

МНОЖЕСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПИОН- ПРОТОННЫХ И ПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Ю. А. Будагов, В. П. Джелепов, В. Б. Флягин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ю. Дубински, Л. Шандор

Институт экспериментальной физики САН, Кошице

В. С. Румянцев

Институт физики АН БССР, Минск

Обсуждаются экспериментальные данные, полученные при исследовании процессов множественного образования нейтральных частиц во взаимодействиях пионов и протонов с протонами при энергиях 4—2100 ГэВ, и результаты их теоретической интерпретации.

В первом разделе рассмотрены характеристики распределений по множественности нейтральных и по полной множественности вторичных частиц, а также корреляции в выходах нейтральных и заряженных частиц в зависимости от энергии и типа первичных адронов.

Второй раздел посвящен результатам исследования дифференциальных сечений инклюзивных реакций с нейтральными частицами, а также анализу зависимости этих сечений от энергии в различных кинематических областях.

The review discusses the experimental data obtained in the investigation of multiple production of neutral particles in the interactions of pions and protons at the energies 4—2100 GeV with protons and the results of their theoretical interpretation.

In the first part the characteristics of multiplicity distributions of neutral and all secondary particles, as well as the correlations in yields of neutral and charged particles with respect to the energy and type of the incident hadrons are considered.

The second part deals with the differential cross-sections of inclusive reactions with neutral particles. The energy dependence of these cross-sections in different kinematic regions is considered.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее плодотворных методов извлечения информации о динамике процессов множественного образования частиц в адронных взаимодействиях является инклюзивный подход. Начало теоретическому исследованию инклюзивных реакций было положено в трудах А. А. Логунова с сотр. [1], получившими ряд общих ограничений на характеристики инклюзивных дифферен-

диальных сечений. Существенное влияние на расширение теоретических и экспериментальных исследований инклюзивных реакций оказали идеи Фейнмана и Янга с сотрудниками, воплотившиеся в виде гипотез скейлинга [2] (масштабная инвариантность) и предельной фрагментации [3]. Согласно этим гипотезам в асимптотической области энергий инклюзивные дифференциальные сечения должны утрачивать явную зависимость от энергии. Отметим, что основные асимптотические свойства инклюзивных сечений можно прямо получить из гипотезы автомодельности, предложенной в работах В. А. Матвеева, Р. М. Мурадяна и А. Н. Тавхелидзе [4].

К настоящему времени эксперименты по изучению инклюзивных реакций с нейтральными частицами (π^0 , K^0 , Λ^0 , ...), доминирующей компонентой которых являются π^0 -мезоны, выполнены в области энергий 1,5—2100 ГэВ. Однако полученная при этом информация еще далека от полноты и систематичности, достигнутых при изучении инклюзивных реакций с заряженными частицами.

В обширной обзорной литературе (см., например, [5,6]) обсуждение результатов исследований инклюзивных реакций с нейтральными частицами имеет весьма фрагментарный характер. Между тем известно, что нейтральные частицы играют существенную роль в процессах множественного образования частиц. Достаточно отметить, что нейтральные пионы уносят около 25% полной энергии сталкивающихся адронов.

Показателен также факт, что первые данные о совместном образовании нейтральных и заряженных частиц позволили установить новую закономерность, которая проявляется в наличии сильных корреляций между множественностями нейтральных и заряженных частиц. Закономерности такого рода являются весьма чувствительными критериями для проверки предсказаний теоретических моделей.

В настоящем обзоре обсуждаются итоги исследования процессов множественного образования нейтральных частиц в рамках инклюзивного подхода*. Используются экспериментальные данные о π^-p -, π^+p - и pp -взаимодействиях при энергиях 5—250, 4—100 и 12—2100 ГэВ соответственно.

Существенная часть обзора посвящена рассмотрению результатов систематических исследований малоизученных процессов образования нескольких нейтральных частиц во взаимодействиях π^- -мезонов с нуклонами при энергии 5 ГэВ. В этих исследованиях значительное внимание уделено выявлению возможного проявления универсальных закономерностей, присущих адрон-

* Процессы образования нейтральных частиц с большими поперечными импульсами здесь не рассматриваются.

адронным взаимодействиям при максимально высоких энергиях ускорителей. Эксперимент выполнен с помощью однометровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ. Его отличительной чертой является высокая статистическая обеспеченность данных, сочетающаяся с преимуществами 4л-детектора.

В первом разделе рассмотрены интегральные характеристики процессов образования нейтральных частиц. Кратко описаны методы и результаты измерения сечений каналов π^-p -реакций с несколькими нейтральными частицами (π^0 , K^0 , Λ^0 , Σ^0) в конечном состоянии. Приведены результаты анализа распределений по множественности π^0 -мезонов и по полной множественности вторичных частиц. Детально рассматривается зависимость корреляций в выходах нейтральных и заряженных частиц от энергии и от типа начальных адронов. Представлены результаты анализа полуинклюзивных сечений образования π^0 -мезонов в $\pi^\pm p$ - и pp -взаимодействиях в рамках скейлингового соотношения типа КНО.

Второй раздел посвящен результатам исследования дифференциальных сечений инклюзивных реакций с образованием нейтральных частиц. Рассмотрен вопрос о зависимости этих сечений от энергии в различных кинематических областях. Изложены результаты анализа спектров продольных и поперечных импульсов γ -квантов и π^0 -мезонов в рамках гипотезы так называемого скейлинга в среднем, предсказывающего универсальность формы спектров по продольным и поперечным компонентам импульсов. Рассмотрены особенности характеристик распределения по множественности заряженных частиц, ассоциированных с выделенным π^0 -мезоном.

1. СЕЧЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИИ, МНОЖЕСТВЕННОСТИ; КОРРЕЛЯЦИИ В ВЫХОДАХ ЧАСТИЦ

В этом разделе представлены результаты исследования интегральных характеристик процессов образования нейтральных частиц в π^-p -, π^+p - и pp -взаимодействиях при энергиях 5—205 [7], 4—100 [8] и 12—2100 ГэВ [9—10]*. Для анализа использовались экспериментальные данные о средней множественности нейтральных частиц, о зависимости средней множественности π^0 -мезонов от числа ассоциированных заряженных частиц, о корреляционных интегралах f_2^{cd} , о полуинклюзивных сечениях образования π^0 -мезонов и т. п.

Рассмотрены распределения по множественности π^0 -мезонов и по полной множественности вторичных частиц. Нельзя не отметить, что восстановление таких распределений до сих пор является

* Данные о pp -взаимодействиях при 400 ГэВ включены в обзор на стадии корректуры текста.

весьма нетривиальной задачей. Например, в π - p -взаимодействиях данные такого рода получены лишь при трех энергиях 5; 10,5 и 40 ГэВ. В эксперименте при 5 ГэВ цель была достигнута путем измерения большого количества сечений каналов реакций с заданным числом нейтральных частиц (вплоть до пяти) в конечном состоянии. В связи с этим вначале кратко обсуждены методы измерения сечений указанных реакций и полученные с их помощью результаты.

Измерение и анализ сечений реакций с образованием нескольких нейтральных частиц. Начиная с энергий в несколько гигаэлектронвольт, сечение процессов с образованием более одной нейтральной частицы составляет не менее 50% полного сечения адрон-адронного взаимодействия. Основную долю сечения этих процессов составляют сечения реакций с образованием нескольких π^0 -мезонов. Эффективность регистрации γ -квантов от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, характерная для большинства трековых детекторов, довольно низкая и составляет примерно 1,5–20%. В связи с этим измерение сечений процессов с несколькими нейтральными частицами с помощью традиционных методик (см., например, [11]), основанных на кинематической идентификации событий, наталкивается на серьезные трудности. Для измерения указанных сечений с помощью пропановой пузырьковой камеры разработано два метода, которые существенно отличаются от традиционных.

Рассмотрим основные положения этих методов и полученные с их помощью результаты. Первый из методов [12], являющийся обобщением традиционного подхода, в общих чертах предполагает следующие этапы.

Реальные события с помощью кинематического анализа разбиваются на группы, содержащие по N_j событий, удовлетворяющих j -й гипотезе о конечном состоянии. Затем из анализа искусственных событий определяются вероятности η_{ij} того, что в данных экспериментальных условиях событие i -го канала реакции удовлетворяет j -й гипотезе о конечном состоянии. Сечения i -го канала реакции σ_i находятся из решения методом наименьших квадратов системы уравнений

$$N_j = \frac{1}{\sigma_0} \sum_{i=1}^l k_i \sigma_i f_i \eta_{ij}, \quad j = 1, 2, \dots, m, \quad m > l,$$

где σ_0 — миллибарнэквивалент одного события, k_i — коэффициент, учитывающий потери событий i -го канала реакции в процессе обработки. Множитель f_i характеризует среднюю эффективность регистрации событий i -го канала реакции и определяется из анализа искусственных событий.

Примером успешного применения метода служат результаты, полученные при экспериментальном исследовании π - p -взаимо-

действий при 5 ГэВ. В этих экспериментах обсуждаемый метод использовался, главным образом, для измерения сечений каналов реакции с образованием странных нейтральных частиц [13—14]. Всего было измерено около 50 сечений. Часть этих результатов приведена в табл. 1, где перечислены каналы реакции, сечения которых измерены впервые.

Т а б л и ц а 1

Конечное состояние	Сечение, мкб	Конечное состояние	Сечение, мкб
$\Lambda^0 K^0 \pi^0 \pi^0$	19 ± 8	$K^+ \pi^- \bar{K}^0 n \pi^0$	63 ± 21
$\Sigma^0 K^0 \pi^0 \pi^0$	19 ± 8	$\pi^+ K^- K^0 n \pi^0$	64 ± 22
$(\Lambda^0/\Sigma^0) K^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	13 ± 7	$\pi^+ \pi^- K^0 \bar{K}^0 n \pi^0$	21 ± 17
$K^0 \bar{K}^0 n \pi^0$	39 ± 16	$K^+ \pi^- \Lambda^0 \pi^0 \pi^0$	27 ± 10
$K^0 \bar{K}^0 n \pi^0 \pi^0$	21 ± 14	$\pi^+ \pi^- \Lambda^0 K^0 \pi^0 \pi^0$	43 ± 18

Второй метод [15] является развитием статистического подхода к разделению каналов реакций (см., например, [16]). Непосредственная кинематическая идентификация отдельных событий с образованием нескольких нейтральных пионов в классических пузырьковых камерах не возможна. В этих условиях любое наблюдаемое в эксперименте распределение (например, распределение по эффективной массе некоторой группы частиц) является линейной комбинацией распределений, соответствующих отдельным каналам реакции. Вклад каждого распределения в суммарное пропорционален сечению и эффективности регистрации событий данного канала реакции. Распределения для отдельных каналов и эффективности регистрации событий можно получить моделированием событий методом Монте-Карло с учетом динамики взаимодействия и особенностей эксперимента [17]. Затем сечения каналов определяются из аппроксимации совокупности экспериментальных распределений линейной комбинацией смоделированных. Искомые сечения выступают при этом в виде свободных параметров аппроксимации, определяющих «вес» каждого канала реакции.

В экспериментах по изучению π^-p -взаимодействий при 5 ГэВ второй метод был применен для определения сечений реакций [18—20]:

$$\pi^- p \rightarrow n + (1, \dots, 5) \pi^0; \tag{1}$$

$$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^- + (1, \dots, 5) \pi^0; \tag{2}$$

$$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- + (1, \dots, 4) \pi^0; \tag{3}$$

$$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + (1, 2, 3) \pi^0. \tag{4}$$

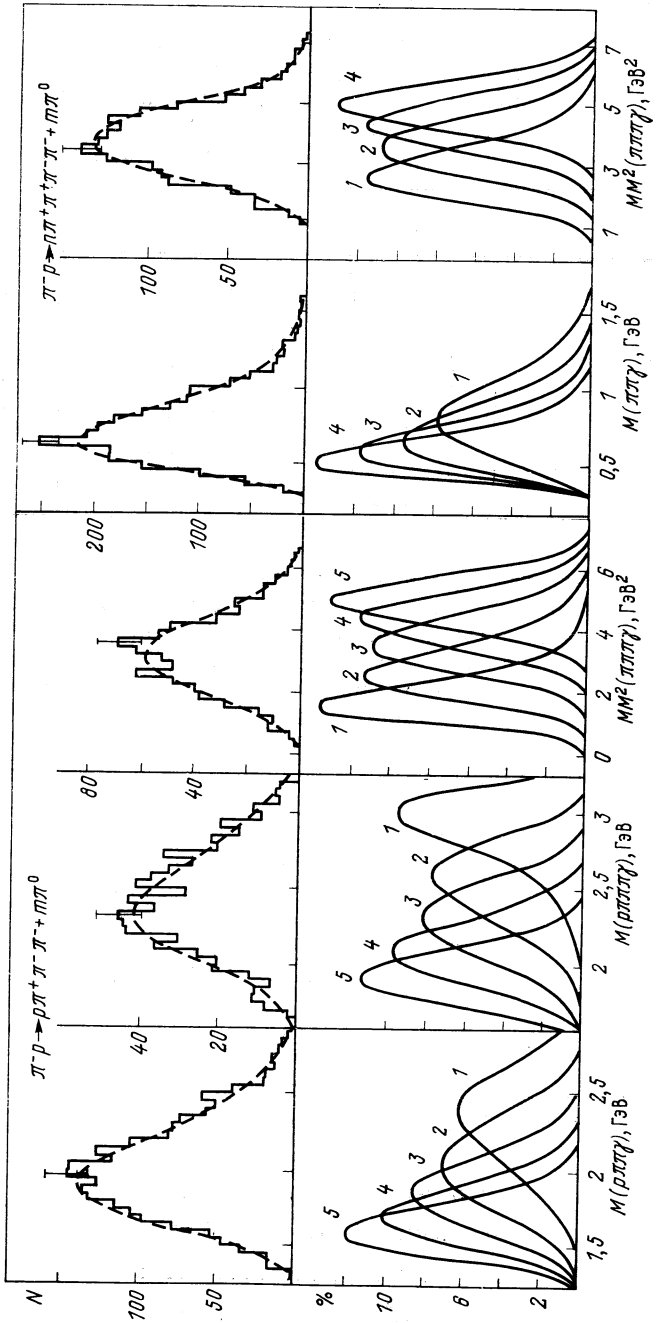
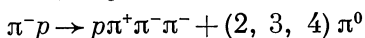
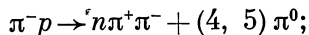


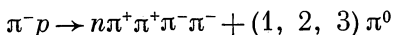
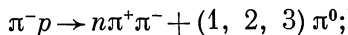
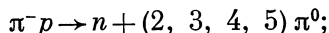
Рис. 1

На рис. 1, иллюстрирующем определение сечений вторым методом, показаны типичные экспериментальные (сверху) и смоделированные (снизу) распределения, использованные для определения сечений реакций (3) и (4).

На рис. 2 представлена энергетическая зависимость сечения реакций (1). Сечения реакций



измерены впервые. Для реакций



до проведения экспериментов при 5 ГэВ сечения были измерены лишь при энергиях ≤ 4 ГэВ.

Для сравнения описанных выше методов оба метода были применены одновременно в случае реакций (3) и (4). Как видно из табл. 2, они приводят к согласующимся результатам.

В общей сложности с помощью обоих методов в эксперименте по изучению $\pi^- p$ -взаимодействий при 5 ГэВ измерено более 70 сечений каналов реакции, что составляет примерно 65% полного неупругого сечения.

Почти одновременно с проведением этих исследований появились прецизионные данные о сечениях многих каналов реакций в $\pi^- p$ -взаимодействиях при 5 ГэВ, полученные в эксперименте на метровой водородной камере ОИЯИ [21—23]. Дополняя этими данными данные о сечениях образования нейтральных частиц, а также используя информацию о сечениях $\pi^- p$ -взаимодействий при близких к 5 ГэВ энергиях [24], авторы работы [25] получили практически полный набор парциальных сечений $\pi^- p$ -взаимодействий при 5 ГэВ. Аналогичные данные о большом количестве парциальных сечений, измеренных в одном эксперименте, появились лишь в последнее время. Они получены с помощью пузырьковой камеры, заполненной неон-водородной смесью, для $\pi^\pm p$ -взаимодействий при 10,5 ГэВ и для $\pi^+ p$ -взаимодействий при

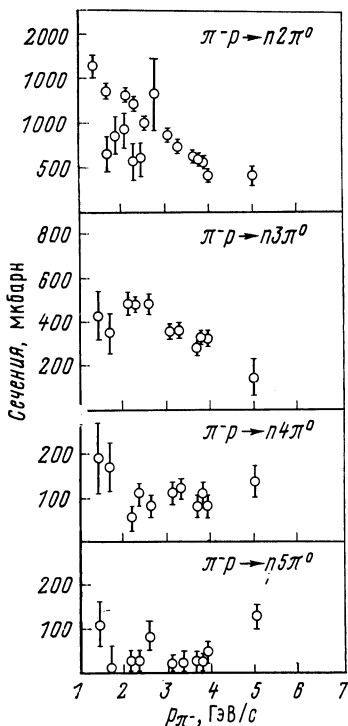


Рис. 2

Т а б л и ц а 2

Конечное состояние	Сечение, мб		
	Первый метод	Второй метод	
$p\pi^+\pi^-\pi^- +$	π^0	$1,84 \pm 0,29$	$1,91 \pm 0,19$
	$2\pi^0$	$1,17 \pm 0,23$	$1,17 \pm 0,17$
	$3\pi^0$	$0,78 \pm 0,14$	$0,70 \pm 0,10$
	$4\pi^0$	$0,08 \pm 0,05$	$0,09 \pm 0,03$
$n\pi^+\pi^+\pi^-\pi^- +$	π^0	$1,21 \pm 0,23$	$1,33 \pm 0,15$
	$2\pi^0$	$0,76 \pm 0,19$	$0,68 \pm 0,11$
	$3\pi^0$	$0,21 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,03$

15 ГэВ [26]. Отметим, что каналы реакции с протоном и нейтроном в конечном состоянии в этом эксперименте не разделялись.

Измерение сечений каналов реакций с заданным числом нейтральных частиц в конечном состоянии открывает возможность для исследования таких важных характеристик процесса взаимодействия, как распределение по полной множественности вторичных частиц, особенности совместного образования частиц разного вида и т. п. Таким образом, анализ экспериментальных данных, получаемых на пузырьковых камерах с тяжеложидкостным наполнением, благодаря применению новых нестандартных методов позволяет получать качественно новую и существенную информацию о процессах множественного образования нейтральных частиц в адронных взаимодействиях.

Характеристики распределений по множественности нейтральных и по полной множественности вторичных частиц. Характеристики распределения по множественности вторичных частиц тесно связаны с особенностями механизма адронных взаимодействий. Так, например, отклонение формы распределения от распределения Пуассона свидетельствует о корреляциях в выходе частиц. Поведение распределения при малых множественностях отражает влияние дифракционных процессов. Энергетическая зависимость характеристик распределения содержит информацию о масштабных свойствах механизма взаимодействия. Поэтому распределения по множественности частиц являются постоянным объектом исследований.

Обсуждению их свойств в рамках различных теоретических и модельных представлений посвящено значительное количество статей (см., например, [27—35]).

Распределения по множественности заряженных частиц и их характеристики изучены в широком диапазоне энергий и для разных типов взаимодействий (см., например, [6, 36]). Однако экспериментальные данные, позволяющие исследовать форму распределений по множественности нейтральных частиц, крайне ограниче-

ны. Тем не менее количество информации о некоторых интегральных характеристиках этих распределений неуклонно возрастает. В первую очередь это относится к средним множественностям.

На рис. 3 приведена зависимость средних множественностей $\langle n_{\pi^0} \rangle$, $\langle n_{K^0} \rangle$ и $\langle n_{\Delta^0} \rangle$ от s (квадрат полной энергии в с. ц. м.) для π - p -взаимодействий. Эти данные аппроксимировались степенной зависимостью $\langle n \rangle = as^b$, предсказываемой статистическими, термодинамическими и гидродинамическими моделями (см., например, [37]), а также логарифмической зависимостью $\langle n \rangle = c + d \ln s$, которую (по крайней мере в асимптотической области энергий) предсказывает большинство современных моделей как мультипериферического, так и фрагментационного типа. Имеющаяся точность экспериментальных данных и ограниченный диапазон энергий не позволяют отдать предпочтение какой-либо из рассматриваемых зависимостей.*

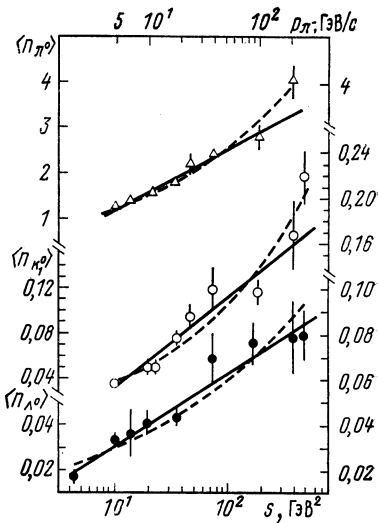


Рис. 3

Анализ энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц показывает [36], что при использовании под-

ходящей переменной (например, свободной энергии E_a в с. ц. м.**), данные для разных типов взаимодействий при переходе к высоким энергиям группируются около определенной универсальной кривой. Зависимость средней множественности π^0 -мезонов $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от E_a для $\pi^\pm p$ - и pp -взаимодействий приведена на рис. 4. Аппроксимация этих зависимостей функцией $\langle n_{\pi^0} \rangle = a + b \ln E_a + c (\ln E_a)^2$

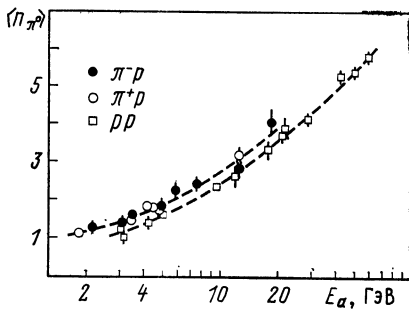


Рис. 4

показала во всем исследуемом диапазоне энергий систематическую разницу ($\Delta \langle n_{\pi^0} \rangle \approx 0,3$) между πp - и pp -данными.

* Новые данные из ФНАЛ [120] (сентябрь 1979 г.), по-видимому, исключают линейную по $\ln s$ параметризацию зависимости $\langle n_{\pi^0} \rangle$ от s .

** Свободная энергия $E_a = \sqrt{s} - m_1 - m_2$, где m_1 и m_2 — массы сталкивающихся частиц.

Параметры b и c , определяющие форму кривой, оказались в обоих случаях одинаковыми в пределах погрешностей. Такое систематическое различие в значениях средней множественности π^0 -мезонов, по-видимому, связано с процессами перезарядки первичных пионов в πp -взаимодействиях.

Распределения по множественности π^0 -мезонов измерены в π^+p -взаимодействиях при энергиях 10,5 и 15 ГэВ [26] и в π^-p -взаимодействиях при энергиях 5 [25]; 10,5 [26] и 40 ГэВ [38]. Распределение при 40 ГэВ получено в предположении, что множественность π^0 -мезонов при фиксированном числе заряженных частиц подчиняется закону Пуассона. В pp -взаимодействиях распределения по множественности π^0 -мезонов измерялись при энергиях ISR [10]. Эти данные характеризуются систематическими погрешностями, связанными с примесью γ -квантов от распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Распределения по множественности π^0 -мезонов для π^-p -взаимодействий приведены на рис. 5. Пунктирными кривыми показаны результаты аппроксимации формулой Пуассона. Данные при 5 и 10,5 ГэВ

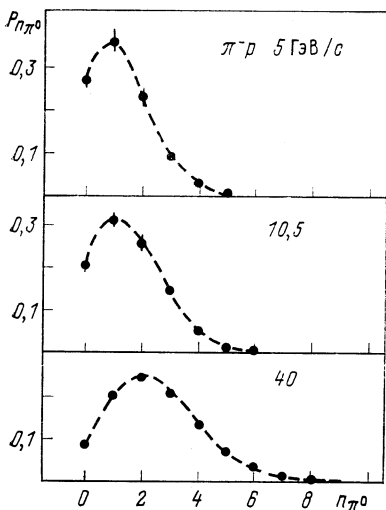


Рис. 5

хорошо согласуются с распределением Пуассона: корреляционный интеграл $f_2^{00} = \langle n_{\pi^0}(n_{\pi^0} - 1) \rangle - \langle n_{\pi^0} \rangle^2$ равен $-0,09 \pm \pm 0,08$ и $-0,05 \pm 0,06$ соответственно, что свидетельствует о некоррелированном образовании π^0 -мезонов при 5 и 10,5 ГэВ. При энергии 40 ГэВ значение f_2^{00} становится положительным [39, 40], хотя форма распределения все еще довольно близка к пуассоновской. Согласно результатам работы [10] при энергиях ISR распределения по множественности π^0 -мезонов заметно шире, чем распределение Пуассона.

В последние годы значительные усилия были приложены для поиска асимптотических закономерностей, основанных на предположении, что с ростом энергии динамика взаимодействия может упрощаться. Характерными для этого подхода являются попытки описания процессов множественного рождения частиц в рамках универсальных скейлинговых функций. Ожидается, что таким универсальным закономерностям прежде всего могут подчиняться величины, усредненные по многим переменным [41].

Наиболее известным асимптотическим соотношением для распределений по множественности вторичных частиц является соот-

ношение Кобы, Нильсена и Олесена (КНО-скейлинг) [42]. В соответствии с КНО-скейлингом величина $\langle n_c \rangle P_{n_c}$ при $s \rightarrow \infty$ перестает явным образом зависеть от энергии и становится универсальной функцией отношения $n_c / \langle n_c \rangle$. Здесь n_c ($\langle n_c \rangle$) — множественность (средняя множественность) частиц вида c , P_{n_c} — вероятность образования n_c частиц. Основным источником информации для проверки КНО-скейлинга служили данные о множественности заряженных частиц. Начиная с энергий в несколько гигаэлектронвольт, эти данные согласуются с модифицированным КНО-соотношением

$$\langle n_{ch} - \xi \rangle P_{n_{ch}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Psi \left(\frac{n_{ch} - \xi}{\langle n_{ch} - \xi \rangle} \right),$$

где ξ — не зависящий от энергии параметр, который трактуется как среднее число лидирующих частиц [43].

Вместе с тем известно, что теоретические предсказания относятся, в основном, к полной множественности вторичных частиц. Прямое экспериментальное измерение распределения по полной множественности вторичных частиц n является весьма сложной проблемой. Распределения такого типа измерены лишь при энергиях 5 [25] и 40 ГэВ [38] для π - p -взаимодействий*. Из данных работы [26], дополненных результатами измерения сечений эксклюзивных реакций [24], можно восстановить распределение по n также для π - p -взаимодействий при 10,5 ГэВ. Авторы некоторых работ (см., например, [44]) пытались восстанавливать такие распределения из данных о распределениях заряженных частиц, привлекая определенные модельные представления. Распределения по полной множественности вторичных частиц для π - p -взаимодействий при 5; 10,5 и 40 ГэВ приведены на рис. 6. Рассмотрим свойства указанных распределений, следуя работе [45], которая представляет собой одно из первых исследований в этом направлении. В [45] для анализа распределений по полной множественности использовано интегральное распределение:

$$F(n) = \sum_{k=n}^{n_{\text{макс}}} \frac{\sigma_k}{\sigma_{in}},$$

где σ_k — сечение образования k частиц; σ_{in} — полное неупругое сечение. Показано, что, кроме области малых значений n , поведение величины $\ln F(n)$ хорошо описывается линейной функцией

* В указанных работах полное число вторичных частиц рассчитано без учета нейтральных странных частиц.

от n^2 . Ранее такое же свойство было обнаружено в распределениях по множественности заряженных частиц в работе [27]. Далее в [45] показано, что переход к новой переменной $n' = n - 2$ позволяет описать величину $\ln F(n')$ линейной функцией от n'^2 уже при всех значениях n' .

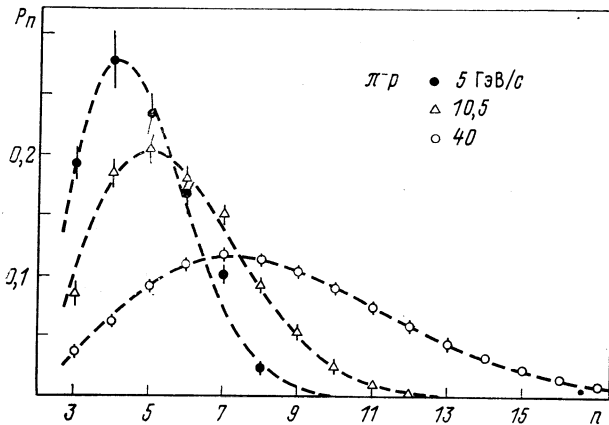


Рис. 6

Таким образом, можно принять

$$F(n') = \exp(-an'^2),$$

где a — параметр, зависящий от энергии. Отсюда для вероятности образования n' частиц получаем

$$P_{n'} = 2an' \exp(-an'^2).$$

Из определения

$$\langle n' \rangle = \int_0^{\infty} n' P_{n'} dn'$$

следует, что $a = \pi/(4\langle n' \rangle)^2$. Подставляя это выражение в формулу для $P_{n'}$, получаем

$$P_{n'} = \frac{\pi}{2} \frac{n'}{\langle n' \rangle^2} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{n'}{\langle n' \rangle} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Здесь единственный свободный параметр $\langle n' \rangle$ имеет естественный физический смысл средней множественности частиц. Аппроксимация экспериментальных данных формулой (5) с $n' = n - 2$ показана на рис. 6 пунктирными линиями. Хорошее согласие данных с формулой (5) свидетельствует, что распределение по вели-

чине $n' = n - 2$, которую по аналогии с работой [43] можно рассматривать как множественность «истинно рожденных частиц», автоматически удовлетворяет КНО-скейлингу. Действительно, используя переменную $z' = (n - 2) / \langle n - 2 \rangle$, получаем

$$\langle n' \rangle P_{n'} = (\pi/2) z' \exp(-\pi z'^2/4) = \Psi(z'), \quad (6)$$

где функция $\Psi(z')$ уже не зависит явным образом от энергии. Сравнение экспериментальных данных в представлении переменных КНО-скейлинга с функцией (6) приведено на рис. 7.

В работе [45] подчеркивается существенное различие между формулой (5) и совпадающим с ней по форме известным выражением для вероятности образования n частиц, полученным в [46] на основе модели локального возбуждения адронов. Различие состоит в том, что согласие распределения (5) с экспериментом достигается только при использовании в качестве аргумента величины $n' = n - 2$, а не n , который используется в [46].

Возможность применения (6) к описанию распределений по множественности других типов частиц исследована в работе [47]. Оказалось, что (6) удовлетворительно согласуется с распределениями по множественности заряженных частиц, образующихся в $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ - и pp -взаимодействиях при энергиях, больших 20 ГэВ.

Приведем интересное замечание, высказанное относительно формы аналитического выражения (6) [48]. Оказывается, что это выражение находит применение не только в физике элементарных частиц. В 1957 г. Вигнер [49] показал, что распределение нормированных на среднее значение расстояний между уровнями энергии сложных ядер описывается функцией (6). Аналогичная закономерность имеет место и в спектрах излучения некоторых атомов [50]. В работе [50] показано, что такое поведение спектров можно объяснить на основе общих статистических закономерностей, не привлекая к рассмотрению специфическую форму взаимодействия.

Интегральные двухчастичные ($\pi^0 \pi^-$ и $\pi^0 \pi^0$) корреляции. Эксперименты при высоких энергиях выявили существование корреляций в выходах заряженных частиц и нейтральных пионов, проявляющихся в зависимости среднего числа π^0 -мезонов $\langle n_0 \rangle$ от

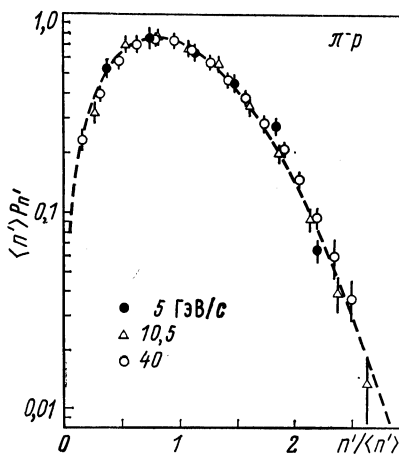


Рис. 7

множественности ассоциированных отрицательно заряженных частиц n_- , доминирующей компонентой которых являются π^- -мезоны. Исследование корреляций в pp -взаимодействиях показало [51], что зависимость $\langle n_0 \rangle_{n_-}$ от n_- удовлетворительно описывается линейной функцией*:

$$\langle n_0 \rangle_{n_-} = a + bn_-.$$

В области энергий $\lesssim 15$ ГэВ наклон b имеет отрицательные значения, что свидетельствует о преобладающей роли кинематических корреляций. В области более высоких энергий наклон становится положительным и продолжает увеличиваться с ростом энергии. Такое поведение отражает возрастание роли корреляций динамической природы. Одно из ранних теоретических предсказаний линейной зависимости $\langle n_0 \rangle_{n_-}$ от n_- получено авторами работы [52]. Дальнейший анализ этого явления показал [53], что отсутствие существенных многочастичных корреляций всегда приводит к приблизительно линейной зависимости $\langle n_0 \rangle_{n_-}$ от n_- .

Сравнение параметров наклона b для πN - и pp -взаимодействий, предпринятое в работе [51] на основе весьма ограниченного экспериментального материала,

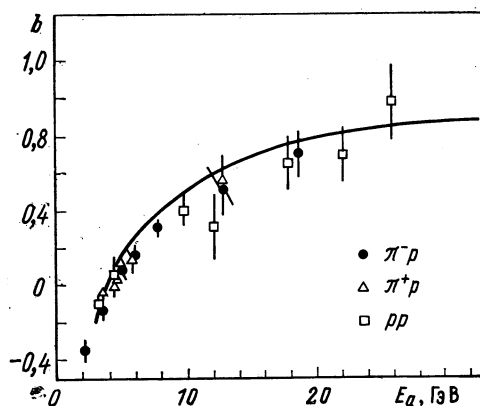


Рис. 8

сразу привело к интересному результату: корреляции (значение параметра b) имели тенденцию не зависеть от вида сталкивающихся адронов. Значительный прогресс, достигнутый в последующие годы при исследовании пион-нуклонных взаимодействий, позволил существенно уточнить достоверность упомянутой тенденции. Для этой цели в работе [54] были использованы данные о $\pi^\pm p$ -взаимодействиях при 5—205 ГэВ и о pp -взаимодействиях при 12—400 ГэВ. На рис. 8, взятом из работы [54] и дополненном данными более поздних экспериментов [7, 8], значения параметра b приведены в зависимости от свободной энергии E_a в с. д. м. Во всем рассматриваемом диапазоне энергий данные о pp -, π^+p - и π^-p -взаимодействиях плотно груп-

* В области малых и больших n_- можно ожидать отклонение от линейной зависимости, обусловленное влиянием дифракционных процессов и законом сохранения энергии — импульса соответственно.

пируются около некоторой общей кривой, свидетельствуя тем самым о независимости параметра b от типа сталкивающихся адронов. Наблюдается также удовлетворительное согласие с предсказанием модели критической жидкости [55] (сплошная кривая на рис. 8). Данные, полученные при энергиях ISR, свидетельствуют о возможном достижении определенного насыщения корреляций при значении параметра b около 0,7 [10]. Таким образом, представленные выше результаты позволяют говорить о наблюдении своего рода универсальности корреляций в выходах нейтральных и заряженных пионов.

Измерение двухчастичных корреляционных интегралов f_2^{cd} , которые содержат информацию о корреляционных функциях, усредненных по всему фазовому объему*, позволяет изучать зарядовую структуру процессов множественного образования частиц. Анализ энергетической зависимости величин f_2^{cd} интересен также в связи с возможностью проверять справедливость целого ряда моделей (см., например, [53]). В представленном ниже обзоре свойств корреляционных интегралов f_2^{cd} значительную долю составляют данные работы [54].

Значения величин f_2^- и f_2^{0-} для π - p -взаимодействий в интервале энергий 5—205 ГэВ в зависимости от импульса налетающего π^- -мезона представлены на рис. 9. Зависимость величины f_2^- от энергии удовлетворительно описывается функцией

$f_2^- = c + d \ln s + e (\ln s)^2$ со значениями параметров: $c = 0,86 \pm \pm 0,55$; $d = -1,15 \pm 0,31$ и $e = 0,16 \pm 0,04$. Отметим, что значения параметров d и e , определяющих форму зависимости от энергии, близки к значениям, приведенным для pp -данных в работе [56]. Модели, учитывающие только короткодействующие корреляции, предсказывают для f_2^{cd} линейную зависимость от $\ln s$. Наблюдаемое отклонение от такой зависимости (параметр e существенно отличается от нуля) свидетельствует о заметном вкладе далекодействующих корреляций.

В рамках мюллер-реджевского подхода и в предположении о малости вклада обменов с изоспином $I \geq 2$ авторы [53] полу-

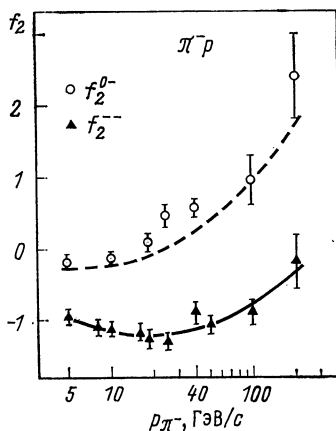


Рис. 9

* Корреляционный интеграл определяется формулой $f_2^{cd} = \langle n_c n_d - \delta_{cd} n_c \rangle - \langle n_c \rangle \langle n_d \rangle$, где n_c и n_d — множественности частиц вида c и d , а δ_{cd} — символ Кронекера.

чили соотношение

$$f_2^{0-} = f_2^- + \langle n_- \rangle / 2. \quad (7)$$

Эта зависимость предсказывается также в модели критической жидкости [55] и в некоторых вариантах модели фэйрболов [57]. Как видно из рис. 9, соотношение (7) (пунктирная линия) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для π^-p -взаимодействий. Согласно результатам работы [53] оно выполняется также и для pp -взаимодействий.

Таблица 3

Реакция	Импульс, ГэВ/с	f_2^{00}	Реакция	Импульс, ГэВ/с	f_2^{00}
π^-p	5	$-0,09 \pm 0,08$	π^+p	16	$0,45 \pm 0,20$
π^-p	10,5	$-0,05 \pm 0,06$	pp	24	$0,58 \pm 0,70$
π^+p	10,5	$-0,15 \pm 0,05$	π^-p	40	$0,51 \pm 0,45$
pp	12	$-0,34 \pm 0,30$	π^-p	40	$0,20 \pm 0,08$
pp	12,4	$0,29 \pm 0,33$	pp	69	$1,7 \pm 0,5$
π^+p	15	$-0,06 \pm 0,08$	pp	300	$3,0 \pm 0,8$
			pp	400	$4,8 \pm 1,4$

Таким образом, энергетическая зависимость корреляционных интегралов f_2 в π^-p - и pp -взаимодействиях подтверждает справедливость пренебрежения вкладом обменов с изоспином $I \geq 2$.

Интересно отметить, что современные феноменологические модели, основываясь на различной изоспиновой структуре процессов множественного образования пионов, одинаково удовлетворительно описывают такие характеристики процессов, как $\langle n_{\pi^0} \rangle = f(s)$ или $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_-} = \varphi(n_-)$. В связи с этим авторы работы [53] обращают внимание на важность изучения корреляционного интеграла f_2^{00} как функции множественности заряженных пионов. Такое дифференциальное определение f_2^{00} должно оказаться более чувствительным к изоспиновой структуре существующих моделей. Кроме того, этот подход позволит сепарировать вклад различных механизмов (например, дифракционных процессов при малых множественностях).

Компиляция результатов измерения корреляционного интеграла f_2^{00} в $\pi^\pm p$ - и pp -взаимодействиях приведена в табл. 3. Данные таблицы свидетельствуют о возрастании значений f_2^{00} при увеличении энергии.

Зависимость f_2^{00} от отношения $n_- / \langle n_- \rangle$ * для $\pi^\pm p$ -взаимодействий при 5—15 ГэВ (данные при 5 ГэВ публикуются здесь впер-

* Такое представление данных удобно для сравнения с предсказаниями теоретических моделей, полученными для точки $n_- = \langle n_- \rangle$ [53].

вые) приведена на рис. 10. Видно, что эта зависимость обладает характерной формой с максимумом вблизи $n_- / \langle n_- \rangle = 1$. Во всей области изменения $n_- / \langle n_- \rangle$ значения f_2^{00} при разных энергиях близки друг к другу. Данные о зависимости f_2^{00} от n_- в pp -взаимодействиях получены при энергиях 12,4; 69 и 300 ГэВ [58]. В пределах очень больших экспериментальных погрешностей значения f_2^{00} в области $n_- = \langle n_- \rangle$ увеличиваются с ростом энергии.

В работе [53] приведено несколько вариантов формулы, устанавливающей связь между значением f_2^{00} в точке $n_- = \langle n_- \rangle$ и

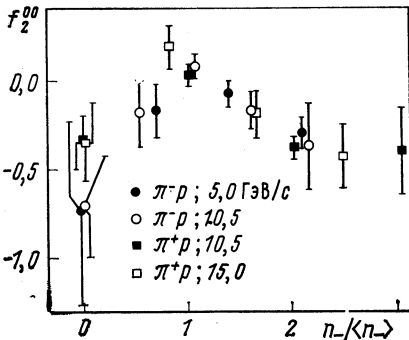


Рис. 10

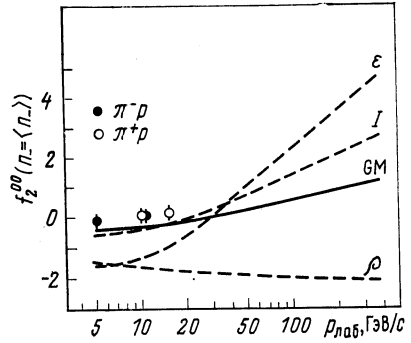


Рис. 11

величинами f_2^- и $\langle n_- \rangle$. Эти формулы представляют предсказание так называемых ϵ -, I - и ρ -моделей, предполагающих различную изоспиновую структуру процесса множественного рождения частиц. Один вариант формулы (GM) получен [53] на основе мюллер-реджевского подхода в предположении отсутствия обменов объектами с изоспином $I \geq 2$. Эти формулы и экспериментальные данные о значениях f_2^- и $\langle n_- \rangle$ позволяют рассчитать энергетическую зависимость корреляционного интеграла f_2^{00} в точке $n_- = \langle n_- \rangle$, соответствующую упомянутым выше моделям. Результаты таких вычислений приведены на рис. 11. Там же показаны оценки значений f_2^{00} в точке $n_- = \langle n_- \rangle$, полученные из экстраполяции данных, представленных на рис. 10. Как видно из рис. 11, наилучшее согласие с экспериментальными данными наблюдается для GM- и I -моделей. Отметим, что данные о pp -взаимодействиях, хотя их погрешности значительно больше, чем для $p\bar{p}$ -взаимодействий, также свидетельствуют в пользу GM- и I -моделей. Ход кривых на рис. 11 показывает, что для более надежного определения роли каждого из рассмотренных выше механизмов множественного рождения частиц необходимы данные о зависимости f_2^{00} от n_- при энергиях выше 50 ГэВ.

Полуинклюзивные сечения образования π^0 -мезонов. Изучение данных о выходе π^0 -мезонов и заряженных частиц в рамках асимптотического соотношения КНО [42] дает дополнительные возможности анализа энергетической и зарядовой зависимости корреляций между π^0 -мезонами и заряженными частицами.

Приведем скейлинговое соотношение КНО для случая совместного образования k видов частиц:

$$\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle \dots \langle n_k \rangle \frac{\sigma(n_1, n_2, \dots, n_k)}{\sigma_{in}} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Psi \left(\frac{n_1}{\langle n_1 \rangle}, \frac{n_2}{\langle n_2 \rangle}, \dots, \frac{n_k}{\langle n_k \rangle} \right). \quad (8)$$

Здесь n_i ($\langle n_i \rangle$) — множественность (средняя множественность) частиц вида i ; $\sigma(n_1, n_2, \dots, n_k)$ — сечение образования n_1, n_2, \dots, n_k частиц вида 1, 2, ..., k соответственно; Ψ — функция, не зависящая явным образом от энергии.

Непосредственная проверка соотношения (8) для совместного образования n заряженных частиц и n_0 π^0 -мезонов до сих пор не проводилась ввиду крайней ограниченности данных о сечениях $\sigma(n, n_0)$. Учитывая экспериментальную ситуацию (наличие лишь полуинклюзивных сечений образования π^0 -мезонов $\sigma_n(\pi^0) = \sigma_n \langle n_0 \rangle_n$, где σ_n — топологические сечения) Дао и Витмор [51] предложили скейлинговое соотношение

$$\frac{\langle n \rangle \sigma_n(\pi^0)}{\langle n_0 \rangle \sigma_{in}} = F \left(\frac{n}{\langle n \rangle} = z, s \right) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Phi(z), \quad (9)$$

где Φ — функция, не зависящая явным образом от энергии.

Известно, что в случае распределения по множественности заряженных частиц КНО-функция $\Psi(z)$ нормирована условиями:

$$\int_0^{\infty} \Psi(z) dz = \int_0^{\infty} z \Psi(z) dz = 2.$$

Можно показать, что аналогичные интегралы для $\Phi(z)$ имеют значения:

$$I_1 = \int_0^{\infty} \Phi(z) dz = 2; \quad I_2 = \int_0^{\infty} z \Phi(z) dz = 2 \left[1 + \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{f_2^{0c}}{\langle n_0 \rangle \langle n \rangle} \right],$$

где $f_2^{0c} = \langle n_0 n \rangle - \langle n_0 \rangle \langle n \rangle$. Так как при высоких энергиях наблюдается положительная корреляция в выходах π^0 -мезонов и заряженных частиц, то $I_2 > 2$.

Проверка соотношения (9) с помощью экспериментальных данных о pp -взаимодействиях при энергиях, больших 50 ГэВ,

показала [51], что эти данные удовлетворительно описываются универсальной функцией, параметризованной в виде

$$\Phi(z) = A_0 \exp \left(\sum_{i=1}^4 A_i z^i \right), \quad (10)$$

где A_i ($i = 0, \dots, 4$) — параметры.

Аппроксимация данных о π - p -взаимодействиях при энергии 40 ГэВ [59] с помощью функции (10) дала результат, близкий (по значениям параметров) к результатам работы [51]. Скейлинговое соотношение (9) выполняется также и в случае образования нейтральных странных частиц [60]. Замечено [61], что функции $\Phi(z)$ для π^0 , K_1^0 и Λ^0 близки друг к другу.

В целях более детального изучения вопроса об универсальности скейлингового соотношения (9) для π - p -взаимодействий в работе [54] проанализированы данные о выходе π^0 -мезонов в интервале 5—205 ГэВ.

Проведенное в [54] сравнение экспериментальных распределений $\langle n \rangle \sigma_n(\pi^0) / \langle n_0 \rangle \sigma_{in} = F(z, s)$ с функцией $\Phi(z)$, полученной ранее для pp -взаимодействий [51], выявило следующие особенности: при энергиях ≥ 40 ГэВ имеет место хорошее согласие данных с функцией $\Phi(z)$; при энергиях < 40 ГэВ наблюдаются систематические отклонения от кривой $\Phi(z)$, причем эти отклонения увеличиваются с уменьшением энергии; форма распределений $F(z, s)$ практически не зависит от энергии.

Для описания изучаемых распределений единой функцией авторы работы [54] предложили новую форму переменной z , которая учитывала указанные выше особенности в поведении распределений $F(z, s)$. Эта переменная имела вид $z_1 = z + \alpha / \langle n \rangle^\beta$, где α, β — параметры, не зависящие от энергии. Отметим, что $z_1 \xrightarrow{s \rightarrow \infty} z$. Параметризация функции $\Phi(z_1)$ была выбрана в форме

$$\Phi(z_1) = B_0 z_1 \exp \left(\sum_{i=1}^m B_i z_1^i \right), \quad i = 0, \dots, m, \quad (11)$$

(B_i — параметры) которая несколько отличается от функции (10). Такая форма $\Phi(z_1)$ учитывает быстрое уменьшение сечения неупругих процессов с малой множественностью частиц при увеличении энергии. Предполагалось, что аналогичное поведение сохранится и в асимптотике.

В этих предположениях удалось описать единым образом все данные для π - p -взаимодействий в интервале 5—205 ГэВ.

Наилучшие результаты аппроксимации экспериментальных данных функцией (11) достигаются при значении $\beta = 2$ и $m = 2^*$.

* Увеличение числа параметров не дает существенного улучшения результатов аппроксимации.

Авторы настоящего обзора исследовали возможность применения рассмотренного выше подхода к описанию данных из других типов взаимодействия. Для анализа были использованы данные о π^+p -взаимодействиях при 4—100 ГэВ и о pp -взаимодействиях при 12—2100 ГэВ, включая предварительные данные при энергиях ISR. Результаты аппроксимации экспериментальных распределений $\langle n_0 \rangle \sigma_n(\pi^0) / \langle n \rangle \sigma_{in}$ функцией $\Phi(z_1)$ для $\pi^\pm p$ - и pp -взаимодействий приведены в табл. 4.

Таблица 4

Параметры	π^-p , 5—205 ГэВ/c	π^+p , 4—100 ГэВ/c	pp , 12—2100 ГэВ/c
B_0	0,69±0,08	0,42±0,09	0,98±0,09
B_1	2,49±0,15	3,52±0,26	1,79±0,14
B_2	-1,62±0,05	-2,06±0,07	-1,31±0,05
α	1,90±0,18	2,79±0,58	2,26±0,44
$\chi^2/\text{число степеней свободы}$	0,96	0,58	1,10
I_1	1,96	2,02	2,04
I_2	2,21	2,27	2,33

На рис. 12 представлены экспериментальные данные и значения функции $\Phi(z_1)$ с параметрами B_i и α из табл. 4. Ввиду большой перегруженности рис. 12 для pp -взаимодействий данные при энергиях ISR изображены отдельно.

Из данных, приведенных в табл. 4 и на рис. 12 следует, что в рамках подхода, предложенного в работе [54], достигается статистически удовлетворительное описание экспериментальных данных для π^-p -, π^+p - и pp -взаимодействий в широком интервале энергий. Видно также, что изменение вида падающих частиц приводит к изменению значений параметров B_i и α , что проявляется в изменении формы функции $\Phi(z_1)$. Эта особенность не случайна и в значительной степени отражает совместное влияние следующих, экспериментально установленных, закономерностей:

а) независимости параметра b , определяющего корреляции в выходах нейтральных и заряженных пионов, от типа взаимодействующих частиц;

б) зависимости величины параметра ξ , используемого для описания распределений по множественности заряженных частиц в рамках модифицированного КНО-скейлинга, от типа взаимодействия. Для pp -, π^-p - и π^+p -взаимодействий $\xi = 0,9; 1,1$ и $1,4$ соответственно [43].

Наблюдаемые значения параметра α показывают, что скорость с которой распределение $F(z, s)$ приближается при росте энергии к своему асимптотическому пределу, примерно одинакова для π^-p - и pp -взаимодействий.

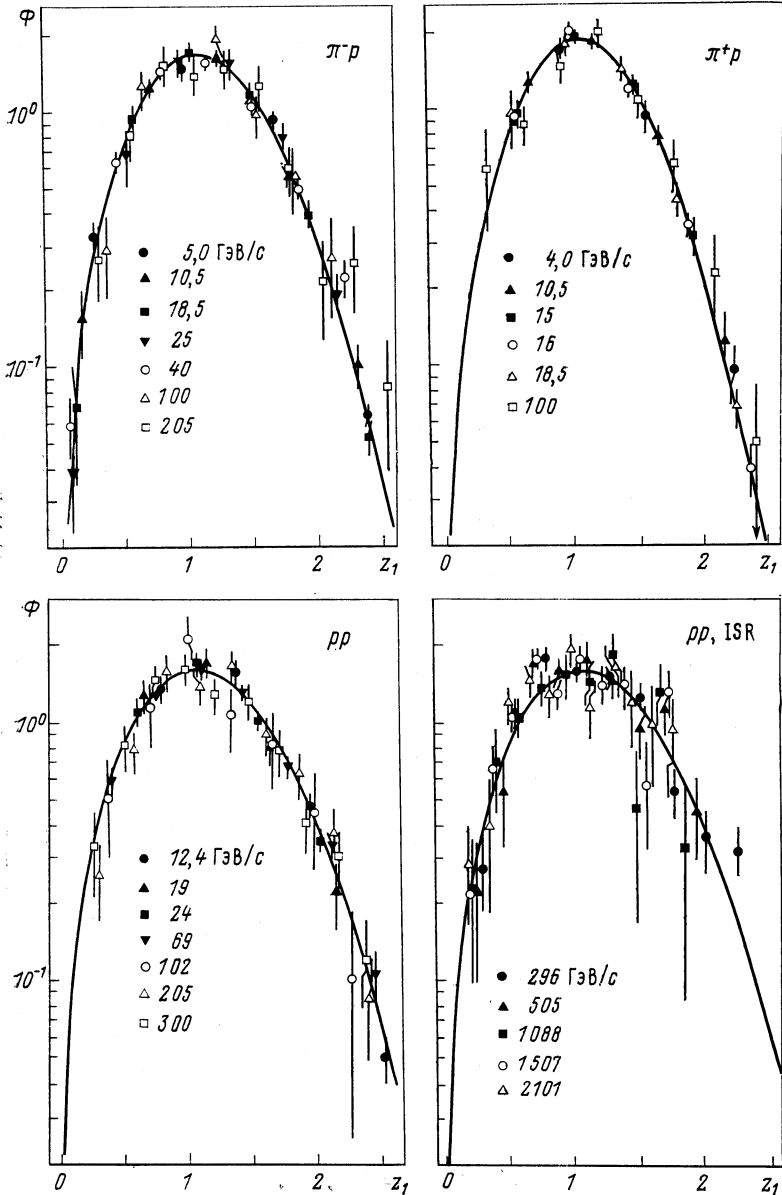


Рис. 12

Таким образом, результаты, приведенные в первом разделе, показывают, что к настоящему времени накоплена весьма значи-

тельная экспериментальная информация об интегральных характеристиках процессов множественного образования нейтральных частиц в πp - и pp -взаимодействиях. Анализ полученных данных свидетельствует о наличии ряда закономерностей, присущих исследуемым процессам в весьма широком интервале энергий.

Более детальная проверка указанных закономерностей будет возможна при существенном повышении точности экспериментальных данных.

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В этом разделе представлены результаты исследования дифференциальных сечений инклюзивных реакций с образованием нейтральных частиц γ , π^0 , K_1^0 и Λ^{0*} по данным экспериментов [62—84] в π^-p -, π^+p - и pp -взаимодействиях при энергиях 5—250; 10,5—100 и 12—1500 ГэВ соответственно. Основное внимание уделено анализу энергетической зависимости дифференциальных сечений в различных кинематических областях и проверке ряда закономерностей, обнаруженных ранее в инклюзивных реакциях с заряженными частицами.

Основные характеристики экспериментов (по πp -взаимодействию), в которых получены данные о дифференциальных сечениях инклюзивных реакций с нейтральными частицами, приведены в табл. 5. Для энергий, больших 40 ГэВ, данные имеют низкую статистическую обеспеченность. Эксперименты, выполненные электронной методикой, отличаясь большой статистикой, ограничены узкими кинематическими областями.

В связи с этим для инклюзивных реакций с нейтральными частицами все еще остается открытым целый ряд вопросов: о точной форме спектров различного типа, о характере приближения к асимптотическому пределу, о границах применимости масштабной инвариантности.

Определение переменных. Гипотезы скейлинга и предельной фрагментации. В общем случае инвариантное дифференциальное сечение $E d^3\sigma/d^3p$ инклюзивной реакции $a + b \rightarrow c + X$ зависит от четырех переменных: квадрата полной энергии в с. ц. м. s и трех компонент импульса \mathbf{p} частицы c .

Таким образом,

$$E d^3\sigma/d^3p = f(s, \mathbf{p}),$$

* Здесь γ -кванты являются продуктами распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Примесь от распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ и т. д. в разных экспериментах колеблется на уровне 1—3%.

Таблица 5

Реакция, статистика	Импульс, ГэВ/с	Основные измеренные величины	Прибор	Литература
$\pi^+p \rightarrow \pi^0$	1,00—1,72	$F_1(x)/\sigma_T$, $F_1(p_{\parallel})/\sigma_T$ в лабораторной и антилабораторной системах	Водородная пузырьковая камера, 50 см (Брукхейвенская национальная лаборатория)	[62]
$\pi^-p \rightarrow \pi^0$, $\approx 10^6 \gamma\gamma$ пар	5,0	$d\sigma/dt$ для набора значений M_X^2	Электронный детектор (Аргонская национальная лаборатория)	[63]
$\pi^-p \rightarrow \gamma/\pi^0/K_1^0/\Lambda^0$, 7940 γ , 4000 π^0 , 1400 K_1^0 , 4300 Λ^0	5,0	Для всех реакций $F_1(x)$, $F_2(p_{\perp}^2)$, $d\sigma/dy^*$; для γ -квантов $E^*d^2\sigma/dx dp_{\perp}^2$	Пропановая пузырьковая камера, 100 см (ОИЯИ)	[64—66]
$\pi^+p \rightarrow \gamma/\pi^0$, 7000 γ , 5300 π^0 в 2- и 4-лучевых событиях	10,5	$F_1(x)/\sigma_T$, $F_2(p_{\perp}^2)/\sigma_T$ $d\sigma/dy^*$, $E^*d\sigma/dx dp_{\perp}^2$ для γ -квантов; $F_1(x)$, $d\sigma/dy^*$ для π^0 -мезонов	Пузырьковая камера с водородно-неоновой смесью, 200 см (SLAC)	[67]
$\pi^+p \rightarrow \pi^0$, 16500 π^0 , $\pi^-p \rightarrow \pi^0$, 17200 π^0	14,0	$E^*d\sigma/dp_{\parallel}^* dp_{\perp}^2$ и $F_1(x)$ для $x \geq 0$	Электронный детектор (SLAC)	[68]
$\pi^+p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 3400 γ , 3852 K_1^0 , 1963 Λ^0	16,0	Для γ -квантов $d\sigma/dx$, $d\sigma/dp_{\perp}^2$; для K_1^0 и Λ^0 $F_1(x)$, $d\sigma/dy^*$, $d\sigma/dp_{\perp}^2$	Водородная пузырьковая камера, 200 см (ЦЕРН)	[69]

Реакции, статистика	Импульс, ГэВ/с	Основные измеренные величины	Прибор	Литература
$\pi^+ p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 7000 γ , 3621 K_1^0 , 1919 Λ^0 ; $\pi^- p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 5700 γ , 2723 K_1^0 , 1369 Λ^0	18,5	Для всех реакций $F_1(x)$, $F_2(p_\perp^2)$	Водородная пузырьковая камера, 200 см (Брукхейвен- ская национальная лаборатория)	[70]
$\pi^- p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 7400 γ , 458 K_1^0 , 163 Λ^0	40,0	Для γ -квантов $F_1(x)$, $F_2(p_\perp^2)$, $d\sigma/dy$ *; для K_1^0 и Λ^0 $d\sigma/dy$ лаб, $F_2(p_\perp^2)$, $F_1(p \parallel$ лаб)	Пропановая пузырьковая камера, 200 см (ОИЯИ)	[71—73]
$\pi^- p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 223 γ , 102 K_1^0 , 60 Λ^0	100,0	Для всех реакций $F_1(x)$, $F_2(p_\perp^2)$, $d\sigma/dy$ *	Водородная пузырьковая камера, 75 см (ФНАЛ)	[74]
$\pi^+ p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 350 γ , 190 K_1^0 , 57 Λ^0	100,0	Для γ -квантов и K_1^0 -мезонов ($1/\sigma_T$) $d\sigma/dy$ *, ($1/\sigma_T$) $d\sigma/dp_\perp^2$	Водородная пузырьковая камера, 75 см (ФНАЛ)	[75]
$\pi^- p \rightarrow \gamma/K_1^0/\Lambda^0$, 485 γ , 248 K_1^0 , 118 Λ^0	205,0	Для всех реакций $F_1(x)$, $F_2(p_\perp^2)$	Водородная пузырьковая камера, 75 см (ФНАЛ)	[76]
$\pi^- p \rightarrow K_1^0/\Lambda^0$, 624 K_1^0 , 362 Λ^0	250,0	Для всех реакций $F_{11}(x)$, $F_2(p_\perp^2)$	Водородная пузырьковая камера, 4,57 м (ФНАЛ)	[77]

где $f(s, \mathbf{p})$ — структурная функция или инвариантное распределение. Она нормируется условием

$$\int f(s, \mathbf{p}) d^3p/E = \langle n_c \rangle \sigma_{in},$$

где $\langle n_c \rangle$ — средняя множественность частиц вида c на одно неупругое взаимодействие, а σ_{in} — полное неупругое сечение взаимодействия частиц a и b . Иногда используется нормировка на полное сечение взаимодействия σ_T .

Для неполяризованных частиц a и b структурная функция обладает азимутальной симметрией и в переменных продольной p_{\parallel} и поперечной p_{\perp} компонент импульса \mathbf{p} принимает вид

$$f(s, p_{\parallel}, p_{\perp}) = (E/\pi) d^2\sigma/dp_{\parallel} dp_{\perp}^2.$$

Для анализа структурной функции в некоторых (особых) областях фазового объема удобно использовать другие пары кинематических переменных:

$$\cos \theta = (\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{p}_b) / |\mathbf{p}_a| |\mathbf{p}_b|.$$

и модуль импульса $p = |\mathbf{p}|$;

$$x = p_{\parallel}^* / p_{\text{макс}}^* \xrightarrow{s \rightarrow \infty} 2p_{\parallel}^* / \sqrt{s}$$

и p_{\perp}^2 , где $p_{\text{макс}}^*$ — максимальное значение импульса частицы c в с. ц. м.;

быстрота

$$y = (1/2) \ln [(E + p_{\parallel}) / (E - p_{\parallel})] \text{ и } p_{\perp}^2;$$

квадрат переданного 4-импульса $t = (\hat{p}_a - \hat{p}_b)^2$ и квадрат недостающей массы $M_X^2 = (\hat{p}_a + \hat{p}_b - \hat{p})^2$. Символом « $\hat{\ }$ » обозначены 4-импульсы.

Инвариантное дифференциальное сечение в этих переменных имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} E \frac{d^3\sigma}{d^3p} &= \frac{E}{2\pi p^2} \frac{d^2\sigma}{dp d(\cos \theta)} = \frac{E^*}{\pi p_{\text{макс}}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_{\perp}^2} = \\ &= \frac{1}{\pi} \lambda^{1/2}(s, m_a^2, m_b^2) \frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2}, \end{aligned}$$

где $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$ и $\lambda^{1/2}(s, m_a^2, m_b^2) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} s$.

Еще имеется два часто используемых инвариантных распределения:

$$F_1(s, x) = \int \frac{E^*}{\pi p_{\text{макс}}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2; \quad F_2(s, p_{\perp}^2) = \int \frac{E^*}{\pi p_{\text{макс}}^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2} dx.$$

Согласно гипотезе масштабной инвариантности [2] (скейлинга) в области $|x| \neq 0$

$$f(s, x, p_{\perp}) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(x, p_{\perp}),$$

и в центральной области, где $|x| \approx 0$

$$f(s, x, p_{\perp}) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(p_{\perp}).$$

Таким образом, в обеих областях при $s \rightarrow \infty$ структурная функция перестает явным образом зависеть от энергии.

Последнее соотношение эквивалентно существованию расширяющегося с ростом энергии центрального плато в распределении $d\sigma/dy^*$.

Согласно гипотезе предельной фрагментации [3] все вторичные частицы являются либо фрагментами частиц пучка, либо фрагментами частиц мишени. Фрагменты пучка и фрагменты мишени характеризуются ограниченными значениями p_{\parallel} при $s \rightarrow \infty$ в системе покоя частиц пучка (антилабораторная система) и в системе покоя мишени (лабораторная система) соответственно.

Предсказание гипотезы предельной фрагментации заключается в том, что в области фрагментации мишени структурная функция удовлетворяет условию: $f_{\text{лаб}}(s, p_{\parallel}, p_{\perp}) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f_{\text{лаб}}(p_{\parallel}, p_{\perp})$. Аналогичное предельное поведение $f(s, p_{\parallel}, p_{\perp})$ должно иметь место и в области фрагментации пучка.

Коэффициент неупругости. Важной характеристикой процесса множественного образования частиц является парциальный коэффициент неупругости α_i , который представляет собой долю полной энергии, уносимую частицами вида i . Значение α_{π^0} вычисляется из средних характеристик γ -квантов по формуле [85]

$$\alpha_{\pi^0} = \langle \sum E_{\pi^0}^{\text{лаб}} \rangle / E^{\text{лаб}} = \langle n_{\gamma} \rangle \langle n_{\gamma}^{\text{лаб}} \rangle / E^{\text{лаб}},$$

где $E^{\text{лаб}}$ — полная энергия сталкивающихся частиц в лабораторной системе.

Данные о значении α_{π^0} в $\pi^{\pm}N$ -взаимодействиях в интервале энергий 5—40 ГэВ [85, 86] приведены в табл. 6. Как видно, величина α_{π^0} в этом диапазоне энергий в пределах погрешностей практически постоянна. В πp -взаимодействиях π^0 -мезоны являются доминирующей компонентой вторичных нейтральных частиц. Например, при энергии 40 ГэВ в πp -взаимодействиях

$$\langle n_{\pi^0} \rangle / (\langle n_{\pi^0} \rangle + \langle n_{K_1^0} \rangle + \langle n_{\Lambda^0} \rangle) = 0,89.$$

Таблица 6

Реакция	Первичный импульс, ГэВ/с	α_{π^0}	Реакция	Первичный импульс, ГэВ/с	α_{π^0}
π^-p	5,0	$0,23 \pm 0,01$	π^+p	18,5	$0,20 \pm 0,01$
π^+p	10,0	$0,22 \pm 0,01$	π^-p	40,0	$0,25 \pm 0,01$
π^-p	18,5	$0,21 \pm 0,01$ *	π^-n	40,0	$0,28 \pm 0,02$

* Значения α_{π^0} при 18,5 ГэВ/с вычислены в [85],

Тогда постоянство α_{π^0} свидетельствует о том, что доля полной энергии, уносимая нейтральными частицами, исключая нейтроны, сохраняется на уровне около 25% в диапазоне энергий 5—40 ГэВ.

Распределения по квадрату поперечного импульса. Для анализа формы инклюзивных распределений Λ^0 -гиперонов и K_1^0 -мезонов по p_{\perp}^2 и их зависимости от энергии используем данные работы [66].

Значения инвариантных распределений

$$F_2(s, p_{\perp}^2) = \int (E^*/\pi p_{\text{макс}}^*) (d^2\sigma/dx dp_{\perp}^2) dx$$

в зависимости от p_{\perp}^2 для реакций

$$\pi^-p \rightarrow K_1^0 + X; \tag{12}$$

$$\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 + X \tag{13}$$

при 5 ГэВ/с приведены на рис. 13. Прямые на рис. 13 — результат аппроксимации распределений в области $p_{\perp}^2 \leq 0,8$ (ГэВ/с)² функцией $A \exp(-Bp_{\perp}^2)$, где A и B — свободные параметры. Согласно данным табл. 7 значение параметра B для реакций (12) и (13)

Таблица 7

Импульс, ГэВ/с	$B, (\text{ГэВ/с})^{-2}$		Литература
	$\pi^-p \rightarrow K_1^0 + X$	$\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 + X$	
5	$5,01 \pm 0,26$	$4,56 \pm 0,25$	[66]
40	$4,53 \pm 0,54$	$4,71 \pm 0,92$	[73]
205	$4,59 \pm 0,52$	$3,22 \pm 0,65$	[76]
250	$3,34 \pm 0,33$	$4,44 \pm 0,79$	[77]

в пределах погрешностей не зависит от энергии в интервале 5—250 ГэВ. Из независимости параметра B от энергии следует факторизуемость инвариантного распределения $F_2(s, p_{\perp}^2)$ по переменным s и p_{\perp}^2 :

$$F_2(s, p_{\perp}^2) = a(s)b(p_{\perp}^2),$$

при этом $b(p_{\perp}^2)$ — универсальная функция, описывающая форму распределения по p_{\perp}^2 в интервале энергий 5—250 ГэВ.

В отличие от случая нейтральных странных частиц распределения $F_2(s, p_{\perp}^2)$ для γ -квантов обладают более сложной зависимостью от p_{\perp}^2 и хорошо описываются либо суммой двух экспонент [71], либо функцией [78, 84]

$$(A/p_{\perp}) \exp(-p_{\perp}^2/B). \tag{14}$$

Компиляция экспериментальных данных, полученных в работах [65, 67, 70, 74, 78, 82] для реакций $\pi^{\pm}p \rightarrow \gamma + X$, $pp \rightarrow \gamma + X$

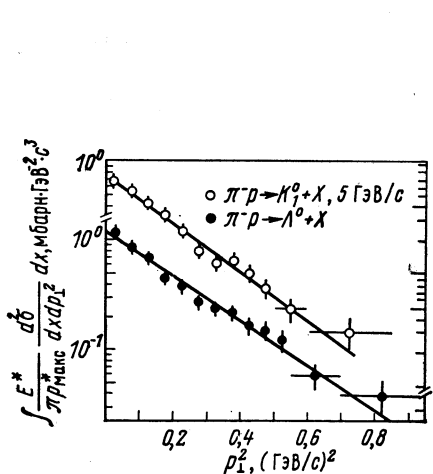


Рис. 13

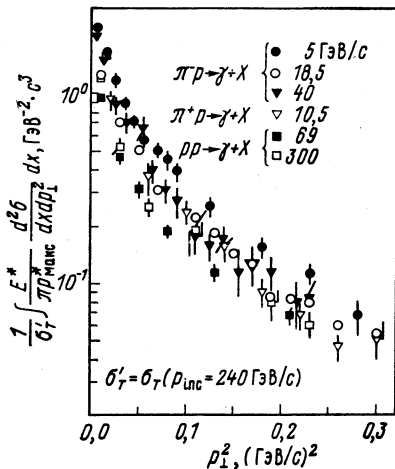


Рис. 14

в интервале импульсов 5—300 ГэВ/с, приведена на рис. 14 в виде зависимости нормированных распределений $F_2(s, p_{\perp}^2)/\sigma_T$ от p_{\perp}^2 . В качестве нормировочных сечений σ_T использованы полные сечения π^+p -, π^-p - и pp -взаимодействий при 240 ГэВ/с [87]. Аппроксимация этих распределений в области $p_{\perp}^2 \geq 0,01$ (ГэВ/с)² функцией (14) показывает, что в пределах двухкратных погрешностей значения параметра B не зависят от энергии (табл. 8), свидетельствуя тем самым о факторизуемости исследуемых распределений по s и p_{\perp}^2 .

Наблюдаемое подобие распределений проявляется в поведении таких интегральных характеристик спектров, как $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ и $\langle p_{\perp} \rangle$. Согласно данным табл. 9 значения $\langle p_{\perp} \rangle$ и $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ в $\pi^{\pm}N$ -взаимодействиях при 5—40 ГэВ [70, 71] и в pp -взаимодействиях при 69—303 ГэВ [78, 80—83] обнаруживают довольно слабую зависимость от энергии и от вида падающей частицы.

Таблица 8

Начальные частицы	π^-p	π^+p	π^-p	π^-p	pp	pp
Импульс, ГэВ/с	5	10,5	18,5	40	69	303
V , (ГэВ/с) ²	$0,159 \pm 0,011$	$0,159 \pm 0,012$	$0,176 \pm 0,011$	$0,127 \pm 0,013$	$0,157 \pm 0,007$	$0,150 \pm 0,013$

Таблица 9

Реакция	Первичный импульс, ГэВ/с	$\langle p_{\perp} \rangle_{\gamma}$, ГэВ/с	$\langle p_{\perp}^2 \rangle_{\gamma}$, (ГэВ/с) ²
π^-p	5	$0,172 \pm 0,002$	$0,050 \pm 0,001$
π^-p	18,5	$0,172 \pm 0,002$	$0,052 \pm 0,001$
π^+p	18,5	$0,177 \pm 0,002$	$0,053 \pm 0,001$
π^-p	40,0	$0,179 \pm 0,007$	$0,140 \pm 0,064$
π^-n	40,0	$0,164 \pm 0,006$	$0,056 \pm 0,005$
pp	69,0	$0,167 \pm 0,003$	$0,052 \pm 0,002$
pp	102	$0,175 \pm 0,020$	$0,050 \pm 0,003$
pp	205	$0,200 \pm 0,020$	—
pp	300	$0,250 \pm 0,020$	—

Из данных, приведенных на рис. 14, видно также, что для πp -взаимодействий независимость распределений от энергии в широком интервале p_{\perp}^2 проявляется, начиная с 10,5 ГэВ. Распределение при 5 ГэВ близко к $F_2(s, p_{\perp}^2)/\sigma_T$ при более высоких энергиях только в узкой области $p_{\perp}^2 \leq 0,06$ (ГэВ/с)². Для pp -взаимодействий, как показано в [78], независимость распределения $F_2(s, p_{\perp}^2)$ от энергии наблюдается начиная с 12,4 ГэВ.

Энергетическая зависимость сечений в областях фрагментации и в центральной области. При рассмотрении указанного вопроса использованы данные работ [64—66], а также данные, появившиеся в литературе в последнее время [67, 76, 78].

При совместном анализе инклюзивных реакций с различными начальными состояниями часто возникает необходимость уменьшить влияние вида начальных частиц. Принято считать, что желаемый эффект можно обеспечить нормировкой дифференциальных сечений на $\sigma_T(s \rightarrow \infty)$. Оправданность этого приема находит объяснение в рамках мюллер-реджевского подхода к анализу инклюзивных реакций и в предположении о факторизуемости редже-полюсных амплитуд. Так, для структурной функции в цен-

тральной области предсказывается выражение (см., например, [5])

$$f(s, y, m_{\perp})/\sigma_T(\infty) = \Phi_{PP}(m_{\perp}) + \alpha(m_{\perp}, y) s^{-1/4} + \beta(m_{\perp}, y) s^{-1/2}, \quad (15)$$

где $m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_c^2}$. При этом зависимость от вида начальных частиц заключена только во втором и в третьем членах, которые

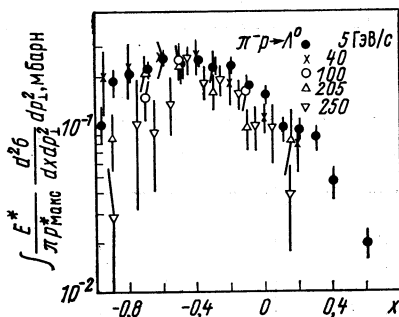


Рис. 15

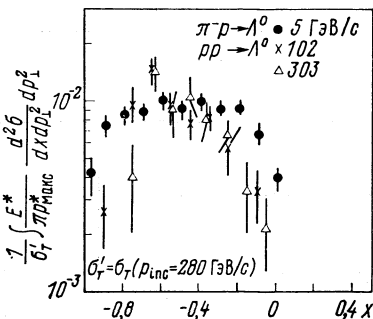


Рис. 16

вымирают с ростом энергии. Функция $\Phi_{PP}(m_{\perp})$ зависит только от вида инклюзивной частицы.

Экспериментальные данные о зависимости распределения

$$F_1(s, x) = \int (E^*/\pi p_{\text{макс}}^*) (d^2\sigma/dx dp_{\perp}^2) dp_{\perp}^2$$

от x для реакции



при 5—250 ГэВ [66, 73, 74, 77] (рис. 15) свидетельствуют о преимущественном рождении Λ^0 -гиперонов в заднюю полусферу. Эта особенность указывает на то, что доминирующим механизмом образования Λ^0 -гиперонов является фрагментация мишени. В области $-0,9 \leq x \leq -0,1$ распределения $F_1(s, x)$ согласуются в пределах погрешностей с независимым от энергии поведением в интервале 5—250 ГэВ. На рис. 16 нормированные* распределения $F_1(s, x)/\sigma_T'$ для реакции (16) представлены в сравнении с данными для реакции $pp \rightarrow \Lambda^0 + X$ при 102 [80] и 303 ГэВ [83]. В указанном случае распределение $F_1(s, x)/\sigma_T'$ при 5 ГэВ совпадает с распределениями для pp -взаимодействий в области $-0,8 \leq x \leq -0,3$.

* Здесь $\sigma_T' = \sigma_T$ при 280 ГэВ/с; σ_T для π^-p - и pp -взаимодействий равны соответственно 24,67 и 39,38 мб [87].

Таким образом, проведенный анализ данных позволяет сделать вывод о том, что в области фрагментации мишени независимость дифференциального сечения реакции $\pi^-p \rightarrow \Lambda^0 + X$ от энергии наблюдается в пределах погрешностей $\approx 12\%$ в интервале 5—303 ГэВ. При этом поведение сечения согласуется с предсказываемой моделью полюсов Редже независимостью сечения в области фрагментации мишени от типа частицы пучка.

В распределениях $F_1(s, x)$ по x для реакции



при энергиях 5 [66], 205 [76] и 250 ГэВ [77], приведенных на рис. 17, наблюдается преимущественное рождение K_1^0 -мезонов в переднюю полусферу, что свидетельствует о доминирующей роли механизма фрагментации пучка. Видно также, что увеличение начальной энергии с 5 до 205 ГэВ приводит к существенному возрастанию сечения

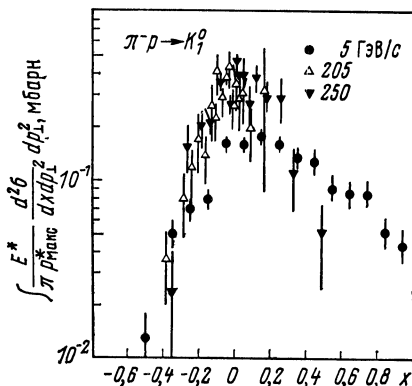
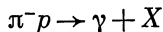


Рис. 17

практически при всех значениях x . Как показано в работе [73], сечения K_1^0 -мезонов в центральной области для πp -взаимодействий в интервале энергий 6—40 ГэВ с увеличением энергии непрерывно возрастают. Таким образом, если асимптотический режим энергетической зависимости инклюзивного выхода K_1^0 -мезонов в πp -взаимодействиях возможен, то он достигается при энергиях, превышающих 40 ГэВ.

Экспериментальные данные о выходе γ -квантов в реакции



при энергиях 5 [64], 40 [71] и 100 ГэВ [74] представлены на рис. 18 в виде сечений $d\sigma/dy^*$. При энергиях 5 ГэВ значение сечения $d\sigma/dy^*$ в области $0 \leq y^* \leq 0,6$ достигает максимума и в пределах погрешностей совпадает с сечениями при 40 и 100 ГэВ. Область максимальных значений сечения $d\sigma/dy^*$ с ростом энергии становится шире.

Нормированные сечения образования γ -квантов $(1/\sigma_T')d\sigma/dy^*$ в π^-p - (при 5 ГэВ), π^+p - (при 10,5 ГэВ) [67] и pp -взаимодействиях (при 69 ГэВ [78] и 205 ГэВ [81]) приведены на рис. 19. Здесь σ_T' — полные сечения π^-p - и π^+p - и pp -взаимодействий при энергии 240 ГэВ [87]. В области $0 \leq y^* \leq 1$ сечение при 5 ГэВ совпадает в пределах погрешностей с сечениями при 69 и 205 ГэВ. В этой же области быстрот данные при 10,5 ГэВ располагаются система-

тически ниже и заметно выделяются необычностью своей формы. Действительно, в той области быстрот, где, как правило, все сечения достигают максимума, либо имеют постоянное значение, данные при 10,5 ГэВ имеют локальный минимум, придающий сече-

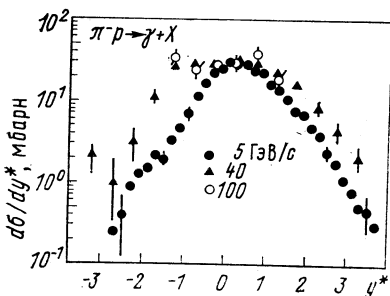


Рис. 18

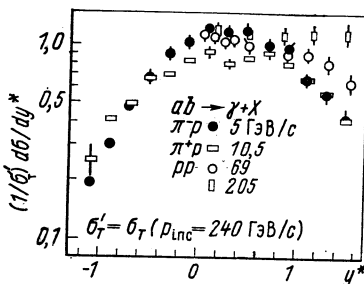


Рис. 19

нию двугорбую форму. При всех остальных энергиях, из рассмотренных на рис. 18 и 19, ход экспериментальных данных свидетельствует о том, что дифференциальное сечение реакции $\pi p \rightarrow \gamma + X$ в центральной области не зависит от энергии

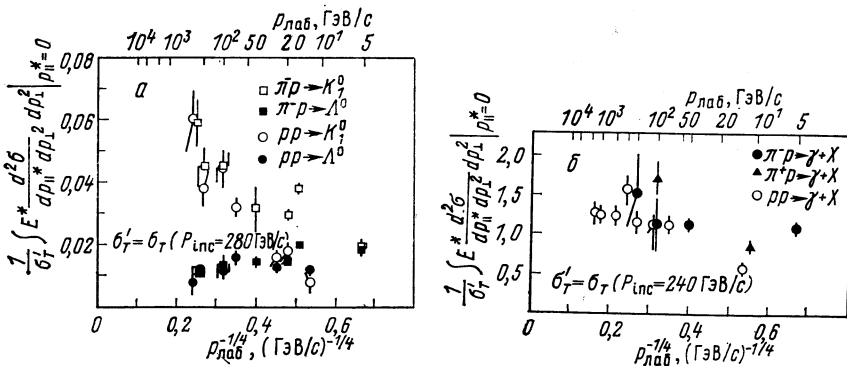


Рис. 20

в интервале 5—205 ГэВ и его поведение согласуется с независимостью от вида частиц пучка.

Обратимся теперь к анализу данных в рамках соотношения (15), которое позволяет наиболее ярко выявить характерные особенности энергетической зависимости сечений в центральной области. На рис. 20, а представлена компиляция нормированных дифференциальных сечений образования K^*_0 -мезонов и Λ^0 -гиперонов

$F_1(s, x = 0)/\sigma'_T$ в зависимости от $p^{-1/4}$ для $\pi^\pm p$ - и pp -взаимодействий. В исследуемом интервале энергий 5—303 ГэВ сечение K_1^0 -мезонов с ростом энергии непрерывно возрастает. В этом же интервале энергий сечение Λ^0 -гиперонов в пределах погрешностей не зависит от энергии. Такое поведение сечения Λ^0 -гиперонов, по-видимому, тесно связано с тем фактом, что основным механизмом образования Λ^0 -гиперонов является фрагментация протона.

Данные о выходе γ -квантов в центральной области в зависимости от $p^{-1/4}$ для $\pi^\pm p$ - и pp -взаимодействий представлены на рис. 20, б. При изменении импульса от 5 до 1500 ГэВ/с сечение возрастает не более чем на 15%. Причины такого исключительно замедленного роста по сравнению с ростом сечений массивных частиц [5] возможно связаны со следующими обстоятельствами. Во-первых, на величину и форму сечения γ -квантов оказывает влияние кинематика распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Это влияние проявляется в том, что, как следует из формул работы [88], точка $x_\gamma = 0$ в спектре $d\sigma/dx_\gamma$ имеет характерную особенность: она является единственной точкой, вклад в которую дают γ -кванты от π^0 -мезонов с любыми значениями x_{π^0} из интервала $(-1, 1)$. Во-вторых, следует учитывать энергетическую зависимость дифференциального сечения π^0 -мезонов. Согласно данным, полученным в πp - [67, 70, 72], Kp - [89] и pp - [78] взаимодействиях, значение дифференциального сечения π^0 -мезонов ограничено сверху и снизу значениями дифференциальных сечений π^- - и π^+ -мезонов. Известно также, что при $x_{\pi^-} = 0$ сечение π^- -мезонов в πp -взаимодействиях в интервале 8—205 ГэВ [5, 90] обладает наиболее слабой зависимостью от энергии.

Из приведенных рассуждений, в частности, следует, что в энергетической зависимости сечения π^0 -мезонов в центральной области можно ожидать наличие заметного вклада механизмов, характерных для реакций с сильным эффектом лидирующей частицы.

Результаты измерения дифференциального сечения $Ed\sigma/dp_{||}$ в лабораторной и антилабораторной системах в инклюзивных реакциях с γ -квантами, необходимые для проверки гипотезы предельной фрагментации, опубликованы только для πp -взаимодействий при энергиях 5 [64] и 40 [72] ГэВ. Эти сечения в области фрагментации мишени (малые продольные импульсы в лабораторной системе) приведены на рис. 21. Там же показано их отношение R в зависимости от $p_{||}$. В области $p_{||} \leq 0,5$ ГэВ/с сечения практически совпадают (среднее значение $R = 0,98 \pm 0,05$). Данные в области фрагментации пучка (малые $p_{||}$ в антилабораторной системе) приведены на рис. 22. В этом случае сечения $Ed\sigma/dp_{||}$ совпадают в более широкой области $p_{||} \leq 2$ ГэВ/с, где среднее значение отношения $R = 1,00 \pm 0,05$. Таким образом, дифференциальное сечение $Ed\sigma/dp_{||}$ реакции $\pi^- p \rightarrow \gamma + X$ в обеих обла-

стях фрагментации не зависит (в пределах погрешностей) от энергии в интервале 5—40 ГэВ.

Энергетическая зависимость сечений при фиксированных x и p_{\perp} . Данные о зависимости дифференциального сечения от двух независимых кинематических переменных (например, x и p_{\perp}) представляют несомненный интерес, так как они содержат исчерпывающую информацию об одночастичной инклюзивной реакции. Измерения сечений такого рода в инклюзивных реакциях с γ -квантами

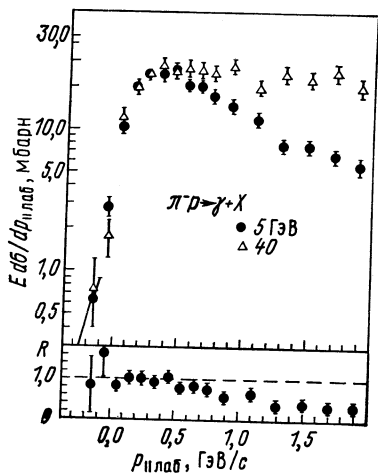


Рис. 21

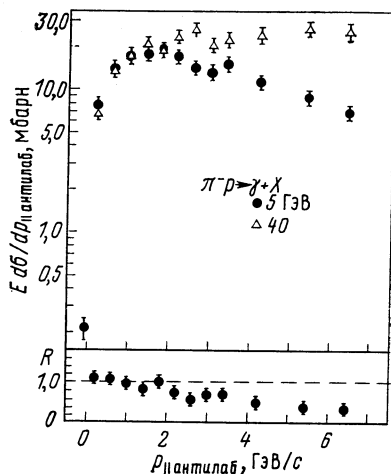


Рис. 22

выполнены для π^-p -взаимодействий при 5 [65] и 40 ГэВ [72], для π^+p -взаимодействий при 10,5 ГэВ [67] и для pp -взаимодействий при 500—1500 ГэВ [84]. В эксперименте при 5 ГэВ область изменения x и p_{\perp} составляла $-0,4 \leq x \leq 0,6$ и $0 \leq p_{\perp} \leq 0,56$ ГэВ/с. Области изменения x и p_{\perp} в остальных экспериментах были несколько уже.

Анализ данных показал, что в инклюзивных реакциях с γ -квантами структурные функции при фиксированных p_{\perp} характеризуются экспоненциальной зависимостью от x : $f(s, x, p_{\perp}) = A \exp(-B |x|)$. Зависимость от s и p_{\perp} заключена в параметрах A и B .

Параметр наклона B является важной характеристикой функции $f(s, x, p_{\perp})$. Когда B не зависит от p_{\perp} , структурная функция факторизуется по переменным x и p_{\perp} . В pp -взаимодействиях при 500—1500 ГэВ в области $0 \leq x \leq 0,15$ и $0 \leq p_{\perp} \leq 0,6$ ГэВ/с обнаружена независимость B от p_{\perp} . Однако уже при 69 ГэВ [79] в pp -взаимодействиях и в перечисленных выше экспериментах при 5, 10,5 и 40 ГэВ факторизация не наблюдается. Эти факты

позволяют предположить, что с ростом энергии механизм образования π^0 -мезонов становится менее сложным.

Экспериментальные данные о дифференциальном сечении реакции



при 5 ГэВ в зависимости от x и p_{\perp} приведены на рис. 23. В работе [65] эти данные аппроксимируют функцией

$$f(x, p_{\perp}) = a_1 \exp(-B|x| - a_4 p_{\perp}), \quad B = a_2 \exp(-a_3 p_{\perp}^2), \tag{18}$$

где a_i — свободные параметры.

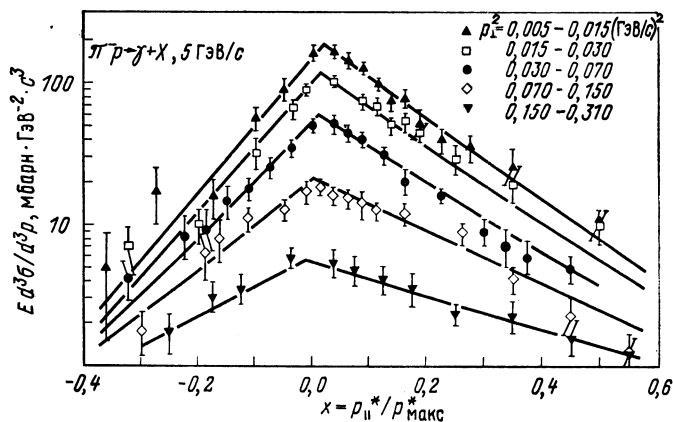


Рис. 23

Предложенная форма зависимости параметра B от p_{\perp} обеспечивает уменьшение B с ростом p_{\perp} и положительность B при любых значениях p_{\perp} . Значения параметров и результаты аппроксимации приведены в табл. 10. Найденная функция (сплошные линии на

Таблица 10

Кинематическая область	$a_1, \text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3$	a_2	$a_3, (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$	$a_4, (\text{ГэВ}/\text{с})^{-1}$
$x < 0, \chi^2 = 18$ (36 точек)	354 ± 30	$11,60 \pm 0,80$	$4,07 \pm 0,87$	$8,68 \pm 0,33$
$x > 0, \chi^2 = 43$ (57 точек)	551 ± 38	$7,02 \pm 0,36$	$4,46 \pm 0,65$	$9,97 \pm 0,27$

рис. 23) успешно описывает экспериментальные данные во всей измеренной области x и p_{\perp} .

Измерение сечений как функции x и p_{\perp} позволяет поставить

вопрос о проверке гипотезы скейлинга в строгом соответствии с ее формулировкой, т. е. оценить зависимость сечения от энергии при фиксированных x и p_{\perp} .

На рис. 24 приведены экспериментальные данные о сечении реакции $\pi^+p \rightarrow \gamma + X$ при 10,5 ГэВ в сравнении со значениями функции (18) (сплошные линии), соответствующей сечению реакции (17) при 5 ГэВ. Неопределенность положения сплошных линий того же порядка, что и погрешности в данных при 10,5 ГэВ. В пре-

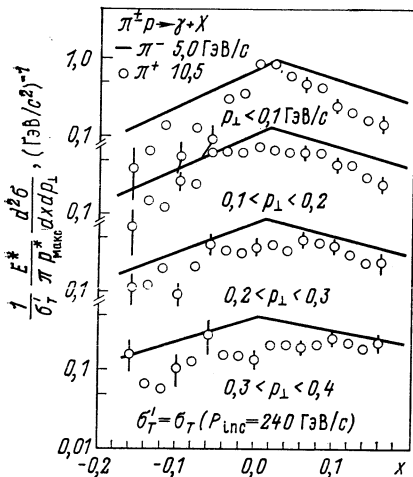


Рис. 24

делах погрешностей наблюдается подобие обоих сечений по характеру зависимости от x и p_{\perp} . Однако абсолютные значения сечений обнаруживают зависимость от энергии: точки при 10,5 ГэВ располагаются систематически ниже сплошных линий при 5 ГэВ. Такое расположение данных вполне естественно в свете отмеченной выше необычности формы сечения $d\sigma/dy^*$ в центральной области при 10,5 ГэВ.

При изучении характеристик структурной функции в реакции (17) при 40 ГэВ [72] измерены лишь значения параметров наклона B для набора значений p_{\perp} . В работе [65] показано, что данные о пара-

метрах наклона B и о значениях распределения $F_2(s, p_{\perp}^2)$, измеренные для реакции (17) при 5 и 40 ГэВ, позволяют получить определенные выводы об отношении абсолютных значений структурных функций $f(s, x, p_{\perp})$ при этих энергиях. Приведем результаты, полученные в работе [65], которые сводятся к следующему: в области $p_{\perp} \lesssim 0,15$ ГэВ/с, где $B_{40} \gtrsim B_5$, функции $f(s, x, p_{\perp})$ должны пересекаться при некоторых значениях x , причем для $|x| \approx 0$ значение $f(s, x, p_{\perp})$ при 40 ГэВ/с должно быть больше, чем при 5 ГэВ/с;

в области $p_{\perp} \approx 0,20$ ГэВ/с, где $B_5 \approx B_{40}$, значения функции $f(s, x, p_{\perp})$ при 5 и 40 ГэВ/с должны совпадать при всех значениях x . Здесь индексами 5 и 40 обозначены значения параметров наклона при соответствующих энергиях.

Эти результаты можно рассматривать как указание на то, что дифференциальное сечение реакции $\pi p \rightarrow \gamma + X$ локально (в некоторых областях x и p_{\perp}) согласуется с независимым от энергии поведением в интервале 5—40 ГэВ.

Скейлинг в среднем для инклюзивных реакций с γ -квантами и π^0 -мезонами. Здесь мы представим результаты анализа инклюзивных спектров реакций

$$\pi^- p \rightarrow \gamma + X; \quad (19)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 + X \quad (20)$$

при 5 ГэВ в рамках гипотезы скейлинга в среднем. Использованы данные работ [91, 92], в которых исследование скейлинга в среднем для спектров γ -квантов и π^0 -мезонов проведено впервые.

Согласно предсказаниям гипотезы скейлинга в среднем [93] одночастичные инклюзивные распределения продольных и поперечных импульсов в реакциях множественного образования частиц должны подчиняться скейлинговым соотношениям:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(p_{\parallel}/\langle p_{\parallel} \rangle)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Phi_{\parallel} \left(\frac{p_{\parallel}}{\langle p_{\parallel} \rangle} \right); \quad (21)$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(p_{\perp}/\langle p_{\perp} \rangle)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \Phi_{\perp} \left(\frac{p_{\perp}}{\langle p_{\perp} \rangle} \right), \quad (22)$$

где функции Φ_{\parallel} и Φ_{\perp} не зависят от начальной энергии, от множественности вторичных частиц, а также от типа сталкивающихся частиц. Здесь и ниже p_{\parallel} и p_{\perp} — продольная и поперечная компоненты импульса в с. ц. м. Проверка соотношений (21) и (22) в реакциях $pp \rightarrow \pi^-$ при 13—300 ГэВ [93], $\pi^- p \rightarrow \pi^{\pm}$ при 40 ГэВ [94], $pp \rightarrow K_s^0$ и $pp \rightarrow \Lambda^0$ при 19 ГэВ [95], а также $pp \rightarrow \pi^{\pm}$ при 28,5 ГэВ [96] подтвердила их справедливость для спектров нелидирующих частиц. Следствия, вытекающие из гипотезы скейлинга в среднем, а также вопросы о связи этой гипотезы с выдвинутыми ранее скейлинговыми соотношениями рассмотрены в работах [97].

В случае столкновения частиц с неодинаковой массой инклюзивные спектры образующихся частиц $d\sigma/dp_{\parallel}$ асимметричны относительно точки $p_{\parallel} = 0$. Учитывая это обстоятельство, распределения $(1/\sigma) d\sigma/d(p_{\parallel}/\langle p_{\parallel} \rangle)$ будем рассматривать в отдельности для передней и задней полусфер. На рис. 25, а и б представлены экспериментальные распределения $(1/\sigma) d\sigma/d(p_{\parallel}/\langle p_{\parallel} \rangle)$ для событий заданной топологии из реакции (19) в задней и передней полусферах соответственно. На обоих рисунках наблюдается плотная группировка точек относительно некоторой общей кривой. Эта закономерность указывает на независимость формы исследуемых распределений от множественности заряженных частиц.

Рассмотрим вопрос о зависимости распределений $(1/\sigma) d\sigma/d(p_{\parallel}/\langle p_{\parallel} \rangle)$ от энергии для реакции (19). Ввиду отсутствия соответствующих данных при других энергиях ответить на этот вопрос путем прямого сравнения распределений невозможно.

В работе [91] эта проблема решена следующим образом. Во-первых, исходя из интегральных уравнений, полученных в [88], показано, что независимость от энергии распределений (21) и (22) для π^0 -мезонов приводит к независимости от энергии соответствующих распределений для γ -квантов, которые являются продуктами

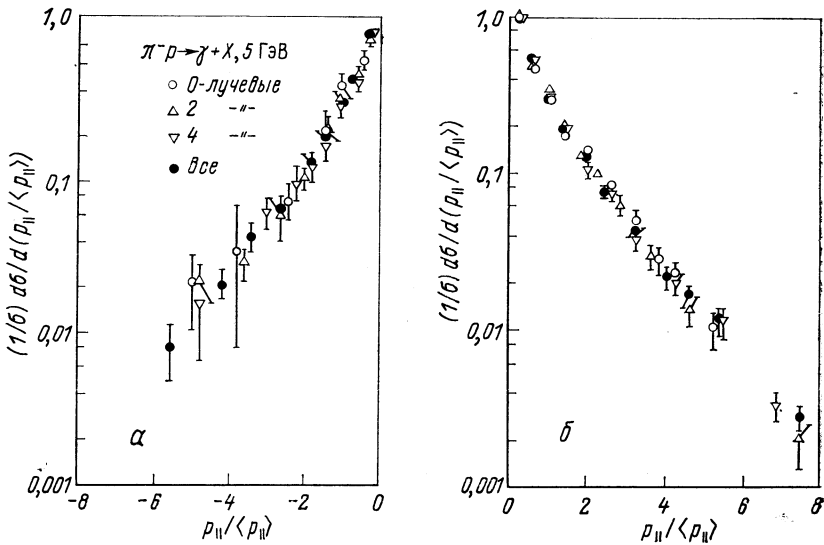


Рис. 25

распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Во-вторых, сформулирован ряд аргументов, которые дают достаточно оснований для того, чтобы вместо отсутствующих при более высоких энергиях распределений (21) и (22) для π^0 -мезонов использовать аналогичные распределения нелидирующих заряженных π -мезонов.

Из данных, приведенных на рис. 26, видно, что распределение $(1/\sigma) d\sigma/d(p_{||}/\langle p_{||} \rangle)$ для π^0 -мезонов* из реакции (20) при 5 ГэВ в пределах погрешностей согласуется с кривой, описывающей соответствующие распределения π^- -мезонов в pp -взаимодействиях при 13—300 ГэВ [93]. Это совпадение в силу приведенных выше рассуждений свидетельствует о независимости распределения π^0 -мезонов от энергии и, следовательно, о независимости от энергии распределений γ -квантов.

Перейдем к анализу спектров поперечных импульсов γ -квантов. На рис. 27 приведены экспериментальные распределения

* Спектры π^0 -мезонов получены методом восстановления кинематических характеристик π^0 -мезона из соответствующих характеристик пар γ -квантов.

$\langle 1/\sigma \rangle d\sigma/d(p_{\perp} / \langle p_{\perp} \rangle)$ для реакции (19). Во всей области изменения $p_{\perp} / \langle p_{\perp} \rangle$ данные для различных топологий в пределах погрешностей совпадают. Этот факт свидетельствует о независимости формы исследуемых распределений от множественности заряженных

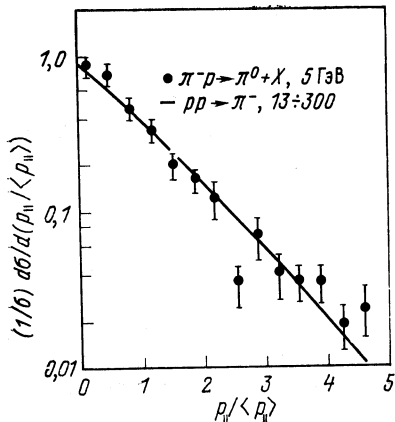


Рис. 26

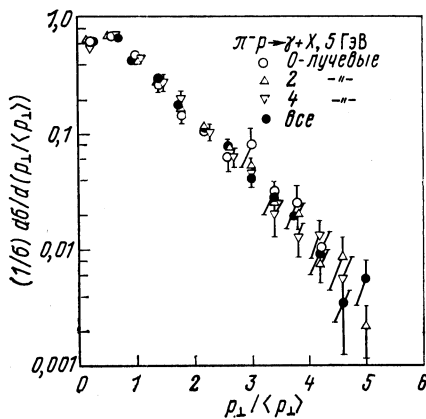


Рис. 27

частиц. На рис. 28 представлено экспериментальное распределение $\langle 1/\sigma \rangle d\sigma/d(p_{\perp} / \langle p_{\perp} \rangle)$ для π^0 -мезонов из реакции (20) в сравнении с кривой, описывающей аналогичные распределения π^- -мезонов в pp -взаимодействиях при 13—300 ГэВ. Совпадение экспериментальных данных с кривой ($\chi^2/\text{число точек} = 2,8/14$) свидетельствует о независимости распределения π^0 -мезонов от энергии и, следовательно, о независимости от энергии распределений $\langle 1/\sigma \rangle d\sigma/d(p_{\perp} / \langle p_{\perp} \rangle)$ для γ -квантов.

Заканчивая рассмотрение вопроса о скейлинге в среднем, можно сказать, что:

а) в спектрах продольных и поперечных импульсов π^0 -мезонов и γ -квантов в πp -взаимодействиях при 5 ГэВ наблюдаются закономерности, которые согласуются с предсказаниями гипотезы скейлинга в среднем;

б) проведенный в работе [91] анализ свидетельствует о расширении границ применимости скейлинга в среднем по диапазону энергий (5—300 ГэВ) и по типу реакций.

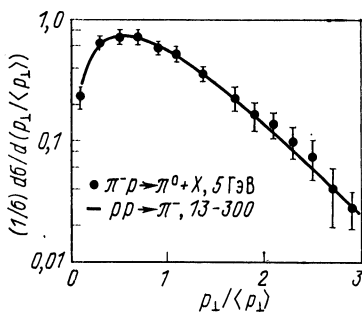


Рис. 28

Асимметрия спектра продольных импульсов. Рассмотрим вопрос о связи асимметрии спектра продольных импульсов γ -квантов, образующихся в реакции



при 5 ГэВ с кварковой структурой сталкивающихся адронов. Отметим, что в таком аспекте спектры γ -квантов впервые проанализированы в [65].

Асимметрия спектров вторичных частиц $d\sigma/dp_{\parallel}^*$ относительно точки $p_{\parallel}^* = 0$ в случае столкновения частиц с неодинаковой массой заключается в том, что параметр наклона

$$B = \left| \partial \ln (d\sigma/dp_{\parallel}^*) / \partial p_{\parallel}^* \right|$$

в задней полусфере ($p_{\parallel}^* < 0$) больше, чем в передней ($p_{\parallel}^* > 0$). Эта особенность спектров $d\sigma/dp_{\parallel}^*$ находит интересное объяснение в рамках наивной кварковой модели адронов [98]. Согласно предсказаниям этой модели взаимодействие частиц в первом приближении можно рассматривать как свободное столкновение кварка налетающей частицы с кварком мишени. Образующиеся в результате столкновения пионы будут давать доминирующий вклад в центральную область. В с. ц. и. сталкивающихся кварков распределение $d\sigma/dp_{\parallel}$ должно быть симметричным. В этой системе отсчета параметр $R = -p_T/p_F$, где p_T (p_F) — импульс частицы мишени (налетающей частицы), например в случае πp - и Kp -взаимодействий, принимает значение, равное 1,5. Изучение спектров заряженных пионов в $p\pi$ -, Kp -, πp - и γp -взаимодействиях при 5–60 ГэВ показало, что значение параметра $R_{\text{сим}}$, обеспечивающего симметрию спектра $d\sigma/dp_{\parallel}$, приблизительно составляет соответственно 1,0; 1,5; 1,75 и 2,0 и более [99].

Прежде всего отметим, что параметр наклона B для спектра γ -квантов в отличие от параметра B для спектров заряженных пионов зависит от p_{\parallel}^* и уменьшается с ростом $|p_{\parallel}^*|$. Это обстоятельство не позволяет использовать метод отыскания симметричной системы, который применялся в случае заряженных пионов и был основан на анализе зависимости B от параметра R .

В целях нахождения симметричной системы отсчета для реакции (23) авторы работы [65] использовали тот факт, что в этой системе сумма вида

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[\Phi_B(p_{\parallel i}) - \Phi_F(p_{\parallel i})]^2}{[(\Delta\Phi_B(p_{\parallel i}))^2 + (\Delta\Phi_F(p_{\parallel i}))^2]}$$

будет иметь минимальное значение. Здесь $\Phi_B(p_{\parallel i})$ и $\Phi_F(p_{\parallel i})$ — значения $d\sigma/dp_{\parallel}$ в i -м интервале p_{\parallel} в областях $p_{\parallel} < 0$ и $p_{\parallel} > 0$ соответственно; $\Delta\Phi(p_{\parallel i})$ — погрешность измерения величины

$\varphi(p_{\parallel i})$. Анализ зависимости χ^2 от R для реакции (23) показал, что положение минимума χ^2 наблюдается при $R_{\text{сим}} = 1,77 \pm \pm 0,18$. Это значение согласуется с параметром $R_{\text{сим}}$, полученным для спектров заряженных пионов. Согласно формулам работы [88] симметричное распределение $d\sigma/dp_{\parallel}$ для γ -квантов порождается симметричным распределением $d\sigma/dp_{\parallel}$ π^0 -мезонов.

Таким образом, наблюдается совпадение систем отсчета, в которых спектры $d\sigma/dp_{\parallel}$ π^0 - и π^{\pm} -мезонов симметричны. Этот факт говорит о подобии механизмов образования нейтральных и заряженных пионов в центральной области и согласуется с предсказанием кварковой модели адронов.

Характеристики распределения по множественности заряженных частиц, ассоциированных с π^0 -мезоном. Анализу ассоциативной множественности, т. е. множественности заряженных частиц системы X , образующейся в реакции $a + b \rightarrow c + X$, посвящено значительное количество экспериментальных и теоретических работ [100—104]. Объектом исследования является зависимость параметров распределения ассоциативной множественности (средняя множественность $\langle n \rangle$, дисперсия $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$, нормированные моменты $C_k = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k$ и т. п.) от энергии первичной частицы и кинематических характеристик ξ частицы c . По определению вероятность ассоциативного образования n заряженных частиц есть*

$$P_n(\xi) = (d\sigma_n/d\xi) / \sum_n (d\sigma_n/d\xi),$$

где $d\sigma_n/d\xi$ — распределение по ξ для событий с n заряженными частицами в системе X . Здесь под ξ подразумеваются обычные переменные $x = 2p_{\parallel}^*/\sqrt{s}$, p_{\perp} , M_X^2 и т. п.

Экспериментальные данные об ассоциативной множественности в инклюзивных реакциях с выделенными π^{\pm} -, K^0 - и \bar{K}^0 -мезонами, медленными протонами и Λ^0 -гиперонами получены в $\pi^{\pm}p$ -взаимодействиях при 5—205 ГэВ [105—110], в $K^{\pm}p$ - взаимодействиях при 5—32 ГэВ [111—113] и pp -взаимодействиях при 19—405 ГэВ [114—116]. Данные о множественности заряженных частиц, ассоциированных с выделенным π^0 -мезоном, имеются только при энергии 5 ГэВ [117] для реакции



и при энергиях ISR [118] для реакции $pp \rightarrow \pi^0 + X$.

Ниже на основе результатов работы [117] рассмотрена зависимость ассоциативной множественности от M_X^2 в реакции (24). Напомним, что в [117] инклюзивные распределения по M_X^2 для

* Здесь и далее для простоты зависимость от энергии первичной частицы не указана.

реакции (24) восстановлены из соответствующих распределений реакции $\pi^- p \rightarrow \gamma + X$.

Экспериментальные исследования средней ассоциативной множественности в $K^\pm p$ -взаимодействиях при 5—32 ГэВ/с [111, 112] показали, что при значениях $M_X^2 \approx s_0/2$ * происходит изменение скорости роста $\langle n(M_X^2) \rangle$ при увеличении M_X^2 . При этом в области $M_X^2 \leq s_0/2$ значения $\langle n(M_X^2) \rangle$ близки значениям $\langle n(s) \rangle$ в реакции $K^\pm p \rightarrow X$ при $s = M_X^2$. В области $M_X^2 \geq s_0/2$ значение $\langle n(M_X^2) \rangle$ растет значительно быстрее, чем при меньших M_X^2 и заметно превышает рост $\langle n(s) \rangle$ в зависимости от s . Отмечается также, что излом в поведении $\langle n(M_X^2) \rangle$ становится менее заметным

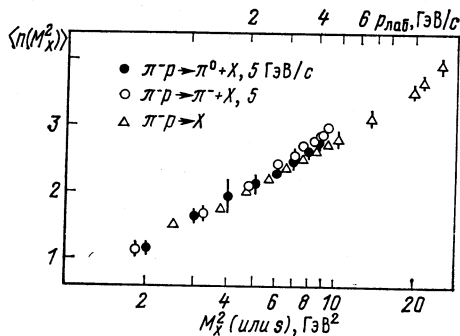


Рис. 29

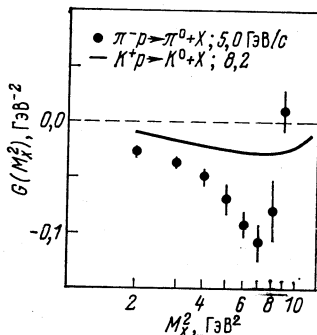


Рис. 30

при уменьшении энергии первичной частицы. Наличие этого излома интерпретировалось как указание на то, что механизм образования частиц в областях фрагментации ($|x| \approx 1$) отличается от такого механизма в центральной области ($|x| \approx 0$).

Из экспериментальных данных, приведенных на рис. 29, видно, что значения $\langle n(M_X^2) \rangle$ в реакции (24) увеличиваются с ростом M_X^2 , совпадая в пределах погрешностей со значениями $\langle n(s) \rangle$ из реакции $\pi^- p \rightarrow X$. Наблюдается также совпадение со средней множественностью, ассоциированной с π^- -мезоном в реакции



при 5 ГэВ/с [105]. Во всем диапазоне M_X^2 не наблюдается какого-либо статистически значимого изменения скорости роста $\langle n(M_X^2) \rangle$.

Поведение $\langle n(M_X^2) \rangle$ в реакции (24) хорошо согласуется с зависимостью $\langle n(M_X^2) \rangle = a + b \ln M_X^2$, предсказываемой моделями мультипериферического типа [100]. В результате аппроксимации

* Символом s_0 мы обозначаем квадрат энергии в с.ц.и. той реакции, ассоциативная множественность которой обсуждается.

получены значения $a = 0,43 \pm 0,10$; $b = 1,07 \pm 0,06$ при значении $\chi^2/\text{число точек} = 1,6/8$.

Различие в механизмах образования ассоциированных частиц значительно ярче, чем в зависимости $\langle n(M_X^2) \rangle$ от M_X^2 , проявляется в поведении функции

$$G(M_X^2) = (1/\sigma_{in}) (d\sigma/dM_X^2) (\langle n(M_X^2) \rangle - \langle n(s_0) \rangle),$$

предложенной в работе [112]. Характерной особенностью этой функции является наличие минимума, положение которого совпадает с местом излома в зависимости $\langle n(M_X^2) \rangle$ от M_X^2 .

На рис. 30 приведены значения $G(M_X^2)$ для реакции (24). В качестве примера показана также функция $G(M_X^2)$ для реакции $K^+p \rightarrow K^0 + X$ при 8,2 ГэВ/с [56]. В поведении $G(M_X^2)$ для реакции (24) выделяется четкий минимум при $M_X^2 \approx 7$ ГэВ².

Экспериментальное исследование зависимости второго момента (корреляционного интеграла)

$$f_2^{cc}(M_X^2) = \langle n(M_X^2) (n(M_X^2) - 1) \rangle - \langle n(M_X^2) \rangle^2$$

от M_X^2 в реакции $pp \rightarrow p_{\text{slow}} + X$ при 102—405 ГэВ/с [114] показало, что его поведение подобно поведению второго момента $f_2^{cc}(s)$ в реакции $pp \rightarrow X$.

На рис. 31 приведены значения $f_2^{cc}(M_X^2)$ для реакций (24) и (25), а также зависимость $f_2^{cc}(s)$ от s для π^-p -взаимодействий. В области $M_X^2 \geq 7$ ГэВ² вторые моменты $f_2^{cc}(M_X^2)$ для указанных реакций (24) и (25) совпадают друг с другом и со значением $f_2^{cc}(s)$. Отрицательное значение f_2^{cc} свидетельствует о наличии корреляций, обусловленных законами сохранения. Возрастание $f_2^{cc}(M_X^2)$ в области меньших значений M_X^2 , по-видимому, отражает не уменьшение корреляций, а главным образом влияние пороговых эффектов.

Действительно, в общем случае значения параметров распределения по множественности при минимальных M_X^2 или s определяются каналами реакций с наименьшими порогами рождения. Из этого следует, что для реакций $\pi^-p \rightarrow X$ и (24) $f_2^{cc} \rightarrow 0$ при малых s или M_X^2 . Для реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^- + X$ этот предел равен -1 .

Обобщение КНО-скейлинга на случай ассоциативной множественности приводит к соотношению [119]

$$\langle n(s_0, M_X^2) \rangle P_n(s_0, M_X^2) = \varphi(s_0, M_X^2, z) \xrightarrow[\substack{s_0 \rightarrow \infty \\ M_X^2 \rightarrow \infty}]{} \Psi(z),$$

где $z = n/\langle n(s_0, M_X^2) \rangle$. Известно, что это соотношение эквивалентно независимости нормированных моментов распределения

$$C_h(s_0, M_X^2) = \langle n(s_0, M_X^2)^h \rangle / \langle n(s_0, M_X^2) \rangle^h$$

от s_0 и M_X^2 . При этом приближение к асимптотике более наглядно проявляется в поведении моментов C_k , чем в поведении распределения $\varphi(s_0, M_X^2, z)$. Как видно из рис. 32, во всей области M_X^2 моменты C_2 и C_3 для реакции (24) монотонно уменьшаются с ростом M_X^2 , свидетельствуя о том, что асимптотическое поведение распределения $\varphi(s_0, M_X^2, z)$ при энергии 5 ГэВ еще не достигнуто.

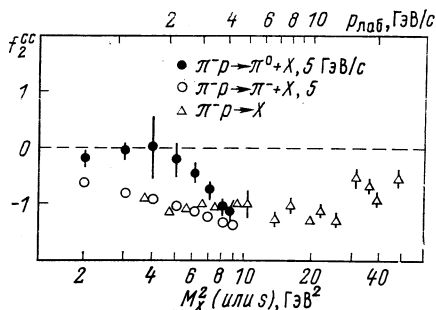


Рис. 31

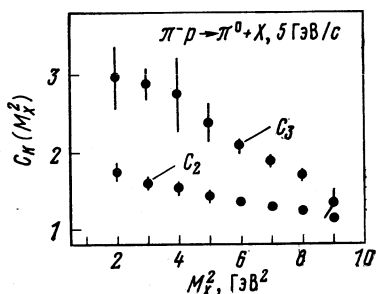


Рис. 32

В заключение сформулируем основные результаты, полученные при исследовании распределения ассоциативной множественности в реакции (24) при 5 ГэВ.

1. Поведение корреляционной функции $G(M_X^2)$ согласуется с наличием двух различных механизмов образования ассоциированных частиц. В отличие от данных при более высоких энергиях существование двух различных механизмов не приводит к появлению характерного излома в зависимости $\langle n(M_X^2) \rangle$ от M_X^2 .

2. Поведение корреляционного интеграла $f_2^{cc}(M_X^2)$ объясняется, главным образом, пороговыми эффектами и корреляциями, обусловленными законами сохранения.

3. Зависимость нормированных моментов C_2 и C_3 от M_X^2 свидетельствует о невыполнении КНО-скейлинга в распределении по ассоциативной множественности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные выше экспериментальные данные в пределах существующих погрешностей позволяют выявить ряд закономерностей, характеризующих процессы множественного образования нейтральных частиц. Отметим здесь некоторые из них.

1. Непрерывное возрастание корреляционного интеграла f_2^{00} с увеличением энергии и проявление в области энергий ≥ 20 ГэВ положительной корреляции динамической природы.

2. Универсальность корреляций в выходах нейтральных и заряженных пионов, отражающаяся в независимости параметра наклона

на прямой $\langle n_0 \rangle = a + bn_0$ от вида пучковой частицы. Скорость увеличения корреляции непрерывно уменьшается с ростом энергии и достигает, по-видимому, насыщения в области энергий ISR при $b \approx 0,7$.

3. Постоянство формы распределения $\langle n \rangle \sigma_n (\pi^0) / \langle n_0 \rangle \sigma_{1n}$ в широком диапазоне энергий для $\pi^\pm p$ - и pp -столкновений и возможность унифицированного описания всех существующих данных о полунклюзивных сечениях рождения π^0 -мезонов.

4. Независимость инклюзивного дифференциального сечения рождения Λ^0 -гиперонов в центральной области от энергии в интервале 5—303 ГэВ.

5. Исключительно медленный рост инклюзивного дифференциального сечения γ -квантов (от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) в центральной области с увеличением энергии. Этот рост в интервале 5—1500 ГэВ не превышает 15%.

6. Проявление закономерностей «скейлинга в среднем» в поведении спектров продольных и поперечных импульсов π^0 -мезонов и γ -квантов, образующихся в инклюзивных реакциях в области энергий 5—300 ГэВ.

Отметим, что именно исследование процессов множественного образования нейтральных частиц позволило получить уникальные данные о распределении по полной множественности вторичных частиц. В рамках этих же исследований открываются широкие возможности для глубокого изучения изоспиновой структуры механизма множественной генерации частиц, например, на основе полунклюзивного измерения корреляционного интеграла f_2^{00} в широком диапазоне энергий.

Все это свидетельствует о несомненной плодотворности указанного направления исследований. Поэтому проведение новых прецизионных экспериментов по изучению процессов множественного рождения нейтральных частиц является актуальной задачей физики высоких энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguyen Van Hieu. — Phys. Lett. B, 1967, v. 25, p. 614; Report at the Intern. Conf. on Particles and Fields, Rochester, 1967.
2. Feynman R. P. — Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 1445.
3. Benecke J. e.a. — Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 2159.
4. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. Preprint JINR, E2-5962. Dubna, 1971; Preprint JINR E2-6638. Dubna, 1972.
5. Chliapnikov P. V. In: Proc. XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976; Лиходед А. К., Шляпников П. В. — Успехи физ. наук. 1978, т. 124, с. 3.
6. Гришин В. Г. — Там же, 1979, т. 127, с. 51; ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 3, с. 608.
7. Амаглобели Н. С. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 983; Беляков В. А. и др. — Журн. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 44, с. 1474;

- Elliott J. R. e.a.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 133, p. 1; Powers J. T. e.a.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 1947; Biswas N. N. e.a.— Ibid., 1974, v. 10, p. 3579; Elbert J. W. e.a.— Nucl. Phys. B, 1970, v. 19, p. 85; Balca O. e.a.— Ibid., 1973, v. 52, p. 414; Абдурахимов А. У. и др.— Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 1235; Berger E. L. e.a.— Nucl. Phys. B, 1974, v. 77, p. 365; Preprint CERN (D. Ph. II), PHYS., 74-27, 1974. Ljung D. e.a.— Phys. Rev. D, 1977, v. 15, p. 3163; Preprint NAL-Conf-74/55-Exp., 1974.
8. Guy J. G. e.a. Preprint RL-79-017. Chilton, 1979; Elliott J. R. e.a.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 133, p. 1; Böckmann K. e.a.— Ibid., 1977, v. 119, p. 253; Biswas N. N. e.a.— Phys. Rev. D, 1974, v. 10, p. 3579; Erwin A. e.a. In: XVI Intern. Conf. on High Energy Physics. Batavia, 1972; Alston-Garnjost M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 142.
 9. Von Holt K. e.a.— Nucl. Phys. B, 1976, v. 103, p. 221; Campbell J. H. e.a.— Phys. Rev. D, 1973, v. 8, p. 3824; Swanson D. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 479; Jaeger K. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 1756; Boggild H. e.a.— Nucl. Phys. B, 1971, v. 27, p. 285; Von Holt K. e.a.— Ibid., 1976, v. 103, p. 221; Boratav M. e.a.— Ibid., 1976, v. 111, p. 529; Chapman J. W. e.a.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 465; Charlton J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1759; Jaeger K. e.a.— Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 2405; Sheng A. e.a.— Ibid., 1975, v. 11, p. 1733; Kafka T. e.a.— Ibid., 1979, v. 19, p. 76; Kass R. D. e.a.— Ibid., 1979, v. 20, p. 605.
 10. Albrecht H. In: Thesis Univ. of Heidelberg, 1978.
 11. Ronne B. In: Proc. 1964 Easter School for Physicists. V. 1. Preprint CERN 64-13, 1964, p. 87.
 12. Володько А. Г. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-6488. Дубна, 1972.
 13. Будагов Ю. А. и др. Сообщение ОИЯИ, 1-6568. Дубна, 1972.
 14. Будагов Ю. А. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 1195.
 15. Валкар Ш. и др. Сообщение ОИЯИ, 13-6140. Дубна, 1971.
 16. Boyd J. H. e.a.— Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 1458; Гришкин В. Г. и др.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 1242.
 17. Виноградов В. Б., Маргинска Г., Шандор Л. Сообщение ОИЯИ, P13-5516. Дубна, 1970; Володько А. Г. и др. Сообщение ОИЯИ, 1-8514. Дубна, 1975.
 18. Будагов Ю. А. и др.— Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 1222.
 19. Будагов Ю. А. и др.— Там же, 1972, т. 15, с. 1165.
 20. Амаглобели Н. С. и др.— Там же, 1976, т. 23, с. 978.
 21. Беттхер X. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-6846. Дубна, 1972; Rev. Roum. Phys., 1974, v. 19, p. 81.
 22. Абесалашвили Л. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-7027. Дубна, 1973.
 23. Глаголев В. В. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-8147. Дубна, 1974.
 24. Grassi E. e.a. Preprint CERN/HERA 72-1, 1972.
 25. Амаглобели Н. С. и др.— Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 983.
 26. Elliott J. R. e.a.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 133, p. 1.
 27. Bozoki E. e.a.— Nuovo cimento A, 1969, v. 64, p. 881.
 28. Czyzewski O., Rybicki K.— Nucl. Phys. B, 1972, v. 47, p. 633.
 29. De Wolf E., Dumont J. J., Verbeure F.— Ibid., 1975, v. 87, p. 325.
 30. Курилин А. С. и др. Сообщение ОИЯИ, Д2-11833. Дубна, 1978.
 31. Мавродиев С. Щ. и др. Сообщение ОИЯИ, Д2-11947. Дубна, 1978.
 32. D'Innocenzo A., Ingrassio G., Rotelli P.— Nuovo cimento A, 1978, v. 44, p. 375; Lecce Preprint UL/IF-54-77/78.
 33. Carazza B., Gandolfi A., Girandello L.— Lett. Nuovo cimento, 1977, v. 18, p. 129.
 34. Ernst W., Schmitt I.— Lett. Nuovo cimento, 1977, v. 18, p. 401.
 35. Семенов С. В., Трошин С. М. Препринт ИФВЭ, ОТФ-77-133. Серпухов, 1977.
 36. Albini E. e.a.— Nuovo cimento A, 1976, v. 32, p. 101.

37. Fermi E.— *Progr. Theor. Phys.*, 1950, v. 5, p. 570; Померанчук И. Я.— *Докл. АН СССР*, 1951, т. 78, с. 889; Ландау Л. Д.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1953, т. 17, с. 51; Hagedorn R.— *Nuovo cimento Suppl.*, 1965, v. 3, p. 147.
38. Ангелов Н., Гришин В. Г., Керачев П.— *Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 1298.
39. Ангелов Н., Гришин В. Г., Керачев П.— Там же, 1975, т. 21, с. 166.
40. Гришин В. Г., Керачев П.— Там же, 1975, т. 22, с. 579.
41. Ernst W., Schmitt I.— *Nuovo cimento A*, 1977, v. 41, p. 217.
42. Koba Z., Nielsen H. B., Olesen P.— *Nucl. Phys. B*, 1972, v. 40, p. 317.
43. Buras A. J., Dias de Deus J., Moller R.— *Phys. Lett B*, 1973, v. 47, p. 251; Moller R.— *Nucl. Phys. B*, 1974, v. 74, p. 145.
44. Froyland J., Skontorp O.— *Nucl. Phys. B*, 1974, v. 68, p. 93. Slattery P.— *Phys. Rev. D*, 1974, v. 10, p. 2304; Bartke J.— *Nucl. Phys.*, 1966, v. 92, p. 673.
45. Амаглобели Н. С. и др.— *Ядерная физика*, 1977, т. 25, с. 335.
46. Buras A. J., Koba Z.— *Lett. Nuovo cimento*, 1973, v. 6, p. 16.
47. Амаглобели Н. С. и др. Сообщение ОИЯИ, P1-9847. Дубна, 1976.
48. Dao F. T. In: *Proc. of the 1974 Williamsburg Meeting of the Division of Particles and Fields of the APS. N.Y.*, 1975, p. 199.
49. Wigner E. In: *Proc. of the Neutron Physics by Time-of-Flight, Gatlinburg, Tennessee*, 1957.
50. *Statistical Theories of Spectra: Fluctuations. N.Y.*, 1965.
51. Dao F. T., Whitmore J.— *Phys. Lett. B*, 1973, v. 46, p. 252.
52. Kuleshov S. P., Matveev V. A., Sissakian A. N. Preprint IRB-TP-72/3, Zagreb; *Fizika*, 1973, v. 5, p. 67.
53. Grassberger P., Miettinen H. I.— *Nucl. Phys. B*, 1974, v. 82, p. 26.
54. Budagov Yu. A. e.a. *Czechosl. J. Phys. B*, 1976, v. 26, p. 1271.
55. Arnold R. C., Thomas G. H.— *Phys. Lett., B*, 1973, v. 47, p. 371; Thomas G. H.— *Phys. Rev.*, 1973, D 8, p. 3042.
56. Whitmore J.— *Phys. Repts.*, 1974, v. 10, p. 273.
57. Ilgenfritz E. M., Kripfganz J.— *Nucl. Phys. B*, 1973, v. 62, p. 141.
58. Kafka T. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1979, v. 19, p. 76.
59. Амаглобели Н. С. и др.— *Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 1227.
60. Cohen D.— *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 457.
61. Berceau S., Ponta T. Preprint JINR, E4-7901. Dubna, 1974.
62. Jain P. L. e.a.— *Lett. Nuovo cimento*, 1974, v. 10, p. 144.
63. Burleson G. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1975, v. 12, p. 2557.
64. Амаглобели Н. С. и др.— *Ядерная физика*, 1975, т. 22, с. 1269.
65. Амаглобели Н. С. и др.— Там же, 1977, т. 26, с. 120.
66. Амаглобели Н. С. и др.— Там же, 1978, т. 27, с. 1212.
67. Elliott J. R. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1978, v. 17, p. 83.
68. O'Neill L. H. e.a.— *Ibid.*, 1976, v. 14, p. 2878.
69. Böckman K. e.a.— *Nucl. Phys. B*, 1977, v. 119, p. 253.
70. Boffetti P. e.a.— *Ibid.*, 1975, v. 94, p. 21.
71. Biswas N. N. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1974, v. 10, p. 3579.
72. Stuntebeck R. H. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1974, v. 9, p. 608.
73. Абдурахимов А. У. и др.— *Ядерная физика*, 1973, т. 17, с. 1235.
74. Абдурахимов А. У. и др.— Там же, 1974, т. 20, с. 384.
75. Абдурахимов А. У. и др.— Там же, 1973, т. 18, с. 1251; Ангелов Н. и др.— Там же, 1977, т. 25, с. 350.
76. Berger E. L. e.a.— Preprint CERN (D.Ph.II) PHYS 74-27, 1974.
77. Alston-Garnjost M. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, p. 142.
78. Bogert D. e.a. Preprint NAL-Conf.-74/55-EXP, 1974; Ljung D. e.a.— *Phys. Rev. D*, 1977, v. 15, p. 3163.
79. Bogert D. e.a.— *Ibid.*, 1977, v. 16, p. 2048.
80. Boratav M. e.a.— *Nucl. Phys. B*, 1976, v. 111, p. 529.

79. Blumenfeld H. e.a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 525.
80. Chapman J. W. e.a. — Ibid., 1973, v. 47, p. 465.
81. Charlton G. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1759.
82. Sheng A. e.a. — Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 1733.
83. Dao F. T. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1151.
84. Neuhofer G. e.a. — Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 51.
85. Ангелов Н. и др. — Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 365.
86. Elliott J. R. e.a. In: 17th Intern. Conf. on High Energy Physics. London, 1974, p. 162.
87. Caroll A. S. e.a. — Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 303.
88. Корулов Г. И. — Nucl. Phys. B, 1973, v. 52, p. 126.
89. Барлуто Р. и др. — Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 580.
90. Гришин В. Г. В кн.: Труды IV Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.
91. Амаглобели Н. С. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 995.
92. Абросимов А. Т. и др. — Там же, 1978, т. 27, с. 406.
93. Dao F. T. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 389.
94. Ангелов Н. и др. — Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 583.
95. Hagman V. M. e.a. — Physica Scripta, 1976, v. 14, p. 24.
96. Laasanen A. T. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1.
97. Lichtenberg D. B. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1520; Svensson B. E. Y., Sollin L. — Ibid., 1975, v. 34, p. 1199; Ernst W., Schmitt I. — Lett. Nuovo cimento, 1976, v. 16, p. 39; Yaes R. J. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 821.
98. Satz H. — Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1453; — Phys. Lett., B, 1967, v. 25, p. 220.
99. Voesebeck K. e.a. — Nucl. Phys. B, 1972, v. 46, p. 371.
100. Chen F. C. — Nuovo cimento A, 1969, v. 62, p. 113.
101. Frazer W. R., Snider D. R. — Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 136.
102. Minakata H. — Lett. Nuovo cimento, 1974, v. 9, p. 411; Matveev V. A., Sissakian A. N., Slepchenko L. A. Preprint JINR, E2-9105. Dubna, 1975.
103. De Tar C. E. Preprint. Massachusetts Institute of Technology, CTP-676. Cambridge, 1977.
104. Гердюков Л. Н. и др. Препринт ИФВЭ, СПК-74-77. Серпухов, 1977.
105. Журавлева Л. Н. и др. Сообщение ОИЯИ, 1-10555. Дубна, 1977.
106. Журавлева Л. Н., Куциди Н. К., Сайтов И. С. Сообщение ОИЯИ, P1-10643, Дубна, 1977.
107. Абесалашвили Л. Н. и др. Сообщение ОИЯИ, 1-10566. Дубна, 1977.
108. Stroynowski R. In: Proc. 4th Intern. Conf. Oxford, 1972.
109. Fong D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 37, p. 736.
110. Winkelmann F. C. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 121.
111. Chliapnikov P. V. e.a. — Phys. Lett. B, 1974, v. 52, p. 375.
112. Ажиненко И. В. и др. — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 585.
113. Babintsev V. V. e.a. In: 18th Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
114. Whitmore J. e.a. — Phys. Rev. D, 1975, v. 11, p. 3124.
115. Alper V. e.a. — Lett. Nuovo cimento, 1974, v. 11, p. 173.
116. Дерре Ж. и др. — Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 1202.
117. Амаглобели Н. С. и др. — Там же, 1978, т. 28, с. 1511.
118. Eggert K. e.a. — Nucl. Phys. B, 1975, v. 98, p. 73; Darriulat P. e.a. — Ibid. B, 1976, v. 107, p. 429.
119. Barshay S. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 1390.
120. Shephard W. D. Talk at the X Intern. Symp. on Multipartical Dynamics. Goa, September. 1979.