

МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ  
ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.К.Нитрошкин, А.Н.Сисаев

Объединенный институт ядерных исследований, Клубна

Введение

Цель этой лекции – рассказать о некоторых вопросах феноменологии многокомпонентного описания неупругих процессов, а также о возможном квантово-полевом описании механизмов, приводящих к появлению различных компонент в распределениях по множественности.

Наличие нескольких таких компонент – факт в настоящее время общепринятый, однако число компонент, а также их взаимосвязь являются до сих пор предметом обсуждения. Весьма популярны, например, различные варианты т.н. двухкомпонентных моделей; существует ряд моделей с большим ( $> 2$ ) числом компонент. Здесь, например, будет подробно рассмотрена т.н. модель двух механизмов (МДМ), являющаяся достаточно "гибкой" многокомпонентной схемой.

Для понимания динамики множественного рождения необходимым элементом является интерпретация механизмов взаимодействия на языке квантовой теории поля (КТП). Специфические особенности процессов рождения (будут рассматриваться преимущественно процессом с малыми поперечными импульсами), такие, как кластеризация продуктов взаимодействия и существование лидирующих частиц, указывают на то, что удобным способом для описания неупругих процессов является аппарат КТП с операторами рождения и уничтожения с непрерывным спектром масс, а также техника интегралов по дугам.

Мы не преследовали своей целью сделать исчерпывающий обзор, но лишь старались сфокусировать внимание на основных вопросах проблемы.

Раздел первый посвящен краткому обзору экспериментальных данных, подтверждающих наличие различных механизмов образования вторичных частиц.

Во втором разделе рассматриваются простые теоретико-полевые модели рождения и распада кластеров в различных областях фазового объема.

Третий раздел посвящен многокомпонентной феноменологической модели (МДМ); приводятся результаты численного сравнения предсказаний модели с экспериментальными данными.

В Заключении мы коснемся некоторых новых приложений идеи многокомпонентного описания.

### I. Некоторые основные закономерности множественного рождения и многокомпонентное описание

Здесь мы постараемся осветить моменты, существенные для понимания динамики неупругих процессов, а также многокомпонентного описания этих процессов.

В части I-1) рассматривается, главным образом, корреляции и распределения по множественности. Часть I-2) посвящена многокомпонентному описанию и связи его с различными механизмами множественного рождения.

I-1 -А) Высокоэнергетическое взаимодействие адронов имеет, в основном, неупругий характер. При энергиях  $E_L \sim 10^3$  ГэВ/с :  $\sigma_{el} / \sigma_{nt} \sim 0,18$ . Как известно (подробнее см. обзор<sup>1/1</sup>), процессы множественного рождения характеризуются следующими основными чертами:

- а) среднее значение поперечного импульса  $\langle q_{\perp} \rangle$  вторичных частиц лежит в интервале  $0,3 \pm 0,45$  ГэВ/с и слабо зависит от энергии налетающего адрона  $E_L$ , а также от вида сталкивающихся частиц и числа продуктов взаимодействия;
- б) среднее число родившихся частиц  $\langle n \rangle$  много меньше числа, допустимого кинематическими ограничениями, и
- $$\langle n \rangle \cong A + B \cdot \ln E_L.$$
- Медленный рост  $\langle n \rangle$  тесно связан с существованием т.н. "лидирующих" частиц, которые уносят бо́льшую ( $\sim 70\%$  в среднем) часть энергии.

В дальнейшем мы не будем рассматривать процессы с большими поперечными импульсами и процессы без лидирующих частиц (доля которых при современных ускорительных энергиях относительно невелика).

Анализ корреляций между продуктами взаимодействия привел авторов работы<sup>/2/</sup> к предположению о существовании третьей основной закономерности процессов множественного рождения:

- в) все частицы в конечном состоянии есть продукты распада кластеров, рождающихся в различных областях фазового объема.

Остановимся подробнее на некоторых результатах экспериментального исследования корреляционных закономерностей, приводящих к такому выводу.

В дальнейшем нами будут использоваться следующие обозначения в с.ц.и. (при этом считаем, что сталкивающиеся адроны летят вдоль оси  $OZ$ ):

- $\sqrt{s}$  - полная энергия;
- $(E; \vec{p})$  - импульс рожденной частицы;

$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + |\vec{p}|}{E - |\vec{p}|}$  - быстрота;

$\chi = -\text{ctg} \theta \frac{E}{2}$  - псевдобыстрота, где  $\theta$  - угол между  $\vec{p}$  и осью  $OZ$ .

Двухчастичные корреляционные функции имеют вид:

$$C_2(y_1, y_2) = \frac{1}{G_{\text{инт}}^2} \cdot \frac{d^2 N}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{G_{\text{инт}}^2} \cdot \frac{dN}{dy_1} \cdot \frac{dN}{dy_2}$$

и

$$R_2(y_1, y_2) = C_2(y_1, y_2) / \frac{1}{G_{\text{инт}}^2} \cdot \frac{dN}{dy_1} \cdot \frac{dN}{dy_2}.$$

Они определяют вероятность нахождения частицы, рожденной с быстротой  $y_2$ , после фиксирования первой частицы в интервале  $(y_1, y_1 + dy_1)$ . При отсутствии корреляций  $C_2 = 0$ .

Корреляции различаются в зависимости от того, находятся ли вторичные частицы в одинаковых (близодействующие - SR) или различных (дальнодействующие - LR) областях фазового объема.

На кластеризацию в центральной области (ЦО) указывает, например, тот факт, что корреляции между двумя частицами зависят лишь от разности быстрот, но не от каждой из быстрот в отдельности (рис. I, <sup>13/</sup>).

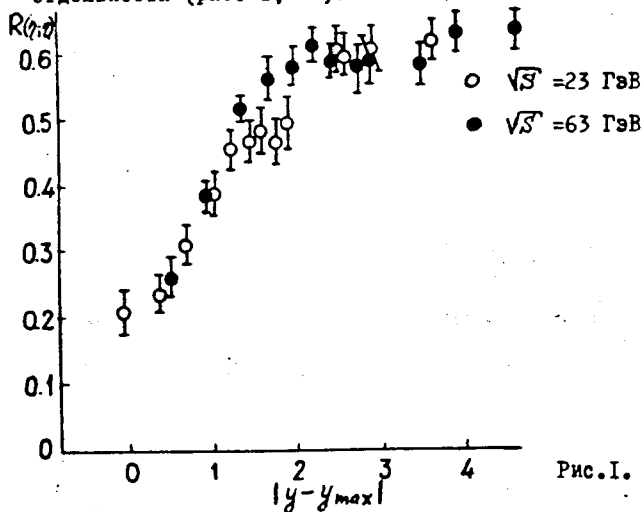


Рис. I.

Отметим тот факт, что  $R(\eta; \rho)$  слабо зависит от  $S'$  в широком интервале энергий.

При малых  $\Delta y = y_1 - y_2$ , где  $y_1$  и  $y_2$  - быстроты двух детектируемых адронов, функция  $C_2(\Delta y)$  имеет резко выраженный пик.

При этом наиболее сильные положительные корреляции наблюдаются между частицами разных знаков. На рис. 2 показана зависимость функции  $C_2(\Delta y = y_1 - y_2)$  для пар пионов с различными знаками в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi \pi + \dots$  при  $E_L = 40 \text{ ГэВ}/c^{1/4}$ .

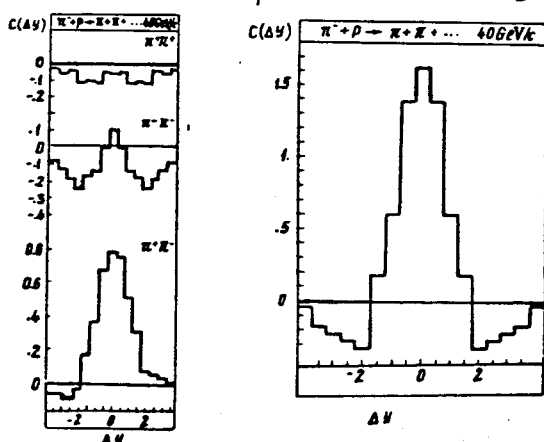


Рис.2.

Подобного рода зависимость говорит о том, что кластеры имеют тенденцию быть нейтральными.

При больших энергиях (FNAL, ISR) характер корреляций не меняется (см., напр., /5/).

Вывод о заряде кластеров можно сделать, изучая т.н. локальную компенсацию заряда, т.е. разность зарядов частиц с быстротой, меньшей  $y_c$ , и с быстротой, большей  $y_c$ . На рис. 3/3,6/ показано распределение этой величины для  $y_c = 0$ .

вероятность

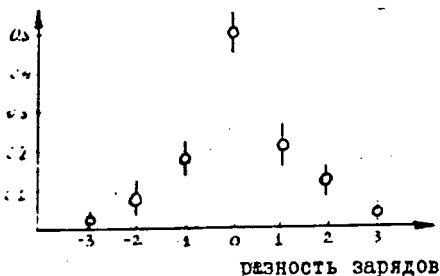


Рис.3.

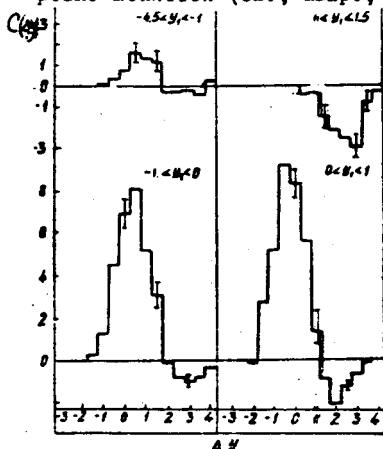
Характер распределения указывает на то, что заряд кластера, как правило, 0 или  $\pm 1$ , это обстоятельство будет нами существенно использовано при построении феноменологической модели.

Корреляционная функция  $R_2(y_1 - y_2)$  хорошо при этом описывается гауссианом:

$$R_2(y_1 - y_2) \sim e^{-\frac{(y_1 - y_2)^2}{L^2}}$$

Свойства самих кластеров слабо зависят от энергии  $E_L$ . Предполагается, что они распадаются изотропно в своей системе покоя. Масса кластера:  $1.3 \text{ ГэВ}/c^2$ , средняя множественность распада (при энергиях  $E_L \lesssim 10^3 \text{ ГэВ}$ )  $\langle k \rangle_{\text{кластер}} \sim 2.4$ .

Для пионов вне центральной области характер корреляций резко меняется (см., напр., рис. 4, /4/):

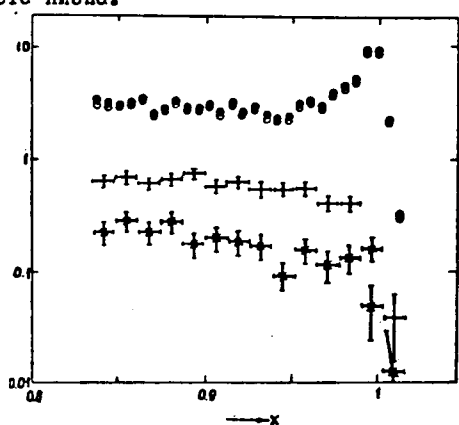


$\pi p \rightarrow \pi \pi + \dots$

40 ГэВ/с

Рис.4.

Напомним, однако, что кроме  $SR$ -корреляций существуют  $LR$ -корреляции, которые можно рассматривать как результат наличия двух механизмов рождения (о чем пойдет речь ниже). На рис. 5 (см., напр., /17/) показано одночастичное инклюзивное протонное распределение с  $\chi_{11} = \frac{2P_{11}}{\sqrt{S}} > 0,8$ . Если одновременно детектируется один пион в центральной области (ЦО), то, как видно из рисунка, распределение сильно меняется в зависимости от угла вылета пиона.



$$S = 929,5 \text{ ГэВ}^2$$

• - инклюзивный спектр.

Спектр при наличии пиона:

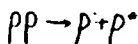
$$+ - 117,5 \pm 12,5^{\circ}$$

$$x - 90 \pm 14^{\circ}$$

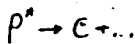
$$o - 180 \pm 11,5^{\circ}$$

Рис. 5.

Вторичные частицы с  $\chi_{11} > 0,2$  рождаются в результате распада т.н. лидирующих кластеров. Распределение по быстротам для реакции  $pp \rightarrow p + \pi + \dots$ , где  $\chi_{11} > 0,2$ , показывает, что рождение частицы происходит как бы в два этапа:



и затем

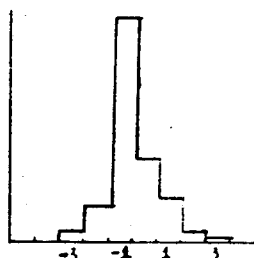


(см., напр., /13/).

Лидирующий кластер отождествляется с группой частиц, отделенной "келью" по быстроте  $(sy)_{\text{фронт}} > 1$  от частиц в центральной области.

Данные по  $\pi^- p$ -взаимодействиям, например, при  $E_L = 200 \text{ ГэВ}/c$  /13/, указывают на то, что лидирующий кластер имеет, как правило, тот же заряд, что и налетающая частица ( $\pi^-$ -мезон), (см. рис. 6).

распределение



заряд кластера

Рис.6.

Корреляционная зависимость между двумя частицами, одна из которых выделена и имеет большой импульс, при различных значениях числа вторичных частиц хорошо согласуется с предположением о малом числе продуктов распада лидирующего кластера<sup>/3/</sup>. Например,

$p^* \rightarrow p\pi^0, n\pi^+, p\pi^+\pi^-, \dots$ . Масса лидирующего кластера относительно невелика. Например, для  $p^* \rightarrow n\pi^+$   $M(n\pi^+) \sim 1,1+2,5 \text{ ГэВ}/c^{1,8/}$ .

Наклон пика зависит от массы дифрагирующей системы. Для реакции

$pp \rightarrow \pi^+ n p$  дифракционный пик определяется фактором

$$\left(\frac{s}{M^2}\right)^{\alpha_p(t)} = \frac{s}{M^2} \cdot e^{\alpha' \cdot t} \ln \frac{s}{M^2},$$

где  $M$  - инвариантная масса системы  $\pi^+ n$ ,  $\alpha' \leq 0,17/9/$ .

Суммируя, можно сказать (см. также /10/):

- а) в каждом неупругом столкновении в конечном состоянии есть две лидирующие частицы или две лидирующих кластера с тем же зарядом, что и начальная система (и теми же, вообще говоря, остальными квантовыми числами, за исключением м.б. массы и спина);
- б) в центральной области рождаются статистически независимым образом кластеры, в основном нейтральные, с массой  $1+3 \text{ ГэВ}/c^2$  и числом продуктов распада  $2+4$ . При этом распределение по множественности для кластера не описывается  $\delta$ -функцией;



в) существуют сильные положительные короткодействующие корреляции между лионами разных знаков в ЦО (кластеры в ЦО); также также ненулевые далекодействующие корреляции.

I-I-B). Топологические сечения  $\sigma_n^I$  имеет вид (рис. 7) <sup>1/1</sup>:

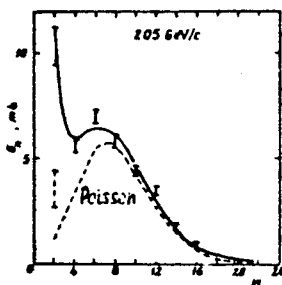


Рис. 7.

и не описываются, например, простым пуассоновским распределением (которое соответствует статистически независимому рождению).

Одна из характерных черт топологических сечений - "уширение" распределений с ростом энергии. Рассмотрение нормированных сечений  $P(n, s) = \sigma_n(s) / \sum_n \sigma_n(s)$  как функция числа частиц и энергии показывает, что эти кривые с ростом энергии сильно меняют свой вид. Если же построить график функции  $\langle n \rangle P(n, s)$  в масштабе  $n / \langle n \rangle$ , то окажется, что при высоких энергиях семейство распределений по множественности при различных  $s$  соберется в одну универсальную кривую (рис. 8 <sup>1/1/1</sup>). Другими словами, это означает, что функция  $\langle n \rangle P(n; s)$  зависит лишь от отношения  $n / \langle n \rangle$ , т.е.

$$\langle n \rangle \cdot \frac{\sigma_n(s)}{\sum_n \sigma_n(s)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right).$$

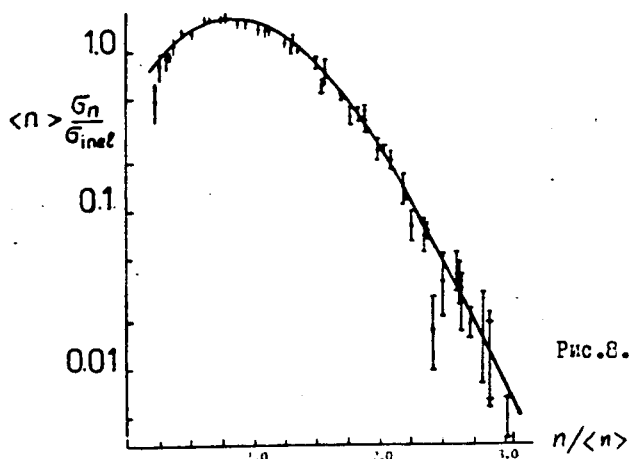


Рис.8.

На существование подобной закономерности впервые указали Коба, Нильсен, Олесен<sup>[12]</sup> (KNO -скейлинг).

Безусловно важным для понимания свойств кластеризации и механизмов рождения резонансов является изучение корреляций по множественности между пионами (а также каонами и т.д.) разных знаков. На рис. 9 показаны зарядово-нейтральные корреляции в  $\mathcal{N}\mathcal{P}$ -столкновениях при разных энергиях<sup>[13]</sup>.

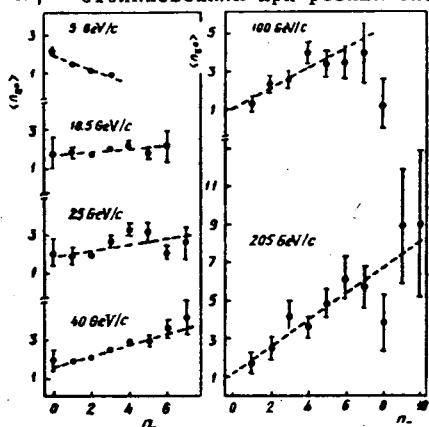


Рис.9.

При энергиях, больших 12 ГэВ, наблюдается линейный характер зависимости среднего числа  $\mathcal{N}^c$  от числа заряженных частиц.

Отметим, однако, что при больших значениях заряженных частиц происходит "загиб" вниз (см. рис. 10<sup>14/</sup>),

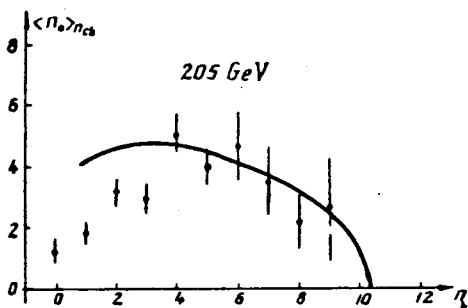


Рис. 10.

что естественно можно объяснить кинематическими ограничениями (см. по этому поводу также раздел III). Корреляционные функции

$f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2$ ,  $f_3 = \langle n(n-1)(n-2) \rangle - 3 \langle n(n-1) \rangle \langle n \rangle + 2 \langle n \rangle^3$  ведут себя следующим образом (рис. 11<sup>11/</sup>):

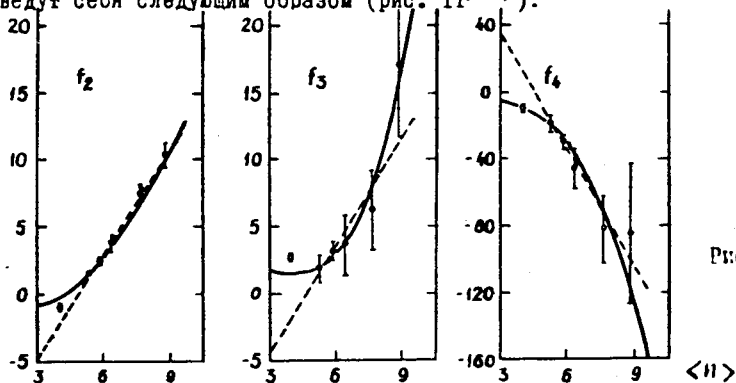


Рис. 11.

Отметим, что если бы распределение частиц описывалось простым пуассоновским распределением, то  $f_2^{\text{пуассон}} = 0$ ,  $f_3^{\text{пуассон}} = 0$  и т.д., т.е. величина отклонения  $f_2, f_3, \dots$  от нуля характеризует степень отклонения от статистически независимого рождения адронов.

I-2-A). Механизмы, описывающие процессы множественного рождения, в грубом приближении могут быть разбиты на два класса:

- а) дифракционный механизм (ДМ);
- б) механизм независимого испускания (МИИ) (или пионизации).

ДМ ответствен за рождение лидирующих кластеров и характеризуется малыми передачами импульса и обменом квантовыми числами вакуума. Дифракционные процессы ведут себя аналогично упругим (см. рис. I2):

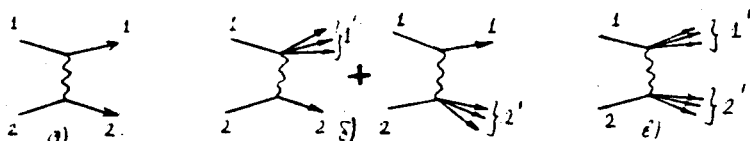


Рис. I2.

рис. I2 а - упругий процесс;

рис. I2 б - диссоциация одного из лидирующих адронов;

рис. I2 в - двойная диссоциация.

Средняя множественность  $\langle n_D \rangle$  слабо зависит от энергии.

ДМ дает вклад в полное сечение  $\sim 20\%$  (примерно столько же, сколько и упругое рассеяние).

Рождение адронов в центральной области описывается МИИ, прототипом которого является мультипериферическая модель AFS /15/. Частицы, рожденные в центральной области, слабо зависят от типа сталкивающихся частиц, средняя множественность растет как  $\ln s$ .

Впервые на возможность выделения вкладов различных механизмов (областей фазового объема  $n$ -частиц) было указано в работе /16/.

В настоящее время существует ряд моделей, использующих в той или иной степени идеи об объединении двух механизмов.

К их числу относятся различные варианты т.н. двухкомпонентных моделей /17-19/.

Основное предположение заключается в том, что амплитуда процесса  $2 \rightarrow n$  может быть представлена в виде суммы

$$T_{2 \rightarrow n} = T_{2 \rightarrow n}^{(D)} + T_{2 \rightarrow n}^{(X)}$$

где  $T_{2 \rightarrow n}^{(D)}$  и  $T_{2 \rightarrow n}^{(X)}$  соответствуют различным механизмам:

ДМ и МНИ (пионизации), соответственно. Амплитуда  $T_{2 \rightarrow n}^{(D)}$ , связанная с померонным обменом, дает вклад в малые множественности и включает в себя упругое рассеяние и  $T_{2 \rightarrow n}^{(X)}$ , не связанная с обменом помероном, определяет большие множественности. Поскольку амплитуды  $T^{(D)}$  и  $T^{(X)}$  описывают рождение в различных областях фазового объема, то интерференционный член в сечении мал, он имеет вид

$$\sigma_n^i = \sigma_n^{(D)} + \sigma_n^{(X)}$$

При этом  $\sigma_n^{(X)}$  параметризуется пуассоновским распределением. Соответствующий выбор  $\sigma_n^{(D)}$  (например,  $\sigma_n^{(D)} \sim \frac{1}{n^2}$ ) дает возможность для удовлетворительного описания распределений по множественности.

Корреляционная функция в этой модели  $C_2(y_1, y_2)$  имеет вид

$$C_2(y_1, y_2) = (1-\alpha) \cdot C_2^{(X)}(y_1, y_2) + \alpha \cdot C_2^{(D)}(y_1, y_2) + \\ + \alpha(1-\alpha) \cdot \left[ \frac{1}{\sigma^{(X)}} \frac{d\sigma^{(X)}}{dy_1} - \frac{1}{\sigma^{(D)}} \frac{d\sigma^{(D)}}{dy_1} \right] \times \\ \times \left[ \frac{1}{\sigma^{(X)}} \frac{d\sigma^{(X)}}{dy_2} - \frac{1}{\sigma^{(D)}} \frac{d\sigma^{(D)}}{dy_2} \right],$$

где  $\alpha = \frac{\sigma^{(D)}}{\sigma^{(X)}}$ .

Первые два члена описывают корреляции отдельно дифракционной и отдельно пионизационной компонент. Однако, даже если  $C_2^{(D)} = C_2^{(X)} = 0$ , последний член в выражении для  $C_2$  даст вклад в дальнедействующие корреляции.

Несмотря на некоторые преимущества (например, хорошо согласующийся с экспериментальными данными рост второго корреляционного параметра  $f_2$ ), простая двухкомпонентная модель не может удовлетворительным образом описать правильное поведение величин  $f_1, f_2, \dots$  /20/.

Заметим, что подобного несоответствия не существует в моделях с большим, чем две, числом компонент.

В мультиреджонной схеме для объяснения экспериментальных данных по зарядовым распределениям и корреляционным зависимостям используется предположение о необходимости учета при высоких энергиях диаграмм с большим числом ливней, что также оказалось эквивалентным многокомпонентной структуре распределений по множественности /21/.

Другим примером многокомпонентной феноменологической модели является МДМ /22/, которая использовалась для описания топологических сечений, зарядово-нейтральных корреляций, в том числе с учетом странных частиц (см. также раздел III).

## II. Теоретико-полевые модели многокомпонентного описания

Описание процессов множественного рождения в рамках КТП представляет известные трудности. В самом деле, попытки объяснить основные закономерности неупругих процессов, анализируя асимптотику конкретных фейнмановских диаграмм, оказываются не особенно эффективными. К числу специфических проблем, вызывающих затруднения при работе в рамках КТП, относится, например, необходимость компенсации "неудобных" диаграмм, проблема описания кластеризации вторичных частиц, адекватного математического описания эффекта лидирования и т.д.

Подобного рода затруднения вызвали необходимость привлече-

ния элементов феноменологического рассмотрения в рамках некоторой теоретико-полевой схемы.

В последние годы появился ряд работ, в которых предлагаются теоретико-полевые модели, рассматривающие переход адрона в систему с непрерывным спектром масс. Отметим в их числе, например, работы<sup>/23/</sup>, в которых предлагается обобщение глауберовского описания многоканального рассеяния. В работе<sup>/24/</sup> предложена модель дифракционной диссоциации, использующая эйкональное приближение, в которой исходный адрон и вторичные частицы строятся из некоторых затравочных состояний.

Весьма полезным для описания процессов с участием лидирующих частиц оказывается эйкональное представление. Диаграммное истолкование эйконального приближения заключается в том, что при построении функции Грина во всех пропагаторах удерживаются линейные, по передаваемому импульсу, члены. В работах<sup>/25/</sup> на основе т.н. приближения прямолинейных путей (ППП) было показано на языке континуальных интегралов по траекториям в рамках КТП с простыми лагранжианами взаимодействия, что эйкональное приближение эквивалентно предположению о том, что лидирующие частицы как бы двигаются по путям, близким к прямолинейным. Ясность математической схемы и простота физической интерпретации делают ППП весьма привлекательным для описания процессов с участием лидирующих частиц.

В настоящем разделе в рамках ППП предлагается теоретико-полевая модель на основе т.н. КТП с непрерывным спектром масс. Подобное рассмотрение, по-видимому, является адекватным при изучении процессов, в которых происходит рождение кластеров с учетом эффекта лидирования.

В части II-I), носящей вводный характер, кратко излагаются основные свойства полей с непрерывным спектром масс, которые

используются для описания кластеров. В П-2) предлагается теоретико-полевая модель дифракционной диссоциации адронов в рамках краптово-полевой схемы с простым лагранжианом взаимодействия.

Модель позволяет получить редже-эйкональное представление при суммировании определенных классов диаграмм (т.н. "Башен") для неупругих дифракционных процессов. (Для упругого рассеяния это было сделано в /26/). В модели просто получается вид зависимости наклона пика от массы возбужденной системы, хорошо согласующийся с экспериментальными данными, наблюдаемыми на ISR /27/. Часть П-3) посвящена МНИ, а также механизму распада кластера.

Все частицы в дальнейшем считаются скалярными.

П-1). Пусть  $\Psi(x)$  - поле "нуклона" с массой  $m$ , а  $\varphi(x)$  - поле "мезона" с массой  $\mu$ .

$$\Psi(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d\vec{k}}{2E_k} \cdot \{ \tilde{\psi}(\vec{k}) \cdot e^{-ikx} + \psi^+(\vec{k}) \cdot e^{ikx} \}$$

$$[ \tilde{\psi}(\vec{k}), \psi^+(\vec{k}') ] = 2E_k \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}')$$

$$\langle 0 | T \Psi(x) \varphi(y) | 0 \rangle = \frac{1}{i} D^c(x-y, m^2).$$

Определение  $D^c(x, m^2)$  см. в /24/

$$\varphi(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d\vec{k}}{2\omega_k} \cdot \{ a(\vec{k}) \cdot e^{-ikx} + a^+(\vec{k}) \cdot e^{ikx} \}$$

$$[ a(\vec{k}), a^+(\vec{k}') ] = 2\omega_k \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}')$$

$$E_k = \sqrt{\vec{k}^2 + m^2}$$

$$\omega_k = \sqrt{\vec{k}^2 + \mu^2}.$$

Поле "нуклонного" скалярного кластера с массой  $M$  /28/

$$\Psi(x, M) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d\vec{k}}{2\Omega_{k,M}} \cdot \{ \tilde{\psi}(\vec{k}, M) \cdot e^{-ikx} + \psi^+(\vec{k}, M) \cdot e^{ikx} \}$$

где  $\Omega_{k,M} = \sqrt{\vec{k}^2 + M^2}$ .

Операторы  $\tilde{\psi}(\vec{k}, M)$  и  $\psi^+(\vec{k}, M)$  описывают уничтожение и рождение



кластеров с импульсом  $\vec{k}$  и массой  $M$ , и удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$\rho_N(M^2) \rho_N(M'^2) [\tilde{e}(\vec{k}, M), \tilde{e}^+(\vec{k}', M')] = 2\Omega_{\vec{k}, M} \rho_N(M^2) \cdot \delta(M^2 - M'^2) \delta(\vec{k} - \vec{k}')$$

где  $\rho_N(M^2)$  задает распределение массы кластера.

$$\Psi(x) = \int dM^2 \rho_N(M^2) \cdot \Psi(x, M)$$

$$\langle 0 | T \Psi(x) \Psi(y) | 0 \rangle = \frac{1}{i} D_N^c(x-y) = \frac{1}{i} \int dM^2 \rho_N(M^2) D^c(x-y; M^2)$$

Соответственно, поле "мезонного" скалярного кластера с массой  $M$  можно представить следующим образом /28/:

$$\Phi(x; M) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d\vec{k}}{2\Omega_{\vec{k}, M}} \cdot \{ \tilde{\alpha}(\vec{k}; M) \cdot e^{-i\vec{k}x} + \tilde{\alpha}^+(\vec{k}; M) \cdot e^{i\vec{k}x} \}$$

$$\rho_{\vec{k}}(M^2) \rho_{\vec{k}'}(M'^2) [\tilde{\alpha}(\vec{k}; M), \tilde{\alpha}^+(\vec{k}'; M')] = 2\Omega_{\vec{k}, M} \rho_{\vec{k}}(M^2) \cdot \delta(M^2 - M'^2) \delta(\vec{k} - \vec{k}')$$

$$\Phi(x) = \int dM^2 \rho_{\vec{k}}(M^2) \cdot \Phi(x; M)$$

$$D_{\vec{k}}^c(x) = \int dM^2 \rho_{\vec{k}}(M^2) D^c(x, M^2)$$

Полевые операторы действуют в фокковском пространстве векторов состояния, имеющих вид

$$\frac{1}{\sqrt{n_1! n_2!}} \cdot \prod_{i=1}^{n_1} \rho_N(M_i^2) \tilde{e}^+(\vec{k}_i; M_i^2) \prod_{j=1}^{n_2} \rho_{\vec{k}}(M_j^2) \tilde{\alpha}^+(\vec{k}_j; M_j^2) |0\rangle,$$

$|0\rangle$  - вакуумный вектор.

В общем случае "нуклонный" кластер имеет те же квантовые числа, что и нуклон, за исключением спина и массы, а "мезонный" кластер м.б. заряженным и т.д. Возможны разные виды "нуклонных" и "мезонных" кластеров.

Отметим, что для поля с непрерывным спектром масс не существует обычного  $LSZ$  предела, что, впрочем не должно нас

смуцать, поскольку мы рассматриваем кластеры как промежуточную ступень в процессах множественного рождения.<sup>х/</sup>

П-2-А). Для того чтобы продемонстрировать возможности изложенного выше формализма, рассмотрим простой случай диссоциации адрона в скалярном внешнем поле  $\psi(x)$  (см. по этому поводу также /24/).

Возможно возоуждение налетающего адрона в кластер с относительно небольшой массой, которая может меняться в процессе взаимодействия. В конечном состоянии образуется (лидирующий) кластер, который затем распадается на вторичные частицы (см. рис. 13).

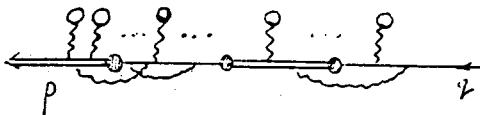


Рис.13.

Простейший механизм, приводящий к рождению кластера, изображен на рис.14.

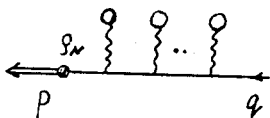


Рис.14.

$$\begin{aligned} q^2 &= m^2 \\ p^2 &= M^2 > m^2 \end{aligned}$$

Величина  $\beta_N(M^2)$  описывает однократный акт возоуждения кластера.

Покажем, как в рамках нашей модели на основе ППП получить эйкональное представление для амплитуды, изображенной на рис.14. Функция Грина нуклона во внешнем поле

<sup>х/</sup> Для полей с непрерывным спектром масс м.б. определен г.н. обобщенный предел  $LSZ$ . Подробнее по этому поводу см. /28/.

$$G(p, q | \varphi) = \frac{g}{(2\pi)^3} \cdot \int d\vec{x} \cdot e^{i\vec{x}(p-q)} \varphi(\vec{x}) \iint d\tau d\vec{z} \cdot e^{i\tau(q^2 - m^2)} \cdot e^{i\vec{z}(p^2 - m^2)} \int [\delta v]_{-3}^{\tau} \int_0^1 d\lambda \cdot e^{i\lambda g \int_{-3}^{\tau} d\vec{y} \cdot \varphi(\vec{x} + 2\int_0^{\lambda} \vec{v}(\eta) d\eta - \vec{a}(\lambda))}$$

$$a(\lambda) = 2q\lambda \theta(-\lambda) + 2p\lambda \theta(\lambda).$$

Для статического поля  $\varphi = \varphi(\vec{x})$  амплитуда процесса, изображенного на рис. 14, равна

$$F = \rho(M^2) \cdot \lim_{q^2 \rightarrow m^2} (q^2 - m^2) \frac{ig}{(2\pi)^3} \int d\vec{x} \cdot e^{-i\vec{x}(p-\vec{q})} \varphi(\vec{x}) \cdot \iint d\tau d\vec{z} \cdot e^{i\tau(q^2 - m^2)} + i\vec{z}(p^2 - m^2) \int [\delta v]_{-3}^{\tau} \int_0^1 d\lambda \cdot e^{i\lambda g \int_{-3}^{\tau} d\vec{y} \cdot \varphi(\vec{x} + 2\int_0^{\lambda} \vec{v}(\eta) d\eta - \vec{a}(\lambda))} =$$

$$= \rho(M^2) \frac{ig}{(2\pi)^3} \int d\vec{x} \cdot e^{-i\vec{x}(p-\vec{q})} \varphi(\vec{x}) \int d\vec{z} \cdot e^{i\vec{z}(p^2 - m^2)} \cdot \int [\delta v]_{-3}^{\infty} \int_0^1 d\lambda \cdot e^{i\lambda g \int_{-3}^{\infty} d\vec{y} \cdot \varphi(\vec{x} + 2\int_0^{\lambda} \vec{v}(\eta) d\eta - \vec{a}(\lambda))}.$$

Если  $M^2 \sim m^2$ , то можно сделать замену  $\int_{-3}^{\infty} d\vec{y} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{y}$ .  
Тогда

$$F = \frac{\rho(M^2)}{M^2 - m^2} \cdot \frac{g}{(2\pi)^3} \int d\vec{x} \cdot e^{-i\vec{x}(p-\vec{q})} \varphi(\vec{x}) \int [\delta v]_{-\infty}^{\infty} \int_0^1 d\lambda \cdot e^{i\lambda g \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{y} \cdot \varphi(\vec{x} + 2\int_0^{\lambda} \vec{v}(\eta) d\eta - \vec{a}(\lambda))}.$$

Основное предположение нашей модели заключается в следующем: лидирующие объекты (частицы, кластеры) распространяются по траекториям, близким к прямолинейным. Это значит, что в интеграл по траекториям в амплитуде вклад в реальный процесс дает значения  $\vec{v}$ , близкие к нулю. Другими словами, считаем, что подынтегральное выражение можно заменить на его значение при  $\vec{v} \equiv 0$ . В результате этой аппроксимации получим для  $F$  выражение

$$F = \frac{\rho(M^2)}{M^2 - m^2} F_{e,k}(\vec{p}, \vec{q}),$$

где  $F_{e,k}(\vec{p}, \vec{q})$  - обычное эйкональное представление для амплитуды рассеяния частицы в поле  $\varphi(\vec{r})$ .

Таким образом, в рамках формализма полевых операторов с непрерывным спектром масс на основе физического предположения о движении лидирующих объектов по "прямолинейным" траекториям легко получается эйкональное представление для неупругих процессов.

П-2-В). Этот метод легко переносится на случай взаимодействия двух адронов. Двухчастичное упругое рассеяние нуклонов в ППП имеет редже-эйкональный вид<sup>/6/</sup>, при условии, что происходит обмен не отдельными виртуальными частицами, а целыми блоками (рис. 15).

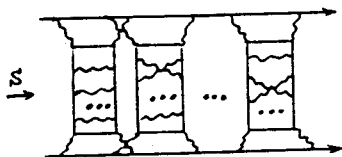


Рис.15.

Обмен одной  $t$ -канальной лестницей приводит к асимптотическому поведению типа реджевского.

Процесс с возбуждением нуклона и обменом одной  $t$ -канальной лестницей (рис. 16).

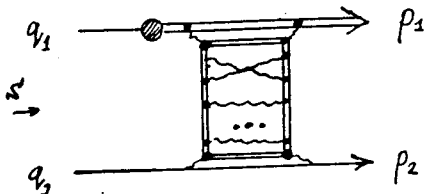


Рис.16.

$$q_1^2 = q_2^2 = p_2^2 = m^2$$

$$p_1^2 = M^2 > m^2$$

дает для амплитуды в приближении старших логарифмов

$$F \sim e^{\alpha(t) \ln \frac{s}{s_0}} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}$$

где  $s_0' \sim M^2$

При малых  $t$   $\alpha(t) \approx \alpha(0) + \alpha'(0) \cdot t$  и

$$F \sim \left(\frac{s}{M^2}\right)^{\alpha(0)} \cdot e^{\alpha'(0) \cdot \ln \frac{s}{M^2} \cdot t}$$

Дифференциальное сечение имеет пик при  $t \sim 0$ , причем наклон пика  $\sim \ln \frac{s}{M^2}$ , что согласуется с результатами обработки экспериментальных данных по диссоциации  $p \rightarrow \pi^+ n$ , полученными на ISR 127/.

П-3-А). Остановимся теперь кратко на МНИ (считая, что диссоциации нет). Лидирующие частицы "распространяются" по "прямолинейным" траекториям (что приводит к эйконализации амплитуды). Рождению кластеров в ЦО (адронному возбуждению вакуума) соответствуют диаграммы вида (рис. 17).

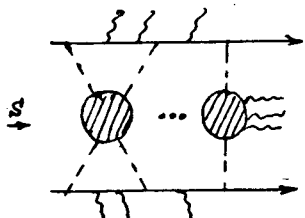


Рис. 17.

Некоторые общие закономерности множественного рождения в ЦО в эйкональном приближении были рассмотрены в /29/. Поскольку на практике затруднительно иметь дело с выражениями, соответствующими диаграммам на рис. 17, обратимся к более простым моделям.

Простейшим механизмом генерации мягких вторичных частиц является тормозное излучение. Этот процесс был рассмотрен в

разных КТП на основе приближения прямолинейных путей (ППП)<sup>/25/</sup>.  
Распределение по множественности при этом имеет пуассоновский вид.  
Тем не менее, такой механизм не может претендовать на описание гн-  
глизивных процессов в  $10^{30}$ .

Близкой по духу является т.н. модель когерентных состояний  
(МКС)<sup>/31/</sup>, опирающаяся на представления об адронных возмущениях  
осцилляторного типа. В соответствии с этим адроны в процессе  
взаимодействия описываются когерентными волновыми функциями 4 -  
мерного осциллятора, что, по-видимому, эквивалентно учету эффек-  
тивной структуры адронов. МКС также приводит к пуассоновскому  
распределению по множественности мягких мезонов.

Идея "когерентности" получила дальнейшее развитие в рабо-  
те<sup>/32/</sup>, в которой был рассмотрен обмен когерентными состояниями  
в рамках КТП с неполиномиальным лагранжианом, и получено (реля-  
тивистское) эйкональное представление для амплитуды.

Пуассоновское распределение для вероятности испускания вто-  
ричных частиц получается, если считать, что рождение происходит  
в результате наличия  $S$ -числового источника - тока. Простая  
квантово-полевая модель с  $S$ -числовым током, описывающая статис-  
тически независимое рождение вторичных частиц, была предложена  
в работе<sup>/33/</sup>. Аналогичным образом в<sup>/34/</sup> рассматривалась унитар-  
ная эйкональная модель, описывающая рождение пионов. Лидирующие  
частицы при этом рассматривались как  $S$ -числовые источники. К  
числу предсказаний этой модели относится пуассоновское распре-  
деление по числу вторичных частиц при фиксированном прицельном  
параметре. Легко устанавливается связь с двухкомпонентными  
моделями.

Укажем, наконец, еще на одну теоретико-полевую модель<sup>/35/</sup>,  
которая описывает рождение кластеров в протон-протонных столкно-  
вениях. Для описания кластеров используются операторы рождения

и уничтожения с непрерывным спектром масс. Лидирующие протоны по-прежнему рассматриваются как С-числовые источники. В рамках этой модели были произведены оценки полного сечения, упругого сечения, средней множественности, которые указали на качественное согласие модели с экспериментом.

П-3-В). Распад кластера в рамках КТП с непрерывным спектром масс рассматривался в [36]. Простейшая диаграмма для распада кластера с 4-импульсом  $K_1 (K_1^2 = M_1^2)$  на кластер с 4-импульсом  $K_2 (K_2^2 = M_2^2 < M_1^2)$  и  $N$  пионов с 4-импульсами  $t_1, \dots, t_n$  имеет вид (рис. 18):

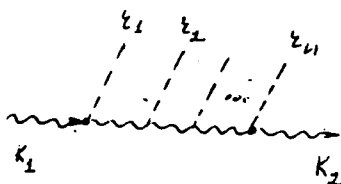


Рис. 18.

где промежуточным волнистым линиям  $\overset{\kappa}{\sim}$  соответствует пропагатор  $\int dM^2 \frac{\rho(M^2)}{k^2 - M^2 + i\epsilon}$ .

Скажем в заключение этого раздела несколько слов о том случае, когда происходит рождение и лидирующего кластера и кластеров в ЦО. Лидирующие кластеры распадаются независимо друг от друга и от остальных кластеров (считаем, что нет взаимодействия в конечном состоянии между кластерами). Следовательно, чтобы получить амплитуду рождения адронов, необходимо умножить амплитуду рождения кластеров на амплитуду распада каждого из них. Если кластеры в ЦО имеют небольшие импульсы, разумно предположить статически-независимое (по крайней мере, для небольших множественностей) их рождение, т.е. пуассоновское распределение по множественности кластеров в ЦО. Это предположение будет существенным образом использовано при построении феноменологической модели (МДМ), о которой пойдет речь в следующем разделе.

## Б. Модель двух механизмов

В этом разделе предлагается обобщение т.н. модели двух механизмов (МДМ)<sup>/22/</sup>. Теоретическим базисом МДМ служат квантово-полевые модели, приближение прямолинейных путей (ППП), описывающие рождение и распад кластеров в различных областях фазового объема. Однако, как и каждая феноменологическая схема, МДМ не связана с конкретным видом лагранжиана взаимодействия и выбором диаграмм, и призвана, главным образом, с помощью конечного числа параметров описывать получаемые из эксперимента закономерности.

Часть II-1) посвящена формулировке модели. В части II-2) приводятся результаты численного сравнения распределений по множественности, а также зависимости среднего числа нейтральных и среднего числа нейтральных странных от числа заряженных частиц в  $\pi p$ - и  $\pi n$ -взаимодействии при  $E_L = 40$  ГэВ/с.

III-1). Рассмотрим столкновение двух высокоэнергетических адронов  $h_1$  и  $h_2$  с импульсами  $\vec{q}_1$  и  $\vec{q}_2$  в с.ц.и., соответственно. В результате взаимодействия рождаются лидирующие кластеры (механизм ДВ), с импульсами  $\vec{q}'_1$  и  $\vec{q}'_2$  и кластеры в центральной области (МНИ).

$$h_1(q_1) + h_2(q_2) \rightarrow h_1^*(q'_1) + h_2^*(q'_2) + \dots$$

Лидирующие кластеры имеют те же квантовые числа, что и налетающие адроны (за исключением м.о., массы и спина). Масса лидирующего кластера - порядка нескольких ГэВ/с<sup>2</sup> и много меньше, чем  $\sqrt{S}$ , где  $\sqrt{S}$  - полная энергия. Выпишем некоторые конкретные схемы распада лидирующего кластера для протона, нейтрона и  $\pi^-$ -мезона (которые понадобятся нам в дальнейшем).

Каналы диссоциации протона и нейтрона:



- |  |  |
|--|--|
| 1. $p \rightarrow p^* \rightarrow p$ (ДВ нет)    | 1. $n \rightarrow n^* \rightarrow n$             |
| 2. $p \rightarrow p^* \rightarrow \pi^0 p$       | 2. $n \rightarrow n^* \rightarrow \pi^0 n$       |
| 3. $p \rightarrow p^* \rightarrow \pi^+ n$       | 3. $n \rightarrow n^* \rightarrow \pi^- p$       |
| 4. $p \rightarrow p^* \rightarrow \Lambda^0 K^+$ | 4. $n \rightarrow n^* \rightarrow \Lambda^0 K^0$ |
| 5. $p \rightarrow p^* \rightarrow \Sigma^0 K^+$  | 5. $n \rightarrow n^* \rightarrow \Sigma^0 K^0$  |
| 6. $p \rightarrow p^* \rightarrow \Sigma^+ K^0$  | 6. $n \rightarrow n^* \rightarrow \Sigma^- K^+$  |

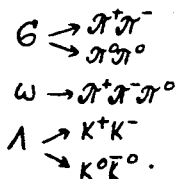
и т.д.

Каналы диссоциации  $\bar{K}^-$ -мезона:

1.  $\bar{K}^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$  (ДВ нет)
2.  $\bar{K}^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \rightarrow 2\pi^- \pi^+$
3.  $\bar{K}^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \rightarrow 2\pi^0 \pi^-$

и т.д.

Рождение кластеров в центральной области (ЦО) происходит статистически независимым образом, если не считать кинематических ограничений. Масса кластера, рождающегося в центральной области  $\sim 1+3$  ГэВ/с, импульсы кластеров  $\vec{k}_i$  будем считать близкими к нулю. Средние числа кластеров слабо зависят от вида сталкивающихся частиц при достаточно больших  $S$  и зависят от  $S$  логарифмически. Для описания экспериментальных данных при  $E_L = 40$  ГэВ достаточно рассмотреть три типа кластеров в ЦО -  $\phi, \omega$  и  $\Lambda$  с изоспином  $I = 0$ , распадающихся по следующим каналам:



Из предположения о нулевом изоспине кластеров следует:

$$\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle = 2 \langle n_{\pi^+\pi^0} \rangle$$

$$\langle n_{K^+K^-} \rangle = \langle n_{K^0\bar{K}^0} \rangle.$$

Обозначим  $\langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle = a$ ,  $\langle n_{K^+K^-} \rangle = b$ ,  $\langle n_{\pi^+\pi^0} \rangle = c$ .

Лидирующие кластеры уносят конечную часть энергии, и суммарная энергия кластеров в ЦО  $E' \cong \sqrt{s'} (1-x_1)(1-x_2)$ ,

где

$$x_1 = \frac{2|q'_1|}{\sqrt{s'}}; \quad x_2 = \frac{2|q'_2|}{\sqrt{s'}}.$$

В силу предположения о малости импульсов кластеров закон сохранения импульса мало влияет на множественность. Однако, поскольку массы кластеров уже нельзя считать малыми, необходимо учитывать ограничения, накладываемые законом сохранения энергии. Учтем закон сохранения энергии простейшим образом, а именно: будем считать, что сумма масс всех рождающихся кластеров (в ЦО) не превышает  $E'$ , т.е. добавим в распределение по множественности множитель

$$\theta[E' - \sum_{\text{массы всех кластеров}} M].$$

В результате сделанных предположений для распределения по множественности рождения  $n_{\pi^\pm}$  - пар  $\pi^+\pi^-$ ,  $n_{\pi^0}$  - пар  $\pi^0\pi^0$ ,  $n_3$  - троек  $\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $n_{K^\pm}$  - пар  $K^+K^-$  и  $n_{K^0}$  - пар  $K^0\bar{K}^0$  будет

$$W_{n_\pm, \dots, n_{K^0}}(E'; \{M\}) = \frac{1}{W(E'; \{M\})} \cdot \frac{P_{n_\pm}(a) \cdot P_{n_{\pi^0}}(\frac{a}{2}) \cdot P_{n_3}(c) \cdot P_{n_{K^\pm}}(b) \cdot P_{n_{K^0}}(b)}{\theta[E' - \sum M]}$$

где  $W(E'; \{M\})$  - нормировочный множитель

$$\sum_{n_\pm, \dots} W_{n_\pm, \dots} = 1.$$

Если проинтегрировать распределение по всем массам с весом  $\rho_i(M^2)$  и заменить для простоты в  $\theta$ -функции массы их некоторыми средними значениями  $\bar{M}$ , то получим

$$W_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}(E') = \frac{1}{W(E')} \cdot P_{n_{\pi^+}}(\alpha) \dots P_{n_{K^0}}(\beta) \cdot \theta[E' - n_{\pi^+} \bar{M}_{\pi^+} - \dots - n_{K^0} \bar{M}_{K^0}]$$

Если множественности малы, а  $E' \rightarrow \infty$ , то  $\theta$ -функцию можно заменить на единицу. Отметим здесь, что мы сделали наиболее простые и естественные предположения относительно каналов диссоциации, а также рождения кластеров в ЦО. Обработка экспериментальных данных показывает, что сделанных предположений достаточно для, например, описания  $\pi^+N$ -взаимодействия при  $E_L = 40$  ГэВ.

При больших энергиях, вообще говоря, необходимо учитывать и другие каналы. Например, не исключено, что будут рождаться кластеры, распадающиеся на тройки:

$$K^+K^-X^0, K^0K^-X^+ \text{ и т.д., а}$$

также возможно рождение заряженных кластеров.

Дифференциальное сечение рождения  $n_{\pi^+}$ -пар  $\pi^+\pi^-$ , ...  $n_{K^0}$ - пар  $K^+K^-$ , при условии, что возбуждение лидирующих адронов происходит в  $i$ -ом и  $j$ -ом каналах соответственно, есть

$$\frac{1}{G_{tot}} \cdot \frac{dG_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}}{dx_1 dx_2} = F_{ij}(x_1; x_2) \cdot W_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}(E')$$

где  $x_1$  и  $x_2$  определены выше.

Это выражение - основное в рассмотренной модели и является исходным для построения распределений по числу заряженных частиц и пр. Выражение  $F_{ij}$  можно выбрать в виде

$$F_{ij}(x_1; x_2) = F_i^{(1)}(x_1) \cdot F_j^{(2)}(x_2)$$

Наконец, интегрируя по  $x_1$  и  $x_2$ , получим

$$\begin{aligned} W_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}^{ij} &= \iint dx_1 dx_2 \frac{1}{G_{tot}} \cdot \frac{dG_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}}{dx_1 dx_2} = \\ &= \iint dx_1 dx_2 F_i^{(1)}(x_1) F_j^{(2)}(x_2) \cdot W_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}(E'). \end{aligned}$$

Основной вклад в множественность идет из ЦО, и поэтому для среднего числа рождающихся кластеров нетрудно предусмотреть логарифмический рост. Отметим также, что с ростом энергии возможно появление новых видов кластеров.

Отметим, что, так как высшие корреляционные функции  $f_3, f_4, \dots$  сильно зависят от распределений при больших множественностях, то учет введенного выше кинематического обрезания сказывается весьма существенным при правильном описании этих величин.

Ш-2). Рассмотрим конкретный пример описания  $\pi^+p$  - и  $\pi^-n$ -столкновения при высоких энергиях. Для сравнения с экспериментом используем данные, полученные с помощью 2-метровой пропановой камеры ОИЯИ, облученной на ускорителе ИФЭЗ (Серпухов)  $\pi^-$ -мезонами с импульсом  $p_L = 40$  ГэВ/с. Если множественность кластеров не очень велика, кинематические ограничения не оказываются, то  $\theta$ -функции  $\theta[E' - \Sigma M]$  можно заменить на единицу, и т.о.

$$W_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}}^{i,j} = F_i^{(1)} F_j^{(2)} \cdot W_{n_{\pi^+}, \dots, n_{K^0}},$$

где 
$$F_i^{(1,2)} = \int dx F_i^{(1,2)}(x).$$

Величины  $F_i^{(1,2)}$  играют роль вероятностей соответствующих каналов диссоциации. Ограничимся для каналов диссоциации нуклона шестью выписанными выше каналами и для  $\pi^-$ -мезона - тремя выписанными выше каналами диссоциации. Вероятность пронумерованных каналов:

для нуклона -  $F_i^{(N)}$  ;  $i = 1, \dots, 6$

для  $\pi^-$ -мезона -  $F_j^{(\pi)}$  ;  $j = 1, 2, 3.$

Из предположения о локальном сохранении изоспина получаем

$$F_3^{(N)} = 2 F_2^{(N)}$$

$$F_6^{(N)} = 2 F_5^{(N)}.$$

Условия нормировки

$$\sum_1^5 F_i^{(\pi)} = 1$$

$$\sum_1^3 F_i^{(\pi)} = 1.$$

Распределения по множественности заряженных частиц  $n_{ch}$  для  $\pi p$  - и  $\pi n$  -взаимодействий имеют вид

$$W_{n_{ch}}(\pi p) = g_1 \cdot P_{\frac{n_{ch}-2}{2}}(A) + g_2 \cdot P_{\frac{n_{ch}-4}{2}}(A),$$

$$W_{n_{ch}}(\pi n) = f_1 \cdot P_{\frac{n_{ch}-1}{2}}(A) + f_2 \cdot P_{\frac{n_{ch}-3}{2}}(A) + f_3 \cdot P_{\frac{n_{ch}-5}{2}}(A),$$

где

$$A = a + b + c,$$

а коэффициенты  $g_1, g_2, f_1, f_2, f_3$  просто выражаются через вероятности различных каналов диссоциации.

Заметим, что распределения по множественности имеют двухкомпонентный вид для  $\pi p$  -взаимодействия и трехкомпонентный вид для  $\pi n$  -взаимодействия. С ростом энергии, когда необходимо будет учитывать другие каналы диссоциации (например,  $\pi \rightarrow 5\pi$  и т.д.), число компонент в распределениях будет расти. Подчеркнем здесь, что отличительной особенностью этой модели является рост с энергией числа компонент в распределениях по множественности. Полученные формулы хорошо описывают получающиеся эксперименты распределения.

Для функций  $\langle n_{ch} \rangle$  при значениях  $n_{ch}$ , при которых не сказываются кинематические ограничения, модель предсказывает

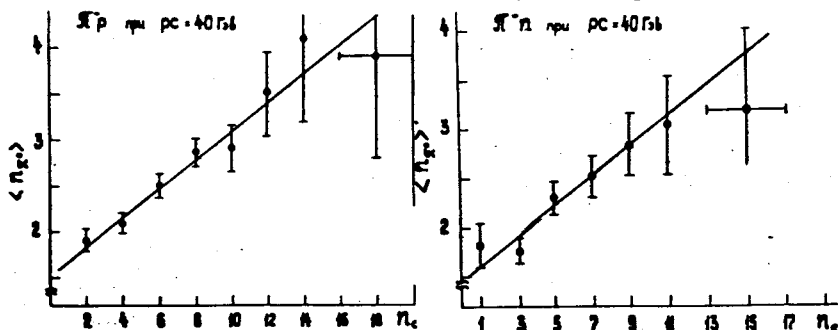


Рис. 19

линейную зависимость  $\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle = c + B n_{ch}$ , которая хорошо согласуется с результатами эксперимента (рис. 19), а также удовлетворительно описывает зависимость среднего числа частиц типа  $S^0$  (т.е.  $K^0$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Lambda^0$ ) от числа заряженных (рис. 20).

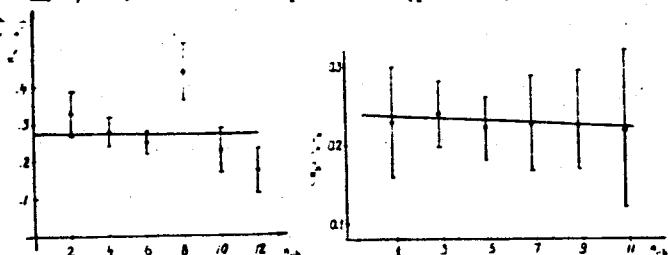


Рис. 20.

Параметр наклона  $B$  не зависит от типа сталкивающихся частиц:  $B_{\pi^+ p} \approx B_{\pi^+ n} \approx 0,16$ .

Отметим, что  $B$  выражается через средние числа рождающихся пар и троек следующим образом:

$$B \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{N}(u)}{\bar{N}(u) + \bar{N}(c \rightarrow \pi^+ \pi^-)}$$

При  $\bar{N}(u) \gg \bar{N}(c \rightarrow \pi^+ \pi^-)$

$$B \rightarrow \frac{1}{2}$$

При  $\bar{N}(u) \ll \bar{N}(c \rightarrow \pi^+ \pi^-)$

$$B \rightarrow 0$$

Таким образом, в данной модели рост параметра наклона  $B$  с энергией можно объяснить тем, что вероятность образования многочастичных кластеров растет с ростом энергии, что согласуется с экспериментальными указаниями на то, что при  $E_L \sim 2000$  ГэВ  $B \sim \frac{1}{2}$ .

Отсутствие при  $E_L \sim 20$  ГэВ подобной зависимости означает, что  $\bar{N}(u) \ll \bar{N}(c \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ .

Очевидно, что при больших множественностях станут сказываться кинематические ограничения, и МДМ предсказывает для кривой  $\langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle = f(n_{ch})$  "загиб" вниз, как это и наблюдается на эксперименте (см. рис. 10).

#### IV. Заключение

##### Новые приложения многокомпонентного описания

Идея многокомпонентного описания оказалась полезной для описания инклюзивных распределений в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны. В работах<sup>/37/</sup> была предложена двухкомпонентная модель для одно-частичного инклюзивного спектра. При этом полный инклюзивный спектр есть сумма двух членов, первый из которых соответствует статистическому механизму (рождение фэйрбола), а второй - струйному механизму. Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными указывает на качественное согласие (см. также<sup>/38/</sup>).

Для полуинклюзивного процесса типа

$$h_a + h_b \rightarrow h_c(\vec{p}) + (n-1) \text{ зареж. частицы} + \dots,$$

как было установлено в работе<sup>/39/</sup>, существует следующее масштабное соотношение:

$$\langle n(\vec{p}) \rangle \frac{dG_n}{d\vec{p}} / \frac{dG_{incl}}{d\vec{p}} = \psi(n / \langle n(\vec{p}) \rangle).$$

При этом для изучения поперечных распределений в широком интервале необходимо многокомпонентное описание, которое требует совместного учета рождения мягких частиц (соответствующих механизму статистического образования в центральной области), а также рождения струй с большими, быть может, поперечными импульсами.

Более подробно вопросы, связанные с новыми приложениями идеи многокомпонентного описания, в частности, в связи с изучением процессов с большими  $p_{\perp}$ , рассмотрены в работах<sup>/40/</sup>.

В заключение отметим, что идея многокомпонентного описания, возникшая первоначально как попытка объединить подходы ДВ и НИ, по мере своего дальнейшего развития приобрела более глубокий

смысл. На языке многокомпонентного описания можно достаточно наглядно изучать роль различных механизмов (в т.ч. и не сводящихся только к дВ и ШИИ) и их вкладов в различные области фазового объема.

#### Литература

- I. J.M.Frazer et al., Rev. of Mod.Phys., 44, 204 (1972).  
E.L.Feinberg. Phys.Rep. 50, (1972);  
A.N.Sissakian. Lectures given at 1975 CERN-JINR School of Physics. E2-9086 JINR, Dubna, 1975.  
E.Fredazzi "A Review of High-Energy Strong Interaction Physics", Rivista Nuovo Cim., 6, 217 (1976).
2. S.Pokorski, L.Van Hove, CERN Preprint, TH1772 (1973).
3. P.Marriulat Invited talk at VI Int. Colloq.on Multiparticle Reactions, Oxford (1975).
4. Сотрудничество Алма-Ата - Будапешт - Бухарест - Варшава - Дзона - Краков - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор - Ланой. Дзона, PI-7543 (1973).
5. S.R.Amendolia et al. Psa-Stony Brook Collaboration preprint (1973).
6. T.Kafka et al. Phys.Rev.Lett., 34, 687 (1975).
7. J.Ranft. Talk at the V-th Int. Symp. on Many Particle Hydrodynamics" (1974).
8. А.Б.Кайдалов. Раппортерский доклад на ЛУШ Межд.- конф. по физ. выс. энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1, 2-10400, Дубна, 1977.
9. S.Nishize. CERN preprint, TH 1920 (1974).
- Ю. И.М.Дремин. Раппортерский доклад на ЛУШ-ой Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976, ОИЯИ, Д1, 2-10400, Дубна, 1977; П.В.Шляпников - там же.
- II. Z.Koba, JINR - preprint, E2-6918 (1973).
12. Z.Koba, H.Nielsen, P.Olesen. Phys.Lett., B43, 125 (1972).
13. Yu.A.Budagov et al., Czech.Journ. of Phys., B26, 1272 (1976).



14. R.Kirshner, KLV-HEP-7505 (1976).
15. D.Amati et al., Nuovo Cim., 26, 896 (1962).
16. Б.В.Зезла, А.А.Добуков, М.А.Местаршивили. Препринт ИФБГ, СТГ-21 (1971).
17. K.G.Wilson, Cornell preprint CLNS-131 (1970).
18. C.Quigg, J.D.Jackson, Nal report NAL-THY-93 (1970).
19. A.Bialas, K.Fialkowski, K.Zalewski. Nucl.Phys., B48, 237 (1972).
20. K.Fialkowski. Phys.Lett., 41B, 379 (1972).  
Н.К.Душутин, Б.М.Мальцев. ЯФ 20, 748 (1974)  
P.Ririla, S.Pokorski, CERN preprint, TH-1607 (1972).
21. Д.И.Агестов, А.М.Моисеев. ИФБГ, СМК 74-72 (1974).
22. V.G. Grishin, G.Jan'cso, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, JINR E2-6596, Dubna (1972); Nuovo Cim.Lett., 8, 590 (1973).  
N.S.Amaglobeli, V.K.Mitrjushkin, A.N.Sissakian, L.A.Slepchenko, E.T.Tsivtsivadze, JINR, E2-9962, Dubna (1975).
23. L.Van Hove, Nucl.Phys., B46, 75 (1972).  
J.Lukierski, L.Turko, Wroclaw Institute Preprint No. 260 (1973).
24. И.В.Андреев. Препринт ФИАН №59 (1975), ЯФ 23, 198 (1976).
25. В.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, В.Н.Первущин, А.Н.Сиссакян, А.Н.Тавкхелидзе, 33B, 419 (1970).  
S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, M.A.Smondirev, A.N.Tavkhelidze. Univ.of Helsinki Preprint No. 80 (1974).
26. Б.М.Бароамов, В.В.Нестеренко. ТМФ, 10, 196 (1972).
27. E.Nagy et al., Contribution to the XVII-th Int.Conf. on High Energy Phys. London, 1974.
28. A.L.Licht, Ann. of Phys., 34, 161 (1965).

- W.Karwowski, J.Lukierski, M.Sznajder, Nuovo Cim.,  
63A, 509 (1969).
29. И.В.Андреев, ИФ 22, 186 (1975).
30. В.В.Нестеренко, Нгуен Суан Хан, ТМФ, 27, 48 (1976)
31. V.A.Matveev, A.N.Tavkhelidze, JINR, E2-5141, Dubna (1970).
32. M.G.Gundzik, S.Nussinov, Phys.Rev., D4, 1866 (1971).
33. В.И.Саврин, Н.Е.Турин, О.А.Арусталева, Препринт ИФВЭ СТД 70-62.
34. M.Martinis. Talk at the 9-th Balaton Symp. on Particle  
 Phys., 1974.
35. L.Turko. Nucl.Phys., B114, 535 (1976).
36. T.Grabinska, L.Turko. Phys.Lett., 62B, 219 (1976).
37. М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев, В.К.Петров,  
 Препринты ИТФ (Киев) - 76-31Е  
 - 76-32Е
- F.Elvekjaer, P.Steiner, Preprint DESY, 75/49 (1975).
38. V.P.Shelest. Mini-rapporteur talk at the XVIII Int. Conf.  
 on High Energy Phys., Tbilisi (1976).
39. В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, ОИЯИ, P2-8670  
 (1975).
40. А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко. Труды VI Межд. семинара по  
 проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ Д1,2-9224,  
 Дуоба, 1975.
- A.N.Sissakian. Mini-rapporteur talk at XVIII Int. Conf.  
 on High Energy Phys., (Tbilisi) D1,2-10400 Dubna 1976.
- А.Н.Квинихидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе.  
 ЭЧАЯ, том 8, вып. 3, стр. 478-543, Атомиздат, Москва, 1977.
- A.V.Efremov. Lectures given at 1977 CERN-JINR School of  
 Physics, Nafplion, 1977.