

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3145/82

12/7-82

Д2-82-297 †

Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян,
Л.А.Слепченко, Г.Т.Торосян

АВТОМОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ
ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
В $p\bar{p}$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ $\sqrt{S} = 540$ ГэВ

Направлено на Международный семинар
"Кварки-82" /Сухуми, 1982 г./

1982

1. Как известно, различные модели множественного рождения предсказывают для одночастичных быстротных распределений плато в центральной области. Однако эксперименты при все больших энергиях обнаруживают отклонения распределений от плато. Такое поведение находит свое объяснение в различных моделях^{1/1}. Новый экспериментальный результат для полуинклюзивных распределений^{1/2} получен недавно в ЦЕРНе /эксперимент UA5/ в $\bar{p}p$ -соударениях при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ. Распределения по псевдобыстроте при фиксированной множественности n_c сужаются, а пик распределения растет с ростом n_c .

В настоящей работе, в рамках ренорм-группового подхода^{1/3} и авторекуррентного анализа^{1/4} рассматривается распределение по псевдобыстроте в центральной области рождения вторичных частиц. Для соответствующей "аномальной размерности" решения ренорм-группового уравнения получен линейный рост с множественностью. При этом достигнуто хорошее описание экспериментальных полуинклюзивных распределений по псевдобыстроте в $\bar{p}p$ -соударениях при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ.

2. Рассмотрим эксклюзивную реакцию столкновения двух адронов высокой энергии с образованием ν сортов вторичных частиц $a+b \rightarrow c(p) + (n_1-1) + n_2 + \dots + n_\nu$. На основе ренорм-группового анализа для соответствующего сечения этой реакции, когда фиксируется импульс одной частицы типа c , имеем^{1/3}

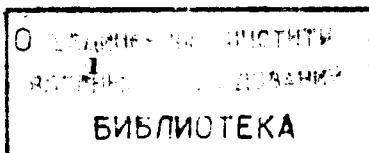
$$\frac{d}{d\tau} E_c \frac{d\sigma_c^{n_1, n_2, \dots, n_\nu}}{dP_c} = - \left[\gamma_1 n_1 + \dots + \gamma_\nu n_\nu \right] E_c \frac{d\sigma_c^{n_1, \dots, n_\nu}}{dP_c}, \quad (1)$$

где $\tau = \ln \frac{P_a P_b}{P_c}$ - "временная" эволюционная компонента^{1/4}, $\gamma_1, \dots, \gamma_\nu$ - "аномальные размерности" $i = 1, \dots, \nu$ видов полей соответствующих частиц. Данная полная "аномальная размерность"

$\mathcal{H}_{n_1, \dots, n_\nu} = \gamma_1 n_1 + \dots + \gamma_\nu n_\nu$. Усредняя по множественностям всех сортов частиц, кроме первой, получаем для соответствующей полной аномальной размерности

$$\mathcal{H}_{n_1} = \gamma_1 n_1 + \sum_{i=2}^{\nu} \gamma_i \langle n_i(n_1) \rangle, \quad (2)$$

где $\langle n_i(n_1) \rangle$ - средняя множественность i -того сорта частиц, ассоциированная с рождением n_1 частиц типа c . Усредняя (2) еще по n_1 , получим полную среднюю "аномальную размерность"



$\mathcal{L}_{\langle n \rangle}$ реакции $a+b \rightarrow c(\vec{p}) + X$:

$$\mathcal{L}_{\langle n \rangle} = \sum_{i=1}^{\nu} \delta_i \langle n_i \rangle. \quad (3)$$

Соответственно для сечения реакции $a+b \rightarrow c(\vec{p}) + (n-1) + X$ имеем

$$E \frac{d\sigma_{n_c}}{d\vec{p}} = C_{n_c} e^{-\mathcal{L}_{n_c} z}, \quad (4)$$

где C_{n_c} - нормировочный коэффициент.

Пользуясь удобным представлением $\frac{P_a P_b}{P_c^2} = \frac{P_{\perp}}{|P_{\parallel}|} \text{ch}(\eta - \beta)$

в системе цилиндрических координат в пределе нулевой массы ($m \rightarrow 0$), легко получить из (4) следующее выражение для нормированного сечения по псевдобыстроте η :

$$\frac{1}{6_{n_c}} \frac{d6_{n_c}}{d\eta} = A \frac{[\text{ch}(\eta - \beta)]^{-\mathcal{L}_{n_c}}}{B(\frac{1}{2}, \frac{\mathcal{L}_{n_c}}{2})}, \quad (5)$$

где $A \sim n_c$, β - псевдобыстрота, соответствующая начальному вектору \vec{P}_c .

На рис. 1 приведены результаты сравнения выражения (5) с экспериментальными полуинтегрированными спектрами для пяти интервалов множественности n_c для $\bar{p}\bar{p}$ -соударений при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Как видно из рисунка, получено вполне удовлетворительное описание наблюдаемого в эксперименте эффекта сужения и роста пика распределений с увеличением n_c ($\chi^2 = 0,8 + 1$ для каждой кривой в отдельности). При этом параметры A и \mathcal{L}_{n_c} линейно растут с ростом n_c . На рис. 2 приводятся значения \mathcal{L}_{n_c} и $\mathcal{L}_{\langle n_c \rangle}$ как функции n_c и $\langle n_c \rangle$ соответственно. Сплошная кривая соответствует линейной аппроксимации $\mathcal{L}_{n_c} = (0,006 \pm 0,002)n_c + (0,129 \pm 0,094)$, что также можно обосновать в изложенном выше подходе.

Как легко видеть, при некоррелированном рождении частиц разных сортов $\langle n_i n_j \rangle = \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle$, ($i \neq j$) и отношение $L(z_c, \nu) = \mathcal{L}_{n_c} / \mathcal{L}_{\langle n_c \rangle}$ имеет линейную зависимость от n_c . При коррелированном же рождении нескольких сортов частиц отношение $\langle n_i n_j \rangle / \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle$, как показано в^{15/}, можно представить в следующей единой автомодельной форме

$$\phi^i(z_c, \nu) \equiv \frac{\langle n_i n_j \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_j \rangle} = z_c \frac{\Psi(\nu, a+1, \frac{a}{\nu} z_c)}{\Psi(\nu-1, a, \frac{a}{\nu} z_c)}, \quad (6)$$

где $\Psi(\alpha, \beta, x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция, $z_c = \frac{n_c}{\langle n_c \rangle}$, а параметр a задается условием

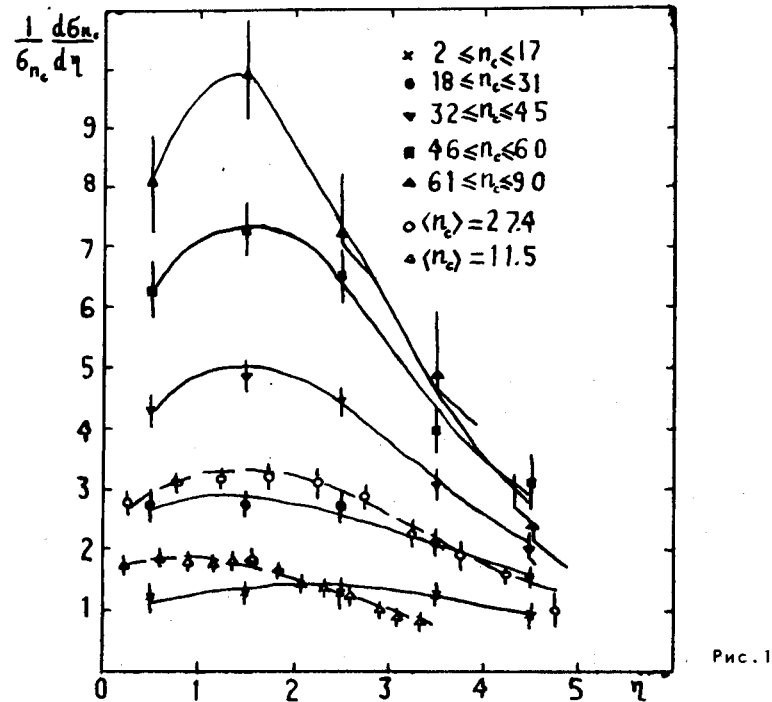


Рис. 1

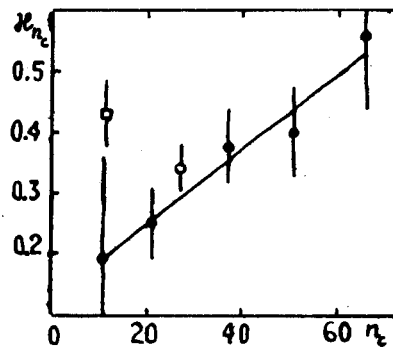


Рис. 2

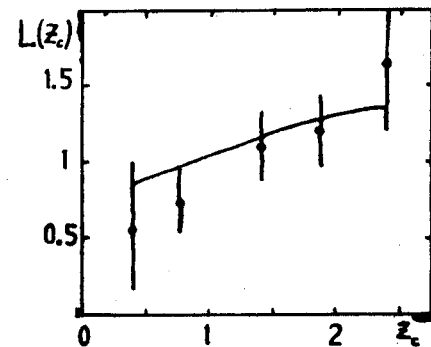


Рис. 3

$$\sum_{i=1}^{\nu} \frac{\langle n_i^2 \rangle}{\langle n_i \rangle^2} + 2 \sum_{i>j=1}^{\nu} \frac{\langle n_i n_j \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_j \rangle} = \nu^2 \left(\frac{1}{a} + 1 \right). \quad (7)$$

Как видно из (7), параметр a имеет смысл, аналогичный параметру Вроблевского: $\sqrt{a'} = \frac{\langle n \rangle}{D}$ при $\nu = 1$.

Тогда, используя тождества (см. /5/))

$$\gamma_i \langle n_i \rangle = \gamma_k \langle n_k \rangle, \quad i, k = 1, \dots, \nu,$$

имеем

$$L(\bar{z}_c, \nu) = \frac{\bar{z}_c}{\nu} + \frac{\nu-1}{\nu} \phi(\bar{z}_c, \nu). \quad (8)$$

Анализ выражения (8) показывает, что при $\nu \gg 1$ вполне допустимо заменить

$$L(\bar{z}_c, \nu \gg 1) \equiv L(\bar{z}_c) = \phi(\bar{z}_c, \nu). \quad (9)$$

На рис. 3 показана зависимость $L(\bar{z}_c)$ от \bar{z}_c . Из нее получаем для параметра a значение $a = 3,20 \pm 2,52$, что согласуется с соответствующим экспериментальным значением $\frac{\langle n \rangle}{D} = 1,8^{2/1}$.

Таким образом в рамках ренорм-группового подхода получено самосогласованное описание экспериментальной ситуации UA5 в $\bar{p}p$ -соударениях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

Авторы благодарны В.А.Матвееву за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев И.В., Дремин И.М. УФН, 1977, 122, №1, с.37;
Кулешов С.П. и др. ЭЧАЯ, 1974, № 5 /см.также ссылки в этих обзорах/.
2. Alpgard A. et al. Phys.Lett., 1078, N 4, 310, 1981.
3. Дарбаидзе Я.З., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. Материалы Международного семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1980, т.1, с.304;
Дарбаидзе Я.З., Махалдиани Н.В. ОИЯИ, P2-80-160, Дубна, 1980;
Дарбаидзе Я.З., Махалдиани Н.В., Слепченко Л.А. Труды ТГУ, т.203, 1978.
4. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, 1971, 2, с.5.
5. Амаглобели Н.С., Дарбаидзе Я.З., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А., Тевзадзе Ю.В. ОИЯИ, E2-82-107, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1982 года.