Д1,2-12036, Дубна 1978

V Междун. семинар по проблемам физики высоких энергий, Дубна 1978

МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ

В.К.Митрюшкин, А.Н.Сисакян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

§I. Введение

В феноменологическом анализе процессов множественного рождения адронов при высоких энергиях широкое распространение получил многокомпонентный подход, который основывается на гипотезе существования в одном акте взаимодействия нескольких (двух или более) механизмов образования вторичных частиц. Такой подход восходит к идее /1/ о необходимости выделения различных областей фазового пространства, соответствующих, вообще говоря, образованию различных групп вторичных частиц, лишь в совокупности дающих наблюдаемую множественность.

Конкретное описание механизмов образования частиц удается получить в рамках различных моделей квантовой теории поля (см., например /2/). К числу строгих результатов относятся асимптотические оценки и ограничения /1,3/ на энергетическое поведение характеристик процесса, отвечающих выделяемым областям фазового пространства.

Следует отметить, что на различную природу механизмов множественного рождения частиц наглядно указывают резкие отличия в энергетической зависимости средних множественностей и парциальных сечений отдельных областей (механизмов).

Поскольку экспериментальные данные дают определенные сведения только об интегральных характеристиках процессов, наиболее естественным способом феноменологического изучения вкладов различных механизмов является их анализ в рамках модельных предположений отно-

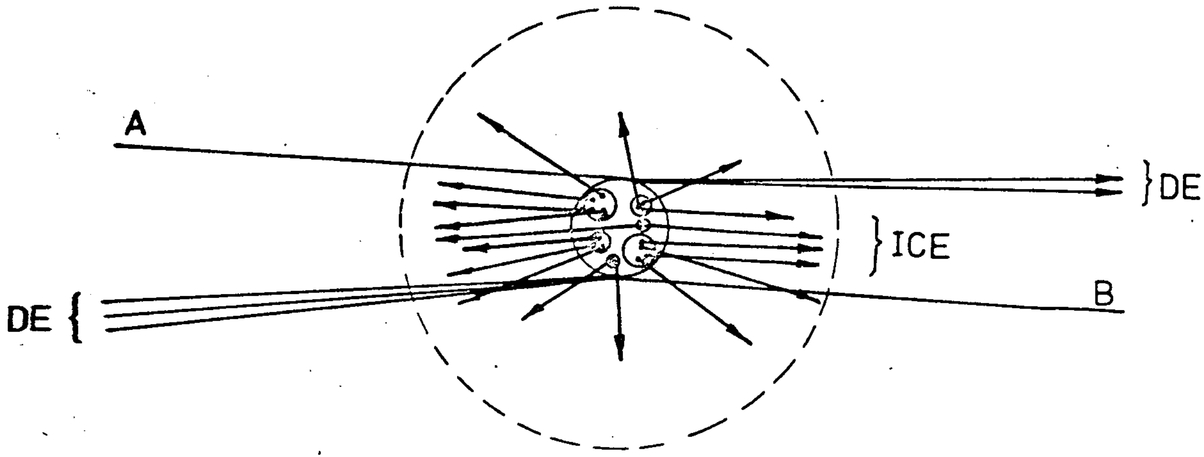

Рис. I. Схематическое изображение типичного неупругого процесса. ICE - независимое испускание кластеров; ДЕ - дифракционное возбуждение.

сительно отдельных компонент. Такой анализ имеет целью как теоретическое описание интегральных величин, так и определение энергетической зависимости параметров, соответствующих рассматриваемым механизмам.

§2. Описание модели

Согласно модели двух механизмов (МДМ)[4], которая будет рассматриваться в дальнейшем, области фазового пространства выделяются следующим образом:

а) область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся частиц;

б) область, отвечающая независимому испусканию нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с изоспином $I=0$. Типичное событие в МДМ схематически представлено на рис. I. Быстрота кластера $y=\frac{1}{2}\ln\frac{\varepsilon_p+p_{\parallel}}{\varepsilon_p-p_{\parallel}}$ лежит при этом в интервале $[-Y, Y]$, где $Y\sim\ln S$, а S – квадрат полной энергии в СЦИ. Если рождение кластеров равновероятно в этом интервале быстрот, то при отсутствии кинематических ограничений распределение по числу кластеров будет иметь вид

$$W_n = P_n(\langle n\rangle) = e^{-\langle n\rangle}\cdot\frac{\langle n\rangle^n}{n!},$$

причем $\langle n\rangle\sim Y$. Будем классифицировать кластеры по их модам распада.

Предположим, что основная часть вторичных частиц, родившихся в центральной области, может быть представлена как результат распада $\sigma(\sigma\to\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$-, $\omega(\omega\to\pi^+\pi^-\pi^0)$-, $B(B\to 2\pi^+2\pi^-; \pi^+\pi^-2\pi^0, 4\pi^0)$- и $\Lambda(\Lambda\to K^+K^-; K^0\bar{K}^0)$-кластеров. Схема при этом не исключает возможности распада кластеров через "промежуточные резонансы".

Характерной чертой процессов множественного рождения является "уширение" с ростом энергии зарядовых распределений, что дает основания полагать, что с ростом энергии начинают давать все больший вклад более тяжелые кластеры (не σ и ω, но B-кластеры и т.д.).

Это обстоятельство отмечалось ранее в[5]. В пользу этого соображения свидетельствует также факт роста наклона зависимости $f(n_c)=\langle n_{\pi^0}\rangle_{n_c}$ в $\pi^- p$-взаимодействиях при возрастании энергии (см., например,[6]). Результаты нашего описания распределений по множественности и зарядово-нейтральных корреляций в pp - столкновениях подтверждают этот вывод (см. §3).

Всюду в дальнейшем массы кластеров M заменим на их некоторые средние значения $\bar{M}$.

Механизм дифракционного возбуждения дает в основном вклад в каналы с малой множественностью вторичных частиц. Выпишем некоторые конкретные схемы диссоциации протона, которые понадобятся нам в дальнейшем:

1. $p \to p$,
2. $p \to p\pi^0$,
3. $p \to n\pi^+$,
4. $p \to \Lambda^0 K^+$,
5. $p \to \Sigma^+ K^0$,
6. $p \to \Sigma^0 K^+$,
7. $p \to p\pi^0\pi^0$,
8. $p \to n\pi^+\pi^0$,
9. $p \to p\pi^+\pi^-$.

Каналы диссоциации π^--мезона следующие:

1. $\pi^- \to \pi^-$,
2. $\pi^- \to 2\pi^-\pi^+$,
3. $\pi^- \to \pi^- 2\pi^0$.

Отметим, что при больших энергиях необходимо учитывать вклад и других каналов диссоциации (например, $p \to N3\pi$ и т.д.).

Лидирующие кластеры уносят конечную часть энергии, и суммарная энергия кластеров в центральной области (ЦО) в результате равняется

$$\varepsilon' \simeq \sqrt{s} \cdot (1-x_1)(1-x_2),$$

где

$$x_{1;2} = \frac{2 \cdot |q'_{1;2\parallel}|}{\sqrt{s}},$$

$q'_{1;2\parallel}$ - продольные импульсы лидирующих кластеров и $\sqrt{s}$ - полная энергия налетающих частиц в СЦИ. В силу предположения об относительной малости импульсов кластеров закон сохранения импульсов мало влияет на распределение по множественности и пр.. Однако, поскольку массы кластеров уже, вообще говоря, нельзя считать малыми, необходимо при больших множественностях учитывать ограничения, накладываемые законом сохранения энергии. Учтем закон сохранения энергии следующим образом: будем считать, что массы

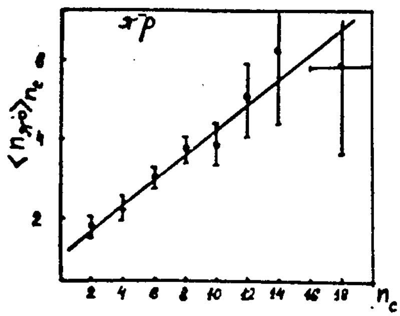

Рис. 2а. Зависимость $\langle n_{\pi^0}\rangle_{n_c}$ в $\pi^- p$ -столкновениях.

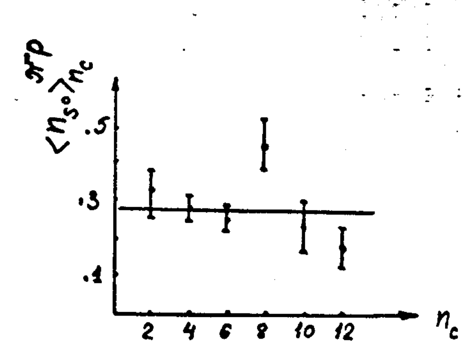

Рис. 3а. Зависимость $\langle n_{S^0}\rangle_{n_c}$ в $\pi^- p$ -столкновениях.

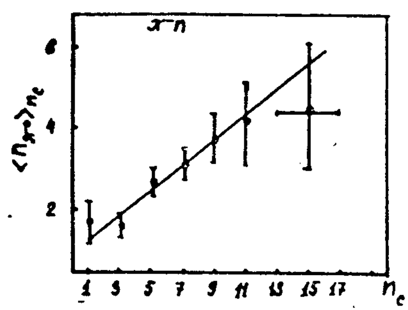

Рис. 2б. Зависимость $\langle n_{\pi^0}\rangle_{n_c}$ в $\pi^- n$ -столкновениях.

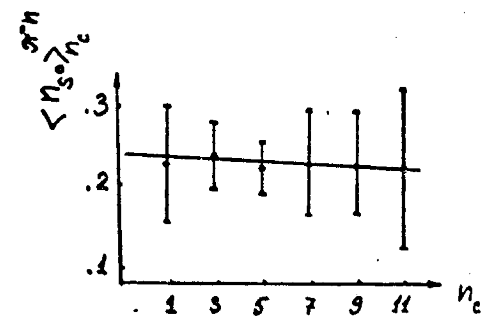

Рис. 3б. Зависимость $\langle n_{S^0}\rangle_{n_c}$ в $\pi^- n$ -столкновениях.

всех рождающихся кластеров не превышают ε', т.е. добавим в распределение по множественности множитель

$$\theta[\varepsilon' - \sum_{\substack{\text{массы}\\ \text{всех кластеров}}} \bar{M}]$$

Таким образом, полное распределение по множественности кластеров в ЦО принимает вид

$$W_{n_\sigma n_\omega n_B \ldots} = \frac{1}{W(\varepsilon')} \cdot \prod_i P_{n_i}(\langle n_i \rangle) \cdot \theta[\varepsilon' - \sum \bar{M}], \tag{I}$$

где $i = \sigma, \omega, B, \Lambda$ и т.д.

Распределение (I) нормировано на единицу, и $W(\varepsilon')$ – нормировочный множитель. Отметим, что возможно появление кластеров других типов, например, с модами распадов $KK\pi$ и т.д.

Дифференциальное сечение рождения n_σ σ-кластеров, n_ω ω-кластеров и т.д. при условии, что возбуждение лидирующих адронов происходит в i-м и j-м каналах соответственно, есть

$$\frac{1}{\sigma_{in.}} \cdot \frac{d\sigma^{ij}_{n_\sigma n_\omega \ldots}}{dx_1 dx_2} = F_{ij}(x_1 x_2 | s)\, W_{n_\sigma n_\omega \ldots}(\varepsilon'). \tag{2}$$

Соотношение (2)-основное в рассматриваемой модели и служит исходным для построения распределений и пр.. Интегрируя его по dx_1 и dx_2, получим

$$\frac{d\sigma^{ij}_{n_\sigma n_\omega \ldots}}{\sigma_{in.}} = \int dx_1 dx_2\, F_{ij}(x_1 x_2 | s)\, W_{n_\sigma n_\omega \ldots}(\varepsilon')$$

Это выражение можно упростить, если заменить в интеграле $\varepsilon' \simeq \sqrt{s}(1-x_1)(1-x_2)$ на некоторое среднее значение $\bar{\varepsilon}'$. Тогда получим

$$\frac{\sigma^{ij}_{n_\sigma n_\omega \ldots}}{\sigma_{in.}} = F_{ij}(s) \cdot W_{n_\sigma n_\omega \ldots}(\bar{\varepsilon}'). \tag{3}$$

Используем логарифмическую параметризацию для зависимости средних чисел кластеров от энергии в рассматриваемом интервале энергий, т.е.

$$\langle n_i \rangle = A_i + B_i \cdot \ln \frac{s}{s_0},$$
$$s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2.$$

С помощью (3) нетрудно получить распределения по числу комбинаций $\pi^+\pi^-$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $2\pi^+2\pi^-$, ... , образующихся при распадах σ-, ω-, B- и т.д. кластеров соответственно:

$$W^{ij}_{n_{\pi^+\pi^-}, n_{\pi^+\pi^-\pi^0}, \ldots} = F_{ij} \cdot \prod_{\ell} P_{n_\ell}(\langle \tilde{n}_\ell \rangle) \cdot \theta[\bar{E}' - \sum_{\ell'} n_{\ell'} \bar{M}_{\ell'}], \quad (4)$$

где $\langle \tilde{n}_\ell \rangle = \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle, \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle, \ldots$, а $\bar{M}_\ell$ – соответствующие средние массы.

Очевидно, что число заряженных частиц n_c, число π^0-мезонов n_{π^0} и число частиц типа S^0 (т.е. Λ, K^0, Σ^0) связаны с величинами $n_{\pi^0\pi^0}$, $n_{\pi^+\pi^-}, \ldots$ соотношениями

$$n_c = 2n_{\pi^+\pi^-} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} + 4n_{2\pi^+2\pi^-} + e_c^{(1)i} + e_c^{(2)j},$$

$$n_{S^0} = n_{K^0\bar{K}^0} + e_{S^0}^{(1)i} + e_{S^0}^{(2)j},$$

$$n_{\pi^0} = 2n_{\pi^0\pi^0} + n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0} + 4n_{4\pi^0} + e_{\pi^0}^{(1)i} + e_{\pi^0}^{(2)j},$$

где $e_{c(\pi^0)}^{(1(2))i}$ – числа заряженных частиц (π^0 -мезонов) в i-м канале диссоциации I-го(2-го) лидирующего адрона и т.д.

Распределение по числу заряженных частиц принимает вид

$$W_{n_c} = \sum_{ij} F_{ij} \sum_{n_k} \prod_k P_{n_k}(\langle \tilde{n}_k \rangle) \times \quad (5)$$
$$\times \theta[\bar{E}' - \sum n_\ell \bar{M}_\ell] \cdot \delta_{n_c; 2n_{\pi^+\pi^-} + \ldots + e_a^{(2)j}}.$$

Для функции $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ получаем выражение

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = \frac{1}{W_{n_c}} \cdot \sum_{ij} F_{ij} \sum_{n_\ell} (2n_{\pi^0\pi^0} + \ldots + e_{\pi^0}^{(2)j}) \times \quad (6)$$
$$\times \prod_\ell P_{n_\ell}(\langle \tilde{n}_\ell \rangle) \cdot \theta[\bar{E}' - \sum n_k \cdot \bar{M}_k] \times$$
$$\times \delta_{n_c; 2n_{\pi^+\pi^-} + \ldots + e_c^{(2)j}}.$$

Аналогичное выражение получаем для величины $\langle n_{S^0} \rangle_{n_c}$.

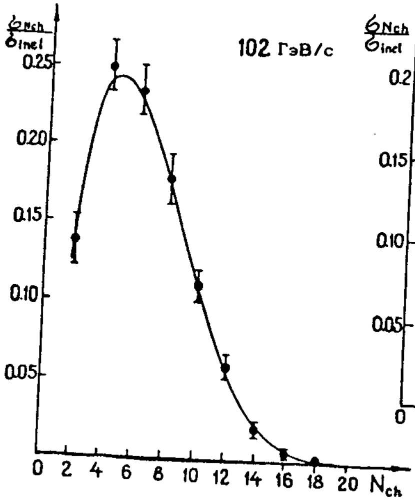

Рис. 4. Распределение по множественности при P_L = 102 ГэВ/с.

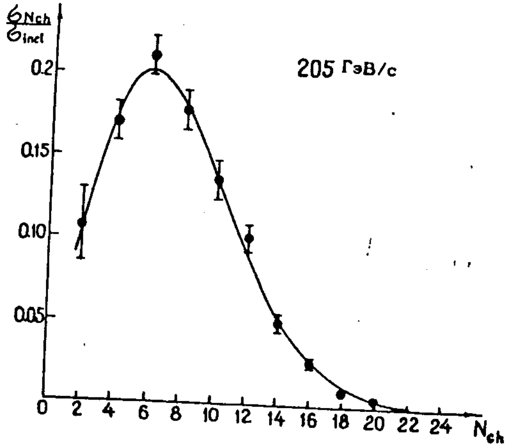

Рис. 5. Распределение по множественности при P_L = 205 ГэВ/с.

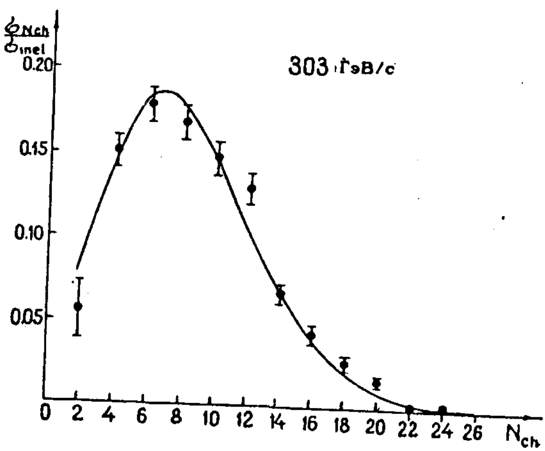

Рис. 6. Распределение по множественности при P_L = 303 ГэВ/с.

§3. Распределения по множественности и зарядово-нейтральные корреляции в адрон-адронных столкновениях

Воспользуемся формулами (5)-(6) для описания[7] данных для частиц типа S^0, полученных на двухметровой пропановой камере в $\pi^- N$-столкновениях при E_L =40 ГэВ в ИФВЭ. Как показывает наш анализ, вклад β -кластеров при этой энергии незначителен. Кинематические ограничения при полученных на опыте значениях несущественны, и поэтому θ -функцию в выражениях (5)-(6) можно заменить на единицу. Ограничимся при этом шестью выписанными каналами диссоциации p и n, а для диссоциации π^--мезона – тремя выписанными каналами. Используем здесь и в дальнейшем предположение о факторизации множителя F_{ij}, т.е.

$$F_{ij}^{(\pi N)} = F_i^{(N)} \cdot F_j^{(\pi)},$$

$$F_i^{(p)} = F_i^{(n)}$$

для $\pi^- N$ -взаимодействий и

$$F_{ij}^{(pp)} = F_i^{(p)} \cdot F_j^{(p)}$$

для pp-взаимодействий и т.д. Величины F_i играют роль вероятностей соответствующих каналов диссоциации. При этом выполняется условие нормировки

$$\sum F_i = 1 .$$

При этом в силу локального сохранения изоспина получим

$$F_3^{(p)} = 2 F_2^{(p)} \quad ; \quad F_6^{(p)} = 2 F_5^{(p)} .$$

Введем обозначения

$$F_1^{(p)} = \alpha \ ; \quad F_2^{(p)} = \beta \ ; \quad F_5^{(p)} = \delta ;$$

$$F_1^{(\pi)} + F_3^{(\pi)} = \mu .$$

Выражения для функций $\langle n_{S^0} \rangle_{n_c}$ принимают вид

$$\langle n_{S^0} \rangle_{n_c}^{\pi^- p} \simeq \langle n_{K^0 \bar{K}^0} \rangle + 1 - \alpha - 3\beta ,$$

$$\langle n_{S^0} \rangle_{n_c}^{\bar{\pi} n} \approx \langle n_{K^0\bar{K}^0} \rangle + 2(\beta+\delta)\cdot \frac{\mu + (1-\mu)\cdot \frac{n_c-1}{2a}}{g_1 + g_2 \cdot \frac{n_c-1}{2a} + g_3 \cdot \frac{(n_c-1)(n_c-3)}{4a^2}},$$

где

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

а величины g_1, g_2, g_3 простым образом связаны с параметрами α, β, μ,... . Параметры модели определялись одновременным фитированием функций $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ и функций $\langle n_{S^0} \rangle_{n_c}$. При этом было достигнуто качественное совместное описание этих четырех закономерностей (см. рис. 2а,б и 3а,б).

Средние числа частиц типа S^0 равны

$$\langle n_{S^0} \rangle^{\bar{\pi} p} = 0,28 \pm 0,02 ,$$

$$\langle n_{S^0} \rangle^{\bar{\pi} n} = 0,23 \pm 0,02 ,$$

Среднее число мезонных комбинаций $\pi^+\pi^-$, K^+K^-, $\pi^+\pi^-\pi^0$

$$a = 1,76 \pm 0,04 .$$

Коэффициент перезарядки

$$K_{c.ex.} = 0,35 \pm 0,05 .$$

Вероятности нуклонной и пионной диссоциации

$$\alpha = 0,44 \pm 0,09 , \qquad \beta = 0,16 \pm 0,05,$$

$$\delta = 0,01 \pm 0,05 , \qquad \mu = 0,92 \pm 0,06.$$

Отметим, что для функций $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c}$ (при значениях n_c, при которых не сказываются кинематические ограничения) модель предсказывает линейную зависимость $\langle n_{\pi^0} \rangle_{n_c} = A + B \cdot n_c$, которая хорошо согласуется с результатами эксперимента. При этом B выражается через средние числа рождающихся пар и троек следующим образом :

$$B \simeq \frac{1}{2} \cdot \frac{\bar{N}(\omega)}{\bar{N}(\omega) + \bar{N}(6 \to \pi^+\pi^-)}.$$

Таким образом, рост наклона B с ростом энергии указывает на возрастание роли более тяжелых кластеров. Отсутствие при $E_L \sim 20$ ГэВ подобной зависимости означает, что при этой энергии

$$\bar{N}(\omega) \ll \bar{N}(\sigma).$$

2. Перейдем теперь к описанию распределений по множественности и зарядово-нейтральных корреляций в pp -столкновениях[7]. При энергиях $E_L \gtrsim 102$ ГэВ рождение пионов в ЦО происходит главным образом через B -кластеры и вкладом σ- и ω -кластеров мы пренебрегаем. Рождение странных частиц также учитывать не будем. Таким образом, принимаем во внимание каналы диссоциации №№ 1,2,3 и №№ 7,8,9. В результате получаем для W_{n_c} и $\langle n_{\pi^0}\rangle_{n_c}$ выражения

$$W_{n_c} = \sum_{n_e} \Big\{ V_1^2 \cdot \delta_{n_c;\, 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}+4n_{2\pi^+2\pi^-}+2} +$$

$$+ 2\cdot V_1\cdot(1-V_1)\cdot \delta_{n_c;\, 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}+4n_{2\pi^+2\pi^-}+4} +$$

$$+ (1-V_1)^2 \cdot \delta_{n_c;\, 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}+4n_{2\pi^+2\pi^-}+6}\Big\} \times$$

$$\times \prod_e P_{n_e}(\langle n_e\rangle)\cdot \theta\Big[\bar{E}'-\sum_{e'} n_{e'}\cdot \bar{M}_{e'}\Big].$$

$$\langle n_{\pi^0}\rangle_{n_c} = \frac{1}{W_{n_c}} \cdot \sum_e \prod_{e'} P_{n_{e'}}(\langle n_{e'}\rangle) \times$$

$$\times\, \theta\Big[\bar{E}'-\sum_{e'} n_{e'}\cdot \bar{M}_{e'}\Big] \times$$

$$\times \Big\{ \big[V_1^2\cdot(4n_{4\pi^0}+2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}) + 2V_1V_2\big]\cdot \delta_{n_c;\, 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}+4n_{2\pi^+2\pi^-}+2} +$$

$$+\big[2V_1\cdot(1-V_1)(4n_{4\pi^0}+2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0})+2(1-V_1)V_2\big]\cdot \delta_{n_c;\, 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}+4n_{2\pi^+2\pi^-}+4} +$$

$$+ (1-V_1)^2\cdot(4n_{\pi^0}+2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0})\cdot \delta_{n_c;\, 2n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}+4n_{2\pi^+2\pi^-}+6}\Big\}.$$

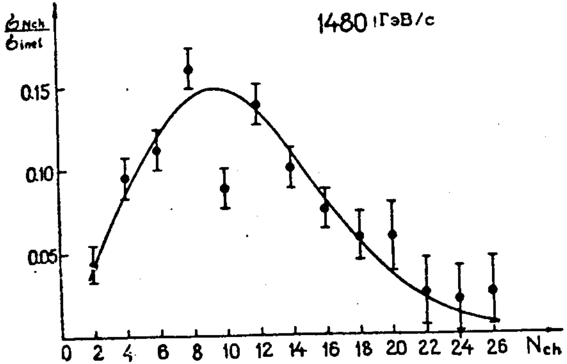

Рис. 7. Распределение по множественности при p_L = 1480 ГэВ/с.

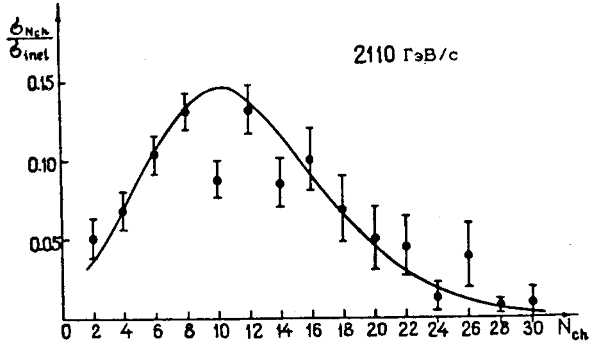

Рис. 8. Распределение по множественности при p_L = 2110 ГэВ/с.

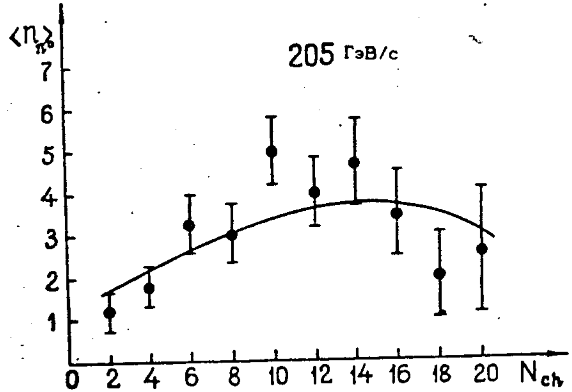

Рис. 9. Зарядово-нейтральные корреляции при p_L = 205 ГэВ/с

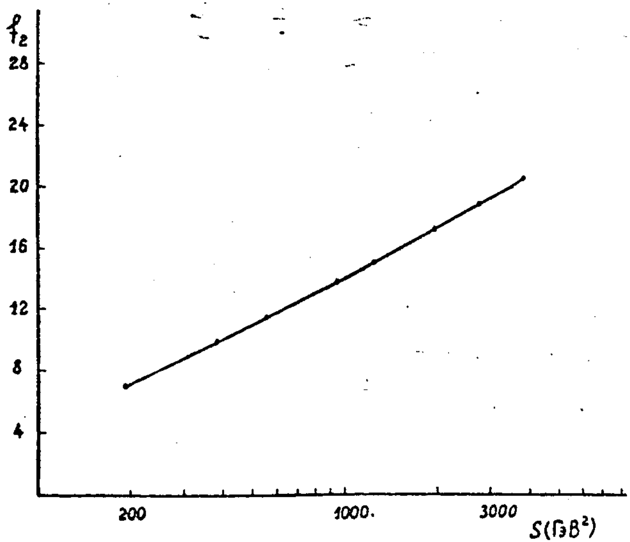

Рис. IO. Зависимость f_2 от S.

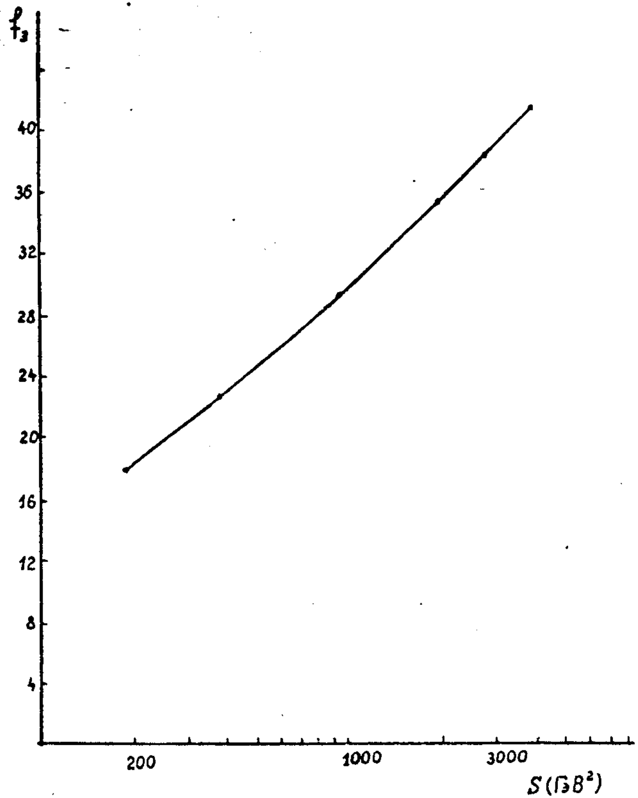

Рис. II. Зависимость f_3 от S.

Величины V_1, V_2 являются простыми комбинациями параметров $F_i^{(P)}$, i = 1,2,3; 7,8,9:

$$V_1 = 1 - F_6^{(P)},$$

$$V_2 = F_2^{(P)} + F_7^{(P)} + 2 F_8^{(P)}.$$

Подчеркнем здесь, что с ростом энергии (и с увеличением числа каналов) величины V_1 и V_2 будут включать в себя все большее число составляющих. Соответственно в распределениях по множественности будет появляться все большее число компонент. Рост числа компонент в распределениях с ростом энергии является отличительной чертой данной модели.

Использованный экспериментальный[8,9] материал включает 81 точку. Две точки (значения W_{n_c} при $n_c = 10$ при E_L =1480 ГэВ и E_L =2100 ГэВ не ложатся на гладкие кривые). Описание оставшихся 79 точек дало $\chi^2 \simeq 74$.

Наилучшее описание производилось в том случае, когда масса кластера B

$$\bar{M}_B \simeq 2{,}1 \text{ ГэВ/с}^2,$$

что согласуется с принятыми оценками этой величины (см., например,[5]).

Коэффициент неупругости получается равным

$$\xi =: \frac{\bar{E}'}{\sqrt{S}} \simeq 0{,}6.$$

Для величин V_1 и V_2 получаем из сравнения с экспериментальными данными:

$$V_1 = V_{11} + V_{12} \cdot \ln \frac{S}{S_0},$$

$$V_{11} = 0{,}6 \pm 0{,}04,$$

$$V_{12} = 0{,}1 \pm 0{,}047,$$

$$V_2 = 0{,}32 \pm 0{,}08.$$

Для $\langle n_B \rangle = A + B \cdot \ln \frac{S}{S_0}$ получаем

$$A = 1{,}25 \pm 0{,}072,$$

$$B = 0{,}8 \pm 0{,}08.$$

"Загиб" вниз кривой $f(n_c)=\langle n_{\pi^0}\rangle_{n_c}$, как уже указывалось выше, объясняется исключительно кинематическими соображениями. Результаты описания приведены на рис. 4÷9. На рис. 10-12 показано поведение корреляционных параметров f_2, f_3, f_4 в зависимости от квадрата полной энергии /12/. Их зависимость качественно согласуется с феноменологическими обработками при сверхвысоких энергиях (данные космических лучей) /10/.

§4. Корреляции типа "вперед-назад" в модели двух механизмов

Перейдем теперь к описанию корреляций типа "вперед-назад" между заряженными частицами. Данные, полученные недавно АСНМ-коллаборацией, показали /11/, что среднее число частиц, летящих в переднюю полусферу в СЦИ $\langle n^{(F)}\rangle_{n^{(B)}}$, растет линейно с ростом $n^{(B)}$, причем наклон порядка 1/3, что указывает на сильные короткодействующие корреляции. Покажем, как эта зависимость может быть легко объяснена в рамках модели с некоррелированным рождением нейтральных кластеров. (Вкладом продуктов диссоциации и кинематическими ограничениями пренебрежем).

А именно, воспользуемся предположением о том, что быстроты $б$-кластеров, которые образуются при распаде B-кластера, близки к быстроте B-кластера, т.е.

$$y_б \sim y_B ,$$

а быстроты пионов, которые образуются при распаде $б$-кластеров, имеют быстроты

$$y_\pi = y_б \pm \Delta ,$$

где $y_{б(B)}$ - быстрота $б(B)$-кластера, а Δ - некоторая постоянная характерная величина кластера. Вообще же результат слабо зависит от вида распределения по быстроте пиона.

B-кластер распадается на комбинации $2\pi^+2\pi^-$, $\pi^+\pi^-2\pi^0$, $4\pi^0$. Комбинация из четырех π^0-мезонов не дает вклада в корреляционные зависимости заряженных частиц. Распределение по $n_{2\pi^+2\pi^-}$, $n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}$ имеет вид

$$W_{n_{2\pi^+2\pi^-};\, n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}} = P_{n_{2\pi^+2\pi^-}}(D)\, P_{n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}}(D),$$

где

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

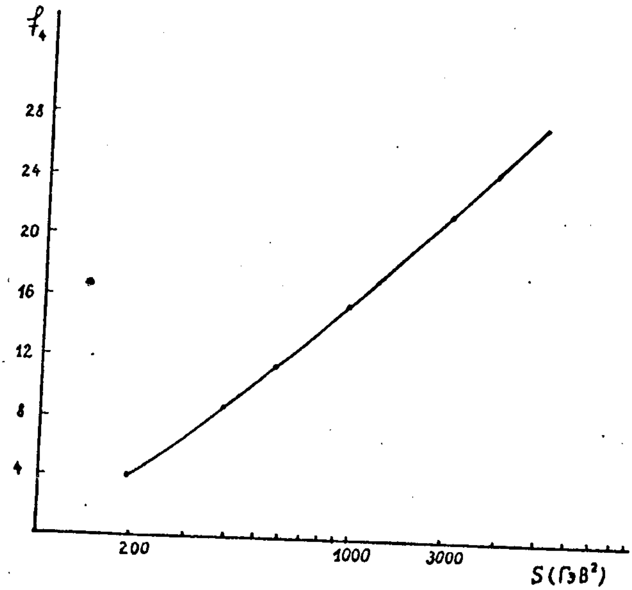

Рис. I2. Зависимость f_4 от S.

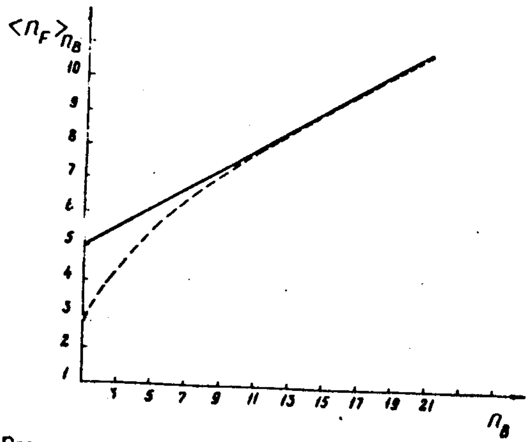

Рис. I3. Зависимость среднего числа частиц, летящих "вперед", n_F, от числа частиц, летящих "назад", n_B.
——— экстраполяция экспериментальных данных.
– – – · – предсказание нашей модели.

Весь быстротный интервал можно разбить на три области: $[-Y,-\Delta]$, $[-\Delta,\Delta]$, $[\Delta,Y]$. Если быстрота B-кластера, распавшегося на комбинацию $2\pi^+2\pi^-$, лежит в интервале $[-Y,-\Delta]$, то, очевидно, все четыре заряженных пиона летят "назад", если в интервале $[-\Delta,\Delta]$, то два заряженных пиона летят "вперед", а два "назад" и т.д.. Вероятность для кластера попасть в области $[\Delta,Y]$, $[-\Delta,\Delta]$, $[-Y,-\Delta]$ равна соответственно

$$\omega_1 = \frac{Y-\Delta}{2Y} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\omega,$$

$$\omega_2 = \omega,$$

$$\omega_3 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\omega,$$

где
$$\omega = \frac{\Delta}{Y}.$$

Вероятность того, что быстроты n_1 числа комбинаций $2\pi^+2\pi^-$ попадут в первый интервал, n_2 – во второй, n_3 – в третий, а быстроты $K_{1;2;3}$ числа комбинаций $\pi^+\pi^-2\pi^0$ попадут соответственно в первый, второй и третий интервалы, равна, очевидно,

$$W_{n_1,\dots K_3} = \prod P_{n_i}(D_i)\, P_{K_i}(D_i) \quad ; \qquad D_i = \omega_i D;$$

число частиц, летящих "вперед" ($n^{(F)}$) и "назад" ($n^{(B)}$), связано с $n_1,\dots K_3$ очевидными соотношениями

$$n^{(F)} = 4n_1 + 2n_2 + 2K_1 + K_2 + 1,$$

$$n^{(B)} = 2n_2 + 4n_3 + K_2 + 2K_3 + 1.$$

Распределение по числу частиц, летящих "назад" ($n^{(B)}$), имеет вид

$$W_{n^{(B)}} = \sum_{n_1,\dots K_3} \prod P_{n_i}(D_i)\, P_{K_i}(D_i)\cdot \delta_{n^{(B)};\,2n_2+4n_3+K_2+2K_3+1}$$

$$= \sum_{n_2,n_3} P_{n_3}(D_3)\cdot P_{n_2}(D_2)\, P_{n^{(B)}-1-4n_3-2n_2}(D_2),$$

и функция $\langle n^{(F)}\rangle_{n^{(B)}}$ представляется в виде

$$\langle n^{(F)}\rangle_{n^{(B)}} = \frac{1}{W_{n^{(B)}}}\cdot\sum P_{n_i}(D_i)\,P_{k_i}(D_i)\times$$

$$\times(2n_2+4n_1+2K_1+K_2+1)\cdot\delta_{n^{(B)};\,2n_2+4n_3+K_2+2K_3+1} =$$

$$=\left(n^{(B)}+6D_1\right)-\frac{2}{W_{n^{(B)}}}\cdot\sum_{n_2n_3K_3}(2n_3+K_3)\cdot P_{n_2}(D_2)\cdot P_{n_3}(D_3)\times$$

$$\times P_{K_3}(D_3)\cdot P_{n^{(B)}-1-4n_3-2n_2-2K_3}(D_2).$$

Две последние формулы предсказывают линейный рост для $\langle n^{(F)}\rangle_{n^{(B)}}$ при значениях $n^{(B)}\gtrsim 5$ (см. рис. 13).

Отклонение теоретической кривой от экспериментальной (при $\sqrt{S}$ =63 ГэВ /11/) при малых значениях $n^{(B)}$ объясняется тем, что мы не учли вклад дифракционной компоненты.

При этом величина "разлета" пионов при распаде σ -кластеров достаточно велика и равна

$$\Delta \approx 0{,}6\cdot Y,$$

что объясняет относительно большой наклон кривой.

Согласие теоретических результатов с экспериментальными говорит в пользу предположения о доминировании нейтральных кластеров и позволяет находить вероятности различных каналов диссоциации в рамках рассмотренной модели.

Итак, мы видим, что идея об объединении двух механизмов рождения вторичных частиц, а именно:

а) независимого рождения (нейтральных кластеров) в ЦО;

б) диссоциации лидирующих частиц с локальным сохранением заряда и других квантовых чисел, оказывается весьма плодотворной и дает возможность объяснить широкий спектр экспериментальных закономерностей. При этом сравнение теоретических зависимостей с экспериментальными позволяет получить в рамках нашей модели численные оценки для физических величин, таких как средняя масса кластеров, коэффициент неупругости и пр.

Значительный интерес представляет теоретическое и экспериментальное исследование возможности отделения вкладов различных механизмов. Кроме того, весьма желательна экспериментальная проверка эффекта "кластеризации", и, в частности, предположения о доминировании кластеров с нулевым зарядом в ЦО.

Литература

I. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili, Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 25B, 611 (1967).

2. См. обзоры (и ссылки в них):
И.В.Андреев, И.М.Дремин. УФН 122 № 1, 37 (1977).
С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 5, 3 (1974).
А.Н.Квинихидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 8, 478 (1977).

3. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili. CERN, TH-1707, Geneva (1973).

4. S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, Fizika,5, 67 (1973). V.G.Grishin, G.Jancso, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian. JINR E2-6596, Dubna (1972); Nuovo Cim.Lett., 8, 590 (1973). A.N.Sissakian. JINR,E2-9086, 243, Dubna (1975).

5. И.М.Дремин. Материалы Международного совещания "Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях". Серпухов, 1977.

6. Yu.A.Budagov et al. Czech.Journ. of Phys., B26, 1272 (1976).

7. N.S.Amaglobeli, V.K.Mitrjushkin, A.N.Sissakian, L.A.Slepchenko, E.T.Tsivtsivadze. JINR,E2-9362 , Dubna (1975).
А.С.Курилин, В.К.Митрюшкин, В.С.Румянцев, С.Б.Саакян, А.Н.Сисакян. ОИЯИ Д2-11833, Дубна (1978).

8. P.Slattery. Phys.Rev., D7, 2073 (1973).
W.Thome et al. MPI-PAE/EXP. EI.63 (1977).

9. F.T.Dao et al. Phys.Rev.Lett., 30, 1151 (1973).

10. См. обзор: С.Н.Вернов, Е.Л.Фейнберг. ОИЯИ Р1,2-8529, 73, Дубна (1975).

11. M.Le Bellac. CERN preprint. Ref. TH 2361-CERN (1977).

12. С.Ш.Мавродиев, В.К.Митрюшкин, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян. ОИЯИ, Д2-11947, Дубна (1978).