ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 34, вып. 3(9), 1981

КОРРЕЛЯЦИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ПОДХОДЕ

ДАРБАИДЗЕ Я. З. [1], СИСАКЯН А. Н., СЛЕПЧЕНКО Л. А. [1], ТОРОСЯН Г. Т. [2]

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 30 апреля 1980 г.; после переработки 25 февраля 1981 г.)

В рамках многокомпонентного подхода рассматривается поведение средней множественности нейтральных частиц при фиксированном числе заряженных, среди которых выделяется одна частица с импульсом $\mathbf{p}$ в процессе соударения двух высокоэнергетических адронов $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$. Анализ результатов указывает на возможные осцилляции величины $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ в зависимости от n_c, особенно в области больших импульсов $|\mathbf{p}|$ выделенной частицы, которые сглаживаются с увеличением n_c. Исходя из гипотезы об автомодельной структуре одночастичных дифференциальных сечений эксклюзивного процесса $a+b\to c(\mathbf{p})+(n-1)$, получено масштабно-инвариантное соотношение для $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$.

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 π^-p-, π^-n-реакциях убеждают в 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 n_c заряженных $\pi^\pm$ привело к установлению линейного характера этой зависимости:

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

проверенного в широком интервале начальных энергий, а также для разных сортов сталкивающихся частиц (см. [3] и цитированную там литературу). В работе [4] на основе унитарности и аналитичности показано, что средние множественности, ассоциированные с рождением частиц в области больших передач импульса, возрастают с ростом начальной энергии почти максимальным образом. 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 $c(\mathbf{p}_\perp)$ [5, 6].

В настоящей работе рассматривается поведение средней множественности нейтральных частиц при фиксированном числе заряженных, среди ко-

[1] Тбилисский государственный университет.
[2] Ереванский государственный университет.

торых выделяется одна частица с импульсом $\mathbf{p}$ в процессе соударения двух высокоэнергетических адронов:

$$\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle = \sum_{n_0=0}^{\infty} n_0 E \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n_0, n_c, \mathbf{p}) \Big/ \sum_{n_0=0}^{\infty} E \frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n_0, n_c, \mathbf{p}), \qquad (1)$$

где $E\dfrac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n_0, n_c, \mathbf{p})$ — дифференциальное сечение эксклюзивного процесса $a+b\to c(\mathbf{p})+(n_c-1)+n_0$ с n_0 нейтральными и n_c заряженными частицами (π^0-, $\pi^\pm$-мезонами). Здесь величина $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ 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 $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ в зависимости от n_c, особенно в области больших импульсов $|\mathbf{p}|$ выделенной частицы, которое сглаживается с увеличением n_c. Исходя из гипотезы об автомодельной структуре одночастичных дифференциальных сечений эксклюзивного процесса при столкновении двух высокоэнергетических адронов $a+b\to c(\mathbf{p})+(n-1)$, получено масштабно-инвариантное соотношение для $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$.

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]

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

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

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

а) диссоциации сталкивающихся лидирующих частиц с образованием вторичных частиц;

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

Кроме этого предполагается, что амплитуды, определяющие вероятности распада N_1 двухчастичных и N_2 четырехчастичных кластеров, имеют экспоненциальную зависимость вида e^{-2N_1E/T_1} и e^{-4N_2E/T_2}, соответственно. Здесь T_i имеет смысл температуры каждого i-го сорта кластеров; $E=\sqrt{m^2+|\mathbf{p}|^2}$ — энергия выделенной частицы $c(\mathbf{p})$ в с.ц.и. сталкивающихся адронов.

С учетом этих предположений, переходя в выражении (2) к суммированию по числу кластеров, для вероятности рождения n_c заряженных частиц (причем фиксируется одна частица с энергией E (импульсом $\mathbf{p}$)), приближенно имеем (см. [7]) [1)]

[1)] Отметим, что в действительности в правой стороне выражения (3) стоит вероятность нахождения в каждой группе кластеров частицы с энергией E. Точное выражение для $W_{n_c}(\mathbf{p})$ получается из (3) усреднением по энергии какой-нибудь из фиксированных частиц. Однако эта процедура приводит лишь к изменению масштаба и не меняет вероятностной картины, которая исследуется. Так что с целью удобства ниже будем пользоваться выражением (3).

$$W_{n_c}(\mathrm{p}) \equiv E\frac{d\sigma_{n_c}}{d\mathrm{p}} \Big/ \sum_{n_c} E\frac{d\sigma_{n_c}}{d\mathrm{p}} \sim$$

$$\sim \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-2}{4}\right]} P_n(b)\, e^{-4nE/T_2} P_{\frac{n_c-2}{2}-2n}(a)\, e^{-(n_c-2-4n)E/T_1}, \qquad (3)$$

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

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

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

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

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

$$W_{n_c}(\mathrm{p}) \sim e^{-(a+b)}(4b')^p\frac{p!}{(2p)!}L_p^{-1/2}\left(-\frac{a'^2}{4b'}\right); \qquad (4)$$

2. $n_c=4p+4$. Тогда

$$W_{n_c}(\mathrm{p}) \sim e^{-(a+b)}a'(4b')^p\frac{p!}{(2p+1)!}L_p^{1/2}\left(-\frac{a'^2}{4b'}\right), \qquad (5)$$

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

Интересно отметить, что в случае одинаковых температур двух возбужденных адронных образований, т. е. $T_1=T_2\equiv T$ в аргументе функций Лаггера (4) и (5)

$$x \equiv -\frac{a'^2}{4b'} = -\frac{a^2}{4b}\exp\left[-4\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right)E\right] \xrightarrow{T_1=T_2} -\frac{a^2}{4b}$$

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

$$W_{n_c}(\mathrm{p}) \sim e^{-n_cE/T}, \qquad (6)$$

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]:

$$\frac{1}{\sigma_n}E\frac{d\sigma}{d\mathrm{p}}(n_c,\mathrm{p}) = \frac{n_c e^{-n_cE/T}}{4\pi T m_\pi K_1(n_c m_\pi/T)}, \qquad (7)$$

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 $E\frac{d\sigma_n}{dy\,dp_\perp^2}(ab\to\pi)\,(y=0,\ p_\perp=p_{\perp\,max})$ 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 (см. по этому поводу [10]).

Рассмотрим сейчас с помощью полученных полуинклюзивных спектров (4), (5) поведение ассоциативной множественности нейтральных частиц $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$.

Из выражения (3) для $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ легко получить (см. [3])

$$\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle = A + (a' + 2b')\frac{W_{n_c-2}(\mathbf{p})}{W_{n_c}(\mathbf{p})}, \tag{8}$$

где $A=2c_1+4c_2+2\omega_1^2$, c_1 и c_2 — соответственно средние числа кластеров $\sigma\to\pi^0\pi^0$ и $B\to4\pi^0$, а ω_1 — вероятность того, что протон в результате диссоциации перейдет сам в себя.

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

$$\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle = A + \left(a' + \frac{a'^2}{4b'}\right)[\mathscr{L}_p^+(x) - 1], \quad n_c = 4p+2, \tag{9}$$

$$\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle = A + \left(1 + \frac{2b'}{a'}\right)p(2p+1)\mathscr{L}_p^-(x), \quad n_c = 4p+4, \tag{10}$$

где

$$\mathscr{L}_p^+(x) \equiv \frac{L_p^{1/2}(x)}{L_p^{-1/2}(x)}, \quad \mathscr{L}_p^-(x) \equiv \frac{L_p^{-1/2}(x)}{L_p^{1/2}(x)} = \frac{1}{\mathscr{L}_p^+(x)}. \tag{11}$$

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

Проанализируем сейчас зависимость ассоциативной средней множественности $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ от импульса детектируемой частицы $\mathbf{p}$. 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

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

$$\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle = A + p\left(1 + \frac{2b}{a} - \frac{4b}{a}\cdot\frac{E}{T_1T_2/(2T_2 - T_1)}\right), \quad n_c = 4p+4. \tag{13}$$

Таким образом, зависимость от энергии E фиксированной частицы (пиона) при условии $T_1 \leqslant T_2 \leqslant 2T_1$ приводит к убыванию величины $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ с ростом E.

Отметим также, что сравнение формулы (7) с экспериментальными данными в π^-p- и π^-n-реакциях при $p_L=40$ ГэВ/c [2] указывает на необходимость учета рождения резонансов при малых множественностях $n_c<\bar{n}_c\sim6$ (в принципе содержащегося 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 $a+b\to c(\mathbf{p})+(n_c-1)+X$ в предположении об автомодельной структуре дифференциального сечения процесса было получено соотношение подобия по множественности заряженных частиц. Предположим теперь справедливость такого типа соотношения для сечений эксклюзивного канала реакции

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

где $n=n_0+n_c$ — полное число вторичных частиц (см. по этому поводу [11]). Исходя из этого, получаем

$$\langle n(\mathbf{p})\rangle E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n,\mathbf{p}) \Big/ \left[E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(\mathbf{p})\right]=\bar{F}(z), \quad n=n_0+n_c, \tag{15}$$

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

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

$$E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n_c,\mathbf{p})=E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(\mathbf{p})\int\limits_{z_c}^{\infty}F(z)\,dz,$$

$$z_c\equiv n_c/\langle n(\mathbf{p})\rangle. \tag{16}$$

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 $a+b\to c(\mathbf{p})+(n_c-1)+X$ удовлетворяет следующему автомодельному соотношению:

$$\langle n(\mathbf{p})\rangle E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n_c,\mathbf{p}) \Big/ \sum_{n_c=0}^{\infty}E\frac{d\sigma}{d\mathbf{p}}(n_c,\mathbf{p})=$$

$$=\int\limits_{z_c}^{\infty}\bar{F}(z)\,dz \Big/ \int\limits_{0}^{\infty}dz_c\int\limits_{z_c}^{\infty}\bar{F}(z)\,dz=\Psi(z_c). \tag{17}$$

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].

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

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

т. е. является функцией только масштабной переменной $z_c=n_c/\langle n(\mathbf{p})\rangle$.

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

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

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

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

$$\Phi'(z_c)\equiv\Phi(z_c)+z_c, \tag{20}$$

$\Gamma(a,\ z)$ — 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 Боголюбову Н. Н. и Тавхелидзе А. Н. за постоянную научную поддержку.

Мы выражаем признательность Амаглобели Н. С., Будагову Ю. А., Гарсеванашвили В. Р., Матвееву В. А., Мавродиеву С. Щ., Митрюшкину В. К., Цивцивадзе Э. Т. за плодотворные обсуждения.

Литература

1. *Дарбаидзе Я. З., Слепченко Л. А.* Сообщения АН ГССР, 1975, 75, 61.
2. *Абесалашвили Л. Н. и др.* ЯФ, 1976, 23, 782. *Абесалашвили Л. А. и др.* ЯФ, 1978, 27, 1548.
3. *Kuleshov S. P., Matveev V. A., Sissakian A. N.* Fizika, 1973, 5, 67. *Grishin V. G. et al.* JINR, E2-6596, Dubna, 1972; Lett. Nuovo Cim., 1973, 8, 590. *Sissakian A. N.* JINR, E2-9086, Dubna, 1975, p. 243; In: Proc. of the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, 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, 432.
6. *Абесалашвили Л. Н. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, 306.
7. *Мавродиев С. Щ., Митрюшкин В. К., Сисакян А. Н., Торосян Г. Т.* ЯФ, 1979, 30, 245. *Мавродиев С. Щ., 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, 1847. *Hwa R.* Phys. Rev. Lett., 1971, 26, 1143. *Слепченко Л. А.* Лекции на школе по физике элементарных частиц. Тбилиси, ноябрь 1973, ТГУ, 1973.
10. *Фейнберг Е. Л.* УФН, 1971, 104, 539.
11. *Дарбаидзе Я. З., Махалдиани Н. В., Слепченко Л. А.* Тр. ТГУ, 1979, с. 203. *Дарбаидзе Я. З., Махалдиани Н. В.* ОИЯИ, Р2-80-160, Дубна, 1980.
12. *Абесалашвили Л. Н. и др.* ЯФ, 1976, 24, 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., Махалдиани Н. В., Сисакян А. Н., Слепченко Л. А.* ТМФ, 1977, 34, 303. *Ernst W., Schmitt I.* Nuovo Cim., 1976, 31A, 109.

CORRELATIONS BETWEEN NEUTRAL AND CHARGED PARTICLES IN THE MULTICOMPONENT APPROACH

DARBAIDZE Ya. Z., SISAKYAN A. N., SLEPCHENKO L. A., TOROSYAN H. T.

The behaviour of the average neutral particle multiplicity $\langle n_0(n, \mathbf{p})\rangle$ in the process $a+b\to c(\mathbf{p})+(n_c-1)+X$ within the multicomponent approach is investigated. A conclusion about possible oscillating dependence of $\langle n_0(n, \mathbf{p})\rangle$ on topology of the process n_c, especially in the case of large momentum $|\mathbf{p}|$ of a detected particle $c(\mathbf{p})$ is drawn. This dependence is smoothing with growing n_c. A self-invariant expression for $\langle n_0(n_c, \mathbf{p})\rangle$ is obtained on the basis of hypothesis of invariant structure of the one-particle differential cross section of exclusive process $a+b\to c(\mathbf{p})+(n-1)$.
