объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

3548/2-80

4/8-80

Р2-80-298

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

КОРРЕЛЯЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ПОДХОДЕ

Направлено в ТМФ

1980

1. Систематическое исследование одночастичных инклюзивных и полуинклюзивных характеристик адронных процессов в рамках модели дифракционного возбуждения с последующим статистическим распадом возбужденного адронного состояния и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными в $\pi^- p$-, $\pi^- n$ - реакциях приводят к убеждению о необходимости учета эффектов лидирующей частицы и образования адронных ассоциаций (резонансов, кластеров), особенно при относительно малых множественностях заряженных частиц и выделенных кинематических областях ассоциативно рожденных частиц [1,2].

Предположение того или иного механизма рождения вторичных частиц определенно влияет на соотношение нейтральных и заряженных вторичных частиц, рожденных при столкновении двух высокоэнергетических адронов.

Изучение зависимости средней множественности нейтральных π^0-мезонов $\langle n_0(n_c)\rangle$ от числа заряженных $\pi^\pm$ - n_c привело к установлению линейного характера следующего типа:

$$\langle n_0(n_c)\rangle = A + Bn_c ,$$

проверенного в широком интервале начальной энергии для разного сорта сталкивающихся частиц (см. [3] и цитируемую там литературу).

В работе [4] показано на основе унитарности и аналитичности, что средние множественности, ассоциированные с рождением частиц в области больших передач импульса, возрастают с ростом начальной энергии почти максимально.

Отметим, что анализ средней ассоциативной множественности заряженных частиц $\langle n_c(p_\perp)\rangle$ приводит к степенному (в частности, линейному) росту средней множественности с увеличением поперечного импульса выделенной частицы $c(\vec{p}_\perp)$ [5,6].

Объединенный институт ядерных исследований БИБЛИОТЕКА

В настоящей работе рассматривается поведение средней множественности нейтральных частиц при фиксированном числе заряженных, среди которых в процессе соударения двух высокоэнергетических адронов выделяется одна частица с импульсом $\vec{p}$:

$$\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle =$$

$$= \sum_{n_0=0}^{\infty} n_0 E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_0,n_c,\vec{p}) / \sum_{n_0=0}^{\infty} E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_0,n_c,\vec{p}), \tag{1}$$

где $E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_0,n_c,\vec{p})$ – дифференциальное сечение эксклюзивного процесса $a+b \to c(\vec{p})+(n_c-1)+n_0$ с n_0 нейтральными и n_c заряженными частицами (π^0–, $\pi^{\pm}$ –мезоны).

Здесь величина $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$ рассматривается с помощью многокомпонентной модели двух механизмов с изотропно распадающимися кластерами, развитой в работах[7,8], где в схему включаются амплитуды, описывающие распад N_1 двухчастичных и N_2 четырехчастичных кластеров. Анализ результатов указывает на возможное осциллирующее поведение величины $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$ в зависимости от n_c, особенно в области больших импульсов $|\vec{p}|$ выделенной частицы, которое сглаживается с увеличением n_c.

Исходя из гипотезы об автомодельной структуре одночастичных дифференциальных сечений эксклюзивного процесса при столкновении двух высокоэнергетических адронов $a+b \to c(\vec{p})+(n-1)$ получено масштабно-инвариантное соотношение для $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$.

2. Известно, что реакция рождения вторичных частиц в высокоэнергетических адрон-адронных соударениях может быть представлена как двухстадийный процесс. На первой стадии рождаются кластеры, которые затем распадаются на наблюдаемые вторичные частицы. В соответствии с этой схемой для инвариантного сечения полуинклюзивной реакции столкновения двух адронов имеем[9]

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p}) = \int dM\, \rho(M) n(M) N(M,\vec{p}), \tag{2}$$

где $\rho(M)$ – сечение возбуждения кластера с массой M, $n(M)$ – множественности частиц, на которые распадается кластер с этой массой, $N(M,\vec{p})$ – сечение распада образованной системы.

В данной работе развивается модель, которая строится в предположении о существовании двух независимых механизмов рождения частиц в адрон-адронном процессе:

а) диссоциации сталкивающихся лидирующих частиц с образованием вторичных;

б) независимого испускания двухчастичных и четырехчастичных (имеется в виду число заряженных частиц) нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с изоспином $I = 0$.

Кроме того, предполагается, что амплитуды, определяющие вероятности распада N_1 двухчастичных и N_2 четырехчастичных кластеров, имеют экспоненциальную зависимость вида $e^{-2N_1\frac{E}{T_1}}$ и $e^{-4N_2\frac{E}{T_2}}$ соответственно. Здесь T_i имеет смысл температуры каждого i-того сорта кластеров; $E=\sqrt{m^2+|\vec{p}|^2}$ – энергия выделенной частицы $c(\vec{p})$ в системе центра инерции сталкивающихся адронов.

С учетом изложенных предположений, переходя в выражении (2) к суммированию по числу кластеров, имеем (см. [7])

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p})=\sum_{n=0}^{[\frac{n_c-2}{4}]}P_n(b)\,e^{-4n\frac{E}{T_2}}\,P_{\frac{n_c-2}{2}-2n}(a)\,e^{-(n_c-2-4n)\frac{E}{T_1}}, \qquad (3)$$

где a и b – средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре частицы соответственно:

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

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

$P_n(\langle n\rangle) = e^{-\langle n\rangle}\frac{\langle n\rangle^n}{n!}$ – пуассоновское распределение,
$[A]$ – целая часть от A.

Упростим выражение (3), рассматривая отдельно два возможных случая[8]:

1. $n_c = 4p + 2$, p – целое неотрицательное число,

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p}) = e^{-(a+b)}(4b')^p\frac{p!}{(2p)!}L_p^{-1/2}\left(-\frac{a'^2}{4b'}\right); \tag{4}$$

2. $n_c = 4p + 4$,

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p}) = e^{-(a+b)}a'(4b')^p\frac{p!}{(2p+1)!}L_p^{1/2}\left(-\frac{a'^2}{4b'}\right), \tag{5}$$

где $L_p^s(x)$ – обобщенные полиномы Лаггера, $a' = ae^{-2\frac{E}{T_1}}$, $b' = be^{-4\frac{E}{T_2}}$.

Интересно отметить, что в случае одинаковых температур двух возбужденных адронных образований, т.е. $T_1 = T_2 = T$ в аргументе функций Лаггера (4) и (5), $x \equiv -\frac{a'^2}{4b'} = -\frac{a^2}{4b}e^{-4\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right)E} \xRightarrow{T_1=T_2} -\frac{a^2}{4b}$,

исчезает зависимость от энергии E и одночастичное распределение полуинклюзивной реакции $a+b \to c(\vec{p})+(n_c-1)+X$ принимает вид

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p}) \sim e^{-n_c\frac{E}{T}}, \tag{6}$$

согласующийся с результатами, полученными в модели статистического распада первоначально возбужденной системы при столкновении двух адронов[1].

Легко видеть, что нормированное на σ_{n_c} сечение при $T_1 = T_2 \equiv T$ совпадает с результатом работы[1]:

$$\frac{1}{\sigma_n}E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p}) = \frac{n_c e^{-n_c\frac{E}{T}}}{4\pi T m_\pi K_1\left(\frac{n_c m_\pi}{T}\right)}. \tag{7}$$

где m_π – масса π – мезона, $K_\nu(x)$ – функция Бесселя от мнимого аргумента. В этом случае в согласии с [1] распределение π – мезонов обнаруживает сужение пика по продольной быстроте y (поперечному импульсу $p_\perp$) при увеличении n_c , т.е. рост эффективного наклона при больших множественностях. Кроме того, с ростом множественности возрастает максимальное значение пика $E\,\dfrac{d\sigma_n}{dy\,dp_\perp^2}\,(ab\to\pi)$ $(y=0,\ p_\perp = p_{\perp\,max})$

в согласии с экспериментальными данными по образованию π – мезонов в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях (см. [2,3]). Отметим, что аналогичные свойства распределений получаются и в других подходах, рассматривающих разные механизмы распада статистической системы в конечные адроны [10].

Рассмотрим сейчас с помощью полученных полуинклюзивных спектров (4), (5) поведение ассоциативной множественности нейтральных частиц $\langle n_0(n_c,\vec p)\rangle$. Из выражения (3) для $\langle n_0(n_c,\vec p)\rangle$ легко получить

$$\langle n_0(n_c,\vec p)\rangle = A + (a' + 2b')\,\frac{E\,\dfrac{d\sigma}{d\vec p}(n_c-2,\vec p)}{E\,\dfrac{d\sigma}{d\vec p}(n_c,\vec p)}\,, \qquad (8)$$

где $A = 2c_1 + 4c_2 + 2\omega_1^2$; c_1 и c_2 – средние числа кластеров $\sigma\to\pi^0\pi^0$ и $B\to 4\pi^0$ соответственно; а ω_1 – вероятность того, что протон диссоциирует в протон.

Подставляя выражения (4) и (5) в (8) в двух рассмотренных случаях будем иметь

$$\langle n_0(n_c,\vec p)\rangle = A + \left(a' + \frac{a'^2}{4b'}\right)\left(\mathcal{L}_p^+(x) - 1\right), \qquad n_c = 4p+2\,, \qquad (9)$$

$$\langle n_0(n_c,\vec p)\rangle = A + \left(1 + \frac{2b'}{a'}\right)p(2p+1)\,\mathcal{L}_p^-(x), \qquad n_c = 4p+4\,. \qquad (10)$$

где введены обозначения

$$\mathcal{L}^{+}_{p}(x) = \frac{L_p^{1/2}(x)}{L_p^{-1/2}(x)}, \qquad \mathcal{L}^{-}_{p}(x) = \frac{L_p^{-1/2}(x)}{L_p^{1/2}(x)} = \frac{1}{\mathcal{L}^{+}_{p}(x)} . \tag{11}$$

Анализ выражений (9) и (10) приводит к выводу о наличии осцилляций при относительно малых значениях множественности заряженных частиц в поведении величины $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$, увеличивающихся с ростом энергии E. Это заключение является следствием наличия зависимости от энергии выделенной частицы $c(\vec{p}) - E$ в аргументе функций $\mathcal{L}^{\pm}_{p}(x)$ при $T_1 \neq T_2$ и находится в согласии с результатами работы /8/.

Проанализируем сейчас зависимость ассоциативной средней множественности $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$ от импульса детектируемой частицы $\vec{p}$. В частности, рассмотрим случай, когда доминирует образование четырехчастичных кластеров, т.е. $a^2/4b \ll 1$ (см. также выводы в /7/).

В этом случае из выражений (9) и (10) при малых значениях энергии E выделенной частицы $E < 1$ ГэВ получаем

$$\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle = A + 2ap\left(1 - \frac{2E}{T_1}\right), \qquad n_c = 4p+2, \tag{12}$$

$$\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle = A + p\left(1 + \frac{2b}{a} - \frac{4b}{a}\,\frac{E}{T_1T_2/(2T_2-T_1)}\right),$$

$$n_c = 4p+4. \tag{13}$$

Таким образом, зависимость от энергии E фиксированной частицы (пиона) при условии $T_1 \le T_2 \le 2T_1$ приводит к убыванию величины $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$ с ростом E. Отметим также, что сравнение формулы (7) с экспериментальными данными в $\pi^- p$ – и $\pi^- n$ – реакциях при $p_L = 40$ ГэВ/с /2/ указывает на необходимость учета рождения резонансов при множественностях $n_c < \bar{n}_c \sim 6$ (в принципе содержащейся в формулах (4) и(5)). В рамках рассмотренной модели это требование позволяет предположить, что $T_1 \neq T_2$.

3. В работе[5] для сечений полуинклюзивных реакций столкновения двух высокоэнергетических адронов $a + b \to c(\vec{p}) + (n_c - 1) + X$ было получено в предположении об автомодельной структуре дифференциального сечения процесса соотношение подобия по множественности заряженных частиц.

Предположим теперь справедливость такого типа соотношения для сечений эксклюзивного анала реакции

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n,\vec{p}) = A(\vec{p})F\left(\frac{n}{\langle n(\vec{p})\rangle}\right), \tag{14}$$

где $n = n_0 + n_c$ - полное число вторичных частиц[11]. Исходя из этого получаем

$$\langle n(\vec{p})\rangle \frac{E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n,\vec{p})}{E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p})} = \bar{F}(z), \tag{15}$$

где $z \equiv \frac{n}{\langle n(\vec{p})\rangle}$; сечения $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n,\vec{p})$ и $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p})$ определяются стандартным способом (см., например,[3]).

Суммируя выражение (15) по числу нейтральных частиц n_0 в реакции $a + b \to c(\vec{p}) + (n_c - 1) + n_0$, получаем следующее соотношение в согласии с[5]:

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p}) = E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p})\int_{z_c}^{\infty} F(z)dz, \tag{16}$$

$$z_c = \frac{n_c}{\langle n(\vec{p})\rangle}.$$

Заметим, что при этом нижняя граница интеграла в правой части (16) становится зависящей от масштабной переменной z_c. Отсюда легко показать, что сечение полуинклюзивного канала реакции $a+b\to c(\vec{p})+(n_c-1)+X$ удовлетворяет следующему автомодельному соотношению:

$$\langle n(\vec{p})\rangle \frac{E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p})}{\sum\limits_{n_c=0}^{\infty} E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_c,\vec{p})} = \frac{\int\limits_{z_c}^{\infty}\bar{F}(z)dz}{\int\limits_{0}^{\infty}dz_c\int\limits_{z_c}^{\infty}\bar{F}(z)dz} = \Psi(z_c) \qquad (17)$$

В настоящее время последнее соотношение для распределений по y, $p_\perp^2$, M_x^2 (M_x – недостающая масса) проверено экспериментально в адрон-адронных соударениях [12].

Перейдем теперь к рассмотрению автомодельных свойств средней ассоциативной множественности $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle$. Используя (1) и соотношения (15), (16), получаем, что нормированная ассоциативная множественность $\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle/\langle n(\vec{p})\rangle$ действительно удовлетворяет масштабно-инвариантному соотношению следующего вида:

$$\frac{\langle n_0(n_c,\vec{p})\rangle}{\langle n(\vec{p})\rangle} = \frac{\int\limits_{z_c}^{\infty} zF(z)dz}{\int\limits_{z_c}^{\infty} F(z)dz} - z_c \equiv \Phi(z_c), \qquad (18)$$

т.е. является функцией только масштабной переменной

$$z_c = \frac{n_c}{\langle n(\vec{p})\rangle}.$$

Для качественного анализа выражения (18) воспользуемся, например, широко используемой в литературе параметризацией функции $F(z)$, полученной как класс решений в рамках ренорм-групповых уравнений квантовой теории поля [11,13]:

$$F(z)\sim z^{a-1}e^{-az}. \qquad (19)$$

Подставляя это выражение F(z) в (18), получаем

$$\Phi'(z_c) = \frac{\Gamma(a+1, az_c)}{a\Gamma(a, az_c)}, \qquad (20)$$

$$\Phi'(z_c) = \Phi(z_c) + z_c,$$

$\Gamma(a,z)$ – неполная гамма-функция Эйлера.

В заключение отметим, что масштабно-инвариантное соотношение (19) является одним из проявлений автомодельных свойств распределений в множественных процессах при высоких энергиях. Экспериментальное исследование этих распределений может служить критерием справедливости автомодельного распределения (14) в эксклюзивных каналах реакций с множественным образованием частиц.

Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку. Мы выражаем свою признательность Н.С.Амаглобели, Ю.А.Будагову, В.Р.Гарсеваншвили, В.А.Матвееву, С.Щ.Мавродиеву, В.К.Митрюшкину, Э.Т.Цивцивадзе за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Дарбаидзе Я.З., Слепченко Л.А. Сообщения АН ГССР, 1975, 75, с.61.
2. Абесалашвили Л.Н. и др. ЯФ, 1976, 23,с. 782; Абесалашвили Л.Н. и др. ЯФ, 1978, 27,с.1548.
3. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. Fizika, 1973, 5, p.67; Grishin V.G. et al. JINR, E2-6596, Dubna, 1972; Nuovo Cim.Lett., 1973, 8, p.590; Sissakian A.N. JINR, E2-9086, Dubna, 1975, p.243; In: Proceedings of the XVIII Intern.Conf. on High Energy Physics , Tbilisi,1976. JINR,D1,2-10400, Dubna,1977.
4. Логунов А.А., Мествиришвили М.А.,Петров В.А.Препринт ИФВЭ, 79-143, Серпухов, 1979.

5. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. ЯФ, 1976, 23, с.432.
6. Абесалашвили Л.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с. 306.
7. Мавродиев С.Ш. и др. ЯФ , 1979, 30, с.245; Мавродиев С.Ш., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, Р2-12570, Дубна, 1979; Луценко И.В., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, Р2-13049, Дубна, 1980.
8. Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, Р2-12685, Дубна, 1979.
9. Jacob M., Slansky R. Phys.Rev., 1972, D5, p.1847; Hwa R. Phys.Rev.Lett., 1971, 26, 143; Слепченко Л.А. Лекции на школе по физике элементарных частиц, Тбилиси, 1973. ТГУ,1973.
10. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, с.539.
11. Дарбаидзе Я.З., Махалдиани Н.В., Слепченко Л.А. Труды ТГУ, 1979, 203; Дарбаидзе Я.З.,Махалдиани Н.В. ОИЯИ, Р2-80-160, Дубна, 1980.
12. Абесалашвили Л.Н. и др. ЯФ, 1976, 24,с.1189;Аношин А.И. и др. ОИЯИ, Р1-12115, Дубна, 1979; Журавлева Л.И., Куциди Н.К., Саитов И.С. ОИЯИ, Р1-10643, Дубна, 1977.
13. Дарбаидзе Я.З. и др. ТМФ, 1977, 34,с.303; Ernst W., Schmitt I. Nuovo Cim., 1976, 31A, p.109.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 апреля 1980 года.