ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2-80-615

Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА АССОЦИАТИВНЫХ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ В АДРОННЫХ ПРОЦЕССАХ

Направлено на III Международный семинар
по теории поля и физике высоких энергий,
Серпухов, 1980

1980

§1. В рамках инклюзивного подхода [1] за последнее десятилетие был изучен ряд закономерностей множественного рождения адронов при высоких энергиях. В частности, установлена масштабная инвариантность в глубоконеупругих, инклюзивных и полуинклюзивных процессах [2-5], изучены эффекты, сопровождающие образование частиц с большими поперечными импульсами /см.[6] и цитированную там литературу/ и т.д. Однако следует обратить внимание на трудности обнаружения корреляций, связанные с кластеризацией вторичных частиц. Не останавливаясь на обсуждении попыток разрешения этой проблемы, отметим, что применение идеи об использовании корреляционных функций или их интегральных аналогов, восходящей к работам Н.Н.Боголюбова в статистической физике [7], может внести определенную ясность в разрешение этого вопроса. Заметим также, что эта идея тесно связана с "обрыванием" системы зацепляющихся уравнений с целью приведения ее к решаемому виду, при этом система должна приобрести определенный физический смысл /см., напр., [8] /.

В рамках метода ренормгруппы [9] для характеристик инклюзивного процесса возникает система уравнений типа "зацепляющихся" [10,11]. В частности, в однозарядной модели квантовой теории поля уравнение для средней множественности [12], содержащее второй момент /дисперсию/ по множественности, при решении может быть "оборвано" линеаризацией дисперсии. В двухзарядной /многозарядной/ модели - аналогичные уравнения для системы ассоциативных множественностей двух или больше сортов частиц содержат [11] также корреляционные моменты второго порядка следующего вида:

$$D_{im} = \langle n_i n_m(\vec{p})\rangle - \langle n_i(\vec{p})\rangle\langle n_m(\vec{p})\rangle ,$$

где $i \neq m$, $\langle n_i(\vec{p})\rangle$- ассоциативная множественность i-го сорта частиц. В предположении $D_{im} = 0$ при $i \neq m$ решение этой системы приводит к мультипликативному автомодельному соотношению по множественностям разных сортов частиц. Из-за свойства мультипликативности в усредненных по множественностям характеристиках инклюзивных каналов "память" о рождении систем разного сорта как бы "стирается". Например, ассоциативная множественность $\langle n_i(n_j,\vec{p})\rangle = \langle n_i(\vec{p})\rangle$ не зависит от n_j -множественности j-го сорта частиц. Упомянем, что анализ такого рода взаимосвязи между ассоциативными нейтральными и заряженными частицами типа $\langle n_i^\circ(n_i^c,\vec{p})\rangle = f(n_i^\circ,\vec{p})$ в предположении рождения двух сортов кластеров проведен в работе [13].

Следует отметить, что выявление эффектов корреляций и кластеризаций вторичных частиц особенно актуально в адрон-ядерных множественных реакциях в связи с возможностью регистрации разных сортов частиц /например, ливневых, серых и черных треков/ в фотоэмульсиях.

Представляет интерес рассмотреть случай корреляции ассоциативных множественностей, когда $D_{im}=0$ при $i \neq m$ в рамках отмеченной выше системы уравнений [11], вытекающих из метода ренормгруппы [9] и принципа автомодельности [14]. Поскольку до настоящего времени не установлен критерий /хотя бы экспериментальный/ выбора корреляционных ассоциативных моментов D_{im} при $i \neq m$, при "обрывании" системы ограничимся лишь соображениями удобства решения самих уравнений. При этом примем следующую параметризацию

$$D_{im} = (1/a) \langle n_i(\vec{p}) \rangle \langle n_m(\vec{p}) \rangle \qquad /1/$$

для всех $i, m = 1, \ldots, \nu$, включая $i \neq m$. Параметр a может определяться из эксперимента /при наличии соответствующих экспериментальных данных/.

Перейдем теперь к описанию некоторых результатов исследования адрон-адронных взаимодействий с помощью формализма работ [11,15].

§2. Сечения $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\ldots,n_\nu,\vec{p})$, $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p})$ процессов $a+b \to c(\vec{p})+n_1+\ldots+n_\nu$ и $a+b \to c(\vec{p})+X$, соответственно, в предположении /1/, удовлетворяют автомодельному соотношению

$$\Big(\sum_{m=1}^{\nu} \gamma_m \langle n_m(\vec{p}) \rangle\Big)^{\nu} \Big[E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\ldots,n_\nu,\vec{p}) / E\frac{d\sigma}{d\vec{p}} \Big] = C_\nu^a \Phi_\nu^{a-\nu+1}(z_\nu) \qquad /2/$$

по масштабно-инвариантной переменной

$$z_\nu = \Big(\sum_{m=1}^{\nu} \gamma_m n_m / \sum_{m=1}^{\nu} \gamma_m \langle n_m(\vec{p}) \rangle\Big).$$

Здесь

$$\Phi_\nu^a(z_\nu) = (z_\nu)^{a-1} \exp[-a\, z_\nu],$$

$$C_\nu^a = \Big(\prod_{m=1}^{\nu} \gamma_m\Big)\, \Gamma(\nu)\, (a^a/\Gamma(a)),$$

γ_m - аномальная размерность m-го поля, $\Gamma(m)$ - гамма-функция Эйлера.

При отсутствии корреляции $D_{im}=0$ при $i \neq m$ и в линейных зависимостях $\sqrt{D_{ii}} = (1/a_i) \langle n_i(\vec{p}) \rangle$, как было выше отмечено, вместо

/2/ имеем

$$\Big(\prod_{m=1}^{\nu} \langle n_m(\vec{p}) \rangle\Big) \Big[E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\ldots,n_\nu,\vec{p}) / E\frac{d\sigma}{d\vec{p}} \Big] = \prod_{m=1}^{\nu} C_0^{a_m} \Phi_1^{a_m}(z_m), \qquad /3/$$

$$z_i = [n_i / \langle n_i(\vec{p}) \rangle].$$

Характерным общим свойством соотношений /2/ и /3/ является то, что с их помощью можно вычислить сечения полуинклюзивных $a+b \to c(\vec{p}) + n_1^c + n_2^c + \ldots + X$ /усредненных по нейтральным частицам/, а также "квазиинклюзивных" $a+b \to c(\vec{p}) + n_1 + n_2 + \ldots + X$ /усредненных по некоторым сортам частиц/ каналов множественной реакции. Поскольку получаемые при этом результаты по расчету одночастичных дифференциальных сечений взаимоподобны, в дальнейшем все усредненные каналы будем принимать за "квазиполуинклюзивные", если об этом особо не будет оговорено.

Рассмотрим, например, сечение процесса $a+p \to c(\vec{p}) + n_1 + X$, просуммированного по $n_2, \ldots, n_\nu$ множественностям. Соотношение /2/ дает

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\vec{p}) = \frac{E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p})}{\langle n_1(p) \rangle + \alpha_1(\vec{p})} \Gamma(\nu)\, C_0^a z_1^{a-1} e^{-az_1} \psi(\nu-1, a, az_1), \qquad /4/$$

где $z_1 = n_1/(\langle n_1(\vec{p}) \rangle + \alpha_1(\vec{p}))$, $\psi(\alpha,\beta,x)$ - вырожденная гипергеометрическая функция, $\alpha_1(\vec{p}) = \sum_{m=2}^{\nu} (\gamma_m/\gamma_1) \langle n_m(\vec{p}) \rangle$ - в некотором смысле приведенная ассоциативная множественность лидирующих адронов. Заметим, что нетрудно привести аналогичное выражение для сечения полуинклюзивной реакции $a+b \to c(\vec{p}) + n_1^c + X$.

Соотношение /4/ отличается от сечения этого же процесса следующего вида:

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\vec{p}) = \frac{E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p})}{\langle n(\vec{p}) \rangle} C_0^a \Phi_1^a\Big(\frac{n_1}{\langle n_1(\vec{p}) \rangle}\Big). \qquad /5/$$

Последнее следствие формулы /3/ соответствует отсутствию корреляции $D_{im}=0$ между ассоциативными множественностями при $i \neq m$. Отличие состоит в зависимости формулы /4/ от числа ν коррелированных подсистем и существовании т.н. "сдвига" ассоциативной множественности на величину $\alpha_1(\vec{p})$, зависящего, в принципе, от импульса выделенной частицы $\vec{p}$.

Оба представления /4/ и /5/ имеют автомодельный вид

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\vec{p}) = A(\vec{p})\,F\left(\frac{n_1}{f(\vec{p})}\right), \qquad /6а/$$

предсказанный в работе[5], и, таким образом, проясняют смысл функций $A(\vec{p})$, $F(z_1)$ и $f(\vec{p})$. Хотя специфичным свойством представления /4/ является предельное поведение

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(n_1,\vec{p}) = A(\vec{p}) \qquad /6б/$$

при условии $an_1 \ll [\langle n_f(\vec{p})\rangle + \alpha_1(\vec{p})]$. Последнее может служить качественным объяснением того экспериментального факта, что сечение полуинклюзивных процессов при определенных кинематических условиях не зависит от множественности[16].

§3. Изучим теперь зависимость средней ассоциативной множественности i-го типа частиц. С помощью соотношения /2/ получаем

$$\frac{\langle n_i(n_j,\vec{p})\rangle}{\langle n_i(\vec{p})\rangle+\alpha_i(\vec{p})} = \frac{\int\limits_{z_j} z_j\, dz_j\, \bar{\Phi}_{\nu-z}^{a-\nu+1}(z_j)}{\bar{\Phi}_{\nu-1}^{a-\nu}(z_i)}, \qquad /7/$$

где

$$z_i = \frac{n_1}{\langle n_1(\vec{p})\rangle+\alpha_i(\vec{p})}, \quad \alpha_1(\vec{p}) = \sum_{\substack{m=1\\ m\neq i}}^{\nu}(\gamma_m/\gamma_1)\langle n_m(\vec{p})\rangle,$$

$$\bar{\Phi}_{\nu}^{\mu}(z) = z^{\mu+\nu-1}\exp[-\alpha z]\,\Psi(\nu,\mu+\nu,\alpha z). \qquad /8/$$

Соотношение /7/ указывает, во-первых, на сильную корреляцию между ассоциативными множественностями разного сорта частиц и, во-вторых, на масштабную инвариантность отношения $\langle n_i(n_j,\vec{p})\rangle/(\langle n_i(\vec{p})\rangle+\alpha_i(\vec{p}))$ по переменной $n_i/(\langle n_i(\vec{p})\rangle+\alpha_i(\vec{p})\rangle$. Подобное соотношение между ассоциативной множественностью нейтральных частиц $\langle n_i^{o}(n_i^{c},\vec{p})\rangle$ и множественностью n_i^{c} заряженных частиц было предсказано в работе[13] и остается в силе в обоих случаях использования представлений /2/ и /3/. Как было отмечено выше, в случае $D_{ij}=0$ при $i\neq j$, с помощью /3/ нетрудно

показать независимость $\langle n_i(n_j,\vec{p})\rangle$ от n_j. Таким образом, взаимосвязь /7/ является сильным критерием проверки исследуемой корреляции между ассоциативными множественностями разных сортов частиц в смысле поиска этого эффекта в зависимостях между нейтральными и заряженными ассоциированными частицами.

§4. Проведем теперь анализ корреляции между средней поперечной массой $\langle m_\perp\rangle_y$ и продольной быстротой y на основе решений для сечений инклюзивного $a+b\to c(\vec{p})+X$ и квазиинклюзивного $a+b\to c(\vec{p})+n_1+X$ процессов, получаемых в формализме работ[11,15] в случае параметризации /1/.

Для сечения инклюзивного процесса имеем

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p}) = E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p}_0)\left(\frac{pp_0}{p_0^2}\right)^{-\kappa}\left[1+\frac{1}{a}\left(\sum_{m=1}^{\nu}\gamma_m\langle n_m(\vec{p}_0)\rangle\right)\ln\frac{pp_0}{p_0^2}\right]^{-a}, \qquad /9/$$

где $\vec{p}_0$ - некоторое начальное значение импульса $\vec{p}$, $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p}_0)$ и $\langle n_m(\vec{p}_0)\rangle$ - начальные значения сечения и ассоциативной множественности, соответственно, κ - физическая размерность сечения.

В цилиндрической системе координат при $\vec{p}_0^{\perp}=0$ имеем $\frac{pp_0}{p_0^2} = \frac{m_\perp}{m}\operatorname{ch}(y-\eta)$, где $\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{E_0-p_0''}{E_0+p_0''}$. Тогда с помощью решения /9/ для средней поперечной массы имеем

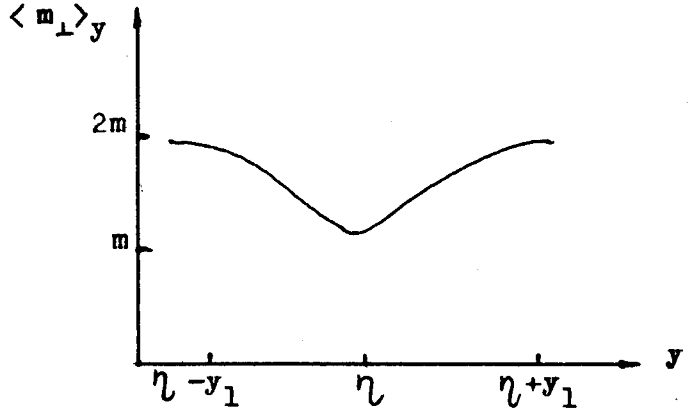
$$\langle m_\perp\rangle_y = A\,\frac{\Psi(a,a,(\kappa-3)u)}{\Psi(a,a,(\kappa-2)u)}, \qquad /10/$$

где

$$A = m\left(\frac{\kappa-3}{\kappa-2}\right)^{a-1}, \qquad u = \frac{a+\left[\sum_{m=1}^{\nu}\gamma_m\langle n_m(\vec{p}_0)\rangle\right]\ln\operatorname{ch}(y-\eta)}{\sum_{m=1}^{\nu}\gamma_m\langle n_m(\vec{p}_0)\rangle}.$$

Естественно предположить, что $\sum_{m=1}^{\nu}\gamma_m\langle n_m(\vec{p}_0)\rangle \gg a$. Тогда при $\eta=y$ средняя поперечная масса при $\kappa=4$ принимает минимальное значение $\langle m_\perp\rangle_y = m$ /если $a<1$, то $\langle m_\perp\rangle_{min} = m\cdot 2^{1-a}$ /. А максимальное значение $\langle m_\perp\rangle_{max} = 2m$ достигается, когда $|y|\gg\eta$ и, таким образом, для "эффекта чайки" /см. по этому поводу в[17], на языке зависимости $\langle m_\perp\rangle_y$ от y имеем следующую картину /см. рисунок/.

Аналогичное поведение наблюдается при использовании решений для сечений квазиинклюзивных процессов в определенных условиях, например, для сечения /4/ в пределе $an_1 \ll \left(\sum_{m=1}^{\nu}(\gamma_m/\gamma_1)\langle n_m(\vec{p})\rangle\right)$, т.е. если справедливо приближение /6б/.



§5. В заключение на основе проделанного анализа сформулируем следующие выводы:

1. Автомодельное соотношение /2/ или /3/, соответствующее корреляции или ее отсутствию между ассоциативными множественностями разного сорта частиц, позволяет получить основные сведения о сечениях "квазиинклюзивных" процессов.

2. Зависимость /7/ между ассоциативными множественностями разного сорта частиц является важным критерием оценки корреляции множественностей ассоциированных частиц по отношению к поискам этого эффекта в таких соотношениях, как зависимость нейтральных ассоциированных частиц от заряженных /11,13/, соотношение подобия /4/ в квазиинклюзивных процессах, зависимость /10/ поперечной массы от продольной быстроты. Тем не менее, проверка последних соотношений на основе соответствующих экспериментальных данных, несомненно, способствовала бы выяснению вопросов, связанных с корреляциями частиц разного сорта.

Авторы выражают благодарность А.Н.Тавхелидзе и В.А.Матвееву за интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, p.611.
2. Bjorken J.D. Phys.Rev., 1969, 179, p.1547; Feynman R. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.1415; Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, Р2-4543, Дубна, 1969.

3. Боголюбов Н.Н., Владимиров В.С., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1972, 12, с.3.
4. Koba Z., Nilsen H.B., Olesen P. Nucl.Phys., 1972, B40, p.317; Koba Z. In: Proc. of the CERN-JINR School of Physics, CERN, B-12, Geneva, 1973.
5. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. ЯФ, 1976, 12, с.432.
6. Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.478.
7. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. Гостехиздат, 1946, см. Избранные труды, т.2. "Наукова думка", Киев, 1970.
8. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. "Наука", М., 1977.
9. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1976.
10. Ernst W., Schmitt I. Nuovo Cim., 1976, 31A, p.120; Дарбаидзе Я.З. и др. ТМФ, 1977, 34, с.303.
11. Дарбаидзе Я.З., Махалдиани Н.В. ОИЯИ, Р2-80-160, Дубна, 1980.
12. Ernst W., Schmitt I. Nuovo Cim., 1976, 33A, p.195.
13. Дарбаидзе Я.З. и др. ОИЯИ, Р2-80-298, Дубна, 1980.
14. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, 1971, 2, с.5.
15. Дарбаидзе Я.З., Махалдиани Н.В., Слепченко Л.А. Труды ТГУ, 1978, т.203, с.40; Дарбаидзе Я.З. Труды ТГУ, 1979, т.208, с.5.
16. Абесалашвили Л.Н. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1548.
17. Morrison D.R.O. Preprint CERN (D.Ph.II) PHYS 73-46, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 сентября 1980 года.