

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

D2-81-423

С.Щ.Мавродиев, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено на Международную конференцию
по физике высоких энергий,
Лиссабон, Португалия /июль 1981 г./

1981

Введение

Как известно, $\sim 80\%$ соударений при высоких энергиях сопровождаются множественным образованием вторичных частиц. К числу наиболее просто измеряемых в эксперименте характеристик множественных процессов относятся так называемые топологические сечения и их корреляционные моменты. Эти величины несмотря на их интегральный характер в совокупности несут достаточно детальную информацию о процессе.

В то же время теоретический анализ топологических характеристик, являясь одной из центральных проблем исследования множественного рождения, сопряжен со многими трудностями, основная из которых — описание с единых теоретических позиций совокупности известных закономерностей и свойств различных процессов.

В последнее время в ходе преодоления этих проблем развивается многокомпонентный подход в теории множественного рождения^{/1/}, исходящий из наличия в каждом акте взаимодействия нескольких механизмов образования вторичных частиц. Этот подход развивается в органической связи с гипотезой существования кластеров, наблюдаемых на опыте как коррелированные группы частиц. Интерес к подобным моделям обусловлен, в частности, экспериментальными указаниями на значительное преобладание вторичных частиц, рождающихся непосредственно^{/2/}.

Ниже в рамках предложенной феноменологической многокомпонентной модели двух механизмов предлагается попытка единого описания топологических характеристик и их энергетической зависимости для различных типов сталкивающихся частиц; выясняется физический смысл различных механизмов образования и свойства адронных ассоциаций /кластеров/. На основе результатов модели делаются предска-

зания об осциллирующей зависимости среднего числа нейтральных частиц от числа заряженных $\langle n_0 \rangle_{n_c}$. Недавно были получены экспериментальные указания на существование этого эффекта^{/3/}.

§ I. Модель строится в предположении о существовании двух механизмов рождения частиц в адрон-адронном процессе:

а/ диссоциации сталкивающихся лидирующих частиц с образованием вторичных;

б/ независимого испускания разного сорта нейтральных адронных ассоциаций /кластеров/ с изоспином $I = 0$.

Основываясь на этих предположениях для вероятности распределения по числу кластеров, имеем

$$W_{n_1, n_2, \dots}^{i, j} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) \cdot P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \cdot \dots \quad (1)$$

где α_i, β_j - вероятности i -го и j -го каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно, $n_c, \langle n_c \rangle$ - множественность и средняя множественность кластеров типа ζ , $P_n(\langle n \rangle)$ - пуассоновское распределение.*/

Для получения наблюдаемой интегральной характеристики - топологического сечения - необходимо просуммировать /I/ по числу возможных каналов диссоциации и по числу кластеров, учитывая при этом закон сохранения заряда.

Для конкретного феноменологического анализа можно предположить, что сталкивающиеся частицы диссоциируют не более чем на три частицы и что вероятность диссоциации на три заряженные частицы равна как для налетающей частицы, так и для частицы мишени^{/5/}. Далее предположим для кластеров следующие моды распадов: Б ($B \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0$), ω

*/ формула (1), имеющая ясный физический смысл, находит обоснование в рамках теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей, которое является теоретической реализацией гипотезы лидирующих частиц.^{/4/}

($\omega \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+$), ($\beta \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-, \pi^+ \pi^+ 2\pi^-, 4\pi^+$). Схема при этом не исключает возможности распада кластеров через промежуточные резонансы.

Нетрудно показать, что из (1) в рамках сделанных конкретных допущений распределение по множественности заряженных частиц в процессах $\alpha p \rightarrow n_\alpha + X_0$ ($\alpha = \bar{p}, p, K^\pm, \pi^\pm$) будет иметь

$$W_{n_c}^{1/5} = \alpha^2 \sum_{n=0}^{[n_c-2]} P_n(a) P_{\frac{n_c-2}{2}-2n}(a) + 2\alpha(1-\alpha) \sum_{n=0}^{[n_c-4]} P_n(b) P_{\frac{n_c-4}{2}-2n}(a) + (1-\alpha)^2 \sum_{n=0}^{[n_c-6]} P_n(b) P_{\frac{n_c-6}{2}-2n}(a), \quad (2)$$

где a и b - средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре заряженные частицы соответственно, α - вероятность продиссоциировать не более чем на одну заряженную частицу, $[A]$ - целая часть числа A .

§ 2. Сравнение с экспериментальными данными по $\bar{p}p, pp, K^\pm p, \pi^\pm p$ -взаимодействиям показало, что предложенная схема достаточно хорошо описывает экспериментальную ситуацию при энергиях $P_L \geq 100$ ГэВ.

Сравнение проводилось с использованием экспериментальных результатов, опубликованных в работах^{16/} и соответствующих следующим энергиям: 1/ $\bar{p}p$, $S = 189$ ГэВ²; 2/ pp , $S = 193, 386, 570, 762, 962, 2025, 2810, 3970$ ГэВ²; 3/ K^-p , $S = 277$ ГэВ²; 4/ K^+p , $S = 189$ ГэВ²; 5/ π^+p , $S = 114, 189$ ГэВ²; 6/ π^-p , $S = 189, 277, 386$ ГэВ². Экспериментальный материал включал 185 точек по

зарядовым распределениям и 35 точек по средней множественности.

Для параметров a и b был выбран следующий вид энергетической зависимости:^{*}

$$a = a_1 (\ln S/S_0)^{a_2}, \quad b = a_3 (\ln S/S_0)^{a_2}. \quad (3)$$

^{*}/ Такой выбор основан на связи этих параметров со средней множественностью $\langle n_c \rangle = 2a + 4b + 6 - 4\alpha$ ^{15/}.

где параметры a_1, a_2, a_3 разные для разных процессов. Причем их можно параметризовать в единое выражение с помощью масс и зарядов сталкивающихся адронов^{/5/}. При этом экспериментальные точки описываются вполне удовлетворительно: $\chi^2 \approx \frac{295}{185} \approx 1,6$. В таблице приведены соответствующие этому описанию значения параметров a_1, a_2, \dots .

Таблица

	a_1	a_2	a_3	α
$\bar{P}P$	$0,101 \pm 0,022$	$1,655 \pm 0,085$	$0,047 \pm 0,004$	$0,774 \pm 0,753$
$P\bar{P}$	$0,101 \pm 0,022$	$1,630 \pm 0,090$	$0,047 \pm 0,004$	$0,774 - 0,753$
K^+P	$0,059 \pm 0,013$	$1,894 \pm 0,076$	$0,028 \pm 0,002$	$0,694 - 0,675$
K^-P	$0,059 \pm 0,013$	$1,868 \pm 0,081$	$0,028 \pm 0,002$	$0,694 - 0,675$
π^+P	$0,033 \pm 0,007$	$2,038 \pm 0,070$	$0,016 \pm 0,001$	$0,649 - 0,630$
π^-P	$0,033 \pm 0,007$	$2,012 \pm 0,075$	$0,016 \pm 0,001$	$0,649 - 0,630$

§ 3. Проведенный модельный анализ дает возможность сделать ряд выводов о проявлении некоторых закономерностей множественных распределений и их корреляционных параметров при высоких энергиях, а также о проявлении определенных различий этих характеристик в зависимости от сорта сталкивающихся частиц.

а/ Распределения по множественности расширяются с ростом энергии /распределения значительно шире пуассоновских с данной средней множественностью/. Причем скорость расширения различна для различных процессов: $V_{PP} < V_{K^+P} < V_{\pi^+P}$ при сверхвысоких энергиях. Такую же упорядоченность при росте энергии проявляют и средняя множественность и остальные корреляционные параметры - t_2, t_3, t_4 . Отметим, что эта слабая разница роста параметров a и b ($a_{2(PP)} < a_{2(K^+P)} < a_{2(\pi^+P)}$) приводит к растущему с энергией различию между корреля-

ционными параметрами процессов a^+p и a^-p ($a = p, K, \pi$), которое может быть существенным при очень высоких энергиях.

б/ Как видно из формулы (3), отношение средних чисел кластеров $\langle a \rangle$ и $\langle b \rangle$, распадающихся соответственно на две и четыре заряженных частицы, не зависит от энергии. Причем порядок значения этого отношения $-\frac{a(s)}{b(s)} \simeq 2,13$ - соответствует физической картине, где четырехчастичное образование с изоспином $I = 0$ распадается сначала на две системы с изоспинами $I_1 = I_2 = 1$, которые, в свою очередь, распадаются на π -мезоны. Легко видеть, что такую ситуацию можно получить, например, рассматривая четырехчастичное адронное образование как состояние двух векторных ρ -мезонов с изоспином, равным нулю:

$$\frac{\omega[(\rho\rho)^{I=0} \rightarrow \rho^+\rho^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-]}{\omega[(\rho\rho)^{I=0} \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-]} = 2. \quad (4)$$

в/ Быстротное распределение продуктов распада кластера в приближении изотропного распада в системе покоя, с пренебрежением массой π -мезона, дается нормированным на единицу выражением

$$D(y, y_c) = [2ch^2(y - y_c)]^{-1} \simeq \frac{1}{\delta\sqrt{2v}} \exp\left[-\frac{(y - y_c)^2}{2\delta^2}\right], \quad (5)$$

где y_c - быстрота распадающегося кластера, y - быстрота зафиксированной частицы от распада кластера, δ - параметр аппроксимации^{*/}.

Рассматривая распад кластера в системе покоя $y_c = 0$, оценим средние массы рассмотренных в модели двухчастичных и четырехчастичных адронных образований. Нетрудно получить^{18/}:

$$\bar{M}_{(2)} = 2(m_T^2 + \langle p_T^2 \rangle)^{1/2} \int_{-1/2}^{1/2} chy \cdot D(y, 0) dy, \quad (6)$$

$$\bar{M}_{(4)} = 2\bar{M}_{(2)},$$

^{*/}В случае рождения π -мезонов выражение хорошо аппроксимируется при значении $\delta = 0,72^{17/}$.

где $Y \sim \ln S_{m2}$, $\langle P_T \rangle$ - средний поперечный импульс вторичных частиц. Подставляя в (6) выражение для $D(y, 0)$, находим

$$\bar{M}_{(2)} \simeq (m_T^2 + \langle P_T^2 \rangle)^{1/2} \cdot e^{\delta^2/2} \quad (7)$$

При $\langle P_T \rangle = 0,4$ ГэВ/с, $\delta \simeq 0,7$ получаем соответственно значения $\bar{M}_{(2)} \simeq 0,765$ ГэВ, $\bar{M}_{(4)} \simeq 1,530$ ГэВ.

Интересно отметить, что масса двухчастичного образования оказалась равной массе φ -мезона.

§ 4. Легко видеть, что из-за наличия в модели двух- и четырехчастичных /имеется в виду только число заряженных частиц/ кластеров модель допускает существование определенной структуры в топологических характеристиках процессов^{/9/}.

а/ В случае топологических сечений она зависит от пределов сумм в выражении (2).

Более интересной в этом смысле характеристикой является средняя множественность нейтральных частиц при фиксированном числе заряженных $\langle n_0 \rangle_{n_c}$. Для простоты рассмотрим случай, когда протон диссоциирует не более чем на одну заряженную частицу / $\kappa = 1$ /. Имеем

$$W_{n_c} = \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-2}{2} \rfloor} P_n(\delta) P_{\frac{n_c-2}{2}-2n}(a) \quad (8)$$

Используя (8), легко получить

$$\langle n_0 \rangle_{n_c} = C + (a+2\delta) W_{n_c-2} / W_{n_c} \quad (9)$$

Подставляя сюда выражение для W_{n_c} , имеем^{/9/}:

$$\langle n_0 \rangle_{n_c} = C + (a + \frac{a^2}{4\delta}) \frac{L_p^{1/2}(-\frac{a^2}{4\delta})}{L_p^{-1/2}(-\frac{a^2}{4\delta})} - (a + \frac{a^2}{2\delta}), \quad n_c = 4p+2, \quad (10)$$

$$\langle n_0 \rangle_{n_c} = C + (1 + \frac{2\delta}{a})(2p+1) \frac{L_p^{-1/2}(-\frac{a^2}{4\delta})}{L_p^{1/2}(-\frac{a^2}{4\delta})}, \quad n_c = 4p+4, \quad p=0,1,2,\dots$$

где $L_p^s(x)$ - полиномы Лаггера.

Из (10) видно, что возможны осцилляции $\langle n_0 \rangle_{n_c}$ вдоль огибающей. Именно, решая неравенства $\langle n_0 \rangle_{n_c} \geq \langle n_0 \rangle_{n_c+2}$ при разных n_c , находим, что

$$\begin{aligned} \langle n_0 \rangle_{n_c} < \langle n_0 \rangle_{n_c+2}, \quad n_c = 4p+2, \\ \langle n_0 \rangle_{n_c} > \langle n_0 \rangle_{n_c+2}, \quad n_c = 4p+4, \quad \text{при } x \approx \frac{a^2}{4l} < x_p^0, \end{aligned} \quad (11)$$

где x_p^0 пробегает следующий ряд значений:

p	0	1	2	3	4	...
$x_p^0 =$	0,5	0,38	0,315	0,272	0,241	...

(12)

Как видно из (12), при данном x второе неравенство в (11) выполняется до некоторого p , после которого полученная структура сглаживается /см.рис.1/.

Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат предсказанной выше структуре. Они проявляют характерную структуру функции $\langle n_0 \rangle_{n_c}$ с выполаживанием ее при больших для данной энергии значениях n_c . При относительно малых множественностях, где можно провести проверку предсказаний по $\langle n_0 \rangle_{n_c}$, эта величина ведет себя в эксперименте по-разному. Нужно, однако, отметить, что именно при малых множественностях дифракционная диссоциация налетающих частиц дает относительно большой вклад /см.рис.2¹³/ . Учет этого фактора замечательным образом меняет картину. На рис.3 приведен график, показывающий относительные вклады центральной области и дифракционной диссоциации при разных множественностях заряженных частиц. На рис.4 приведен график экспериментальных значений $\langle n_0 \rangle_{n_c}$ с учетом вклада только центральной области.

Как легко видеть из рис. 1 и 4, экспериментальная ситуация хорошо воспроизводится предсказанной моделью ходом зависимости среднего числа нейтральных частиц от числа заряженных - $\langle n_0 \rangle_{n_c}$. К сожалению, однако, большие экспериментальные ошибки не позволяют

провести более детальное рассмотрение с уточнением значений параметров модели a и b .

б/ Предполагая независимое испускание частиц из кластера, можно представить двухчастичную функцию распределения по быстрым в виде

$$D^{(2)}(y_1, y_2; d_c) = D(y_1, d_c) \cdot D(y_2, d_c). \quad (13)$$

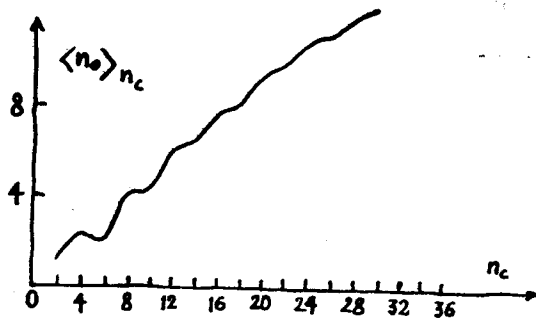


Рис. 1

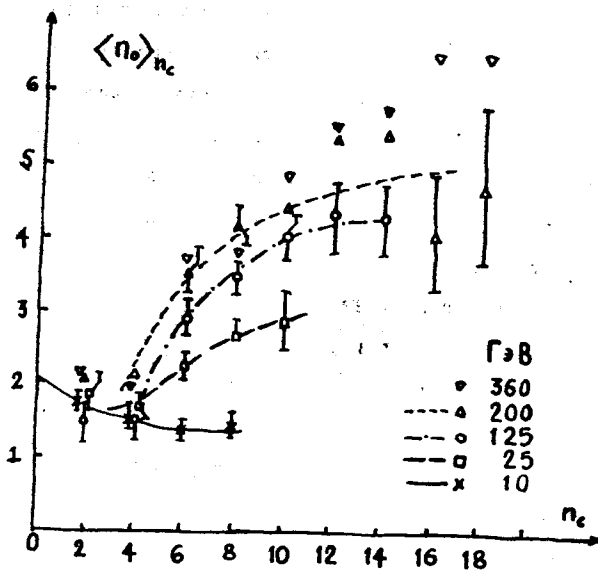


Рис. 2

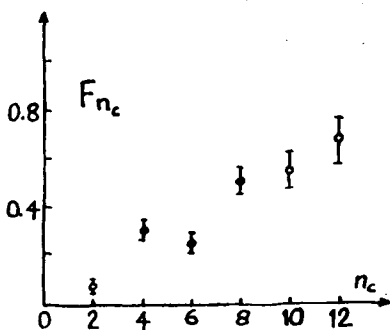


Рис. 3

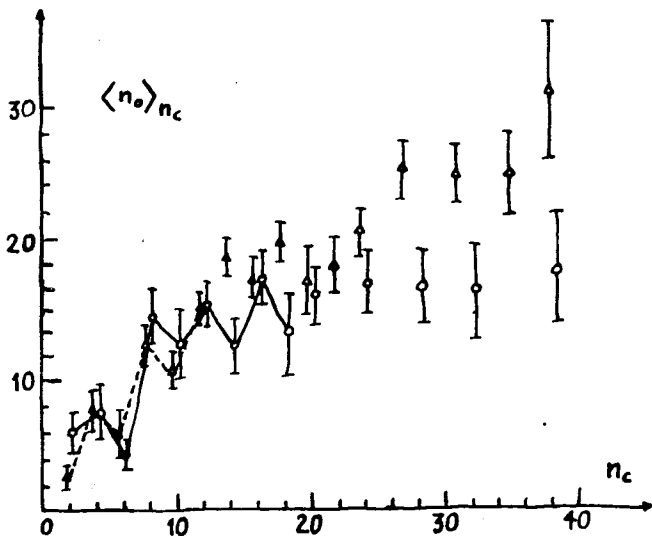


Рис. 4

Используя выражения $D(y, y_c)$ и $D^{(2)}(y_1, y_2, y_c)$, можно двухчастичную полуинклюзивную корреляционную функцию $C_{n_c}(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_{n_c}} \frac{d^2 C_{n_c}}{dy_1 dy_2} - \frac{1}{\sigma_{n_c}^2} \frac{dC_{n_c}}{dy_1} \frac{dC_{n_c}}{dy_2}$ представить в следующем виде:

$$C_{n_c}(y_1, y_2) = A_{n_c} G(y_1 - y_2) + D_{n_c}, \quad (14)$$

где $G(y_1 - y_2) = \frac{2}{2\sqrt{\pi}\delta} \exp\left[-\frac{(y_1 - y_2)^2}{4\delta^2}\right]$ - гауссовское распределение, а не зависящие от быстрого коэффициенты A_{n_c} и D_{n_c} даются разными выражениями в зависимости от топологии n_c : $1/n_c = 4p + 2$, $2/n_c = 4p + 4$, $p = 0, 1, 2 \dots$ /8/

Анализируя эту зависимость при экстремальных значениях $X = \frac{A^2}{4B}$ -
 $X \ll 1$ и $X \gg 1$, получаем для $n_c \gg 1$:

$$1/ \quad \underline{X \ll 1, n_c \gg 1}$$

$$A \sim p, D \sim p^2; n_c = 4p + 2, \quad (15)$$

$$A \sim p^2, D \sim p^4; n_c = 4p + 4, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

$$2/ \quad \underline{X \gg 1, n_c \gg 1}$$

$$A \sim p^3, D \sim p^6; n_c = 4p + 2, \quad (16)$$

$$A \sim p^3, D \sim p^6; n_c = 4p + 4, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

Как видно из (15), в случае малых X , что соответствует относительно малой доле кластеров, распадающихся на две частицы, коэффициенты A и D ведут себя по-разному в зависимости от топологии события n_c . Следовательно, осцилляции корреляционной функции $C_{n_c}(y_1, y_2)$ в зависимости от n_c могут указывать на возрастание вклада в множественный процесс более многочастичных объектов^{*/}.

§ 5. В заключение отметим, что проведенный выше в рамках модели феноменологический анализ указывает на возрастающую роль многочастичных адронных ассоциаций /кластеров с $n_m \geq 4$ / в процессах с большими множественностями, рассмотрение которых не требуется для описания экспериментов при относительно малых энергиях / $P_L \leq 100$ ГэВ/с/.

Характерной чертой полученных выражений для топологических характеристик является их нетривиальная зависимость от топологии процесса n_c . Разная зависимость от n_c приводит к выводу о возможном осциллирующем поведении указанных выше характеристик. Подтверждение такой зависимости говорит в пользу предложенной схемы рождения вторичных частиц через распад кластеров в процессе множественного рождения. Кроме того, различное поведение этих харак-

^{*}/Заметим, что такое осциллирующее поведение для топологических сечений было получено также в реджевской схеме с многократным вакуумным обменом /10/.

теристик в зависимости от значения величины $\chi = \frac{a^2}{4t}$ дает сведения о количественном соотношении двухчастичных и четырехчастичных кластеров, рассмотренных в модели.

Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову, А.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку. Мы выражаем свою признательность В.А.Матвееву, В.К.Митрушкину, Л.А.Слепченко за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. Phys.Lett., 1967, 25B, 611;
Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cim., 1972, 5,907.
2. Фейнберг Е.Л. УФН, 1971, 104, 539.
Андреев И.В., Дремин И.М. УФН, 1977, 122, 37.
3. Band et.al. Proc. International Conference on High Energy Physics, Madison, Wisconsin, 1980.
4. Barbashov B.M. et.al. Phys.Lett., 1970, 33B, 484.
5. Мавродиев С.Щ. и др. ЯФ, 1979, 30, 245; Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ P2-12570, Дубна, 1979.
6. а) Ansonge R.E. et.al. Phys.Lett., 1975, 59B, 229;
б) Slattery P. Phys.Rev., 1973, D7, 2073; Bromberg C. et.al. Phys.Rev. Lett., 1973, 31, 1563; Tome W. et.al. Nucl.Phys., 1977, B129, 365; Albin E. et.al. Nuovo Cim., 1976, 32A, 101.
в) Fong D. et.al. Nucl.Phys., 1976, B102, 386;
г) Barnes V.E. et.al. Phys.Rev. Lett., 1974, 34, 415;
д) Berger E.L. Nucl.Phys., 1974, B77, 365; Abrams G.S. et.al. Phys.Rev. Lett., 1977, 31, 1271;
е) Bromberg C. et.al. Phys.Rev., 1977, D15, 69; Morse W.M. et.al. Phys.Rev., 1977, D15, 66.
7. Berger E.L. Nucl.Phys., 1975, B85, 61.
8. Луценко И.В., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-13049, Дубна, 1980.
9. Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ P2-12685, Дубна, 1979.
10. Абрамовски В.А., Канчели О.В. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 559.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1981 года.