринт ОИЯИ, 13-4466, Дубна, 1969.
11. Анджаяк Р. и др. Препринт ОИЯИ 13-3588, Дубна, 1967.
12. Вигнер Е. Этюды о симметрии. Пер. с англ. М., «Мир», 1970.
13. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. «ЭЧАЯ», 1971, т. 2, с. 7; Препринт ОИЯИ, P2-6762, Дубна, 1972.
14. Боголобов Н. Н., Тавхелидзе А. Н., Владимиров В. С. «ТМФ», 1972, т. 12, с. 3, 305.
15. Джэкив Р. «УФН», 1973, т. 109, с. 743.
16. Bushnin Y. V. e.a. «Phys. Lett. B», 1969, v. 29, p. 48; 1969, v. 30, p. 506.
17. Anzon Z. V. e.a. «Phys. Lett. B», 1970, v. 31, p. 237, 241.
18. Dalkhazhav N. e.a. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 40, p. 190; препринт ОИЯИ, P1-5326, Дубна, 1970.
19. Dalkhazhav N. e.a. Preprint JINR, EI-6599, Dubna, 1972.
20. Анзон З. В. и др. Препринт ОИЯИ P1-5072, Дубна, 1970; препринт ИФВЭ, № 8, Алма-Ата, 1973; Бадави О. Е. и др. Препринт ОИЯИ P1-6504, Дубна, 1972.
21. Jones L. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1679.
22. Albini E. a.e. «Nuovo Cimento A», 1976, v. 32, p. 101; Thome W. e.a. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 129, p. 365.
23. Kova Z., Nielsen H., Olesen P. «Nucl. Phys. B», 1972, v. 40, p. 317; Slattery P. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 29, p. 1624; «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 2073; Buras A., Kova Z. «Nuovo Cimento Lett.», 1973, v. 6, p. 629.
24. Buras A., Kova Z. Preprint Niels Bohr Inst; NBI-HE-73-1, Copenhagen, Denmark, 1973.
25. Möller R. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 74, p. 145.
26. Amaglobeli N. e.a. Preprint JINR, EI-9820, Dubna, 1976; Амаглобели Н. С. и др. Препринт ОИЯИ, P1-9847, Дубна, 1976.
27. Голохвастов А. И. Препринт ОИЯИ P1-10591 и P1-10871, Дубна, 1977.
28. Abesalashvili L. N. e.a. Preprint JINR, EI-7876, Dubna, 1974.
29. Гришин В. Г., Иногамова Т. Я., Иногамов Ш. В. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1364.
30. Аникина М. Х. и др. Препринт ОИЯИ P1-10590, Дубна, 1977.
31. Fialkovski K., Miettinen H. I. «Phys. Lett. B», 1973, v. 43, p. 493.
32. Левин Е. М., Рыскин М. Г. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 669.

33. Абдурахимов А. У. Препринт ОИЯИ Р1-6491, Дубна 1972; «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 989; «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1235.
34. Ангелов Н. С., Гришин В. Г., Керачев П. П. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 166; «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 1298.
35. Гришин В. Г., Керачев П. П. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 579.
36. Whitmore J. «Phys. Reports C», 1974, v. 10, N 5; Jaeger K. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 2405; Malomud E. Nalper, 7, Batavia, 1974.
37. Гришин В. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р1-6950, Д2-7180, Дубна, 1973; «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 1281; Сисакян А. Н., Слепченко Л. А. Препринт ОИЯИ, Р2-10651, Дубна, 1977.
38. Левин Е. М., Рыскин М. Г. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 519.
39. Гришин В. Г. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 192; 1973, т. 17, с. 134.
40. Абдурахимов А. У. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 545; Shepard W. D. e.a. In: 17th Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974.
41. Boos E. G. e.a. Preprint JINR, E1-9781, Dubna, 1976.
42. Янчо Г. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 186.
43. Абдурахимов А. У. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 1039.
44. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 122.
45. Абесалашвили Л. и др. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 782.
46. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1976, т. 24, с. 83; 1977, т. 25, с. 111, 343.
47. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-10511, Дубна, 1977; Р1-10768, Дубна, 1977.
48. Dremin I. M., Dunaevskii A. M. «Phys. Reports C», 1975, v. 18, p. 159.
49. Derge J. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 359.
50. Amendolia S. P. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 359.
51. Singer K. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 481.
52. Boos E. G. e.a. Preprint JINR, E1-10909, Dubna, 1977.
53. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 131; Препринт ОИЯИ, Р1-8269, Дубна, 1974.
54. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-10177, Дубна, 1976.
55. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-9536, Дубна, 1976; «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 117; Препринт ОИЯИ Р1-9810, Дубна, 1976.
56. Гришин В. Г. В кн.: Труды XVIII Межд. конференция по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. Препринт Д1, 2-10400. Т. 1, А2-6, Дубна, 1977.
57. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-10616, Дубна, 1977.
58. Kittel W. In: Proc. 8th Intern. Symposium on Multiparticle Dynamics. A. 81, Causersberg, France, 1977.
59. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ, 1-9536, Дубна, 1976; «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 117; Беляков В. А., Векслер В. И. и др. «ЖЭТФ», 1964, т. 64, с. 1968.
60. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-9810, Дубна, 1976.
61. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-10616, Дубна, 1977.
62. Ermilova D. I. e.a. Preprint JINR, E1-11190, Dubna, 1978.
63. Jančo G. e.a. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 124, p. 1.
64. Zieminski A. In: Proc. European Conf. Particle Physics. Budapest, Hungary, 1977, v. 1, p. 165.
65. Binkley M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 574, 571. Antipov Y. M. e.a. Preprint IHEP 76-42, Serpukhov, 1976.
66. Bartke J. e.a. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 120 p. 14.
67. Guettler K. e.a. «Phys. Lett. B», 1976, v. 64, p. 111; «Nucl. Phys. B», 1976, v. 116, p. 77.
68. Satz H. In: Proc. European Conf. Particle Physics. Budapest, 1977, p. 379.
69. Boos E. G. e.a. Preprint JINR, E1-11257, Dubna, 1978.
70. Левин Е. М., Рыскин М. Г. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 388.



71. Anisovich V. V., Shekhter V. M. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 55, p. 455.
72. Shekhter V. M., Sheglova L. N. Preprint LNPI, N381, Leningrad, 1977.
73. Фейнберг Е. Л. «УФН», 1971, т. 104, с. 540; Feinberg E. L. Preprint L. P. I. N172, Moscow, 1976.
74. Hunbary-Brown R., Twiss R. Q., «Phil. Mag.», 1954, v. 45, p. 633.
75. Goldhaber G. e.a. «Phys. Rev.», 1960, v. 120, p. 300.
76. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 116; 1971, т. 14, с. 600.
77. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. «ЖЭТФ», 1975, т. 69, с. 414.
78. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ, Д1, 2-7411, 483, Дубна, 1973.
79. Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ, Д1, 2-10400; А2-27, Дубна, 1977.
80. Cossani G. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 459.
81. Grossberger P. «Nucl. Phys. B», 1977, v. 120, p. 231.
82. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-10502, Дубна, 1977.
83. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ Р1-10714, Дубна 1977.
84. Filipova V. V. e.a. Preprint JINR, E1-11073, Dubna, 1977.
85. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Сергеев Ф. М. «УФН», 1977, т. 121, р. 3.
86. Гуламов К. Г. и др. «ЭЧАЯ», 1978, т. 9, вып. 3, с.
87. Абдурахимов А. У. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 384.
88. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1975, т. 22, с. 1026.
89. Гришин В. Г. и др. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 191.
90. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 350.
91. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 1013.
92. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 811.
93. Frabetti P. L. e.a. In: Proc. 18th Intern. Conf. on High-Energy Physics. JINR, D1, 2-10400, V. 2. Appendix I, N 75, Dubna, 1977, p. 34.
94. Балдин А. М. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 3, с.429.
95. Ангелов Н. С. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 26, с. 811; 1977, т. 26, с. 1034.
96. Беляков В. А. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-331, Дубна, 1959.
97. Толстов К. Д., Хошмухамедов Р. А. Препринт ОИЯИ, Р1-6867, Дубна, 1973.
98. Ахроров О. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-9963, Дубна, 1976.
99. Банник В. П. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-10762, Дубна, 1977.
100. Воинов В. Г. и др. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 1003.
101. Ангелов Н. С. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-10511, Дубна, 1977.