

## КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ХАРАКТЕР АССОЦИАТИВНОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ И АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ

В. А. МАТВЕЕВ, А. Н. СИСАКЯН, Л. А. СЛЕПЧЕНКО<sup>1)</sup>

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 3 марта 1975 г.)

На основе представления о когерентной природе возбуждений адронов в столкновениях при высоких энергиях и принципа автомодельности в полуинклюзивных реакциях рассмотрено явление роста средней множественности вторичных частиц с увеличением поперечного импульса. Дается предсказание о масштабной закономерности для сечений полуинклюзивных процессов.

1. Недавние эксперименты по образованию частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях выявили определенные изменения в поведении сечений по сравнению с областью малых  $p_{\perp}$  [1,2]. К характерным чертам изучаемых процессов относятся: умеренное падение сечений с ростом  $p_{\perp}$  при фиксированном  $s$ , рост с энергией сечений при больших фиксированных значениях поперечного импульса  $p_{\perp}$ ; относительное увеличение доли тяжелых вторичных частиц; появление заметных корреляций между частицами с большими  $p_{\perp}$  и остальными вторичными частицами, а также ряд других свойств. Здесь мы специально отметим экспериментальные указания [3,4] на появление существенной зависимости так называемой ассоциативной множественности от поперечного импульса в области  $p_{\perp} \gtrsim 1$  Гэв/с.

Согласно современным представлениям о взаимодействии частиц при высоких энергиях [5] образование адронов при больших поперечных импульсах отвечает области малых пространственно-временных расстояний. При этом умеренное степенное поведение сечений упругих и инклюзивных процессов с ростом  $p_{\perp}$  может рассматриваться как аргумент в пользу существования у адронов составной (кварковой) структуры. Это подтверждается, в частности, согласием предсказаний гипотезы автомодельности и размерного кваркового анализа [6] с экспериментальными данными о двухчастичных столкновениях адронов при больших значениях переданного импульса.

В настоящей работе рассматривается явление роста средней множественности вторичных заряженных частиц от поперечного импульса на основе предположения об автомодельном характере поведения полуинклюзивных спектров. При этом мы использовали также некоторые результаты исследования процессов множественного образования частиц, полученные в рамках метода прямолинейных путей [7] и модели когерентных состояний [8].

2. Изучение корреляционных зависимостей средних характеристик процессов образования адронов может дать указания лишь на существование определенных взаимосвязей между вторичными частицами. Следующим

<sup>1)</sup> Тбилисский государственный университет.

шагом в понимании механизма множественного рождения является исследование поведения одночастичных распределений от множественности вторичных частиц. Возникает вопрос, к каким ограничениям на вид и характер зависимости одночастичных распределений от  $n$  и  $p$  приводят корреляции между средней множественностью и поперечным импульсом или передачей  $\bar{n} = \bar{n}(p_{\perp})$ .

Рассмотрение подобных эффектов удобно проводить на языке характеристик так называемых полуйнклюзивных процессов:

$$a + b \rightarrow (\text{частица с большим } p_{\perp}) + n \text{ заряженных} \\ \text{частиц} + \text{любое число нейтральных частиц}, \quad (1)$$

т. е. в данном случае в реакции, в которой выделяется одна из вторичных частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс.

Среднее число вторичных заряженных частиц при фиксированном поперечном импульсе  $p_{\perp}$  выделенной частицы, т. е. ассоциативная множественность, определяется как

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle = \sum_n n F_n(p_{\perp}, s) / \sum_n F_n(p_{\perp}, s). \quad (2)$$

Здесь  $F_n(p_{\perp}, s)$  — дифференциальное одночастичное распределение выделенной частицы при заданном числе дополнительных заряженных частиц  $n$ :

$$F_n(p_{\perp}, s) = \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}^2} \cong \frac{1}{C} \left. \frac{d^3\sigma_n}{dp_{\parallel} dp_{\perp}^2} \right|_{p_{\parallel} \text{ фикс.}} \quad (3)$$

где  $C$  — нормировочная постоянная. Напомним, что суммирование выражения (3) по числу всех заряженных частиц приводит по определению к одночастичному инклюзивному распределению [7]

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2}(a + b \rightarrow p_{\perp} + \text{все что угодно}) = \sum_n F_n(p_{\perp}, s). \quad (4)$$

Можно ввести также эквивалентное (2) определение ассоциативной множественности, которое ясно демонстрирует корреляционный характер этой величины:

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle = \int \frac{d\sigma}{dp_{\perp} dq_{\perp}} dq_{\perp} / \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}. \quad (5)$$

Из (5), в частности, видно, что в отсутствие корреляций между частицами с импульсами  $p$  и  $q$  ассоциативная множественность при инклюзивном выделении частицы с импульсом  $q$  не зависит от  $p$ , т. е.  $\langle n(p_{\perp}) \rangle = \langle n \rangle_{\text{полн}} - 1$ .

Отметим, что в соответствии с законом сохранения полного импульса происходит компенсация большого поперечного импульса  $p_{\perp}$  выделенной частицы суммарным поперечным импульсом группы остальных частиц, что обуславливает сильную корреляцию между ними.

При выборе конкретного вида зависимости среднего числа частиц от поперечного импульса следует учесть соображения о механизме множественного рождения. Исходя из предположения о когерентном возбуждении частиц, сталкивающихся при высоких энергиях, можно найти, что среднее число вторичных частиц линейно растет с квадратом переданного поперечного импульса [8]:

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle = a + bp_{\perp}^2. \quad (6)$$

В рамках метода прямолинейных путей этот результат для дифракционного рождения вторичных частиц был получен в работах [7, 10]. Такое поведение качественно согласуется с экспериментальными данными, полу-

ченными в  $pp$ -соударениях при импульсе начального протона в л.с.  $p_{л.с.} \approx 30 \text{ Гэв/с}$  [4] (рис. 1). К аналогичному явлению приводит также принцип фрагментации [11], где рост  $\langle n \rangle$  при увеличении  $p_{\perp}$  возникает из-за невозможности сообщить адрону большой поперечный импульс без его развала. Отметим, что в мультипериферической модели лестничного типа [12] средняя множественность убывает логарифмически с ростом  $p_{\perp}$  [2]. Это обстоя-

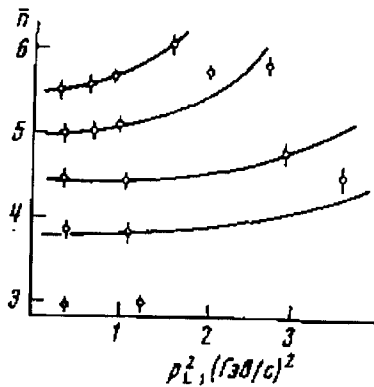


Рис. 1. Зависимость средней множественности заряженных частиц от квадрата поперечного импульса при  $p_{л.с.} \approx 30 \text{ Гэв/с}$  [4]

тельство, по-видимому, отражает тот факт, что мультипериферическая модель отвечает в основном механизму образования вторичных частиц, связанному с появлением в центральной области адронных кластеров, в то время как результаты модели когерентных состояний, метода прямолинейных путей и принципа фрагментации соответствуют механизму дифракционной диссоциации сталкивающихся частиц. Непосредственное экспериментальное изучение характера зависимости средней (ассоциативной) множественности от поперечного импульса частицы представляет, таким образом, большой интерес для проверки теоретических моделей. Кроме того, исходя из соображений физического подобия, проявляющегося в целом ряде наблюдаемых свойств процессов взаимодействия частиц при

высоких энергиях, можно предположить, что форма зависимости  $\langle n \rangle = f(p_{\perp})$  скажется на характере асимптотического поведения сечений полунклюзивных процессов.

Предположим, например, что сечения полунклюзивных процессов удовлетворяют соотношению подобия:

$$ds_n/dp_{\perp} = A(p_{\perp}^2) \Psi(n/f(p_{\perp})). \quad (7)$$

Подставим это соотношение в формулу (2), определяющую ассоциативную множественность, и, перейдя от суммирования к интегрированию, найдем

$$\begin{aligned} \langle n(p_{\perp}) \rangle &= \sum_n^n n F_n(p_{\perp}, s) / \sum_n^n F_n(p_{\perp}, s) = \\ &= \int n dn \Psi(n/f(p_{\perp})) / \int dn \Psi(n/f(p_{\perp})) = f(p_{\perp}) G(N_s/f(p_{\perp})), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $N_s \sim \sqrt{s}$ . Таким образом, функция  $f(p_{\perp})$  действительно представляет зависимость ассоциативной множественности  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  от импульса, если

$$G(N_s/f(p_{\perp})) \rightarrow 1 \text{ при } s \rightarrow \infty, p_{\perp} \text{ фикс.} \quad (9)$$

Отклонение от асимптотического предела (9) может проявиться лишь в области, где

$$f_{p_{\perp}}/\sqrt{s} \sim 1. \quad (10)$$

Пусть функция  $f_{p_{\perp}}$  имеет степенную асимптотику

$$f_{p_{\perp}} \sim p_{\perp}^{\alpha}. \quad (11)$$

Тогда условие (10) соответствует сравнительно небольшим передачам

$$p_{\perp} \sim s^{1/\alpha}, \quad (12)$$

<sup>2)</sup> В то же время в рамках мультипериферической схемы удается воспроизвести рост спектров с энергией и их степенное падение  $p_{\perp}^{-8}$  при больших поперечных импульсах [14].

т. е. значениям параметра  $x_{\perp} = 2p_{\perp} / \sqrt{s}$ , стремящимся к нулю с ростом  $s$ .

Заметим далее, что функция  $A(p_{\perp})$ , определенная формулой (7), может быть связана с инклюзивным сечением:

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = \sum_n \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} \sim A(p_{\perp}^2) / (p_{\perp}). \quad (13)$$

Используя формулы (7), (8) и (13), нетрудно установить справедливость закономерности

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} \Big/ \frac{d\sigma}{dp_{\perp}} = \Psi(n / \langle n(p_{\perp}) \rangle). \quad (14)$$

Соотношение подобия (14) представляет основной результат данной работы. Будучи аналогичным соотношению KNO-скейлинга [14], оно опира-

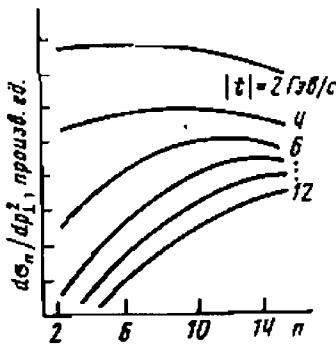


Рис. 2

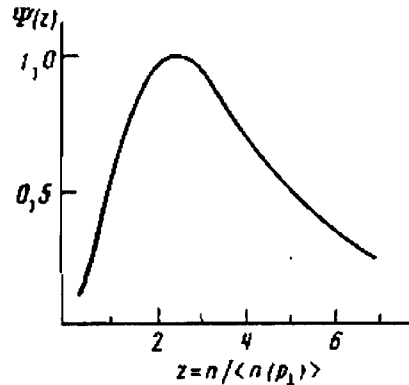


Рис. 4

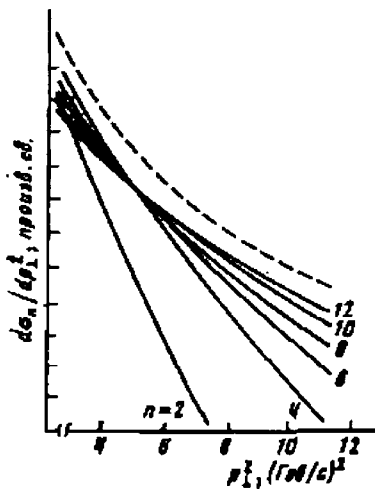


Рис. 3

Рис. 2. Полуинклюзивные сечения как функции множественности для различных фиксированных значений  $|t| = p_{\perp}^2$

Рис. 3. Зависимость полуинклюзивных спектров для различных значений  $n$  от квадрата поперечного импульса в области больших  $p_{\perp}$ . Пунктирная линия — суммарное (инклюзивное) распределение

Рис. 4. Зависимость модельной функции  $\Psi(n / \langle n(p_{\perp}) \rangle) = \langle n(p_{\perp}) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} \Big/ \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$  от переменной  $z = n / \langle n(p_{\perp}) \rangle$

ется лишь на общие соображения физического подобия и не использует, в частности, предположения о фейнмановском скейлинге.

Таким образом, данная закономерность может рассматриваться как частное проявление свойства автомодельности, характерного для широкого круга явлений в процессах взаимодействия частиц при высоких энергиях.

3. В качестве иллюстрации рассмотрим пример конкретной функции  $\Psi(z)$ , полученной в моделях дифракционного типа [15]

$$\Psi(z) = z^{-2} e^{-\text{const}/z}, \quad z = n / p_{\perp}^{2\alpha}. \quad (15)$$

Соответствующее полуинклюзивное сечение (7), удовлетворяющее автомодельному закону (14), является, вообще говоря, функцией двух пере-

менных  $n$  и  $p_{\perp}$  и определяет по сути дела две физические проекции при фиксированных значениях одной из переменных (ср. рис. 2, 3 и рис. 4).

Отметим, что топологические распределения в области больших  $p_{\perp}$  характеризуются «выполживанием» описывающей их кривой с ростом множественности (так называемое расширение распределения). Инклюзивные сечения, соответствующие «расширяющимся» топологическим распределениям, согласуются со степенной асимптотической зависимостью типа

$$\frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} \sim \frac{1}{(p_{\perp}^2)^{2+\alpha}} \left[ \exp\left(-\frac{cp_{\perp}^{2\alpha}}{\sqrt{s}}\right) - \exp\left(-\frac{cp_{\perp}^{2\alpha}}{2}\right) \right]. \quad (16)$$

Подчеркнем, что определенные формулой (7) распределения в области малых  $p_{\perp}$  при увеличении множественности обнаруживают «сужение» [14], которое отвечает ассоциативным множественностям, слабо зависящим от  $p_{\perp}$  [17]:  $\langle n(p_{\perp}) \rangle \sim \text{const}$ . Этот факт указывает на смену режима в поведении наблюдаемых сечений при переходе через некоторое критическое значение  $p_{\perp}^{(0)} \sim 1 \text{ Гэв}/c$ .

В моделях дифракционного типа ассоциативная множественность в области поперечных импульсов  $p_{\perp} > p_{\perp}^{(0)}$  имеет приближенно степенную зависимость

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle \sim (ap_{\perp})^{2\alpha}. \quad (17)$$

Рассмотренный пример показывает, что детальное исследование конкретных феноменологических схем на основе картины когерентного возбуждения в соединении с гипотезой автомодельности в области больших поперечных импульсов является одним из интересных аспектов в изучении механизмов множественного образования частиц при высоких энергиях.

Авторы приносят благодарность А. Н. Тавкхелидзе за интерес к работе и ценные замечания. Мы благодарны Н. С. Амаглобели, В. Р. Гарсеванишвили, В. Г. Гришину, В. Г. Кадышевскому, А. Н. Квинихидзе, С. П. Кулешову, Калерво Лаурикайнену, Р. М. Мир-Касимову, В. К. Митрюшкану, С. Щ. Мавродиеву, М. В. Савельеву, В. И. Саврину, М. А. Смолдыреву, Я. А. Смородинскому, Н. Е. Тюрину за интересные обсуждения.

#### Литература

- [1] F. W. Büsser et al. Phys. Lett., 46B, 474, 1973. M. Banner et al. Phys. Lett., 44B, 531, 1973. B. Alper et al. Phys. Lett., 44B, 524, 1973.
- [2] S. D. Ellis, R. Thun. CERN, TH 1874, 1974. S. D. Ellis. Talk at London Conference, 1974.
- [3] F. W. Büsser et al. Phys. Lett., 51B, 306, 311, 1974. G. Finocchiaro et al. Phys. Lett., 50B, 396, 1974.
- [4] A. Ramanauskas et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1371, 1974. E. W. Anderson et al. Talk at the London Conference, 1974.
- [5] V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze. Nuovo Cim., Lett., 7, 719, 1973.
- [6] V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze. JINR E2-8048, 1974; Talk at the London Conference, 1974.
- [7] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, V. N. Pervushin, A. N. Sissakian, A. N. Tavkhelidze. Phys. Lett., 33B, 484, 1970; ТМФ, 5, 330, 1970.
- [8] V. A. Matveev, A. N. Tavkhelidze. JINR E2-5141, 1970.
- [9] A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvily. CERN, TH-1707, Geneva, 1973.
- [10] С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, М. А. Смолдырев, А. Н. Тавкхелидзе. ЭЧАЯ, 5, 1, 3, Атомиздат, 1974. A. N. Sissakian. Preprint Research Inst. for Theoretical Physics, Univ. of Helsinki, 1974.
- [11] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, E. Yen. Phys. Rev., 188, 2159, 1969.
- [12] P. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini. Nuovo Cim., 26, 896, 1962. H. T. Nieh, J. M. Wang. Phys. Rev., D5, 2226, 1972.
- [13] И. М. Дремин. ЯФ, 18, 617, 1973.
- [14] Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen. Nucl. Phys., B43, 125, 1972; Phys. Lett., 38B, 25, 1973.

- [15] Л. А. Слеченко. ОИЯИ Р-7042, 1973; Сообщение АН ГрузССР, 73, 52, 1974. А. Н. Квинихидзе, Л. А. Слеченко. ОИЯИ, Р1, 2-8529, 1975.
- [16] N. N. Biswas et al. Phys. Rev. Lett., 26, 1589, 1971.
- [17] H. Boggild et al. Nucl. Phys., B72, 221, 1974.
- 

**CORRELATION CHARACTER OF ASSOCIATED MULTIPLICITY  
AND AUTOMODEL BEHAVIOR OF CROSS SECTIONS  
OF SEMI-INCLUSIVE REACTIONS**

**V. A. MATVEEV, A. N. SISSAKIAN, L. A. SLEPCHENKO**

Basing on coherent nature of hadron excitations in high energy collisions and automodelity principle in semi-inclusive reactions the average multiplicity rise with transverse momenta is considered. Scaling type behaviour of semi-inclusive cross-sections is predicted.

---