

539.171

МЕХАНИЗМЫ ПРОЦЕССОВ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ*И. В. Андреев, И. М. Дремин*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	37
2. Краткий обзор экспериментальных данных при ускорительных энергиях а) Полные сечения (39). б) Множественность вторичных частиц (40). в) Распределения по продольным импульсам (41). г) Распределения по поперечным импульсам (43). д) Корреляции (44). е) Адрон-ядерные взаимодействия (46).	39
3. Статистико-гидродинамический подход	46
4. Модели фрагментации	50
5. Мультипериферическая модель и реджеонная схема	52
6. Кварковые модели	59
7. Сравнение с экспериментом	61
а) Полные сечения (62). б) Инклюзивные распределения (62). в) Корреляции и кластеры (64).	
8. Взаимодействие с ядрами	66
а) Статистико-гидродинамический подход (66). б) Мультипериферический партонный подход (67). в) Модели многократного взаимодействия (68).	
9. Пространственно-временная картина	69
10. Очень большие энергии	73
11. Заключение	74
Цитированная литература	75

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие двух частиц высокой энергии приводит в большинстве случаев ($\sim 80\%$) к рождению новых частиц. Число вновь образованных частиц растет по мере увеличения энергии соударения. Таким образом, при достаточно высоких энергиях основным становится процесс множественного рождения частиц.

Совершенно ясно, что характер протекания этого процесса непосредственно определяется внутренним строением частиц. Поэтому без понимания явления множественной генерации частиц не может быть и истинного понимания их строения. Однако в настоящее время мы не можем утверждать, что близки к такому пониманию. В описании процессов множественного рождения не создано пока единой сколько-нибудь стройной картины, а имеется несколько разных подходов, претендующих в той или иной степени на описание экспериментальных данных. Разнообразие этих подходов заставляет начать с предварительной, хотя бы весьма условной их классификации.

Большая группа моделей исходит из представления о том, что два сталкивающиеся адрона образуют единую возбужденную систему. Сюда относятся гидродинамическая, статистическая (термодинамическая) модели, статистический бутстрап.

Иногда используют предположение о том, что процесс рождения частиц протекает путем возбуждения и последующего распада каждой из сталкивающихся частиц, т. е. образуется две системы, в некоторой мере отражающие индивидуальность первичных адронов. К этой группе принадлежат модель фрагментации, модели типа тормозного излучения — бремсштралунг, неупругая дифракция.

Самая обширная и, пожалуй, наиболее успешная группа описывает процесс множественного рождения как результат образования многих возбужденных центров. Наиболее типичный представитель — мультипериферическая модель, тесно связанная с инклюзивным реджевским подходом, партонным описанием процессов множественного рождения, моделью независимого испускания кластеров и некоррелированными струями. Часто используется эйкональное приближение для учета кратных взаимодействий.

Интересное направление представлено работами, в которых делаются прямые попытки связать механизмы процессов множественного рождения с внутренней структурой частиц — их конститuentами, кварками, глюонами и т. п.

Помимо таких модельных представлений, имеются и феноменологические попытки нахождения связей между различными характеристиками процессов множественного рождения.

Конечно, проведенное разбиение носит условный характер, поскольку как модели внутри одной группы могут отличаться по своим предположениям и выводам, так и, наоборот, модели из разных групп могут оказаться ближе друг к другу. Так, например, с помощью моделей статистико-термодинамического типа часто описывают распад независимо испускаемых кластеров. Партонная модель, используя мультипериферические спектры, тесно связана с представлениями о кварках.

Области применимости моделей следуют из экспериментальных фактов о наличии лидирующих (с большой энергией в системе центра масс) и пионизационных (медленных в СЦМ) частиц.

К лидирующим частицам (а также к квазидвухчастичным реакциям) применимы идеи фрагментации. Такие частицы появляются в мультипериферии из крайних звеньев диаграммы или в конститuentных моделях как пролетающие группы кварков.

В то же время статистические идеи можно пытаться применить к остающимся пионизационным частицам (ко всем вместе или к подсистемам таких частиц, образующимся за счет мультипериферического или какого-либо другого механизма). Поэтому обычно модельное описание процессов множественного рождения является многокомпонентным.

Каждый из перечисленных выше подходов в той или иной степени нашел свое отражение в книгах, трудах конференций и в обзорных статьях (см., например, ¹⁻⁵). Наряду с этим полезно было бы, не вдаваясь слишком глубоко в детали теоретических расчетов, сопоставить основные выводы этих моделей друг с другом и с экспериментальными данными (см., в частности, ^{1,2}), а также обсудить вновь предложенные модификации моделей и пути их развития. Именно такие цели мы ставили перед собой при написании этого обзора, в основу которого лег раппортерский доклад, сделанный одним из авторов (И. Д.) на Конференции по физике высоких энергий.

Как мы уже упоминали, экспериментальные данные служат важным критерием выбора области применимости моделей и задания их свободных параметров. Поэтому вначале мы кратко (насколько позволяют рамки обзора) напомним основные экспериментальные факты о неупругих взаимодействиях адронов высоких энергий. Затем будут изложены основные

положения наиболее популярных моделей множественного рождения и их выводы сопоставлены с экспериментом. Ввиду некоторой специфики взаимодействий адронов с ядрами их обсуждение проведено в отдельном разделе. Рассмотрение вопроса о пространственно-временной области взаимодействия адронов также дает некоторые сведения о механизмах множественного рождения. И, наконец, мы кратко остановимся на вопросе о том, чего можно ждать от нового поколения протонных ускорителей при сверхвысоких энергиях.

2. КРАТКИЙ ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ

а) Полные сечения

Величины полных сечений для сильновзаимодействующих частиц составляют десятки миллибарн ($\sim 10^{-26}$ см²), откуда следует, что эффективная область сильных взаимодействий обладает размерами порядка 1 ф.м.

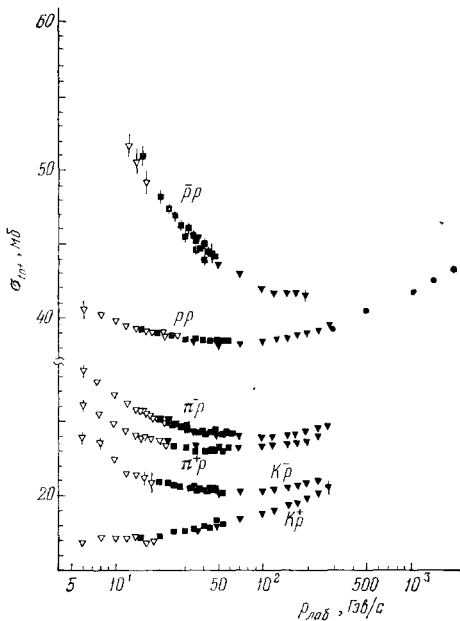


Рис. 1. Энергетическое поведение полных сечений адрон-адронных взаимодействий.

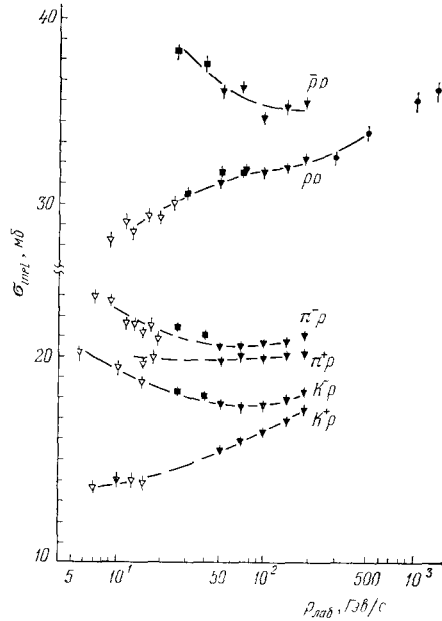


Рис. 2. Зависимость от энергии сечений неупругих взаимодействий.

В наиболее широком интервале энергий измерено полное сечение взаимодействия протонов с протонами (вплоть до $p_{\text{лаб}} \approx 2000$ Гэв/с). Спад сечения (рис. 1) до энергий около 30 Гэв заменяется широким минимумом в области энергий от 30 до 70 Гэв и медленным ростом при более высоких энергиях (на $\sim 12\%$ при $p_{\text{лаб}} \approx 1500$ Гэв/с). Полные сечения взаимодействия пионов, каонов и антипротонов с протонами, измеренные вплоть до энергии 280 Гэв, проявляют аналогичные тенденции, хотя их низкоэнергетическое поведение и положения минимумов отличаются друг от друга (см. рис. 1). Высокоэнергетический рост более заметен в поведении сечений неупругих взаимодействий (рис. 2).

б) Множественность вторичных частиц

Среднее число вторичных частиц, рождающихся при высокоэнергетичных соударениях, растет с ростом энергии. Однако этот рост значительно слабее максимально возможного ($\propto E_{\text{сцм}}$).

Предлагались различные феноменологические аппроксимационные формулы ⁶

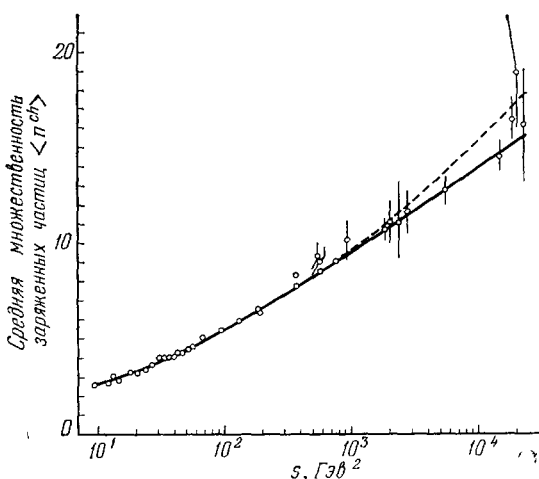


Рис. 3. Зависимость от энергии средней множественности заряженных частиц в pp -взаимодействиях.

Сплошная кривая соответствует формуле $1,99 \ln s + 8,16s^{-1/2} - 4,55$, штриховая — формуле $0,13 \ln^2 s + 0,30 \ln s + 1,17$.

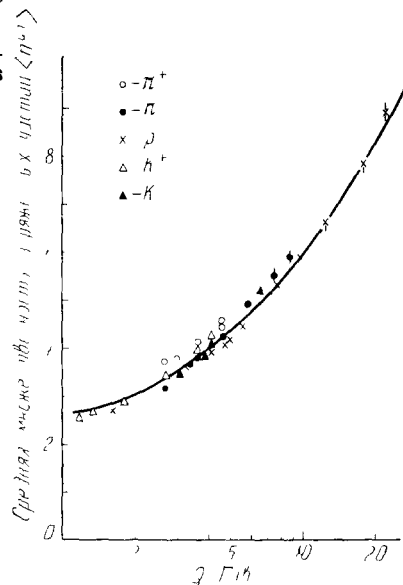


Рис. 4. Средняя множественность заряженных частиц в π^+p -, K^+p - и pp -взаимодействиях как функция доступной энергии $Q = \sqrt{s} - m_a - m_b$.

Кривая проведена как на рис. 3 (различия между сплошной и штриховой кривыми здесь практически нет)

для описания этого роста. Ускорительные данные, дополненные данными, полученными в космических лучах, видимо, лучше всего (рис. 3) описываются в интервале энергий \sqrt{s} от 3 до 150 ГэВ формулами типа

$$\langle n^{\text{ch}} \rangle = A + B \ln s + C (\ln s)^2. \quad (2.1)$$

Однако, если ограничиться энергиями \sqrt{s} , большими 10 ГэВ , то достаточно хорошее описание получается с помощью логарифмической зависимости

$$\langle n^{\text{ch}} \rangle = a_0 \ln s + b_0, \quad (2.2)$$

где $a_0 \approx 1,5-2$; $b_0 \approx -1 \div -2$, или же формулой типа

$$\langle n^{\text{ch}} \rangle = cs^d, \quad (2.3)$$

где $d \approx 0,2$.

Интересно отметить тот факт, что для самых разных сталкивающихся частиц a и b средняя множественность вторичных заряженных частиц при высоких энергиях оказывается универсальной функцией энерговыделения реакции $Q = \sqrt{s} - m_a - m_b$ (это было проверено для $a = p, \pi^\pm, K^\pm, \gamma, \mu^+, e^-, \nu, \bar{\nu}$ при $b = p$ и для $a = e^+, b = e^-$; рис. 4), т. е. не зависит от типа налетающей частицы и частицы-мишени.

Более высокие моменты распределения по множественности также растут с энергией. Сами распределения достаточно хорошо удовлетворяют требованию так называемого КНУ-скейлинга, т. е. топологические сечения рождения n частиц (σ_n) зависят лишь от отношения $n/\langle n \rangle$:

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}} \sim \frac{1}{\langle n \rangle} \Psi \left(\frac{n}{\langle n \rangle} \right), \quad (2.4)$$

где функция Ψ универсальна для всех адронных реакций (рис. 5). Отсюда, в частности, следует, что дисперсия распределения D зависит от энергии точно так же, как и средняя множественность $\langle n \rangle$.

в) Распределения по продольным импульсам

Хотя импульсы первичных частиц в системе центра масс велики, вторичные частицы рождаются с относительно малыми импульсами. Большинство вторичных частиц образуется в так называемой пионизационной области, которую условно ограничивают неравенством

$$x = \frac{2p_L}{\sqrt{s}} < 0,1 \quad (2.5)$$

(p_L — продольная компонента импульса вторичной частицы в СЦМ).

Некоторое число частиц образуется за счет фрагментации сталкивающихся адронов:

$$0,1 \lesssim x \lesssim 0,8-0,9, \quad (2.6)$$

а невозбужденные нуклоны отдачи при неупругой дифракции попадают в область

$$0,9 \lesssim x \lesssim 1. \quad (2.7)$$

Широко используется другая переменная — быстрота y :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \quad (2.8)$$

На шкале быстрот пионизационная область занимает основную часть доступного интервала y , растущую с энергией, а фрагментационная и дифракционная области — края этого интервала с конечной шириной при $s \rightarrow \infty$.

Особый интерес, естественно, вызывает энергетическое поведение инвариантных сечений в пионизационной области. Согласно концепции фейнмановского скейлинга инвариантные сечения при больших энергиях должны зависеть только от x и от поперечной компоненты импульса p_T , но не от энергии:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = F(x, p_T). \quad (2.9)$$

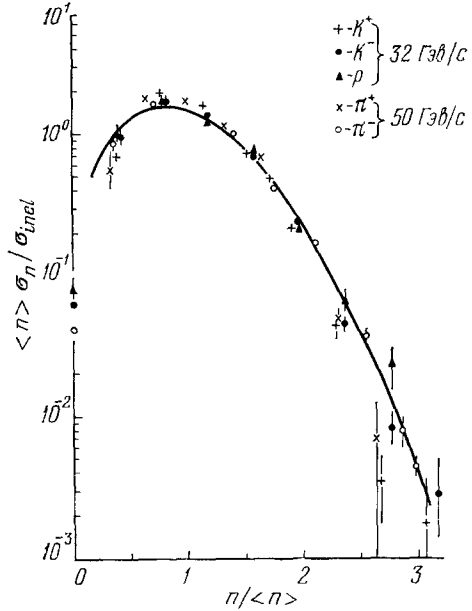


Рис. 5. Распределения по числу заряженных частиц. Кривая pp -взаимодействия в широком интервале энергий (от 50 до 303 Гэв) (\blacktriangle — p).

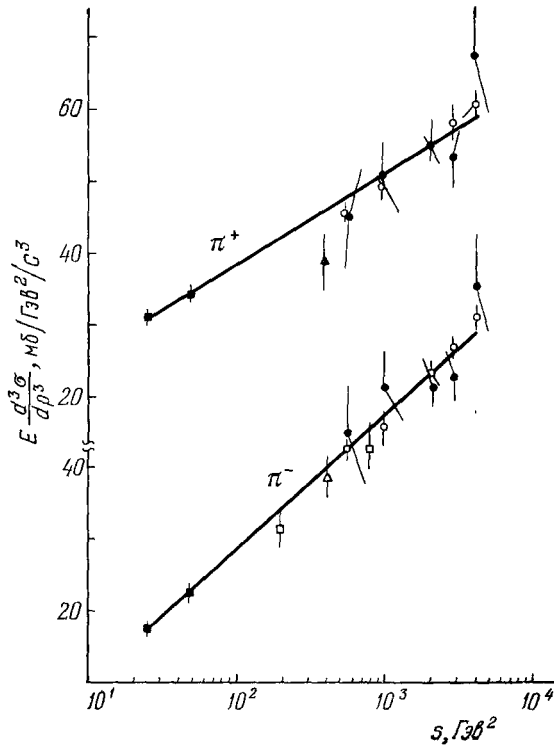


Рис. 6. Рост инклюзивного сечения в пионизационной области ($x = 0$) с энергией. Сплошная кривая отвечает аппроксимационной формуле $A + B \ln s$.

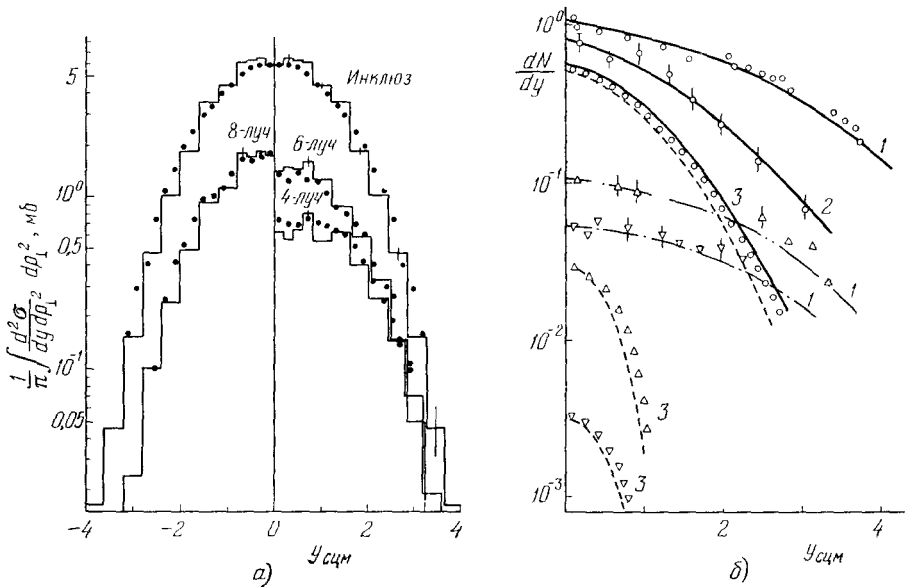


Рис. 7. Инклюзивное распределение по быстройте пионов, рожденных в pp -соударениях.

а) Экспериментальные данные при энергии 69 ГэВ приведены в виде гистограмм для 4-, 6- и 8-лучевых событий и суммы по всем событиям. Точки — результаты расчетов по мультипериферической модели^{121–123}. б) Инклюзивные распределения π^- (○), K^- (△) и \bar{p} (▽) при энергиях $s = 2800 \text{ ГэВ}^2$ (1), 388 ГэВ^2 (2), $46,8 \text{ ГэВ}^2$ (3) и их описание гидродинамической теорией — кривые (детали расчетов см. в³⁸).

В связи с обнаруженным ростом полных сечений условие (2.9) можно заменить требованием

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{E}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{d^3p} = f(x, p_T). \quad (2.10)$$

При достигнутых сейчас энергиях (вплоть до $\sqrt{s} = 63 \text{ Гэв}$) ни одно из условий (2.9) или (2.10) не выполняется на опыте во всем интервале значений x . Правда, в фрагментационной области условие (2.10) довольно хорошо выполнено, начиная с $\sqrt{s} = 8 \text{ Гэв}$. Это явление называют «ранним скейлингом». Однако в пионизационной области (при $x = 0$) инвариантное сечение рождения заряженных пионов растет ⁷ в полтора-два раза в интервале \sqrt{s} от 5 до 23 Гэв (рис. 6) и еще примерно на 40% при изменении \sqrt{s} в интервале энергий ISR от 23 до 63 Гэв (или, исключив рост полных сечений в этом интервале согласно (10), получим 25%-ный рост величины $(E/\sigma) d^3\sigma/d^3p|_{x=0}$ *).

Форма распределения по y при данной энергии имеет вид колокола с уплотненной верхней частью (рис. 7). Но даже в пионизационной области нет строго постоянного плато, а сечения падают примерно на 10—15% при изменении быстроты в СЦМ от 0 до 1⁸. Отсутствие «асимптотического» центрального плато наиболее наглядно проявляется в реакциях с разными начальными частицами (например, в $p\bar{p}$ -взаимодействиях), где заметна асимметрия распределения по y , т. е. сохраняется «память» о том, в какую сторону летели первичные протон и пион.

г) Р а с п р е д е л е н и я п о поперечным импульсам

Большинство вторичных частиц рождается с малыми поперечными импульсами (среднее значение $\langle p_T \rangle \approx 0,35 \text{ Гэв}/c$). Дифференциальное сечение рождения пионов во всей доступной области высоких энергий экспоненциально падает (рис. 8) с ростом поперечного импульса вплоть до значений $p_T \sim 1,5-2,0 \text{ Гэв}/c$ как

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim \exp(-6p_T) \quad (2.11)$$

(здесь p_T выражается в $\text{Гэв}/c$).

При больших значениях $p_T > 2,0 \text{ Гэв}/c$ заметно сильное отклонение от экспоненциального закона (2.11), спад становится более медленным. Полученные в этой области поперечных импульсов результаты весьма

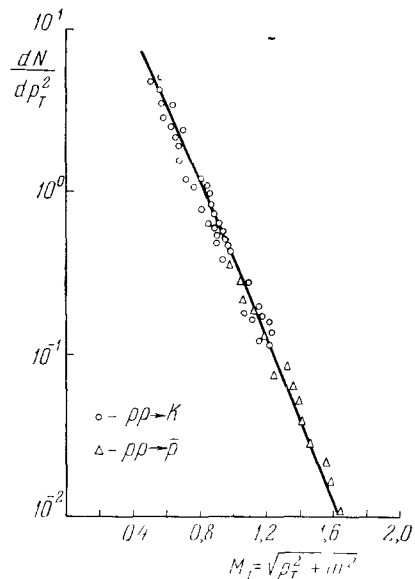


Рис. 8. Распределение пионов по поперечному импульсу.

Сплошная линия — описание данных статистическими формулами (детали расчетов см. в ³⁸). Она практически совпадает с данными о $p\bar{p} \rightarrow \pi^\pm X$ при ISR-энергиях. Треугольники — данные о рождении \bar{p} , кружки — данные о K -мезонах.

* Сечения рождения более тяжелых частиц K и \bar{p} растут еще сильнее в этой области энергий.

обширны, и их интерпретации несколько отличаются от основных механизмов множественного рождения, используемых при малых поперечных импульсах. Поэтому мы не будем здесь касаться этих данных (только изредка мы будем вспоминать о них, когда заметна связь с обсуждаемым механизмом множественного рождения).

д) К о р р е л я ц и и

Одночастичные инклюзивные распределения дают лишь усредненную информацию о процессах множественного рождения. Более детальные сведения можно получить, изучая корреляции вторичных частиц. При этом, правда, возникают две важные проблемы. Во-первых, желательно знать корреляции не только между двумя частицами, но и многочастичные

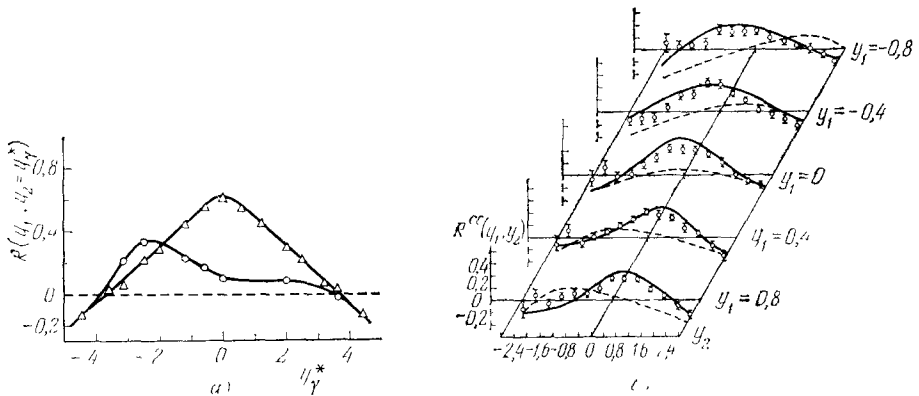


Рис. 9. а) Корреляция заряженных и нейтральных (γ -квантов от их распада) пионов при энергии $\sqrt{s} = 30 \text{ Гэв}$ (значения функции $R(y_1, y_2 = y_1^*)$ при быстроте заряженного пиона $y_1 = 0$ обозначены треугольниками, при $y_1 = -2,5$ — кружками); б) корреляции заряженных пионов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^+ X$ при энергии 40 Гэв (точки — экспериментальные данные, штриховые кривые — расчет по фазовому объему, сплошные кривые — расчет по мультипериферической модели¹²¹⁻¹²³).

корреляции, и, во-вторых, эти данные должны быть обозримы, т. е. из всего набора возможных переменных надо отобрать наиболее существенные. Действительно, даже система двух частиц описывается шестью компонентами их импульсов, массами, зарядами и т. п. С ростом числа частиц проблема правильного выбора переменных все более усложняется. Сейчас наиболее популярно изучение корреляций между продольными компонентами импульсов (или быстротами) вторичных частиц.

Именно, при изучении двухчастичных корреляций сравнивают распределения по быстротам (y_1 и y_2) двух частиц $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial y_1 \partial y_2}$ с произведением одночастичных распределений $(\frac{\partial \sigma}{\partial y_1}) \frac{\partial \sigma}{\partial y_2}$. Используют такие функции:

$$C(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y_1 \partial y_2} - \frac{1}{\sigma_{\text{inel}}^2} \frac{\partial \sigma}{\partial y_1} \frac{\partial \sigma}{\partial y_2} \quad (2.12)$$

и

$$R(y_1, y_2) = \frac{\sigma_{\text{inel}} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y_1 \partial y_2}}{(\frac{\partial \sigma}{\partial y_1}) \frac{\partial \sigma}{\partial y_2}} - 1. \quad (2.13)$$

Как показывает эксперимент (рис. 9), имеется заметная корреляция частиц с близкими значениями быстрот (так называемая ближняя корреляция), проявляющаяся в виде максимума функции $R(y_1, y_2)$ при $y_1 = y_2$. Дальние корреляции частиц проявляются в изменении формы корреляционных функций при изменении положения максимума (ср. кривые на рис. 9 при $y_1 = 0$ и $y_1 = -2,5$). Помимо инклюзивных корреляций (2.12), (2.13), изучаются и полуинклюзивные корреляции C_n и R_n при заданном числе частиц n .

Если в каждом событии имеется информация о быстротах всех (обычно заряженных) частиц, то двухчастичные корреляции можно изучать⁹ по распределению расстояний на шкале быстрот («щелей») между двумя соседними частицами. Такие распределения при энергиях от 100 до 400 Гэв имеют резкий пик на малых расстояниях (рис. 10).

Этот подход нетрудно обобщить и на многочастичные корреляции¹⁰, изучая распределения не только пустых быстротных интервалов, но и таких, внутри которых лежат 1, 2, 3, ..., $k \leq n - 2$ частиц*). Соответствующие распределения при энергии 200 Гэв изображены на рис. 11.

Все указанные методы обычно используются при анализе явления кластеризации частиц (см. раздел в)

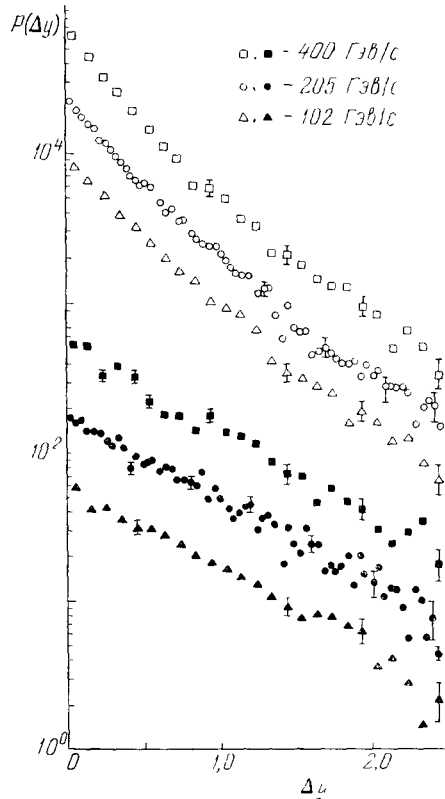


Рис. 10. Распределения быстротных щелей при энергиях от 100 до 400 Гэв. Светлые значки — для всех заряженных частиц, темные — для отрицательно заряженных частиц.

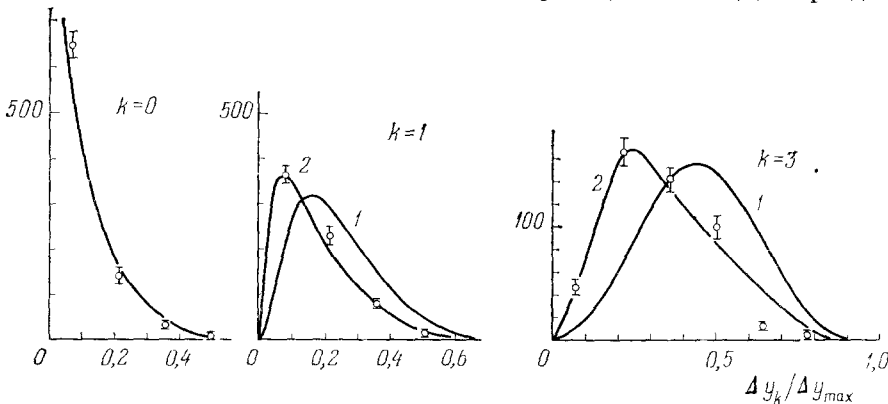


Рис. 11. Распределения быстротных интервалов при энергии 200 Гэв. Число частиц, лежащих внутри интервала, обозначено через k . Отобраны 8-лучевые события ($n^{ch} = 8$). 1 и 2 отвечают независимому испусканию частиц и кластеров соответственно.

гл. 7). Помимо анализа быстротных корреляций часто изучают корреляции

*) Заметим, что обобщение метода C - и R -функций намного сложнее, так как приводит к необходимости анализа многомерных распределений.

ляции частиц по азимутальным углам, по парным массам, свойства локальной компенсации поперечных импульсов, заряда и т. п. Выводы, вытекающие из анализа таких характеристик процесса, мы обсудим ниже.

е) Адрон-ядерные взаимодействия

Зависимость сечений взаимодействия адронов с ядрами от числа A нуклонов в ядре близка к $A^{2/3}$. Это означает, что ядро представляет для адронов малопрозрачный объект. Экспериментальные данные¹¹ могут быть параметризованы выражениями

$$\sigma_{пА} = 28,5 A^{0,75} \text{ мб}, \quad \sigma_{рА} = 46 A^{0,69} \text{ мб}. \quad (2.14)$$

Экспериментальные данные по множественностям относятся преимущественно к эмульсиям. Здесь регистрируются быстрые заряженные частицы (n_s ; $\beta = v/c > 0,7$) и «тяжелые частицы» (N_h , $\beta < 0,7$). Средняя множественность $\langle n_s \rangle_A$, отнесенная к множественности на нуклоне $\langle n_s \rangle_p$, слабо зависит от атомного номера A . При использовании степенной параметризации

$$R_A = \frac{\langle n_s \rangle_A}{\langle n_s \rangle_p} \sim A^\alpha \quad (2.15)$$

эмульсионные данные дают значения $\alpha \sim 0,12-0,15$. Данные согласуются с тем, что R_A не зависит от энергии E , начиная с $E \sim 60 \text{ Гэв}$ и вплоть до $E \sim 10^4 \text{ Гэв}$ (где $R_A \approx 1,8$). Распределение по множественности удовлетворяет КНО-скейлингу, причем функция $\Psi(n/\langle n \rangle)$ (см. формулу (2.4)) близка к адрон-адронной.

Данные по инклюзивным распределениям указывают, что рост множественности, т. е. отличие R_A от единицы, обусловлен рождением частиц под большими углами. Соответственно этому инклюзивная величина

$$R_A(y) = \frac{(1/\sigma_{hA})(\partial\sigma/\partial y)_{hA}}{(1/\sigma_{hN})(\partial\sigma/\partial y)_{hN}} \quad (2.16)$$

заметно превышает единицу в области фрагментации ядра и меньше единицы (или близка к ней) в области фрагментации налетающей частицы.

Особый интерес представляют данные, специфичные для адрон-ядерных взаимодействий и характеризующие отклик ядра. Число сопровождающих частиц велико, $N_h \sim A^{2/3}$, и не зависит от энергии, что указывает на процесс размножения медленных частиц и быстрое установление режима предельной фрагментации ядра. В области импульсов, кинематически запрещенных для адрон-адронных взаимодействий (выход частиц «назад»), инклюзивное распределение $(1/\sigma_{\text{tot}}) E d^3\sigma/d^3p$ не зависит от типа налетающей частицы и первичной энергии, начиная с 10 Гэв . Имеет место также факторизация зависимости числа быстрых частиц как функции энергии и числа тяжелых частиц:

$$\langle n_s(N_h, E) \rangle = \langle n_s \rangle_p F(N_h). \quad (2.17)$$

3. СТАТИСТИКО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Экспериментальные данные об инклюзивных спектрах при высоких энергиях возродили в последнее время интерес к статистико-гидродинамическим моделям. Прежде всего это связано с формой распределений частиц по скорости, отличающейся от однообразия «плато», и с энергетическим поведением этих распределений, нарушающим представления о скейлинге (см. разд. в) гл. 3). Кроме того, только в рамках таких моделей удается

естественно объяснить факт экспоненциального подавления поперечных импульсов рождающихся частиц (см. раздел г) гл. 2). Вместе с тем привлекает и красота физического содержания моделей *).

Как известно, в основе статистического подхода к проблеме множественного рождения, предложенного и развитого еще в пятидесятые годы ^{13, 14}, лежит предположение о том, что образующаяся при соударении двух адронов единая система (или подсистема) быстро приходит в состояние термодинамического равновесия за счет большой силы адронных взаимодействий. При этом выделяют три стадии:

1. Начальную, на которой происходит перемешивание и образование сильно возбужденной системы.

2. Гидродинамическую с изэнтропийным расширением.

3. Конечную, на которой система распадается на реальные вторичные частицы.

Для того чтобы полностью описать эволюцию этой системы, необходимо конкретизировать:

- а) законы сохранения энергии-импульса,
- б) статистическое распределение частиц по импульсам,
- в) уравнение состояния,
- г) химический потенциал,
- д) начальные условия и условия распада системы.

В качестве примера, с которым имеет смысл сравнивать все последующие модификации теории, приведем гидродинамическую теорию Ландау ¹⁵. Закон сохранения энергии-импульса записывается в виде

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} = 0, \quad (3.1)$$

где

$$T_{ik} = (\varepsilon + p) u_i u_k - p g_{ik} \quad (3.2)$$

— тензор энергии-импульса идеальной релятивистской жидкости, ε — плотность энергии, p — давление, u_i — компоненты вектора 4-скорости жидкости, g_{ik} — метрический тензор ($g_{00} = -g_{ii} = 1$).

Распределение пионов по импульсам q в собственной системе элемента объема в момент распада задается обычным статистическим распределением Бозе:

$$dN = \frac{gV}{(2\pi)^3} \frac{d^3q}{e^{E/T} - 1}. \quad (3.3)$$

$E = \sqrt{q^2 + m^2}$ — энергия частицы, g — число ее спиновых и зарядовых состояний (для пионов $g = 3$), T — температура, V — конечный объем.

Уравнение состояния выбирается в виде

$$p = \frac{\varepsilon}{3}, \quad (3.4)$$

справедливом для трехмерного объема, заполненного газом релятивистских частиц.

Химический потенциал пионной системы

$$\mu = 0. \quad (3.5)$$

Следовательно, полагается, что число частиц не задано, а само определяется условием равновесия (как для случая черного излучения), т. е.

*) Правда, сами основы гидродинамического подхода подвергаются критике ¹² в связи с возникающими противоречиями с соотношением неопределенности. Однако возможность применений его к подсистемам частиц, да и чисто феноменологические успехи, усиливают интерес к этому подходу.

равенством нулю термодинамического потенциала:

$$\varepsilon - Ts + p = 0 \quad (3.6)$$

(s — плотность энтропии), откуда легко получить, что $\varepsilon = \kappa T^4$.

Предполагается, что в начальный момент адронная система представляет собой покоящийся в системе центра масс ($v = 0$ при $t = 0$) тонкий диск толщиной $\sim (1/m_\pi) m/E_0$ (m_π , m — массы пиона и нуклона, E_0 — первичная энергия в СЦМ) и радиусом $\sim m_\pi^{-1}$. Расширение системы идет в соответствии с уравнениями (3.1) — (3.5) и распад ее на частицы происходит, когда температура элемента становится порядка m_π .

Физические следствия такой картины хорошо известны. Основные из них:

- 1) средняя множественность растет с энергией по закону $\langle n \rangle \sim \sqrt{E_0}$;
- 2) спектр частиц по быстротам имеет приблизительно гауссову форму с шириной, растущей как $\sqrt{\ln s}$;
- 3) в центральной части спектр растет с энергией (т. е. скейлинга нет), тогда как при конечных значениях x возможно крайне слабое падение спектра;
- 4) средний поперечный импульс слабо растет с энергией по закону $\langle p_T \rangle \sim s^\beta$, где величина β согласно разным оценкам колеблется от $1/12$ до $1/4$.

В дальнейшем развитии статистико-гидродинамического подхода можно выделить следующие основные направления:

- а) попытки дать более детальное описание, напоминающее кинетический подход и связанное с нелинейными лагранжианами теории поля;
- б) введение микрокартины, учитывающей внутреннее строение сталкивающихся частиц;
- в) ревизия уравнения состояния и условий образования и распада системы;
- г) детальное сопоставление с экспериментальными данными.

Попытки перейти к более общему кинетическому подходу, из которого можно было бы получить гидродинамическое описание^{16, 17}, основаны на использовании вигнеровской функции распределения

$$F(p, R) = \int d^4r e^{i p r} \left\langle \psi_{\text{in}} \left| \varphi \left(R - \frac{r}{2} \right) \varphi \left(R + \frac{r}{2} \right) \right| \psi_{\text{in}} \right\rangle, \quad (3.7)$$

где φ — операторные волновые функции поля, метрика выбрана в виде $(+, -, -, -)$, все рассмотрение ведется в гейзенберговском представлении, усреднение идет по in -состояниям. Если ψ_{in} — двухчастичное состояние, то легко показать, используя связь инклюзивных спектров с многочастичными амплитудами, что фурье-образ вигнеровской функции по переменной R ($F(p, q)$) однозначно связан с инклюзивным распределением частиц по импульсу p :

$$2\omega \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{(p^2 - \mu^2)^2}{(2\pi)^3} F(p, q=0). \quad (3.8)$$

В то же время, используя уравнения теории поля, можно получить для F уравнения типа кинетических, нелинейность которых определяется лагранжианом взаимодействия. Можно продемонстрировать также¹⁷ и переход в некотором приближении к гидродинамической теории. Ранее связь нелинейных лагранжианов теории поля с параметрами гидродинамической теории рассматривалась Милехиным¹⁸. Сейчас предлагается установить эту связь в рамках кинетического подхода, где прослеживается также соответствие с инклюзивным описанием процессов в реджевской схеме.

Основная принципиальная трудность при выводе уравнений состоит, конечно, в том, что у нас сейчас нет достаточно реалистического кандидата на роль лагранжиана сильного взаимодействия, хотя успехи неабелевых калибровочных теорий вселяют некоторые надежды. Вместе с тем, как мы обсудим ниже, возможно обратное влияние — эксперимент может помочь в выборе правильной формы лагранжиана сильного взаимодействия.

Обычно гидродинамическая теория дает только макроскопическое описание процесса расширения системы, поскольку считается, что плотность вещества здесь велика и взаимодействие настолько сильное, что понятие частицы внутри такой системы теряет смысл. Приняв гипотезу о точечных составляющих внутри адрона (партоны), можно предложить^{19, 20} новую трактовку гидродинамики с учетом микроструктуры адронного сгустка, считая, что статистическое поведение составляющих (а не динамика их взаимодействия) ответственно за простейшие характерные черты процесса (например, одночастичный спектр).

В случае сохраняющегося числа массивных партонов¹⁹ свойства системы заметно отличаются от того, что имеет место в гидродинамике Ландау. Во-первых, партоны подчиняются статистике Ферми. Вопрос об их превращении в пионы остается открытым. Во-вторых, химический потенциал велик (это обеспечивает сохранение числа партонов при расширении системы). В-третьих, уравнение состояния имеет вид $p = \epsilon$, что приводит к $\epsilon = \lambda T^2$ и $c_0^2 = 1$ (c_0 — скорость звука). Популярность идеи фейнмановского скейлинга, который появляется при $c_0 = 1$, вызвала интерес к такому уравнению состояния^{17, 20}.

Сохранения числа партонов можно добиться и без столь кардинальных перемен, если предположить²⁰, что их масса равна нулю. Тогда вновь можно получить те же следствия, что и в гидродинамике Ландау, введя дополнительно некий механизм типа фазового перехода, обеспечивающий превращение партонов в адроны. Близкая к этой картина с наличием фазового перехода возникает и при попытках использования в физике высоких энергий результатов теоретико-полевых моделей с нарушенной симметрией²¹, причем здесь масса партонов зависит от температуры.

Наличие фазового перехода характерно для статистической картины, в которой термодинамические свойства системы выражаются через матрицу рассеяния частиц, образующих эту систему^{22, 23}. Уравнение состояния в этом случае отлично от (3.4) и при высоких температурах имеет вид $p = \epsilon/5$.

Заметим, что феноменологические попытки ревизии уравнения состояния производились и ранее^{16, 24-27}. В частности, широко исследовалось уравнение состояния вида

$$p = c_0^2 \epsilon \quad (3.9)$$

при произвольном, но постоянном c_0 . Величина c_0 связывалась в рамках простейших моделей со степенью нелинейности лагранжиана взаимодействия¹⁸:

$$c_0^2 = \frac{1}{2n-1}, \quad (3.10)$$

когда

$$L_{\text{вз}} = \lambda \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x_h} \right)^{2n}. \quad (3.11)$$

При этом

$$p \sim T(c_0^2+1)/c_0^2, \quad s \sim T^{1/c_0^2}, \quad \langle n \rangle \sim E_0^{(1-c_0^2)/(1+c_0^2)}.$$

Были проведены непосредственные вычисления^{25, 26} величины c_0 как функции температуры при учете известных резонансов. Использовались следующие формулы:

$$c_0^2 = \frac{\partial p}{\partial \varepsilon}, \quad p = \frac{1}{3} \sum_i \int \frac{q^2}{E_i} (e^{E_i/T} - 1)^{-1} \frac{g_i d^3 q V}{(2\pi)^3}, \quad (3.12)$$

$$\varepsilon = \sum_i \int E_i (e^{E_i/T} - 1)^{-1} \frac{g_i d^3 q V}{(2\pi)^3}, \quad (3.13)$$

где сумма бралась по резонансам. Результаты приведены на рис. 12.

Видно, что при высоких температурах c_0^2 близко к $1/5$. Сравнение с экспериментальными данными опять-таки указывает на лучшее согласие при этом значении c_0^2 ^{25, 26}.

Заметим, что согласно формулам (3.10), (3.11) величина $c_0^2 = 1/3$ соответствует нелинейности лагранжиана взаимодействия типа $\lambda (\partial\varphi/\partial x_h)^4$, тогда как $c_0^2 = 1/5$ приводит к взаимодействию вида $\lambda (\partial\varphi/\partial x_h)^6$. В перенормируемых теориях с нарушенной симметрией возможна²¹ такая ситуация, когда закон $c_0^2 = 1/3$ справедлив лишь при высоких температурах (выше некоторой критической), а при низких температурах (за счет фазового перехода при $T = T_c$) значение c_0^2 изменяется.

Таким образом, видно, что вопрос об уравнении состояния является одним из наиболее важных в гидродинамическом подходе и пока еще не может считаться решенным. Не менее важна и проблема выбора правильных начальных условий (например, наличие в начальный момент времени коллективных скоростей может имитировать эффекты перехода к другим уравнениям состояния).

На количественном сопоставлении с экспериментом, проведенном в большом числе работ^{25, 26, 28-42}, мы остановимся ниже, а сейчас подчеркнем, что при таком сравнении всегда приходится проявлять специальную заботу о том, чтобы выделить систему (или подсистему) частиц, выделяющихся статисти-

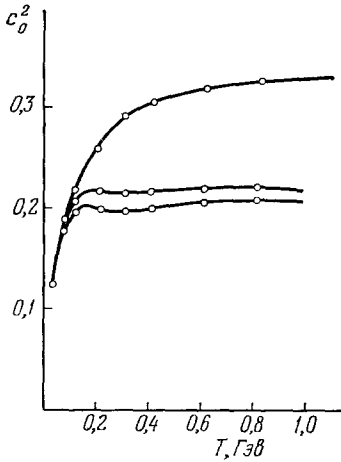


Рис. 12. Зависимость c_0^2 , вычисленного по методу Бета — Уленбека (см.^{25, 26}), от температуры T .

Верхняя кривая соответствует учету лишь резонансов с малыми массами.

стической трактовке²⁵. Это связано прежде всего с периферическим характером соударений, проявляющемся в появлении энергетически выделенных (лидирующих) частиц, трактовка которых в рамках статистического подхода явно неоднозначна (ср.^{24, 25}).

В то же время именно периферический характер соударений лежит в основе фрагментационной и мультипериферической моделей.

4. МОДЕЛИ ФРАГМЕНТАЦИИ

Согласно модели фрагментации⁴³⁻⁴⁸ неупругое взаимодействие двух адронов приводит к переходу одного из них или обоих вместе в некоторые возбужденные состояния, которые впоследствии распадаются, вообще говоря, на много частиц. При взаимодействии могут передаваться лишь энергия и момент. Все остальные квантовые числа возбужденной системы совпадают с характеристиками породившего ее адрона.

Образование двух центров испускания частиц, каждый из которых сохраняет память о первичном адроне, — характерная черта модели фрагментации *).

В конкретных реализациях ^{46, 47} этой общей философии обычно предполагается, что возбужденные состояния распадаются изотропно в своей системе на вторичные частицы, число которых $n_b(M)$ пропорционально массе этого состояния, т. е. распад описывается статистической моделью. Кинематические характеристики конечных частиц полностью фиксируются, если, кроме того, задать относительное движение возбужденных систем или (что эквивалентно) вероятности возбуждения их до данного значения массы M . Обычно ^{46, 47} эта вероятность $\rho(M)$ выбирается пропорциональной M^{-2} так, что полная средняя множественность $\langle n \rangle$ оказывается логарифмически растущей с энергией:

$$\langle n \rangle \sim \int^{\sqrt{s}} \rho(M) n_b(M) dM \sim \int^{\sqrt{s}} M^{-2} M dM \sim \ln s. \quad (4.1)$$

Никакого динамического объяснения такого поведения величин ρ и n_b , как правило, не приводится, и поэтому описание носит чисто феноменологический характер.

Заметим, что зависимость множественности от недостающей массы в реакциях, где возбуждается только одна из частиц, дается функцией $n_b(M)$ и сильно отличается от поведения $\langle n \rangle$, тогда как на опыте эти зависимости весьма похожи.

Эти модели характеризуются наличием дальних корреляций при асимптотических энергиях.

Другая характерная черта фрагментационных процессов ясна из качественной картины разлета двух сгустков — даже если средняя множественность слабо растет с энергией, флуктуации в отдельных событиях должны быть велики ⁴⁵⁻⁴⁷. Действительно, второй корреляционный коэффициент

$$f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 \sim \int^{\sqrt{s}} \rho(M) n_b^2(M) dM \sim \sqrt{s} \quad (4.2)$$

быстро растет с энергией, т. е. дисперсия распределения по множественности велика. На опыте столь быстрого роста дисперсии с энергией пока не наблюдается.

Эти, а также ряд других характерных результатов модели фрагментации (например, вероятности рождения n частиц имеют вид $\sigma_n \sim n^{-2}$) привели к тому, что сложилось мнение, что ее конкретные реализации, если и могут быть применимы к основным типам неупругих взаимодействий, то лишь в очень ограниченной области энергий ⁴⁷, или же, наоборот, лишь асимптотически ⁴⁶. В то же время идеи, типа фрагментационных, используются в сочетании с обменом реджеонами при описании реакций дифракционной диссоциации, которые мы в этом обзоре практически не будем рассматривать, поскольку это — особый класс процессов, с малой множественностью, дающий небольшой вклад в полное сечение.

*) Модели такого типа предлагались и ранее ^{43, 49}, однако обычно рассматривалось лишь «изобарное» возбуждение сталкивающихся частиц и не обсуждалось важное следствие — скейлинг распределений в фрагментационной области («предельная фрагментация»).

5. МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕДЖЕОННАЯ СХЕМА

Образование большого числа центров испускания частиц характерно для мультипериферического подхода ^{5, 50, 51}. Это является следствием основного предположения о малости передач импульса. Диаграммно процесс изображен на рис. 13. При асимптотических энергиях для бесконечно длинной мультипериферической цепочки можно записать интегральное уравнение для полных сечений σ :

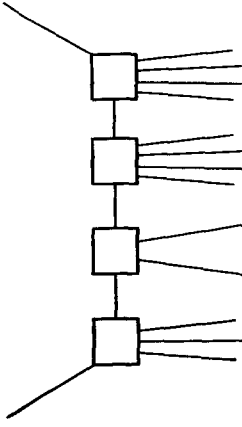


Рис. 13. Диаграмма мультипериферического процесса.

$$\sigma = \bar{\sigma} + [\bar{\sigma}, \sigma], \tag{5.1}$$

где

$$[\bar{\sigma}, \sigma] \approx \frac{1}{16\pi^3 s^2} \int \frac{dk^2 s_1 ds_1 s_2 ds_2}{(k^2 - \mu^2)^2} \bar{\sigma}(s_1, k^2) \sigma(s_2, k^2). \tag{5.2}$$

Величина $\bar{\sigma}$ является сечением непериферических реакций и потому может включать в себя как рождение резонансов и упругую дифракцию, так и часть неупругих процессов. Интегрирование идет по квадратам масс подсистем s_1 и s_2 и переданного 4-импульса k^2 .

Нетрудно получить ⁵² уравнения и для инклюзивных спектров (например, $F_1 = E \partial^3 \sigma / \partial^3 p$)

$$F_1 = \bar{F}_1 + [\bar{F}_1, \sigma] + [\bar{\sigma}, F_1], \tag{5.3}$$

где \bar{F}_1 — инклюзивный спектр вершины. Решение этого уравнения имеет вид

$$F_1 = \bar{F}_1 + [\bar{F}_1, \sigma] + [\sigma, \bar{F}_1] + [\sigma, [\bar{F}_1, \sigma]] \tag{5.4}$$

и соответствует сумме вкладов непериферических процессов (первое слагаемое), фрагментации сталкивающихся частиц (второе и третье слагаемое) и пионизации (рис. 14).

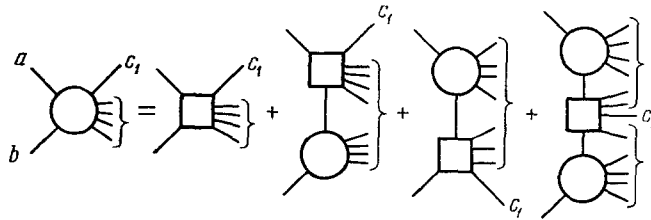


Рис. 14. Инклюзивные мультипериферические диаграммы

В таком понимании уравнения (5.1), (5.3) соответствуют многокомпонентному описанию процессов неупругого взаимодействия. Преимущество диаграммного подхода состоит в том, что он позволяет не только описывать неупругие процессы, но и связать их характеристики с основными параметрами упругого рассеяния (а инклюзивные спектры — с амплитудой процесса $3 \leftrightarrow 3$). В частности, логарифмическое сужение конуса упругого рассеяния интерпретируется ⁵³ наглядной картиной типа броуновского движения узлов диаграммы рис. 13 в плоскости, перпендикулярной к оси соударения, т. е. связано с логарифмическим ростом множественности при увеличении прицельного параметра.

Основные результаты метода хорошо известны. Это — реджевское поведение амплитуды упругого рассеяния, логарифмический рост множественности, скейлинг и плато в распределении по быстротам, близкие корреляции и т. п. Вообще говоря, все эти предсказания относятся к асимптотической области энергий, где справедливы уравнения (5.1), (5.3) и легче работать теоретикам.

При конечных энергиях играет роль лишь конечное число итераций уравнения (5.1), так как все последующие итерации обращаются в нуль за счет законов сохранения. Число итераций и их энергетическое поведение

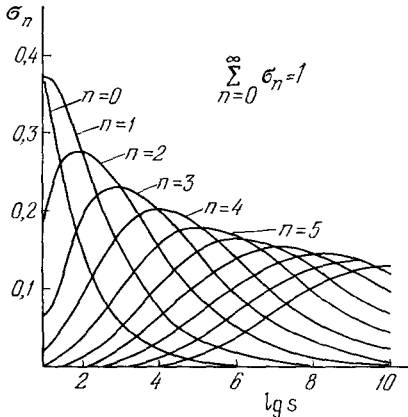


Рис. 15. Смена итерации в ABFST-модели.

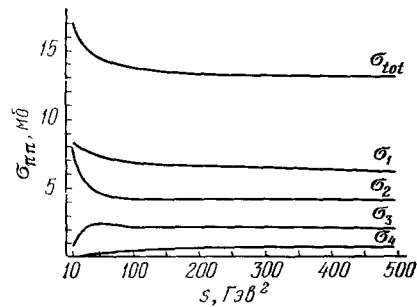


Рис. 16. Поведение итераций в мультипериферической модели с учетом высокоэнергетических вкладов в блоках диаграммы.

сильно зависят от вида сечения непериферических процессов $\bar{\sigma}$. Это наглядно видно из сравнения рис. 15, на котором изображена быстрая смена последовательных итераций при выборе $\bar{\sigma}$ в виде низкоэнергетического резонанса (ρ -мезон), с рис. 16, где смены итераций практически нет (есть лишь пороговые эффекты), так как непериферические процессы, помимо резонансов, включают в себя упругое рассеяние и образование тяжелых кластеров.

Таким образом, в рамках мультипериферической картины возможно как рождение все возрастающего числа кластеров, каждый из которых распадается на заданное (не меняющееся с энергией) число частиц ⁵⁰, так и практически постоянное соотношение между каналами с разным числом кластеров, масса которых возрастает с ростом энергии ⁵⁴, что напоминает идеи фрагментации. Для вычисления конкретных характеристик неупругих процессов при заданной энергии приходится использовать ЭВМ (обзор моделей, претендующих на количественное описание эксперимента, см. в работе ⁵). Основные результаты и их сопоставление с опытом обсуждаются ниже в гл. 7.

В рассмотренной схеме, основанной на использовании уравнений (5.1), (5.3), приходится в той или иной степени феноменологически выбирать вид зависимости сечения непериферических процессов $\bar{\sigma}$ (и спектров \bar{F}_1) от энергии. Более того, диаграммная структура $\bar{\sigma}$ при этом обычно не задается.

Теоретические попытки понять непериферические процессы можно, условно, отнести к двум направлениям. Первое из них ставит во главу

угла вторичные взаимодействия между рожденными частицами. При этом изучаются диаграммы типа «рыбачьих сетей» (см., например, ⁵⁵) или же перерассеяние частиц из распада кластеров ⁵⁶. В частности, указывается ⁵⁶, что физической причиной вторичных взаимодействий является медленное относительное движение кластеров и, вследствие этого, сильное перекрывание волновых функций частиц, рождающихся в разных кластерах. Взаимодействие настолько сильное, что конечная система может термализоваться и описание процесса от мультипериферического перейти в термодинамическое. Таким образом, мультипериферия определяет здесь лишь начальную стадию процесса, а основную роль играют непериферические процессы (неоднородный член в уравнении (5.1) и периферические диаграммы с тяжелыми блоками). Поэтому и всю схему такого типа можно скорее отнести

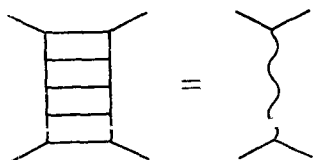


Рис. 17. Простейшая диаграммная интерпретация обмена реджеоном.

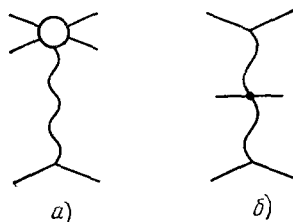


Рис. 18. Инклюзивные реджеонные диаграммы в фрагментационной области (а) и в пионизационной области (б).

к статистико-гидродинамической, в которой начальные условия определяются мультипериферией (а не феноменологически, как, например, в статистическом бутстрапе ²⁴, ³³). Однако пока это направление не далеко ушло от начальной постановки проблемы.

В то же время интенсивно развивается другое направление, в котором вторичные взаимодействия частиц сравнительно слабы и носят мультипериферический характер. Это — так называемый реджеонный подход к проблеме рассеяния. В первом основном приближении выводы этого подхода вытекают из мультипериферического характера неупругих процессов, перерассеяние (учет непериферичности) приводит к появлению лишь поправочных членов.

Мультипериферическая динамика, предполагающая, что основной механизм неупругих процессов — это итерация низкоэнергетических взаимодействий в поперечном (t) канале, обычно сопоставляется обмену редже-полюсом в амплитуде упругого рассеяния (в частности, помероном). Поэтому, заменив «лестницу» на реджеон (рис. 17), можно использовать все сведения о свойствах реджеонов, которые получены из двух- и квазидвух-частичных реакций. Как хорошо известно ², ⁵⁷, в фрагментационной области, описываемой диаграммой рис. 18, а, инклюзивное сечение реакции $AB \rightarrow C + X$ имеет вид

$$\frac{d\sigma_{AB}^C}{dy} \sim g_{AB} V_{AC} (y) \exp [(\alpha(0) - 1) Y] \quad (5.5)$$

(где y — быстрота, $Y \sim \ln s$, g и V обозначают вершины на рис. 18 и $\alpha(t)$ — обмениваемая редже-траектория), что при $\alpha(0) = 1$ приводит к предельной фрагментации:

$$\frac{d\sigma_{AB}^C}{dy} \sim g_{AB} V_{AC} (y) + O(s^{-1/2}) \quad (5.6)$$

с точностью до членов порядка $s^{-1/2}$ (за счет траекторий Редже, ближайших к вакуумной).

В пионизационной области (рис. 18, б) имеем

$$\frac{d\sigma_{AB}^C}{dy} \sim g_A g_B V_{\bar{c}} \exp [(\alpha(0) - 1) Y], \quad (5.7)$$

что дает при $\alpha(0) = 1$ плато в распределении по быстротам

$$\frac{d\sigma_{AB}^C}{dy} \sim g_A g_B V_{\bar{c}} + O(s^{-1/4}) + O(s^{-1/2}) \quad (5.8)$$

с точностью до членов порядка $s^{-1/4}$ (опять-таки за счет траекторий, ближайших к вакуумной). Кинематические поправки к формулам (5.6), (5.8) порядка $O(s^{-1/2})$. Такого же порядка поправки за счет диаграмм рис. 18, б с двумя невакуумными реджеонами с $\alpha_f(0) \approx 0,5$ или с помероном и траекторией с $\alpha(0)$, близким к нулю.

Плато в распределении по быстротам используется и в партонной картине, когда переход частицы в партоны дается диаграммой рис. 19, где энергия каждого последующего партона в постоянное число раз меньше энергии предыдущего. Из формулы (5.8) получается логарифмический рост средней множественности (при $\alpha(0) = 1$)

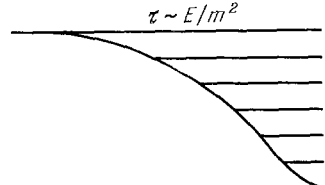


Рис. 19. Партонная «лестница».

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\sigma} \int \frac{d\sigma}{dy} dy = aY + b. \quad (5.9)$$

Формулы для двухчастичных корреляций имеют вид

$$C_2(y_1, y_2) \sim \exp(-\beta |y_1 - y_2|), \quad (5.10)$$

где $\beta = 1 - \alpha_f(0)$, $\alpha_f(0)$ — редже-траектории, ближайшие к померону ($\beta = 0,5$, если $\alpha_f(0) = 0,5$ — ближние корреляции, и β мало, если существуют разрезы вблизи померона — нет ближних корреляций).

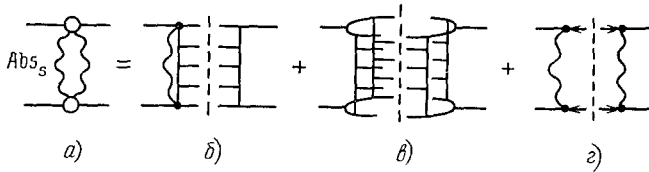


Рис. 20. Вклады различных неупругих процессов в двухреджеонную диаграмму для полного сечения.

Поправочные члены в реджеонном подходе^{58, 59} возникают за счет учета процессов с обменом двумя (рис. 20, а) и большим числом реджеонов, а также за счет учета взаимодействия реджеонов. Различные виды неупругих процессов, вносящих вклад в двухреджеонную диаграмму, изображены на рис. 20, б — г. Диаграмма 20, б дает вклад (отрицательных) абсорбтивных поправок к основному процессу рис. 17, процесс 20, в имеет удвоенную плотность по быстроте вторичных частиц и 20, г описывает процессы со щелью в распределении по быстроте вторичных частиц.

Относительная величина вкладов различных неупругих процессов в полное сечение и инклюзивные распределения дается АГК-правилами, полученными в работе ⁶⁰ из рассмотрения абсорбтивных частей многореджеонных диаграмм. В частности, вклады в полное сечение диаграмм рис. 20, б, в и г относятся как $-4, +2, +1$. Согласно АГК-правилам для вычисления одночастичных инклюзивных распределений в центральной области спектра достаточно взять только рассеяние однореджеонного обмена, вклады же всех высших обменов взаимно сокращаются. Аналогичным образом, при вычислении двухчастичных корреляций достаточно учесть вклад рассеяний одного и двух реджеонов (при наличии реджеонных взаимодействий ситуация здесь усложняется; см. ^{60, 61}). Явные, хотя и упрощенные, предписания для вычисления всех характеристик неупругих процессов в центральной области спектра дает эйкональный подход ⁶²,

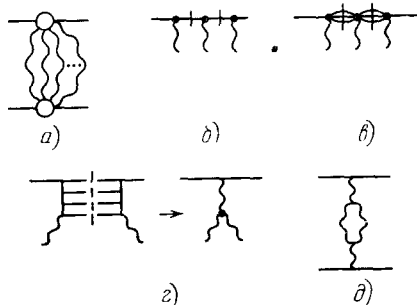
в котором распределение по числу перерассеяний фиксируется фазой упругого рассеяния и критерием применимости которого является наличие хорошо отделенных «лидирующих частиц».

Ввиду малости сечений упругого рассеяния σ_{el} и дифракционной диссоциации σ_{dd} ($\sigma_{el}/\sigma_{tot} \sim \sigma_{dd}/\sigma_{tot} \sim 1/5$) считается, что для адронных взаимодействий при достигнутых в настоящее время ускорительных энергиях вклад разрезов сравнительно невелик и их можно учитывать как возмущение. Входящие в теорию параметры могут быть взяты из эксперимента. Характеристики померона и его связи с адронами извлекаются из данных по упругому рассеянию. Сложнее обстоит дело с параметрами реджеонных взаимодействий. Обычно ограничиваются учетом трехпомеронных взаимодействий. При этом (отрицательные) поправки к затравочной трехпомеронной вершине r (за счет абсорбции и учета высших порядков) оказываются очень большими ^{63, 64}. Это вынуждает приписать r сравнительно большую (и плохо определенную) величину, если воспользоваться малым эффективным значением r_{eff} , взятым из эксперимента по неупругому дифракционному рождению, что в свою очередь ставит под сомнение количественные оценки.

Рис. 21. Различные виды поправок к однопомеронному обмену.

Чтобы дать представление о роли различных поправок к однопомеронному обмену, приведем ⁶⁵ оценки для вкладов более сложных диаграмм в сечение pp -взаимодействия при ISR-энергиях. Основную (отрицательную) поправку ($\sim 30\%$) дает учет многореджеонных обменов (рис. 21, а). В этих диаграммах доминируют графики эйконального типа, т. е. упругие перерассеяния (рис. 21, б). Дифракционное возбуждение малых масс (рис. 21, в) изменяет эйкональный вклад примерно на 30%. Возбуждение больших масс описывается трехпомеронным графиком (рис. 21, г), его вклад в сечение близок к 2 мб. Диаграммы с реджеонными петлями (рис. 21, д) дают пренебрежимо малый вклад. Следует иметь в виду, что эти оценки имеют в лучшем случае полуквантитативный характер. Они были приведены, чтобы показать, какие поправки могут ожидать в мультипериферической схеме.

Наблюдаемый при FNAL — ISR-энергиях рост сечений (см. рис. 1) стимулировал развитие моделей ⁶⁵⁻⁶⁹ с лежащим выше единицы затравочным полюсом Померанчука $\alpha(0) = 1 + \Delta_0 > 1$. Величина Δ_0 по разным оценкам (неопределенность их связана, например, с трудностью коррект-



ного учета трехпомеронной вершины и т. п.) лежит в интервале от 0,06 до 0,15. Простейшая зависимость сечений имеет вид *)

$$\sigma \sim s^{\Delta_0}, \text{ или } \sigma \sim c(1 + \Delta_0 \ln s) \quad (5.11)$$

и

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0} \approx \text{const.} \quad (5.12)$$

С теоретической точки зрения представляет интерес вопрос о суммировании реджеонных диаграмм в асимптотической (или преасимптотической) области энергий и извлечении из теории сведений об асимптотическом поведении сечений и характеристик множественного рождения. Здесь в последние годы большую популярность приобрела полевая формулировка реджеонной теории (RFT; см. ^{58, 59} и обзоры ⁷²), позволяющая использовать в расчетах современные методы теории поля (ренормализационная группа, продолжение по размерности пространства и т. п. **). Было найдено «скейлинговое» решение ^{74, 75}, соответствующее положению неперенормированного померона в точке $\alpha(0) = \alpha_{\text{кр}} > 1$ ***). В этом режиме перенормированное значение $\alpha_{\text{out}} = 1$ и

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &\sim (\ln s)^\eta, \\ \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma_{\text{el}}}{dt} \right) &\sim (\ln s)^\nu, \\ \langle n^k \rangle &\sim (\ln s)^{k(1+\eta)}, \end{aligned} \right\} \quad (5.13)$$

причем для «критических показателей» η, ν различные методы (ϵ -разложение, разложение по числу петель, формулировка реджеонной теории на решетке) дали близкие результаты ⁷⁴⁻⁷⁸ ($\eta = 1/6, \nu = 13/12$ в низшем порядке ϵ -разложения). Была вычислена также ^{79, 80} форма дифракционного пика упругого рассеяния (относительная величина вторичного максимума здесь оказалась равной 10^{-6} , удивительно близко к ISR-данным) и неупругой дифракции $d^2\sigma/dt dM^2$. Имеется надежда, что это скейлинговое решение может быть «сшито» с теорией возмущений по числу померонных взаимодействий, причем область смены режимов оценивается как $10^{14} - 10^{15}$ эв ⁷⁹⁻⁸¹.

Вопрос о том, соответствуют ли ISR-данные значению $\alpha_{\text{кр}}$, в настоящее время не ясен (см. ^{64, 70}). При $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$ перенормированное значение $\alpha_{\text{out}} < 1$; имеется аргументация ^{82, 83}, что при $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$ также $\alpha_{\text{out}} < 1$, т. е. что сечения при сверхвысоких энергиях и $\alpha \neq \alpha_{\text{кр}}$ должны убывать.

Для несверхвысоких энергий (которые, однако, могут далеко превосходить современные ускорительные энергии) можно просуммировать все древесные реджеонные диаграммы (считая $\alpha(0) > 1$) ^{84, 85}. При этом в представлении прицельного параметра возникает картина серого диска с логарифмически растущим радиусом ⁸⁶:

$$\sigma_{\text{tot}} \sim \ln^2 s, \quad \langle n \rangle \sim \ln^3 s \quad (5.14)$$

и моменты распределения по множественности удовлетворяют условиям КНО-скейлинга. Защищается также точка зрения ^{69, 87}, что при дальней-

*) При использовании формулы (5.11) надо брать $\Delta_0 \approx 0,07$ для описания роста полных сечений (рост на 7% на единичном интервале $\ln s$; см. рис. 1). Поправочные диаграммы с трехпомеронным взаимодействием, вообще говоря, дают небольшой рост $(1/\sigma) d\sigma/dy$ при ISR-энергиях ⁶⁸.

**) Отметим также вариант (CRFT; см. ^{61, 73}) реджеонной полевой теории, основанный на общей топологической классификации диаграмм и использовании условия унитарности в прямом канале процесса.

***) Согласно оценке ⁶⁶ $\sigma_{\text{кр}} - 1 \sim 10^{-3}$, что заметно меньше, чем $\Delta_0 \sim 0,1$.

шем повышении энергий должен осуществляться фруассаровский режим со степенным ростом множественности и инклюзивного сечения в центральной области спектра,

$$\langle n \rangle \sim \frac{s^\Delta}{\ln s}, \quad \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0} \sim s^\Delta, \quad (5.15)$$

а КНО-скейлинг должен нарушаться.

По нашему мнению, реджеонная полевая теория в настоящее время представляет в основном теоретический интерес. Ее количественные результаты едва ли могут непосредственно сравниваться с экспериментом ввиду большой роли упомянутых выше пороговых эффектов, феноменологических форм-факторов, неясности с учетом взаимодействий и распадов вторичных частиц и т. п. Поэтому мы ограничимся качественным описанием основных наблюдаемых эффектов, к которым приводит учет много-реджеонных (вообще многократных) взаимодействий.

Основные качественные видоизменения по сравнению с мультипериферической моделью, которые вносит учет кратных взаимодействий, состоят в подавлении сечений за счет абсорбтивных поправок, увеличении средней множественности, уширении исходных мультипериферических распределений по множественности и появлении дальних корреляций между импульсами вторичных частиц. В частности, в эйкональной модели среднее число частиц $\langle n \rangle$ и дисперсия D распределения по числу частиц модифицируются по сравнению с затравочными (мультипериферическими) величинами $\langle n_1 \rangle$, D_1 следующим образом (без учета законов сохранения):

$$\langle n \rangle = \langle n_1 \rangle \langle m \rangle, \\ D^2 = \langle m \rangle D_1^2 + \langle n_1 \rangle^2 (\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (5.16)$$

где m — число неупругих перерасеяний. Полученные таким образом распределения по множественности могут хорошо описать эксперимент при исходном пуассоновском распределении⁸⁸ (см. также^{89, 90}).

Аналогичным образом видоизменяются корреляционные функции инклюзивных распределений. Для нормированной корреляционной функции R имеем

$$R(y_1, y_2) = \frac{1}{\langle m \rangle} R_1(y_1, y_2) + \frac{\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2}{\langle m \rangle^2}, \quad (5.17)$$

где второе слагаемое, аналогично (5.16), возникло из-за учета перерасеяний. Учет такого рода членов улучшает согласие с экспериментом⁹¹.

Непосредственной причиной видоизменения распределений является здесь наличие возможностей для процессов с различной кратностью взаимодействия. Возникающие дальние корреляции ($D^2 \gg \ln^2 s$, $f_2 \gg \ln^2 s$) имеют поэтому «фиктивный» статистический характер, являясь результатом усреднения по различным возможностям. Эта черта присуща всем многокомпонентным моделям множественного рождения (в частности, моделям с рождением кластеров), где происходит усреднение по различным типам процессов. Этот механизм должен быть ответственным за наблюдаемое уменьшение корреляций в полуинклюзивных процессах⁹², где отбираются, например, события с фиксированной множественностью, т. е. тем самым, — процессы преимущественно одного типа.

Учет закона сохранения энергии-импульса приводит к уменьшению числа частиц на края спектра и дополнительным очевидным корреляциям⁷⁰ при наличии многократных обменов. Рождение частиц из нескольких мультипериферических цепочек (см. рис. 20, в) дает повышенную множественность и в то же время лидирующие частицы (а также каждая из цепочек) имеют уменьшенную энергию. Поэтому события с повышенной плот-

ностью вторичных частиц должны иметь уменьшенную ширину распределения по быстрой и меньшее значение переменной x для лидирующих частиц.

Следует отметить, что описанные выше эффекты являются следствием многократности взаимодействия в прямом канале и не связаны непосредственно с представлением о реджеонах. Реджеонное исчисление является лишь наиболее популярной и развитой общей схемой учета подобных эффектов.

Как упоминалось выше, вклады разрезов в полное сечение согласно реджеонным правилам отрицательны, т. е. они обусловлены интерференцией многочастичных амплитуд; в частности, амплитуда с перерасеянием интерферирует с обычной мультипериферической амплитудой (см. рис. 20, б). Можно попытаться учесть эту интерференцию непосредственно в рамках мультипериферического уравнения (5.1). Простейшая модель⁹³ приводит к уменьшению коэффициента при интегральном члене (5.2) за счет такой интерференции примерно в $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{inel}}$ раз. При этом процессы перерасеяния уже исключаются из непериферического члена $\bar{\sigma}$. Если коэффициент перед интегральным членом в (5.1) рассматривать как свободный параметр, то мультипериферическая схема еще более напоминает многокомпонентные модели, где вклад разных процессов определяется из сравнения с экспериментом⁹⁴.

Проблема вклада разных процессов тесно связана с вопросами о природе обмениваемых частиц и блоков в узлах мультипериферической диаграммы. Природу t -канального обмена выясняют, например, в эксклюзивных реакциях⁹⁵, выделяя частицы с определенными квантовыми числами (p , Λ и т. п.).

Характер испускания частиц в узлах мультипериферической диаграммы важен для понимания механизма рождения и определяет корреляционные особенности процесса. Существуют как схемы, в которых обмен происходит всем набором резонансов и рождаются только резонансы⁹⁶, так и схемы, где учтен обмен пионами и рождаются резонансы⁹⁷⁻⁹⁹, или же, кроме них, еще и фэйрболы^{5, 100, 101}. Вопрос о различии этих схем связан с корреляциями частиц.

Простейшие качественные оценки величины корреляций проведены в модели независимого испускания кластеров¹⁰²⁻¹⁰⁵. Распределение кластеров по быстрой обычно принимается типа «плато», а их распад напоминает резонансный (распределение по числу частиц дается δ -символом) либо фэйрболный (пуассоновское распределение). Законы сохранения учитываются лишь приближенно.

Основной вывод состоит в том, что качественно такая упрощенная модель описывает большинство экспериментальных данных, если считать, что распад кластеров происходит в среднем не менее чем на 3—4 частицы. Подробнее мы обсудим эту проблему в разделе в) гл. 7.

6. КВАРКОВЫЕ МОДЕЛИ

Особый интерес представляют модели множественного рождения, основанные на сведениях о внутренней (кварковой) структуре частиц. Они позволяют использовать информацию по глубоконеупругим лептон-протонным взаимодействиям¹⁰⁶. Кварковые модели не столь разработаны, как мультипериферическая или статистическая, и пока могут дать сравнительно мало количественных результатов. В то же время они претендуют на раскрытие механизмов, лежащих в основе процессов. Эти модели различаются в основном по той роли, которая отводится глюонам в процессах рождения.

Простейшая из этих моделей — аддитивная кварковая модель¹⁰⁷, примененная к процессам рождения¹⁰⁸ и не учитывающая явно глюонов. Здесь предполагается, что процесс происходит согласно диаграммам типа рис. 22.

Модель может объяснить ряд характерных черт процессов рождения¹⁰⁹ (например, КНО-скейлинг¹¹⁰) и сделать ряд конкретных предсказаний. Критические предсказания этой модели связаны с тем, что симметричная (вперед-назад) система вторичных частиц, рожденных в центральной области спектра, есть СЦМ двух взаимодействующих кварков, которая для p - p -, K -столкновений не совпадает в среднем с СЦМ сталкивающихся адронов. Эксперимент при энергиях в десятки Гэв , видимо, подтверждает наличие такой «кварк-кварковой симметричной системы отсчета».

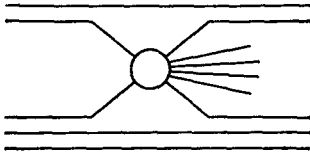


Рис. 22. Кварковая диаграмма неупругого p - p -взаимодействия.

Асимметрия pN -взаимодействий в СЦМ наблюдалась в космических лучах (см. обсуждение в^{109, 111}) вплоть до 600 Гэв и подтверждается теперь данными FNAL. Если бы оказалось, что симметричная система вторичных частиц совпадает с полной СЦМ, то это было бы сильным аргументом против аддитивной кварковой модели.

На основе таких представлений были проведены детальные расчеты относительной множественности вторичных частиц¹¹²⁻¹¹⁶, в которых использовалась фактически только $SU(6)$ -комбинаторика и предположение о статистически независимом рождении и перераспределении кварков. При учете подавления рождения странных кварков (примерно втрое) удалось описать наблюдаемые относительные множественности в центральной области спектра, их энергетическую зависимость, а также выход различных частиц с большими поперечными импульсами.

Был предложен также альтернативный подход^{102, 117, 118}, в котором образование частиц в центральной области спектра приписывается глюон-глюонному взаимодействию, в то время как все валентные кварки пролетают свободно и ответственны за плоский энергетический спектр лидирующих частиц в недифракционных неупругих процессах. В основе этого подхода лежит наблюдение, что плоский спектр таких лидирующих частиц согласуется с резко падающим спектром кварков, найденным в глубоконеупругих лептон-протонных процессах. Эта модель может также объяснить (хотя и менее естественным образом) величину сечения дифракционной диссоциации, рассматриваемой как теневой процесс, обусловленный наличием «истинно неупругих» глюон-глюонных взаимодействий.

Несколько другая роль приписывается глюонам, когда считают¹¹⁹, что при соударении глюоны преобразуются в $q\bar{q}$ -пары, которые усиливают кварковое море. В дальнейшем кварки из $q\bar{q}$ -пар перераспределяются, образуя конечные частицы подобно¹¹². Здесь предпринята первая попытка глобального количественного описания процесса множественного рождения на основе кварковой модели (при помощи расчетов по Монте-Карло).

Наиболее замечательная черта кварковых моделей^{102, 109, 117-119} состоит в том, что они демонстрируют, что описание как электромагнитных и слабых, так и сильных взаимодействий может быть достигнуто на основе единых функций распределения кварков в протоне. Приводятся доводы в пользу того¹²⁰, что сильное кварк-кварковое взаимодействие с малой передачей импульса могло бы объяснить универсальную струйную структуру процессов рождения при высоких энергиях.

7. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Хотя каждая из рассмотренных групп моделей претендует на описание эксперимента *), однако наиболее полное количественное сравнение проведено для гидродинамической модели с уравнением состояния $p \approx \epsilon/5$ ^{25, 26, 31} и для мультифайрбольной модели^{5, 101, 121-123}. Поэтому за основу мы выбрали эти модели, заметно отличающиеся по используемым предположениям и методам, и попытались сравнить их, показав, какие экспериментальные характеристики описываются ими (см. таблицу). Основной

Экспериментально измеряемые характеристики	Статистика; гидродинамика *)	Мультипериферия; реджевский подход
Полные сечения	—	—
Множественность:		
1) $\langle n \rangle = f(s)$	+	+
2) Распределение и моменты	+	+(?)
3) КНО-скейлинг	+(?)	+(?)
4) $n(\pi^0) = F(n^{ch})$	+(?)	+
5) Состав	+	—(?)
Распределение по быстрой:		
1) Пионизационная область	+	+(?)
2) Фрагментационная область	—	+
3) Зависимость от энергии	+	+(?)
4) Полуинклюзивные	—	+
Распределение по p_T :		
1) Малые p_T	+(1)	+
2) Большие p_T	+(?)	+(?)
3) Полуинклюзивные	—	+
Распределения по парным массам и переданным импульсам	—	+(?)
Корреляции:		
1) Зависимость p_T от p_L	+	—
2) Азимутальные	—	+
3) Двухчастичные по быстрой	—	+
4) Многочастичные — быстротные интервалы	—	+
5) Перенос заряда	—	+(?)
Неупругая дифракция	—	+

*) Знак плюс означает, что достигнуто хорошее количественное согласие с экспериментом. Знак минус используется, когда: 1) теория не способна дать такую характеристику, или 2) получаемые результаты представляются неудовлетворительными, или 3) расчет не производился. Знаки в скобках указывают на наличие дополнительных соображений (или расчетов) в пользу возможности описания соответствующей характеристики (!) или же сомнений в точности описания (?).

вывод, который напрашивается с первого взгляда на таблицу, состоит в том, что при энергиях до сотен $G_{эв}$ инклюзивные распределения не очень чувствительны к выбору модели (последние данные о росте инклюзивных сечений при $x = 0$ в области энергий FNAL — ISR могут оказаться более существенными). Не все приведенные в таблице характеристики независимы (например, $\langle n \rangle \sigma = \int \frac{d\sigma}{dy} dy$ и т. д.). Остановимся лишь на тех из них, которые наиболее точно известны или более чувствительны к выбору механизма рождения.

*) Здесь мы обсудим лишь адрон-адронные взаимодействия. Специфические особенности процессов с участием ядер рассматриваются в следующей главе.

а) Полные сечения

Эти самые простые и наиболее точно измеренные величины (см. рис. 1, 2), пожалуй, хуже всего поддаются теоретическому описанию. Статистико-гидродинамические модели вообще не претендуют на вычисление полных сечений. При реджеонной интерпретации экспериментальные данные об энергетическом ходе сечений определяют наши теоретические представления о ведущей и ближайшей к ней реджевских особенностях, помогая в выборе параметров мультипериферических неупругих процессов.

Так, спад сечений в области десятков $\Gamma_{эв}$ привел к необходимости введения P' -траектории ($\alpha_{P'}(0) \approx 0,5$), а медленный рост в интервале 100—2000 $\Gamma_{эв}$ — к схеме с затравочным ведущим полюсом выше единицы (именно из описания экспериментальных данных о полных сечениях величина Δ_0 в формуле (5.11) выбирается равной $\approx 0,06—0,08$).

Связь этих результатов с параметрами неупругих процессов в рамках мультипериферического подхода обсуждается в работах ^{5, 121}, где показано, как параметры P - и P' -траекторий фиксируют неупругие характеристики процесса. Теоретические предсказания о ходе сечений при более высоких энергиях заметно отличаются друг от друга (см. выше, гл. 4) и потому их нельзя считать достаточно надежными. Асимптотическое поведение сечения в эйкональном подходе может меняться в широких пределах в зависимости от спина частиц, через которые осуществляется взаимодействие ¹²⁴ — от постоянства ($\sigma_{tot} \sim const$) до предельного фруассаровского поведения ($\sigma_{tot} \sim \ln^2 s$). Кварковые модели могут дать лишь соотношения между сечениями различных процессов. Например, в аддитивной кварковой модели $\sigma_{pp}/\sigma_{\pi p} \approx 3/2$ ¹⁰⁷ (на опыте это отношение $\approx 5/3$).

Таким образом, эксперимент, а не теория лидируют в этом вопросе.

б) Инклюзивные распределения

При заданной энергии модели способны достаточно хорошо воспроизводить распределения по быстроте (см. рис. 7).

Интересная проблема здесь поставлена экспериментальными данными ⁷ о заметном росте с энергией инклюзивных сечений при $x = 0$ в области энергий FNAL — ISR (см. раздел в) гл. 2, рис. 6).

Для гидродинамических моделей, где скейлинга нет ($\langle n \rangle \sim s^{1/4}$), этот рост не представляется естественным ($s^{1/4}$ меняется на 60%). Статистические формулы типа (3.3) хорошо объясняют состав вторичных частиц, т. е. долю π , K , \bar{p} ^{34, 35, 38}, ρ ³⁸, \bar{d} , He^3 ^{34, 35}. Из них также следует рост доли более тяжелых частиц ^{34, 35, 38} (например, $\langle n_{\bar{p}} \rangle / \langle n_{\pi} \rangle \approx c \langle n_{\pi} \rangle$, $c = const$), что подтверждается на эксперименте ⁷.

Увеличение роли пионизационной компоненты при $x = 0$ практически исключает дальнейшие попытки усовершенствовать чисто фрагментационные модели.

В полюсной реджеонной интерпретации согласно формуле (5.8) можно попытаться, исключив рост сечения, использовать выражения типа

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \Big|_{y=0} \sim \begin{cases} 1 - \frac{d}{s^{1/4}}, & (7.1a) \\ 1 - \frac{f}{s^{1/2}}. & (7.1b) \end{cases}$$

Для объяснения данных ISR требуется положить $d \approx 2$ или $f \approx 9$, т. е. поправочные члены при этих энергиях оказываются порядка основного и формулы не могут считаться теоретически оправданными, хотя формаль-

но, комбинируя члены типа $s^{-1/2}$ и $s^{-1/4}$, можно добиться описания эксперимента.

Примитивный учет увеличения числа лестниц и кинематических поправок (типа $O(s^{-1/2})$ в формулах (7.1)) не дает заметного эффекта. Возможно, улучшит ситуацию более точный учет законов сохранения (типа ⁷⁰), но тогда это будет означать непригодность простейшего реджеонного инклюзивного подхода для извлечения предсказаний при современных ускорительных энергиях. Кроме того, увеличение доли тяжелых частиц трудно согласовать с ростом числа лестниц, поскольку при этом весь процесс как бы сводится к процессам при меньших энергиях, где доля каонов понижена.

Несколько лучше ситуация в моделях с рождением кластеров, имеющих достаточно широкое распределение по массе (т. е. отличных от резонансов). Если скейлинг нарушен внутри кластера, т. е. растет $(K\sigma)_{cl}$ — произведение средней множественности в кластере K на его сечение рождения, то можно обеспечить рост инклюзивного сечения ⁵². Физической причиной роста полных и инклюзивных сечений при этом является процесс эволюции кластеров (утяжеление и увеличение их числа с ростом энергии). Иногда этот процесс пытаются свести лишь к появлению нуклон-антинуклонных кластеров ¹²⁵. Идея о приближении к скейлингу снизу за счет роста плотности (на шкале быстрот) числа частиц в центральных кластерах мультипериферической диаграммы обсуждалась ранее ¹²⁶.

Распределения по поперечному импульсу типа

$$\frac{dN}{dp_T^2} \sim \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right), \quad (7.2)$$

где $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$, при одинаковой температуре T хорошо описывают эксперимент для π , K , \bar{p} ^{34, 35, 38}, ρ , Ψ ³⁷ и естественно получаются в статистическом подходе (см. рис. 8). На эксперименте можно даже заметить небольшое отличие от бoльцмановского распределения (7.2), обусловленное статистикой Бозе — Эйнштейна ³⁸. Это отличие проявляется и при теоретических расчетах плотности состояний релятивистского идеального газа, применяемых затем к статистическим моделям ¹²⁷. Таким образом, статистические формулы хорошо описывают ограниченность поперечных импульсов. На это не способна теория поля и диаграммный метод (мультипериферия) без введения ad hoc форм-факторов. Однако численные расчеты с разумными форм-факторами приводят к описанию эксперимента ^{3, 121-123}.

В области больших поперечных импульсов, которой мы здесь касаемся лишь очень бегло, наиболее популярны и разнообразны кварковые модели (см. подробнее в ¹²⁸). Вылет частиц на ранних стадиях развития системы в гидродинамике объясняет поведение спектров по p_T ^{38, 40, 41}, зависимость их от энергии и рост доли тяжелых частиц ³⁸. Дополнительную информацию об этой стадии можно получить из спектров фотонов и лептонов ¹²⁹. Можно добиться успеха и при чисто статистическом описании ¹³⁰, если температура системы в момент распада зависит от полной энергии s и критического объема V как $T \sim s^{1/2}V^{-1/4}$. В мультипериферических моделях, видимо, надо обратиться к схемам ^{5, 131} с рождением более массивных кластеров, используя подобие свойств виртуальных пионов и фотонов. Возникающая здесь наглядная картина образования двух мезонных кластеров (струй) с большими p_T и системы мезонов с малыми p_T («background») хорошо соответствует экспериментальным результатам ¹³². Простая «лесенка» с рождением резонансов противоречит эксперименту, так как предсказывает уменьшение множественности с ростом p_T ⁹⁶.

Для выяснения механизмов рождения важно знать долю рождаемых резонансов. Обычно ее находят из распределений по парным массам. Одна-

ко, в отличие от квазидвухчастичных процессов, в множественном рождении число ложных комбинаций велико и выделение резонансов не очень надежно. Поэтому такие данные пока запрещают лишь те схемы, где резонансов вообще нет, оставляя достаточно большую свободу в выборе величины резонансного вклада (оценки доли ρ -мезонов варьируются от 20 до 70%¹³³⁻¹³⁷). Возможно, эксперименты, в которых фиксируются лептоны из распада резонансов, помогут прояснить ситуацию. Качественные предсказания моделей — резонансов много в кварковых моделях, учитывающих только групповые множители и не вводящих дополнительных весовых факторов¹¹²⁻¹¹⁵, и в мультипериферической резонансной лестнице⁹⁶ заметное, но меньшее число их появляется в мультикластерной модели^{5, 121-123} и в кварковых моделях с учетом возможных динамических факторов^{116, 137}.

в) Корреляции и кластеры

Отделение динамических корреляций от чисто кинематических, связанных с сохранением энергии-импульса, является трудной проблемой. Обычно используемые функции $C(y_1, y_2)$ и $R(y_1, y_2)$ (см. формулы (2.12), (2.13) и рис. 9) с максимумами при $y_1 = y_2$, указывающими на рождение частиц группами-кластерами, не достаточно наглядны. Во-первых, полукластерные (при заданной множественности в конечном состоянии) корреляции C_n и R_n имеют разный уровень отсчета (отсутствие корреляций) при разных n , и, во-вторых, в инклюзивных распределениях сильны интерференционные члены от различных n . Тем не менее вывод о наличии близких корреляций, полученный из сравнительно большого значения $R(0, 0) = 0,6$ (см. рис. 9)^{97, 102-103}, остается в силе и после анализа полукластерных корреляций¹³⁸⁻¹⁴¹. Оценки среднего числа частиц в кластере, сделанные на основе расчета функций C и R в модели независимого испускания кластеров, приводят к значениям $\sim 2-3$ заряженные частицы на кластер^{102-105, 140-142}.

Такие же цифры были получены с помощью изучения быстротных щелей^{9, 142}, т. е. распределения по расстояниям на шкале быстрот между соседними частицами. Легко показать, что в случае независимого испускания распадающихся на K частиц кластеров, распределенных на шкале быстрот с плотностью ρ , быстротные щели Δy между соседними частицами будут следовать закону^{9, 143}:

$$\frac{dN}{dy} \sim \begin{cases} \exp(-\rho K \Delta y) & \text{при малых } \Delta y, \\ \exp(-\rho \Delta y) & \text{при больших } \Delta y. \end{cases} \quad (7.3)$$

$$\frac{dN}{dy} \sim \begin{cases} \exp(-\rho K \Delta y) & \text{при малых } \Delta y, \\ \exp(-\rho \Delta y) & \text{при больших } \Delta y. \end{cases} \quad (7.4)$$

Из сравнения этих формул с экспериментом (рис. 10) и были получены приведенные выше значения K . Хотя в адрес этих оценок высказывалась критика и приводились вдвое большие значения числа частиц в кластере, получаемые при флуктуационном анализе¹⁴⁴, однако процедура флуктуационного анализа, видимо, завышает эти значения¹⁴⁵ за счет учета дальних корреляций.

Все же, инклюзивное распределение по быстротным щелям не очень чувствительно к механизму генерации^{10, 101}, поскольку оно в сильной степени определяется множественностью процесса. Более чувствительны к этому полукластерные распределения по быстротным интервалам^{10, 101, 146}, внутри которых заключено несколько частиц, т. е. по величинам

$$\Delta y_{i,h} = y_{i+h+1} - y_i \quad (7.5)$$

(при $k = 0$, $\Delta y_{i,0} \equiv \Delta y$), где i означает номер частицы в событии, упорядоченном по скорости, k — число частиц, лежащих внутри интервала *).

Эти распределения обладают максимумом (см. рис. 11), сдвигающимся к меньшим значениям Δy при увеличении роли кластеризации¹⁴³, причем наиболее чувствительными оказываются распределения с $k \sim n/2$ (n — число частиц в событии). Было проведено сопоставление с экспериментом

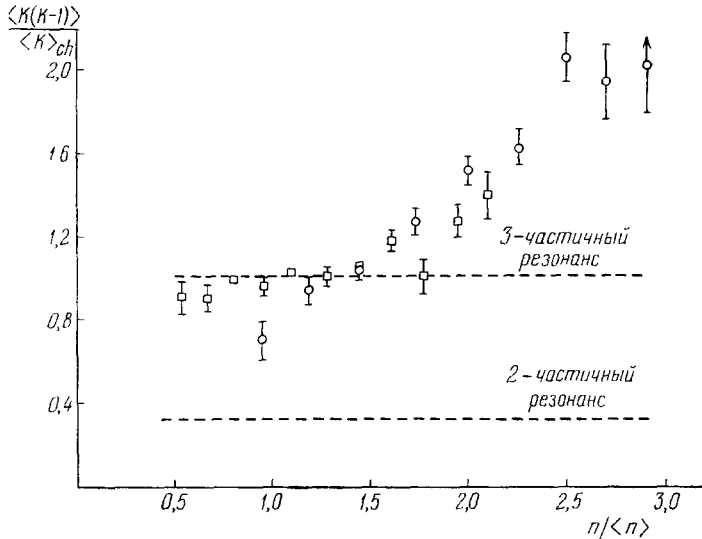


Рис. 23. Зависимость величины $\langle K(K-1) \rangle / \langle K \rangle^2$ от числа рождающихся заряженных частиц n .

Штриховые линии показывают, какой должна была бы быть эта зависимость, если бы рождались только резонансы, распадающиеся на две или три частицы. Линейный рост с n отвечает гауссовскому распределению частиц в кластере.

^{10, 101}, которое позволило отличить разные схемы, практически совпадавшие по другим характеристикам, и обнаружило возможность появления интересной структуры в таких распределениях, связанной с рождением барионных кластеров.

Изучение величин типа $\Delta y_{i,k}$ при $k \neq 0$ означает переход к многочастичным корреляциям. Он весьма затруднен на пути обычного обобщения функций типа C и R из-за многомерности пространства скоростей многих частиц, которое пришлось бы при этом рассматривать.

Общий вывод, который можно сделать из корреляционных опытов, состоит в том, что мы, несомненно, имеем дело с кластеризацией. Видимо, кластеризация не сводится просто к рождению резонансов, а имеются и нетривиальные многочастичные корреляции, т. е. кроме резонансов, рождаются коррелированные группы частиц. Перечислим кратко аргументы в пользу такой точки зрения:

1) число коррелированных заряженных частиц оказывается не менее 2—3, тогда как для резонансов число 2 является абсолютным верхним пределом (наиболее вероятно $n^{ch} \sim 1,3-1,5$ **);

2) эффективная масса кластера по разным оценкам лежит в пределах от 1,5 до 3 Гэв, что заметно выше резонансных масс пионных систем (вероятности появления тяжелых резонансов резко падают с ростом их массы);

*) При получении распределений суммируют по всем возможным значениям индекса i в каждом событии.

**) Интегральный вклад резонансов, распадающихся более чем на две частицы, мал.

3) число частиц в кластере растет с ростом числа частиц в событии n при $n > \langle n \rangle$, что указывает на то, что распределение по множественности в кластере шире, чем соответствующая распаду резонансов δ -функция ¹³⁸ (рис. 23);

4) коэффициент перед логарифмом энергии в поведении средней множественности (см. формулу (2.2)) оказывается малым в схемах, где образуются только резонансы *);

5) заметно растут инклюзивные сечения рождения K и \bar{p} при ISR-энергиях противоречит резонансной «лестнице» и требует введения в мультипериферию тяжелых кластеров.

Такие факты, как нарушение скейлинга при $x = 0$, позднее начало роста сечений, поведение при больших p_T качественно могут быть объяснены в рамках мультипериферической кластерной модели.

Наблюдаемое на опыте подавление обмена зарядом между группами частиц, разделенными большим интервалом быстрот ¹⁴⁷, также свидетельствует в пользу мультипериферической картины ¹⁴⁸.

Таким образом, разумное сочетание элементов мультипериферии и статистики в рамках кластерного механизма рождения частиц, видимо, позволяет наилучшим образом избежать противоречия теоретических выводов с экспериментальными данными.

8. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ЯДРАМИ

Основные теоретические идеи о механизмах процессов множественного рождения в адрон-адронных соударениях широко используются и для описания взаимодействий адронов с ядрами с учетом специфики этих взаимодействий.

Практически во всех подходах, используемых в настоящее время, считается, что при взаимодействии адрона с ядром возникают две компоненты: проникающая быстрая компонента, уносящая примерно половину энергии и дающая малую множественность, и более медленная компонента, сильно взаимодействующая с ядром и дающая основную долю рождающихся частиц. Существование проникающей компоненты и ослабление взаимодействия обычно объясняется тем, что при больших энергиях и малых передачах импульса продольная область взаимодействия и время формирования конечного состояния становятся большими (см. ¹⁴⁹⁻¹⁵¹):

$$t_{\text{eff}} \sim l_{\text{eff}} \sim \frac{E}{m^2} \quad (8.1)$$

и превышают размеры ядра (см. гл. 9). Конкретные механизмы и предсказания, однако, сильно различаются в различных моделях.

а) Статистико-гидродинамический подход

В гидродинамическом подходе считается, что взаимодействия происходят внутри трубки ядерного вещества, «вырезаемой» налетающим адроном и рассматриваемой как единое целое ¹⁵². Быстрая вторичная частица описывается гидродинамическим решением в виде простой волны, а основная доля частиц рождается при прохождении ударных волн ¹⁵³. При уравнении состояния $p = \epsilon/3$ расчет дает для средней множественности на ядре A ¹⁵³

$$\langle n \rangle_A \approx \langle n \rangle_p A^{0.19}. \quad (8.2)$$

*) В таких схемах необходимо учитывать многократные взаимодействия (см. выше, гл. 5).

Экспериментальные данные дают несколько более слабую зависимость от A (см. (2.15)). Спектр вторичных частиц в гидродинамической теории имеет приблизительно гауссовскую форму в переменной y , что не противоречит эксперименту, причем максимум этого распределения зависит от длины трубки (см. ¹⁵⁴). Отметим, что экспериментальные данные не противоречат тому, что максимум инклюзивного распределения совпадает с центром инерции системы адрон — трубка (см. ¹⁵⁵).

Упрощенное термодинамическое рассмотрение взаимодействия адрона с трубкой ядерного вещества при уравнении состояния $p = c_0^2 \varepsilon$ (см. гл. 3) дает для средней множественности зависимость

$$\langle n \rangle_A \sim E_{\text{заб}}^{(1-c_0^2)/2(1+c_0^2)} A^{(1+3c_0^2)/6(1+c_0^2)}, \quad (8.3)$$

что несколько отличается от результатов детального расчета (формула (8.2)).

б) Мультипериферический партонный подход

Этот подход к ядерным взаимодействиям особенно нагляден, если процесс рассматривать в антилабораторной системе координат ¹⁵⁶. Медленные партоны различных нуклонов быстро летящего и лоренц-сжатого ядра должны пространственно перекрываться и, в силу основного предположения о локальном равновесии партонного распределения (см. ¹⁵¹), должны образовать единую «гребенку» медленных партонов, которая и взаимодействует с адроном (рис. 24, а).

С точки зрения реджеонного подхода этот механизм эквивалентен доминантности «веерных» диаграмм (рис. 24, б). Суммирование таких диаграмм ^{157, 158}, понимаемых буквально, дает пренебрежимо малую поправку к полным и инклюзивным сечениям при сколько-нибудь разумных энергиях, если использовать стандартные параметры для реджеонов и их взаимодействий (в частности, трехпомеронную вершину γ). Фактически энергии тех вторичных частиц (в лабораторной системе), которые испытывают перерассеяние и размножение (y_0 на рис. 24, б), сравнительно невелики и этой энергии недостаточно, чтобы можно было говорить о диаграммах с разветвлением померонов. Более реалистичным является полуфеноменологический расчет процессов размножения партонов ¹⁵⁹ с учетом сохранения энергии.

В описанной картине очевидным образом имеем для одночастичных распределений:

$$R_A(y) \approx 1, \quad Y > y > y_0, \quad (8.4a)$$

$$R_A(y) \approx \bar{v} \approx \frac{A\sigma_{hN}}{\sigma_{hA}}, \quad y < y_0, \quad (8.4б)$$

где \bar{v} — среднее число гребенок. Таким образом, в мультипериферической партонной схеме при достаточно высоких энергиях инклюзивное распределение должно иметь вид, схематически изображенный на рис. 25. Соответственно величина $R_A = \langle n_s \rangle_A / \langle n_s \rangle_p$ с ростом энергии должна стремиться к единице. Детальные расчеты см. в ¹⁵⁹.

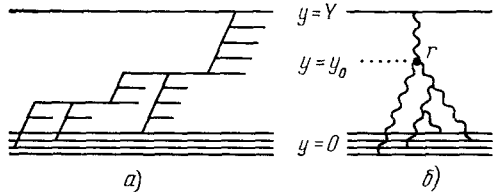


Рис. 24.

в) Модели многократного взаимодействия

Как уже отмечалось в гл. 5, основную поправку к мультипериферической модели в адрон-адронном взаимодействии дает учет многократного перерасеяния. В адрон-ядерных взаимодействиях роль эффектов многократного перерасеяния резко возрастает.

Для вычисления проинтегрированных сечений релятивистских ($E \gg m^2 R$) частиц с адронами с успехом используется глауберовское приближение¹⁶⁰ аддитивности адрон-нуклонных фаз рассеяния (обычно с поправками на неупругое перерасеяние¹⁶¹). Это приближение может быть выведено в рамках общего формализма многократного рассеяния и реджеонного подхода¹⁶¹⁻¹⁶³.

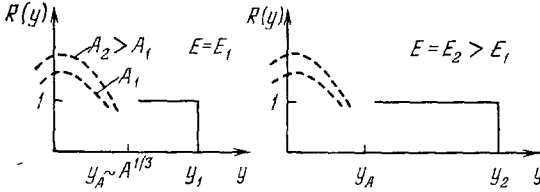


Рис. 25. Качественная картина зависимости отношения инклюзивных распределений на ядре и нуклоне от скорости и атомного номера в мультипериферической партонной схеме.

Нам хотелось бы отметить (в противоположность утверждениям, часто встречающимся в литературе), что глауберовское приближение, сформулированное на языке фейнмановских диаграмм, не означает поочередного взаимодействия с нуклонами ядра. Оно может быть выведено в полевых моделях¹⁶⁴ из эйконального приближения (и фактически ему эквивалентно) и учитывает, например, совокупность фейнмановских диаграмм вида рис. 26, где P — произвольный исходный блок адрон-нуклонного взаимодействия (например, редже-полус), содержащий многочастичные промежуточные состояния. В таком приближении выполняются АГК-правила для вкладов различных неупругих промежуточных состояний (см. ¹⁶⁵). Ввиду аддитивности различных вкладов в фазу рассеяния в эйкональном приближении полная фаза адрон-ядерного взаимодействия может быть записана как сумма фаз адрон-нуклонных амплитуд, что эквивалентно глауберовскому приближению. При этом выполняются АГК-предписания для рассеяния полных адрон-нуклонных амплитуд (см. ¹⁶⁶).

Характеристики взаимодействия с ядрами определяются средним числом взаимодействий,

$$\bar{\nu} = \frac{A\sigma_{hN}}{\sigma_{hA}}. \quad (8.5)$$

Средняя множественность в глауберовской схеме должна быть пропорциональна $\bar{\nu}$ при сверхвысоких энергиях, $R_A \sim \bar{\nu}$, т. е. приближаться к зависимости, близкой к $A^{1/3}$, что резко отличается от предсказания мультипериферической схемы, где $R_A \rightarrow 1$ при $E \rightarrow \infty$. При имеющихся энергиях множественность существенно меньше, так как при одновременном рождении частиц из нескольких блоков («лестниц») на каждый из них приходится малая энергия. Существующие экспериментальные данные для величины R могут быть описаны зависимостью вида

$$R = \alpha + \beta \bar{\nu}, \quad (8.6)$$

где $\alpha \sim \beta \sim 0,5$. Распределение по числу частиц на ядрах шире, чем в адрон-нуклонных взаимодействиях. Расчеты¹⁶⁷, проведенные в рамках

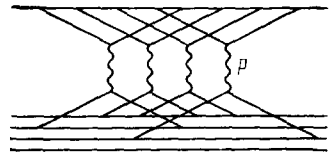


Рис. 26.

глауберовского приближения, могут описать имеющиеся экспериментальные данные.

Инклюзивное распределение в центральной области спектра, если не учитывать закон сохранения энергии, дается выражением

$$R_A(y) \approx \frac{1}{\sigma_{hA}} \sum_{\nu} n_{\nu} \sigma_{\nu} \frac{1}{n_1} \approx \frac{1}{\sigma_{hA}} \sum_{\nu} \nu \sigma_{\nu} = \bar{\nu}, \quad 0 \ll y \ll Y, \quad (8.7)$$

где σ_{ν} — сечение процессов с рождением частиц в ν -блоках. Учет сохранения энергии должен несколько уменьшить эту величину. Роль сохранения энергии становится очень большой для значений быстрых вблизи области фрагментации налетающей частицы, где возможно рождение частиц только из одного блока,

$$R_A(y) \sim \frac{1}{\sigma_{hA}} n_1 \sigma_1 \frac{1}{n_1} = \frac{\sigma_1}{\sigma_{hA}} < 1, \quad y \approx Y - \Delta. \quad (8.8)$$

В результате распределение вторичных частиц по быстротам должно иметь вид, схематически изображенный на рис. 27 (ср. с рис. 25). Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют с уверенностью различить

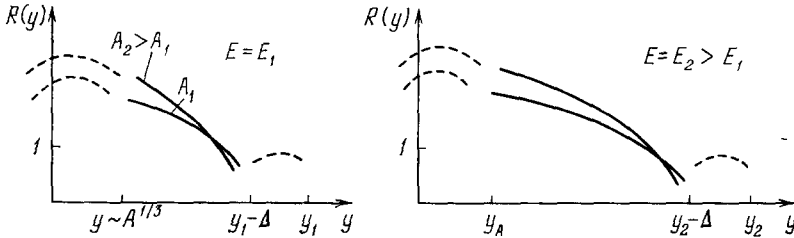


Рис. 27. Влияние учета многократных взаимодействий на поведение инклюзивных распределений (ср. с рис. 25).

качественные предсказания рис. 25 и 27. Об области фрагментации ядра (малые $y_{\text{лаб}}$) мало что можно сказать. Рожденные в трубке медленные частицы, число которых ожидается пропорциональным ν , должны размножаться при взаимодействии с нуклонами ядра, приводя к увеличению полного числа вторичных частиц. В отдельном рассмотрении нуждается также область фрагментации налетающего адрона ($y \approx Y$), куда дают вклад частицы от дифракционного развала адрона. Можно ожидать, что в этой области $R_A(y) \sim 1$.

Мы не остановились здесь на корреляциях вторичных частиц, так как теоретическое изучение корреляций в адрон-ядерных взаимодействиях только начинается.

Помимо рассмотренных выше подходов, отметим также модели, рассматривающие образование кластеров в ядерном веществе¹⁶⁸, эволюцию потока энергии в ядре¹⁶⁹, соударение с нуклонной трубкой¹⁷⁰⁻¹⁷², наличие двух фаз адронной материи¹⁷³ и т. п. К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать однозначный выбор в пользу какой-либо из них.

9. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА

Для понимания механизмов множественной генерации может оказаться полезным изучение пространственно-временной картины взаимодействий. Модели, дающие близкие импульсные распределения, могут сильно различаться по своим пространственно-временным характеристикам.

Например, в простейшей геометрической картине следует ожидать повышения множественности при уменьшении прицельного параметра b . В то же время в наивной мультипериферии множественность увеличивается при увеличении длины мультипериферической цепочки, что соответствует росту прицельных расстояний. Эти картины можно в принципе различить на эксперименте (первое предложение такого рода было сделано в работе ¹⁷⁴) и, таким образом, решить вопрос о применимости тех или иных моделей.

Пространственно-временные представления особенно важны для понимания процессов взаимодействия с протяженными системами, такими, как атомные ядра. Здесь различные предположения о характере развития процессов в пространстве и времени ведут к резко различающимся предсказаниям для характеристик множественного рождения. И наоборот, изучение характеристик взаимодействия с ядрами дает уникальную возможность для проверки наших представлений о характере элементарного акта взаимодействия. Все это привело к тому, что вопросам пространственно-временного описания в последние годы уделяется очень большое внимание.

Ряд моделей явно использует ту или иную пространственно-временную картину взаимодействия. Стандартная гидродинамическая модель основана на представлении о лоренц-сжатом и расширяющемся диске адронной материи; в статистической модели предполагается сферически-симметричная картина (в сопутствующей системе координат). В теоретико-полевых моделях подобная картина может быть получена следующим образом ¹⁷⁵. Вероятность любого процесса записывается как

$$dW = \left| M(P, p_1, p_2, \dots) \delta^{(4)}\left(P - \sum p_i\right) \right|^2 \prod_i \frac{d^3 p_i}{2E_i}, \quad (9.1)$$

где одна из δ -функций интерпретируется как произведение пространственного объема и полного времени наблюдения. Заменяя остающуюся δ -функцию на интеграл $\int d^4 x \exp[i(P - \sum p_i)x]$ и проводя интегрирование по конечным импульсам частиц, можно затем извлечь эффективные значения x_{eff} для заданной формы матричного элемента M . Такая процедура дает правильные результаты в нерелятивизме и для простейших полевых моделей. В применении к модели некоррелированных струй с обрезанием по поперечному импульсу она приводит к лоренц-сжатому объему, а для модели Ферми — к сферически-симметричному объему.

В то же время, если использовать интегральное представление для мнимой части упругой амплитуды,

$$\text{Im } M(p, p'; q, q') \sim \int d^4 x e^{i(q+q')x/2} \langle p' | [j(x)j(0)] | p \rangle, \quad (9.2)$$

и, для рассеяния вперед, показатель экспоненты в (9.2) представить в виде $q_0(t-z) - q^2 z/2q_0$, то эффективные значения продольной координаты z можно определить ¹⁷⁶, изучая зависимость сечения от виртуальности q^2 . Данные по глубоко неупругому электророждению показывают ¹⁷⁷, что в упругую амплитуду (9.2) основной вклад дают большие продольные расстояния, $z_{\text{eff}} \sim q_0/m^2$.

В приведенных примерах под эффективной областью пространства-времени понимались характерные значения координат, содержащихся в том или ином интегральном представлении для вероятности процесса. Вообще говоря, такая интерпретация неоднозначна. Значения x_{eff} могут изменяться ¹⁷⁸ при тождественных преобразованиях интегралов, а также при выборе различных базисов разложения амплитуды (разложение по

«голым» или реальным полям). Кроме того, можно выделить различные по смыслу пространственные области, такие, как область взаимодействия с мишенью и область формирования вторичных частиц. Например, в мультипериферической партонной модели в каждый момент времени адрон представляет собой ¹⁵³ (рис. 28) «сферу» радиуса $\sim 1/m$ (поперечные размеры $\sim \sqrt{R^2 + \alpha' \ln E}$), определяемую самым медленным партоном (область взаимодействия), с внутренними сжатыми оболочками более быстрых партонов (область наибольшей плотности энергии); время же развития партонной лестницы и соответствующее продольное расстояние велики, $z_{\text{eff}} \sim E/m^2$ (область формирования; см. рис. 19). Имеется также предложение ¹⁷⁹ рассматривать адрон как партонное состояние длины $\sim E/m^2$. В целом, при пространственно-временном описании процессов в основном приходится полагаться на интуицию. При этом главная роль отводится большим временам и продольным расстояниям $\sim E/m^2$.

Большие продольные расстояния l_{eff} , растущие с ростом энергии, существенны для целого ряда хорошо изученных эффектов в электродинамике ^{180, 181}. Представление об определяющей роли больших l_{eff} было также много лет назад с успехом использовано при рассмотрении сильных взаимодействий ^{149, 182}. Наиболее практически важным является, по-видимому, представление о том, что быстрые рождающиеся частицы с импульсами p_i , примерно параллельными начальному импульсу, формируются как отдельные (пространственно разделенные) реальные частицы на больших продольных расстояниях порядка p_i/m^2 . Очень интересно также описание испытавшей взаимодействие быстрой частицы как «обрубленного» образования, взаимодействие которого может быть ослаблено на расстояниях порядка E/m^2 (см. ^{150, 183}).

В применении к процессам рождения на ядрах идея о большом времени формирования частиц означает, по существу, что вторичные быстрые частицы образуются вне ядра (при $E_i/m^2 \gg R$) и потому не приводят к эффекту каскадного размножения. На языке партонной модели это соответствует пролетанию быстрых партонов сквозь ядро без взаимодействия ^{156, 159}. Имеющиеся экспериментальные данные по множественному рождению на ядрах, в частности, малое число вторичных частиц, летящих вперед (см. раздел е) гл. 2), говорят в пользу такой интерпретации и, во всяком случае, исключают простую каскадную модель. Эта точка зрения подтверждается и данными по эффективным сечениям взаимодействия 3π и 5π систем, дифракционно рождающихся в пион-ядерных соударениях, — эти сечения оказываются аномально малыми, $\sigma_{5\pi} \ll \sigma_{3\pi} \sim \sigma_{\pi}$ ¹⁸⁴. Отметим также, что имеющиеся данные по выходу быстрых протонов в протон-ядерных взаимодействиях могут быть интерпретированы ¹⁸⁵ на основе предположения об уменьшении протонного сечения после первого взаимодействия в ядре, что говорит в пользу концепции «обрубленного нуклона», восстанавливающего свою природу за времена порядка E/m^2 . Прямое экспериментальное подтверждение описанных выше идей имело бы очень большое значение для теории множественного рождения при высоких энергиях и для всей физики сильных взаимодействий.

Рассмотрим теперь имеющиеся в настоящее время результаты по непосредственному экспериментальному определению размеров области взаимодействия. Эффективные поперечные размеры, характерные для неупругих

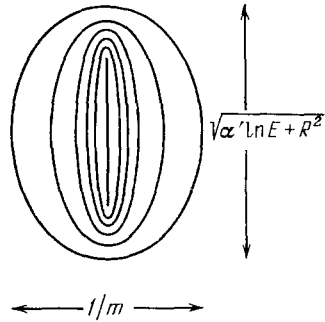
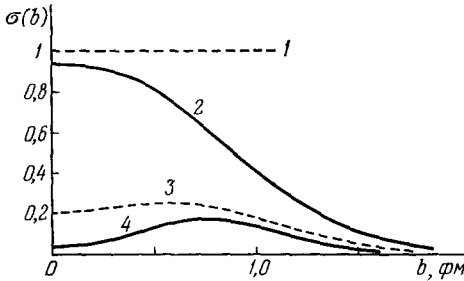


Рис. 28.

процессов в целом ($b_{\text{eff}} \sim 1$ фм), определяются с помощью условия унитарности по данным об упругих дифференциальных сечениях. Вероятности неупругих взаимодействий при различных значениях прицельного параметра приведены на рис. 29. Наиболее периферичными являются процессы дифракционной диссоциации¹⁸⁷⁻¹⁸⁹.

Более интересны результаты, относящиеся к отдельным эксклюзивным процессам. Один из способов определения области взаимодействия основан на измерении импульсов вторичных частиц. Нижняя граница значений b_{eff} оценивалась¹⁹⁰⁻¹⁹² с помощью формулы



$$\langle b^2 \rangle \geq \frac{\langle \sum_i [x_i^2 - (k_i^2/2p^2)]^2 \rangle}{\langle \sum_{i,j} x_i x_j \mathbf{k}_i \mathbf{k}_j \rangle} \equiv b_L^2, \quad (9.3)$$

где p — начальный импульс, x_i , \mathbf{k}_i — фейнмановские переменные и поперечные импульсы вторичных частиц (более точные оценки для $\langle b^2 \rangle$ предложены недавно в работе¹⁹³).

Основные результаты:

Рис. 29. Вероятности неупругих процессов при различных значениях прицельного параметра.

1 — предел полного поглощения («черный диск»), 2 — совокупный вклад неупругих процессов в pp -взаимодействиях, 3 — предельное значение вклада неупругой дифракции¹⁸⁸, 4 — вклад неупругой дифракции в pp -взаимодействиях (согласно¹⁸⁷).

1) b_L падает в 3—4 раза при увеличении числа частиц от 4 до 9, т. е. множественность больше для центральных взаимодействий.

2) При заданной множественности b_L слабо растет с ростом энергии.

3) Неупругая дифракция характеризуется повышенными значениями b_L .

4) Процессы с обменом странностью или барионным числом происходят с меньшими b_L .

Эти результаты поддерживают скорее наивную геометрическую картину взаимодействия, чем мультипериферическое представление о броуновском движении в поперечной плоскости. Они могут также быть сопоставлены с тем, что мультипериферические логарифмы, вообще говоря, гораздо меньше, чем вклады вычетов.

Другой метод определения области, в которой происходит рождение частиц, состоит в изучении корреляций тождественных частиц¹⁹⁴⁻¹⁹⁸. Этот метод, взятый из астрономии¹⁹⁹ (см. также ранние работы²⁰⁰), основан на существовании интерференционных эффектов второго порядка для тождественных частиц, испускаемых в различные моменты времени и из различных точек пространства. Ширина интерференционного максимума обратно пропорциональна размерам области испускания частиц. Если w/w_0 — распределение числа наблюдаемых пар тождественных частиц, отнесенное к фону (т. е. к числу пар, для которых отсутствует эффект интерференции), то в области максимума

$$\frac{w(q)}{w_0(q)} \approx 1 + \exp\left(-\frac{1}{4} q_T^2 R^2 - q_0^2 \tau^2\right); \quad (9.4)$$

здесь q_0 , q_T — разности энергий и поперечных импульсов двух регистрируемых частиц, R — поперечные к направлению наблюдения размеры области их испускания и τ — характерный разброс времени, который составляется из среднего времени жизни источников частиц, разброса моментов испускания и времени запаздывания частиц, проходящих различные продольные расстояния.

Эксперимент ²⁰¹⁻²⁰⁴ дает значение $R \sim 1$ ф.м и сравнительно малое значение τ ($\tau < R$), что не соответствует представлениям о больших временах и продольных расстояниях. Следует, однако, иметь в виду что корреляционные измерения дают нам сведения об интервалах, характерных для рождения частиц с близкими импульсами, а эти интервалы могут быть меньше, чем полная область взаимодействия. Поэтому окончательная интерпретация полученных результатов возможна лишь в рамках той или иной модели взаимодействия.

В целом, попытки пространственно-временного описания процессов при высокой энергии и в особенности идея о роли больших эффективных расстояний поставили ряд очень интересных проблем, которые в настоящее время нельзя считать решенными. Основные надежды возлагаются здесь на изучение взаимодействий с ядрами и на дальнейшее развитие экспериментальных методов непосредственного измерения области взаимодействия.

10. ОЧЕНЬ БОЛЬШИЕ ЭНЕРГИИ

Что можно сказать относительно применимости наших представлений о механизмах множественного рождения в области очень высоких энергий?

Обратимся к тому, что дают данные, полученные в космических лучах:

1) Полные сечения, если и растут с энергией, то относительно слабо (рис. 30).

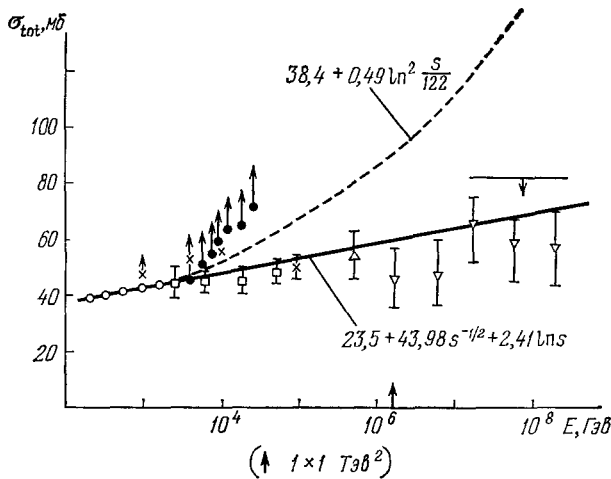


Рис. 30. Данные о полных сечениях, полученные в космических лучах.

2) Средняя множественность, вероятно, растет быстрее, чем логарифмически (рис. 31).

Отметим, что в настоящее время теоретики не имеют последовательной схемы, в которой, скажем, сечение росло бы логарифмически (но не $\sim \ln^2 s$), а множественность — степенным образом (с довольно большим показателем).

3) Скейлинга в величине $(E/\sigma) d^3\sigma/d^3p|_{x=0}$, видимо, не наблюдается. Как показывает расчет ²⁰⁵, данные эксперимента «Памир» в области энергий $10-10^3$ Тэв отдают предпочтение росту инклюзивных распределений Ed^3N/d^3p в пионизационной области малых $|x|$ с возможным слабым падением во фрагментационной области (т. е. рост, замеченный на ISR до 2 Тэв, продолжается и при более высоких энергиях).

4) При энергиях около 10^{14} эв резко уменьшается поглощение адронной компоненты ливней $^{206-209}$ (рис. 32). Если это интерпретировать как появление новой проникающей компоненты, то ее доля по отношению к обычным адронам должна быть не менее 25% при энергии выше 100 Тэв.

5) Отношение энергии, уходящей в электронно-фотонную компоненту, к энергии, уходящей в адронную компоненту, в центре ливня растет от 0,8 до $\sim 1,5$ в интервале энергий от 40 до 300 Тэв.

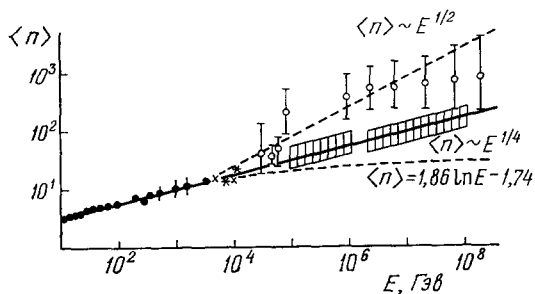


Рис. 31. Данные о средней множественности, полученные в космических лучах.

Авторы $^{206-209}$ отмечают, что эти результаты могут быть интерпретированы как рождение и распад каких-то новых частиц по каналу с образованием электронов и фотонов или, может быть, ассоциативное рождение новых частиц с лептонами и фотонами.

6) Имеются отдельные экзотические события. Наиболее интересными здесь представляются случаи с рождением большого

числа частиц на малом интервале быстрот, которые интерпретируются как появление тяжелых кластеров 210 с массой 25 Гэв/ c^2 . Заметим, что вопрос о кластерах с меньшей массой 3—4 Гэв/ c^2 также давно дискутируется в физике космических лучей 211 (см. также обзор 1).

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно ожидать, что изучение области энергий от 10^{14} эв и выше приведет к выводу о необходимости пересмотра наших представлений о механизмах множественного рождения. Встречные пучки 1×1 Тэв 2 позволили бы интенсивно исследовать начало этой области.

В последние несколько лет, с вводом в строй нового поколения ускорителей резко возросла роль процессов множественного рождения в физике частиц. В этом обзоре мы попытались обрисовать общую ситуацию, которая сложилась в настоящее время в области теоретического понимания множественных процессов, не затрагивая ряд специфических интересных процессов таких, как рождение частиц с большими поперечными импульсами, глубоко неупругое рассеяние, e^+e^- -аннигиляция.

К настоящему времени накоплено огромное количество экспериментальных данных по множественному рождению и предложено много теоретических схем, зачастую слабо связанных между собой, которые могут объяснить результаты той или иной группы экспериментов. Поэтому мы стремились подчеркнуть качественные предсказания и те экспериментальные характеристики, которые наиболее чувствительны к специфическим предположениям различных моделей и могут помочь в отборе наиболее адекватных теоретических схем. Нам хотелось бы также подчеркнуть, что каждая предлагаемая модель должна быть подвергнута сравнению с полной совокупностью доступных экспериментальных данных. Разумеется, это требует большой численной работы, предполагающей, как правило,

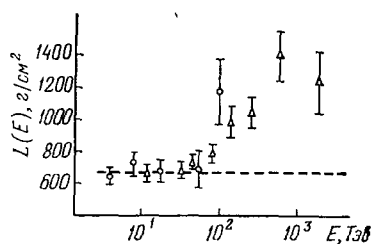


Рис. 32. Энергетическая зависимость глубины проникновения адронов в свинце.

использование метода Монте-Карло. Однако такая проверка в ряде случаев является решающей для дальнейшей судьбы модели.

Помимо традиционных моделей, в последние годы получил развитие ряд новых подходов к процессам множественного рождения, которые могут прояснить общую картину взаимодействий при высоких энергиях. Здесь нам хотелось бы отметить использование пространственно-временной картины развития процессов (гл. 9), а также первые попытки использования информации о внутренней структуре адронов (гл. 6). Новые волнующие возможности связываются с областью сверхвысоких энергий (гл. 10). Из измерений в космических лучах можно извлечь указания на то, что при энергиях порядка 10^{14} эв происходит изменение характера взаимодействий частиц. Авторы благодарны Е. Л. Фейнбергу за многочисленные обсуждения затронутых в этом обзоре вопросов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Feinberg, Phys. Rept. 5C, 237 (1972).
2. A. H. Mueller, in: Proc. of the 16th Intern. Conference on High Energy Physics, v. 1, Batavia, NAL, 1972, p. 347.
3. A. Bassetto, Fortschr. Phys. 22, 225 (1974).
4. И. Л. Розенталь, УФН 116, 271 (1975).
5. I. M. Dremin, A. M. Dunaevskii, Phys. Rept. 18C, 159 (1975).
6. E. Albinì, P. Capiluppi, G. Giacomelli, A. M. Rossi, Nuovo Cimento A32, 101 (1976).
7. K. Guettler, B. G. Duff, M. N. Prentice et al., Phys. Lett. B64, 111 (1976); C. Bromberg, T. Ferbel, P. Slattery et al., Nucl. Phys. B107, 82 (1976).
8. L. Foa, Phys. Rept. 22C, 1 (1975).
9. C. Quigg, P. Pirila, G. H. Thomas, Phys. Rev. Lett. 34, 290 (1975).
A. Krzywicki, C. Quigg, G. H. Thomas, Fermi Lab-Pub.-75/40-THY (1975).
10. M. I. Adamovich, M. M. Chernjavskii, I. M. Dremin et al., Nuovo Cimento A33, 183 (1976).
11. S. P. Denisov, et al., Nucl. Phys. B61, 62 (1973).
12. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 32, 350 (1957).
13. E. Fermi, Progr. Theor. Phys. 5, 570 (1950); Phys. Rev. 81, 683 (1951).
14. И. Я. Померанчук, ДАН СССР 78, 889 (1951).
15. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 51 (1953).
16. P. Carruthers, F. Zachariasen, Preprint LA-UR-75-375 (1975); Phys. Rev. D13, 950 (1976).
17. F. Coorner, D. H. Sharp, ibid. D12, 1123 (1975).
18. Р. А. Милехин, в кн. Труды Международной конференции по космическим лучам, т. 1, Изд-во АН СССР, М., 1960, с. 223.
19. R. C. Hwa, Phys. Rev. D10, 2260 (1974).
20. C. B. Chiu, K.-H. Wang, ibid. D12, 272 (1975).
C. B. Chiu, E. C. G. Sudarshan, K.-H. Wang, ibid., p. 902.
21. S. Eliezer, R. M. Weiner, ibid. D13, 87 (1976).
22. R. Dashen, S. Ma, H. J. Bernstein, ibid. 187, 345 (1969).
23. а) А. И. Бургрий, А. А. Трушевский, в кн. Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976), Дубна, ОИЯИ, 1977, с. 23.
б) Л. Л. Енковский А. А. Трушевский, Препринт ИТФ-74-51Е, Киев, 1974.
24. R. Hagedorn, Nuovo Cimento 35, 216 (1965).
25. Э. В. Шуряк ЯФ 16, 395 (1972); Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-4, Новосибирск, 1975.
26. О. В. Жиров, Э. В. Шуряк, ЯФ 21, 861 (1975).
27. М. И. Горенштейн, Г. М. Зиновьев, цит. в 23а сборник, с. 23.
28. P. Carruthers, M. Duong-van, Phys. Lett. B41, 593 (1972); Phys. Rev. D8, 859 (1973).
29. F. Coorner, E. Schonberg, Phys. Rev. Lett. 30, 880 (1973).

30. r. Cooper, G. Frye, Phys. Rev. D10, 186 (1974).
31. B. Andersson, G. Jarlskog, G. Damgaard, Preprint. Ref. TH2133-CERN (1976).
32. C. B. Chiu, K.-H. Wang, Phys. Rev. D12, 2715 (1975).
33. J. Ranft, Nucl. Phys. B105, 139 (1976).
34. И. Н. Сисакян, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 52, 545 (1967).
35. Е. Л. Фейнберг, УФН 104, 539 (1971).
36. Е. И. Дайбог, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь, ЯФ 16, 1314 (1972); Изв. АН СССР, сер. физ. 37, 1396 (1973).
37. T. F. Hoang, Phys. Rev. 13D, 1881 (1976).
38. Э. В. Шуряк, ЯФ 20, 549 (1974); Phys. Lett. B42, 357 (1972).
39. M. Chaichian, H. Satz, E. Suhonen, ibid. B50, 362 (1974).
40. J. J. Dumont, L. Heiko, Univ. of Brussel's Preprint IIME-74-1 (1974).
41. M. I. Gorenstein, V. P. Shel'est, G. M. Zinoviev, Phys. Lett. B60, 283 (1976).
42. T. T. Chou, C. N. Yang, Phys. Rev. 170, 1591 (1968).
43. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, ДАН СССР, сер. физ. 81, 795 (1951); 91, 511 (1953).
44. R. K. Adair, Phys. Rev. 172, 1370 (1968).
45. J. Венеске, Т. Т. Чоу, С. Н. Янг, Е. Yen, ibid. 188, 2159 (1969).
46. Р. Нва, ibid. D1, 1790 (1970); Phys. Rev. Lett. 26, 1143 (1971).
47. M. Jacob, R. Slansky, Phys. Rev. D5, 1847 (1972).
48. H. Cheng, T. T. Wu, Phys. Rev. Lett. 23, 670 (1969).
49. S. Takagi, Progr. Theor. Phys. 7, 123 (1952).
50. D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, Nuovo Cimento 26, 896 (1962).
51. F. Zachariasen, Phys. Rep. 2C, 1 (1971).
52. И. М. Дремин, А. М. Дунаевский, ЯФ 22, 568 (1975).
53. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, УФН 82, 3 (1964).
54. A. Ballesstrero, E. Predazzi, R. Page, Nuovo Cimento A25, 419 (1975).
V. Sarazza, A. Gandolfi, Lett. Nuovo Cimento 16, 102 (1976).
55. М. С. Маринов, УФН 121, 377 (1976).
56. Е. Л. Фейнберг, Препринт ФИАН СССР № 172, Москва, 1976.
57. О. В. Канчели, Письма ЖЭТФ 11, 397 (1970).
A. Mueller, Phys. Rev. D2, 224, 1963 (1970).
58. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 53, 654 (1967).
59. В. Н. Грибов, А. А. Мигдал, ЯФ 8, 1002, 1213 (1968); ЖЭТФ 55, 1498 (1968).
60. В. А. Абрамовский, В. Н. Грибов, О. В. Канчели, ЯФ 18, 595 (1973).
61. M. Ciafaloni, G. Marchesini, Nucl. Phys. B105, 113 (1976).
62. И. В. Андреев, ЯФ 22, 186 (1975).
63. В. А. Абрамовский, Письма ЖЭТФ 23, 228 (1976).
64. A. Capella, J. Kaplan, J. Tran-Thanh Van, Nucl. Phys. B105, 333 (1976).
65. A. Capella, J. Kaplan, Phys. Lett. B52, 448 (1974).
A. Capella, J. Tran-Thanh Van, J. Kaplan, Nucl. Phys. B97, 493 (1975).
66. H. Cheng, J. K. Walker, T. T. Wu, Phys. Lett. B44, 97, 283 (1973).
67. P. D. B. Collins, F. D. Gault, A. Martin, Nucl. Phys. B80, 135 (1974).
S. Y. Chu, B. R. Desai, B. C. Shen, R. D. Feld, Phys. Rev. D11, 2967 (1976).
68. C. Rajares, R. Pascual, ibid. D14, 258 (1976).
69. М. С. Дубовиков, Б. З. Копелевич, Л. И. Лапидус, К. А. Тер-Мартirosyan, Препринт ОИЯИ Д2-9789, Дубна, 1976.
70. A. Capella, A. Kaidalov, CERN Preprint TH 2151 (1976).
71. L. Caneschi, Nucl. Phys. B68, 77 (1974); B108, 417 (1976).
72. H. D. I. Abarbanel, Rev. Mod. Phys. 48, 435 (1976).
H. D. I. Abarbanel, J. V. Bronzan, R. Sugar, A. R. White, Phys. Rept. 21C, 119 (1975).
73. M. Ciafaloni, G. Marchesini, G. Veneziano, Nucl. Phys. B98, 472, 493 (1975).
74. A. A. Migdal, A. M. Polyakov, A. K. Ter-Martirosyan, Phys. Lett. B48, 239 (1974); ЖЭТФ 67, 84 (1974).
75. H. D. I. Abarbanel, J. V. Bronzan, Phys. Lett. B48, 345 (1974); Phys. Rev. D9, 2397 (1974).
76. M. Baker, Nucl. Phys. B80, 61 (1974).
J. Bronzan, J. Dash, Phys. Rev. D10, 4208 (1974).
77. S. Dash, S. J. Harrington, Phys. Lett. B57, 78; B59, 249 (1975).
78. J. Ellis, R. Swit, Nucl. Phys. B94, 477 (1975).

79. H. D. I. Abarbanel, J. Bartels, J. B. Bronzan, D. Sidhu, Phys. Rev. **D12**, 2459, 2798 (1975).
80. W. R. Frazer, M. Moshe, *ibid.* **D12**, 2370, 2385 (1975).
81. D. Amati, R. Jengo, Phys. Lett. **B56**, 465 (1975).
82. H. D. I. Abarbanel, J. B. Bronzan, A. Schwimmer, R. L. Sugar, Phys. Rev. **D14**, 632 (1976).
83. A. R. White, CERN Preprint TH 1237 (1976).
84. A. Schwimmer, Nucl. Phys. **B94**, 445 (1975).
85. D. Amati, L. Caneschi, R. Jengo, *ibid.*, **B101**, 397.
86. M. Ciafaloni, G. Marchesini, *ibid.* **B109**, 261 (1976).
87. J. L. Cardy, *ibid.* **B75**, 413 (1974).
88. K. A. Ter-Martirosyan, Phys. Lett. **B44**, 377 (1973).
89. D. R. Snyder, M. W. Wylde, Jr., Phys. Rev. **D11**, 2538 (1975).
90. Ю. М. Шабельский, Препринт ЛИЯФ-114, Ленинград, 1975.
91. Е. М. Левин, М. Г. Рыскин, ЯФ **21**, 366 (1975).
92. W. Ko, J. Erwin, R. L. Lander et al., Phys. Lett. **B33**, 1443 (1974).
R. Singer, Y. Cho, T. Fields et al., *ibid.* **B49**, 481 (1974).
93. И. И. Ройзен, Препринт ФИАН СССР № 39, Москва, 1976; ЯФ (1977).
94. А. Н. Сисякян, Препринт ОИЯИ Е2-8825, Дубна, 1975.
95. И. Ф. Гинзбург, Л. И. Перловский, А. М. Васылев, *цит. в 23а сборник*, с. 23.
96. Е. М. Левин, М. Г. Рыскин, ЯФ **17**, 386; **18**, 431 (1973).
97. E. L. Berger, Phys. Rev. Lett. **20**, 964; **21**, 701 (1968).
98. К. Г. Боресков, А. Б. Кайдалов, Л. А. Пономарев и др., ЯФ **15**, 361, 557 (1972); **17**, 1285 (1973).
99. D. Griffiths, A. M. Saperstein, D. T. Schnitzer, Phys. Rev. **D6**, 2546 (1972).
100. И. М. Дремин, И. И. Ройзен, Р. Б. Уайт, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ **48**, 952 (1965).
101. Е. И. Волков, И. М. Дремин, Т. И. Канарек, Д. С. Чернавский, Препринт ФИАН СССР № 40, Москва, 1976.
102. S. Rokorski, L. Van Hove, Acta Phys. Pol. **B5**, 229 (1974).
103. F. Naumot, F. Henyeu, M. Le Bellac, Nucl. Phys. **B80**, 77 (1974).
104. G. Ranft, J. Ranft, Lett. Nuovo Cimento **10**, 485 (1974); Nucl. Phys. **B83**, 285 (1975).
105. J. Meunier, G. Plaut, *ibid.* **B87**, 74.
106. R. P. Feynman, Photon-Hadron Interactions, Reading, Mass., W. A. Benjamin, 1972.
J. D. Bjorken, E. A. Paschos, Phys. Rev. **185**, 1975 (1969); **D1**, 3151 (1970).
107. Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, Письма ЖЭТФ **3**, 652 (1965).
H. J. Lipkin, F. Scherck, Phys. Rev. Lett. **16**, 71 (1966).
108. H. Satz, Phys. Lett. **B25**, 220 (1967).
109. И. Н. Ерофеева и др., Изв. АН СССР, сер. физ. **31**, 1412 (1967).
В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, *ibid.* **34**, 1898 (1970).
110. G. Eilam, Y. Gell, Phys. Rev. **D10**, 3634 (1974).
111. S. P. K. Tavernier, Nucl. Phys. **B105**, 241 (1976).
M. Deutchmann, in: Proc. of the Intern. Conference on Elementary Particles (Amsterdam, 1974), Amsterdam, North-Holland, 1972.
112. V. V. Anisovich, V. M. Shekhter, Nucl. Phys. **B55**, 433 (1973).
V. V. Anisovich, M. N. Kobrinsky, Phys. Lett. **B46**, 419 (1973).
113. V. N. Guman, V. M. Shekhter, Nucl. Phys. **B99**, 523 (1975); LNPI Preprint No. 216 (1976).
114. В. Н. Гуман, В. М. Шехтер, ЯФ **22**, 1237 (1975).
115. В. В. Анисович, М. Н. Кобринский, В. Н. Повзун, *цит. в 23а сборник*, с. 23.
116. А. К. Лиходед, В. А. Петров, А. Н. Толстенков, Препринт ИФВЭ ОТФ 76—2, Серпухов, 1976.
117. L. Van Hove, S. Rokorski, Nucl. Phys. **B86**, 287 (1975).
118. L. Van Hove, K. Fialkowski, CERN Preprint TH 2123 (1976).
119. V. Serny, P. Lichard, J. Pisut, *цит. в 23а сборник*, с. 23.
120. H. Satz, *ibid.*, с. 23.
121. Е. И. Волков, И. М. Дремин, А. М. Дунаевский, И. И. Ройзен, Д. С. Чернавский, ЯФ **20**, 149 (1974).
122. D. S. Chernavskii, T. I. Kanarek, E. I. Volkov, P. N. Lebedev Inst. Preprint No. 54, Moscow, 1975.
123. Е. И. Волков, Т. И. Канарек, Препринт ФИАН СССР № 115, Москва, 1975.
124. И. В. Андреев, ЯФ **14**, 837 (1971); Письма ЖЭТФ **20**, 199 (1974).

125. T. K. Gaisser, C. I. Tan, *Phys. Rev.* **D8**, 3881 (1973).
M. Suzuki, *Nucl. Phys.* **B64**, 486 (1973).
C. B. Chiu, D. M. Tow, Preprint ORO-263 (1976).
S. T. Jones, *Phys. Rev.* **D11**, 692 (1975).
126. Л. Э. Генденштейн, А. Б. Кайдалов, Д. С. Чернавский, Письма ЖЭТФ **19**, 61 (1974).
127. M. Chaichian, R. Hagedorn, M. Hayashi, *Nucl. Phys.* **B92**, 445 (1975).
128. D. Sivers, S. J. Brodsky, R. Blankenbessler, *Phys. Rept.* (1975).
129. Е. Л. Фейнберг, Изв. АН СССР, сер. физ. **26**, 622 (1962); **34**, 1987 (1970); Preprint TH2156-CERN, 1976.
130. T. C. Meng, *Phys. Rev.* **D9**, 3062 (1974).
K. W. Lai, T. C. Meng, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 241 (1976).
131. И. М. Дремин, ЯФ **18**, 617 (1973).
132. P. V. Landshoff, Preprint TH2227-CERN (1976).
133. F. C. Winkelmann et al., *Phys. Lett.* **B56**, 101 (1976).
134. D. Fong et al., *ibid.* **B60**, 124 (1975).
135. В. В. Аммосов и др., Препринт ИФВЭ М-19, Серпухов, 1975.
136. Н. Ангелов, В. Г. Гришин, цит. в 23а сборник, с. 14.
137. П. В. Шляпников, *ibid.*, А2-42.
138. L. Foa, *Phys. Rept.* **22C**, 1 (1975).
A. Gula, *Lett. Nuovo Cimento.* **13**, 432 (1975).
T. T. Gien, *ibid.*, p. 193.
139. P. Darrulat, Invited talk at 6th Intern. Colloquium on Multiparticle Reactions, Oxford, 1975.
S. R. Amendolla, G. Bellettini et al., *Nuovo Cimento* **A31**, 17 (1976).
140. E. L. Berger, *Nucl. Phys.* **B85**, 61 (1975).
141. F. Hayot, M. Le Bellac, *Nucl. Phys.* **B86**, 333 (1975).
142. C. B. Chiu, K.-H. Wang, *Phys. Rev.* **D13**, 3045 (1976).
N. Murai, *Phys. Lett.* **B56**, 351 (1975).
143. А. М. Гершкович, И. М. Дремин, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 1, 7 (1976).
144. T. Ludlam, R. Slansky, *Phys. Rev.* **D12**, 59, 65 (1975).
145. R. Baier, F. W. Bopp, *ibid.* **D13**, 2148 (1976).
146. J. Iwai, N. Suzuki, Y. Takahashi, *Progr. Theor. Phys.* **55**, 1537 (1976).
147. T. Kafka et al., *Phys. Rev. Lett.* **34**, 687 (1975).
C. Bromberg, et al., *Phys. Rev.* **D9**, 1864 (1974); **D12**; 1224 (1975).
J. W. Lamsa et al., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 73 (1976).
Y. Nommo et al., *Lett. Nuovo Cimento* **15**, 235 (1976).
148. J. Veneske, in: Proc. of the 1972 Zakopane Colloquium, p. 429;
T. T. Chou, C. N. Yang, *Phys. Rev.* **D7**, 1425 (1973).
C. Quigg, G. H. Thomas, *ibid.*, p. 2752.
A. Krzywicki, D. Weingarten, *Phys. Lett.* **B50**, 265 (1974).
A. Vialas, Jagellonian University Preprint, 1974.
R. Baier, F. Bopp, Preprint Bi-74/06 (1974).
C. B. Chiu, K.-H. Wang, Preprint ORO-3992-231 (1976).
149. И. Я. Померанчук, Е. Л. Фейнберг, ДАН СССР **95**, 439 (1953).
150. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ **50**, 202 (1966); Лекции в Сухумской школе молодых ученых, Препринт ФИАН СССР № 166, Москва, 1972.
151. В. Н. Грибов, Школа физики ИТЭФ, вып. 1, 1973, с. 65.
А. А. Ансельм, *ibid.*, вып. 2, с. 3.
152. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, УФН **52**, 185 (1954).
153. С. З. Беленький, А. Д. Ландау, УФН **56**, 309 (1955);
С. З. Беленький, Г. А. Милехин, ЖЭТФ **29**, 920 (1955);
Г. А. Милехин, Тр. ФИАН СССР **16**, 51 (1961).
154. А. А. Емельянов, *ibid.* **29**, 169 (1965).
155. Э. В. Шуряк, цит. в 23а сборник, с. 23.
156. О. В. Канчели, Письма ЖЭТФ **18**, 465 (1973).
157. A. Schwimmer, *Nucl. Phys.* **B94**, 445 (1975).
158. J. Korlik, A. H. Mueller, *Phys. Rev.* **D12**, 3638 (1975).
159. Н. Н. Николаев, Препринт ИТФ-18 (1975); ИТФ-930 (1976) (Черноголовка).
Г. В. Давиденко, Н. Н. Николаев, ЯФ **24**, 772 (1976).
160. R. J. Glauber, in: Lectures in Theoretical Physics, v. 1, N.Y., Interscience Publ., 1959, p. 315.
161. В. Н. Грибов, ЖЭТФ **56**, 892; **57**, 1306 (1969).
162. L. Bertocchi, *Nuovo Cimento* **11**, 45 (1972).
163. J. H. Weis, CERN Preprint TH-2197 (1976).
164. И. В. Андреев, В. Х. Хоружий, ЯФ **12**, 191 (1970).
И. В. Андреев, Препринт ФИАН СССР № 103, Москва, 1972.
165. И. В. Андреев, ЯФ **22**, 186 (1975).

166. L. Bertocchi, D. Treleani, CERN Preprint TH-2245 (1976).
167. Ю. М. Шабельский, Препринт ЛИЯФ № 248, Ленинград, 1976.
168. Б. Н. Калинин, В. Л. Шмонин, ЯФ 21, 628 (1975).
169. K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. 32, 957 (1974).
170. A. Dar, J. Vary, Phys. Rev. D6, 2412 (1972).
171. G. Berlad, A. Dar, G. Eilam, *ibid.* D13, 161 (1976).
172. А. З. Паташинский, Письма ЖЭТФ 19, 654 (1974).
173. P. M. Fishbane, J. S. Trefil, Phys. Lett. 51B, 179 (1974).
174. A. Bialas, E. Bialas, Acta Phys. Pol. B5, 373 (1974).
175. И. В. Андреев, И. М. Дремин, ЯФ 9, 176 (1969).
176. В. Н. Грибов, Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, ЯФ 2, 768 (1965).
177. V. L. Ioffe, Phys. Lett. B30, 123 (1969).
178. И. В. Андреев, Препринт ФИАН СССР № 59, Москва (1975).
179. О. В. Канчели, Письма ЖЭТФ 22, 494 (1975); цит. в 23а сборник, с. 23.
180. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, ДАН СССР 92, 535, 735 (1953).
181. М. Л. Тер-Микаелян, ЖЭТФ 25, 289, 296 (1953).
182. Е. Л. Фейнберг, ЖЭТФ 28, 242; 29, 115 (1955).
183. Г. Т. Зацепин, Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 674 (1962).
184. С. Ветроград et al., Nucl. Phys. B33, 397 (1974); B42, 627 (1972).
W. Vusich, Acta Phys. Polon. B3, 679 (1972).
185. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, ЯФ 23, 382 (1976).
A. I. Demianov et al., in: Proc. of 14th Intern. Conference on Cosmic Rays, v. 7, München, 1975, p. 2522.
А. И. Демьянов, В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева, цит. в 23а сборник, с. 27.
186. J. Pumplin, Phys. Rev. D8, 2899 (1973).
187. N. Sakai, J. N. J. White, Nucl. Phys. B59, 511 (1973).
188. H. I. Miettinen, CERN Preprint TH 1864 (1974).
189. L. Caneschi, P. Grassberger, H. I. Miettinen, F. Henyey, Phys. Lett. B56, 359 (1975).
190. В. Р. Webber, *ibid.* B49, 474 (1974).
191. P. Bosetti et al., Nucl. Phys. B97, 29 (1975).
192. В. Р. Webber et al., *ibid.*, p. 317.
193. F. S. Henyey, J. Pumplin, цит. в 23а сборник, с. 23.
194. G. Goldhaber, S. Goldhaber et al., Phys. Rev. 120, 300 (1960).
195. Г. И. Копылов, М. И. Подгорецкий, ЯФ 14, 1081 (1974); 15, 392 (1972); 18, 656 (1973); 19, 434 (1974); цит. в 23а сборник, с. 11.
196. G. J. Korulov, Phys. Lett. B50, 472 (1974).
197. E. V. Shuryak, *ibid.* B44, 387 (1973).
198. G. Sossioni, *ibid.* B49, 459 (1974).
199. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, Phil. Mag. 45, 663 (1964).
200. Г. С. Горелик, ДАН СССР 58, 45 (1947); УФН 34, 321 (1948).
201. M. Deutschmann et al., Nucl. Phys. B103, 198 (1976).
202. E. Calligarich et al., Lett. Nuovo Cimento 16, 129 (1976).
203. F. Gard et al., Nucl. Phys. B102, 221 (1976).
204. В. Г. Гришин, Препринт ОИЯИ D12-9224, Дубна, 1975.
205. А. М. Дунаевский, А. В. Урысон и др., цит. в 23а сборник, с. 11.
206. В. С. Асейкин, В. П. Бобова и др., Изв. АН СССР, сер. физ. 38, 998 (1974).
207. S. I. Nikolsky, V. P. Pavluchenko, E. L. Feinberg, V. I. Yakovlev, P. N. Lebedev Inst. Preprint No. 69, Moscow (1975).
208. В. П. Павлюченко, С. И. Никольский, В. И. Яковлев, цит. в 23а сборник, с. 11.
209. С. И. Никольский, В. И. Яковлев, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 5, 13 (1976).
210. Japanese-Brasilian Collaboration, SKJ Report-13 (1974); Proc. of the 14th Intern. Conference on Cosmic Rays, München, 1975.
211. M. Miesowicz, in: Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics v. 10, Ed. J. G. Wilson and S. A. Wouthuysen, Amsterdam, North-Holland, 1971, p. 103.