

M-122



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5228/2-79

24/12-79

P2 - 12570

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

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ  
И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1979

P2 - 12570

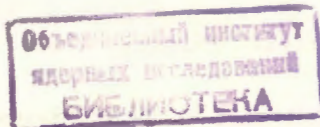
С.Щ.Мавродиев, А.Н.Сисакян, Г.Т.Торосян\*

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ  
И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ АДРОНОВ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Направлено на Международный семинар по проблемам  
физики высоких энергий и теории поля /Провино, 1979/*

---

\*Ереванский государственный университет



Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. P2 - 12570

Топологические сечения и корреляционные эффекты  
во взаимодействиях адронов высоких энергий

В рамках многокомпонентной кластерной модели рассматривается проблема единого описания топологических характеристик множественных распределений, средних множественностей, других корреляционных параметров и их энергетической зависимости для различных типов сталкивающихся при высоких энергиях адронов. Модель дает хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными по  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $k^{\pm}p$ ,  $\pi^{\pm}p$  соударениям в широком интервале энергий. Делаются выводы о свойствах адронных ассоциаций /кластеров, резонансов/ и механизмов образования вторичных частиц, в частности, показано возрастание при высоких энергиях вклада много-частичных адронных кластеров.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Mavrodiev S.S., Sissakian A.N.,  
Torosian H.T.

P2 - 12570

Topological Cross Sections and Correlation  
Effects in High Energy Colliding Hadrons

The problem of description of topological characteristics of multiple distributions, average multiplicities, other correlation parameters and their energy dependence for different types of high energy colliding hadrons is considered within the developed many-component cluster model. The model gives a good agreement with available experimental data for  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $k^{\pm}p$ ,  $\pi^{\pm}p$  collisions in a wide energy range. The model analysis allows one to make some conclusions as to properties of hadron associations (clusters, resonances) and on secondary particle production mechanisms. In particular, the rising contribution of many-particle hadron clusters with increasing energy is shown.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, 80% соударений адронов при высоких энергиях сопровождается множественным рождением вторичных частиц /преимущественно  $\pi$ -мезонов/. К числу наиболее просто измеряемых в эксперименте характеристик множественных процессов относятся т.н. топологические сечения и их моменты /параметры/, такие, как средняя множественность, дисперсия и др. Эти величины, несмотря на свой интегральный характер, несут достаточно детальную информацию о процессе.

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

В последние годы стало очевидным, что описание таких процессов в рамках той или иной гипотезы о едином механизме образования вторичных частиц не является удовлетворительным. В работе <sup>1/</sup> была высказана идея о необходимости выделения различных областей фазового пространства, соответствующих образованию различных по природе групп частиц, лишь в совокупности дающих наблюдаемую множественность.

Эта идея стимулировала развитие т.н. многокомпонентного подхода <sup>2,10/</sup> в теории множественного рождения, который исходит из наличия в каждом акте взаимодействия нескольких механизмов образования вторичных частиц.

Отметим, что 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 через кластеры /или резонансы/, т.е. не непосредственно.

Таким образом, встает вопрос о едином описании топологических характеристик и их энергетической зависимости для различных типов сталкивающихся частиц, и связанная с этим проблема выяснения физического смысла различных механизмов образования частиц и свойств адронных ассоциаций /кластеров, резонансов/.

Рассмотрению этих вопросов в рамках феноменологической многокомпонентной модели <sup>/3/</sup> и посвящена настоящая работа. В §2 дается описание физической картины, возникающей при изучении модели. В следующей части работы /§3/ проводится сравнение выводов модели с экспериментальными данными о топологических характеристиках  $pp$ ,  $\bar{p}p$ ,  $k^{\pm}p$ ,  $\pi^{\pm}p$  - взаимодействий в широком интервале энергий. При этом делается попытка проанализировать зависимости при высоких энергиях множественных распределений от квантовых чисел сталкивающихся частиц. В §4 представлены основные выводы из проведенного анализа.

## §2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В работе <sup>/3/</sup> была развита кластерная модель двух механизмов /МДМ/ для описания топологических распределений и средней множественности в  $pp \rightarrow n_{ch} + X_0$  процессах. Схема может быть применена для описания топологических распределений  $\bar{p}p$ ,  $k^{\pm}p$ ,  $\pi^{\pm}p$  процессов при высоких энергиях.

Модель 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 разного сорта нейтральных адронных ассоциаций /кластеров/ с изоспином  $I = 0$ .

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

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

где  $\alpha_i$ ,  $\beta_j$  - вероятности  $i$ -того и  $j$ -того каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно,  $n_\ell (\langle n_\ell \rangle)$  - множественность и средняя множественность кластеров типа  $\ell$ ;  $P(\langle n \rangle)$  - пуассоновское распределение.\*

Для получения наблюдаемой интегральной характеристики - топологического сечения - необходимо просуммировать /1/ по числу возможных каналов диссоциации и по числу кластеров, учитывая при этом закон сохранения заряда.

Феноменологический анализ позволяет предположить, что сталкивающиеся частицы диссоциируют не более чем на три частицы, и что вероятности продиссоциировать на три заряженные частицы равны как для налетающей частицы, так и для частицы мишени. Далее, предположим для кластеров следующие моды распадов:  $\sigma(\sigma \rightarrow \pi^+ \pi^-; \pi^0 \pi^0)$ ,  $\omega(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ ,  $B(B \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-; \pi^+ \pi^- 2\pi^0, 4\pi^0)$ . Такая схема в принципе допускает возможность кластерам распадаться через промежуточные резонансы.

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

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

\* Формула /1/, имеющая ясный физический смысл, находит обоснование в рамках теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей <sup>/4/</sup>, которое является теоретической реализацией гипотезы лидирующих частиц, возникшей в физике космических лучей <sup>/5/</sup>.



где  $a$  и  $b$  - средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре заряженные частицы соответственно:

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

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

Здесь  $a$  - вероятность продиссоциировать не более, чем на одну заряженную частицу,  $[A]$  - целая часть числа  $A$ .

Число заряженных и нейтральных частиц в конечном состоянии можно представить в следующем виде:

$$n_c = 2n_{\pi^+\pi^-} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0} + 4n_{2\pi^+2\pi^-} + l_c,$$

$$n_0 = 2n_{\pi^0\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0\pi^0} + 4n_{4\pi^0} + l_0,$$

где  $l_c$  и  $l_0$  - количество заряженных и нейтральных частиц среди продуктов диссоциации сталкивающихся адронов. При этом основные характеристики распределения по множественности заряженных частиц /2/ имеют следующий вид:\*

$$\langle n_c \rangle \equiv f_1 = 2a + 4b + 2 + 4(1-a),$$

$$f_2 = 2a + 12b - 8a^2 + 12a - 6,$$

$$f_3 = 24b - 32a^2 + 72a^2 - 48a + 12, \quad /4/$$

$$f_4 = 24b - 192a^4 + 576a^3 - 600a^2 + 240a - 36.$$

\* При сравнении с экспериментальными данными для проверки схемы на самосогласованность рассматривалось выражение для  $\langle n_c \rangle$  с дополнительным параметром

$$\langle n_c \rangle = 2a + 4b + c + 4(1-a), \quad /4a/$$

который получился близким к своему теоретическому значению:  $c = 1,93 \pm 10$ .

### §3. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПО АДРОН-АДРОННЫМ СТОЛКНОВЕНИЯМ

В этом разделе будет дано совместное описание с помощью формул /2/, /4/ имеющихся в настоящее время ускорительных экспериментальных данных по  $\bar{p}p$ ,  $pp$ ,  $k^{\pm}p$ ,  $\pi^{\pm}p$  - взаимодействиям при высоких энергиях  $\sqrt{s} > 100 \text{ ГэВ}^2$ , а также анализ на основе этого сравнения энергетических зависимостей и зависимостей параметров задачи от квантовых чисел сталкивающихся адронов.

Сравнение проводилось с использованием экспериментальных результатов, опубликованных в работах /8/ и соответствующих следующим энергиям: 1/  $\bar{p}p$ ,  $S = 189 \text{ ГэВ}^2$ ; 2/  $pp$ ,  $S = 193, 386, 570, 762, 962, 2025, 2810, 3970 \text{ ГэВ}^2$ ; 3/  $k^{\pm}p$ ,  $S = 277 \text{ ГэВ}^2$ ; 4/  $k^{\pm}p$ ,  $S = 189 \text{ ГэВ}^2$ ; 5/  $\pi^{\pm}p$ ,  $S = 114, 189 \text{ ГэВ}^2$ ; 6/  $\pi^{\pm}p$ ,  $S = 189, 277, 386 \text{ ГэВ}^2$ . Экспериментальный материал включал 185 точек по зарядовым распределениям и 35 точек по средней множественности.

Для  $a, b$  и  $\alpha$  был выбран следующий вид энергетической зависимости /см. /3/ /\*:

$$a = a_1 (\ln s/s_0)^{a_2}, \quad b = a_3 (\ln s/s_0)^{a_2},$$

$$\alpha = \frac{1 + a_4 \ln s/s_0}{1 + \ln s/s_0} \quad /5/$$

Для однозначного определения шести групп параметров  $a_1, a_2, a_3, a_4$  рассматриваемых шести процессов достаточно отличать сталкивающиеся частицы по массе и заряду. Был выбран следующий простой вид зависимости  $a_1, a_2, a_3, a_4$  от квантовых чисел:

\* Такой выбор энергетической зависимости для  $\alpha$  связан со слабо меняющимся вкладом дифракционного механизма с ростом энергии. Для  $a$  и  $b$  выбор сделан исходя из связи этих параметров со средней множественностью  $\langle n_c \rangle$  /см. /4//.

$$a_1 = c_1 + c_2(m_a + m_b)^2 + c_3(q_a + q_b)^2,$$

$$a_2 = c_4 + c_5(m_a + m_b)^2 + c_6(q_a + q_b)^2,$$

$$a_3 = c_7 + c_8(m_a + m_b)^2 + c_9(q_a + q_b)^2,$$

$$a_4 = c_{10} + c_{11}(m_a + m_b)^2 + c_{12}(q_a + q_b)^2.$$

Значения параметров  $c_i$  ( $i = 1, \dots, 12$ ) определяются из решения системы уравнений:

$$W_{nc}^{\text{теор}}(s, c, j) - W_{nc}^{\text{ЭК}}(j) = 0 \quad j = 1, \dots, 185,$$

$$\langle n_c \rangle^{\text{теор}}(s, c_i, j) - \langle n_c \rangle^{\text{ЭК}}(j) = 0, \quad j = 1, \dots, 35,$$

которая решалась методом авторегулированных итерационных процессов типа процессов Гаусса-Ньютона<sup>/7/</sup> с помощью программного комплекса COMPIL<sup>/8/\*</sup>. Для получения графической информации использовался язык "Sigma"<sup>/9/</sup>.

В процессе подгонки некоторые из  $c_i$  оказались равными нулю. Окончательно для  $a_1, a_2, a_3, a_4$  были найдены зависимости от масс и зарядов:

$$a_1 = A_1(m_a + m_b)^2,$$

$$a_2 = A_2 + A_3(m_a + m_b)^2 + A_4(q_a + q_b)^2,$$

$$a_3 = A_5(m_a + m_b)^2,$$

$$a_4 = A_6 + A_7(m_a + m_b)^2,$$

/6/

где  $m_a, m_b$  и  $q_a, q_b$  - соответственно массы и заряды сталкивающихся частиц  $a, b$  и

$$A_1 = .029 \pm .008; \quad A_2 = 2,226 \pm .072; \quad A_3 = -.162 \pm .070;$$

$$A_4 = -.006 \pm .001; \quad A_5 = .013 \pm .002; \quad A_6 = .513 \pm .041 \quad /7/$$

$$A_7 = .058 \pm .020.$$

Результаты сравнения модели /формулы /2/ и /4// с экспериментом представлены на рис. 1-5. Значения параметров  $a_1, a_2, a_3, a_4, a$  для различных процессов приведены в табл. 1. При этих значениях семи подгоночных параметров экспериментальные точки описываются вполне удовлетворительно ( $\chi = \frac{295}{185} = 1,6$ ).

Таблица 1

Значения параметров  $a_1, a_2, a_3, a_4$  и  $a$  для рассмотренных процессов

	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a$
$\bar{p}p$	.101 $\pm .022$	1.655 $\pm .085$	.047 $\pm .004$	.718 $\pm .102$	.774 $\pm .753$
$pp$	.101 $\pm .022$	1.630 $\pm .090$	.047 $\pm .004$	.718 $\pm .102$	.774 $\pm .753$
$K^-p$	.059 $\pm .013$	1.894 $\pm .076$	.028 $\pm .002$	.632 $\pm .076$	.694 $\pm .675$
$K^+p$	.059 $\pm .013$	1.868 $\pm .081$	.028 $\pm .002$	.632 $\pm .076$	.694 $\pm .675$
$\pi^-p$	.033 $\pm .007$	2.038 $\pm .070$	.016 $\pm .001$	.581 $\pm .060$	.649 $\pm .630$
$\pi^+p$	.033 $\pm .007$	2.012 $\pm .075$	.016 $\pm .001$	.581 $\pm .060$	.649 $\pm .630$

\* Программа С401, 421 из библиотеки стандартных программ ОИЯИ, реализованных на ЭВМ CDC-6500.



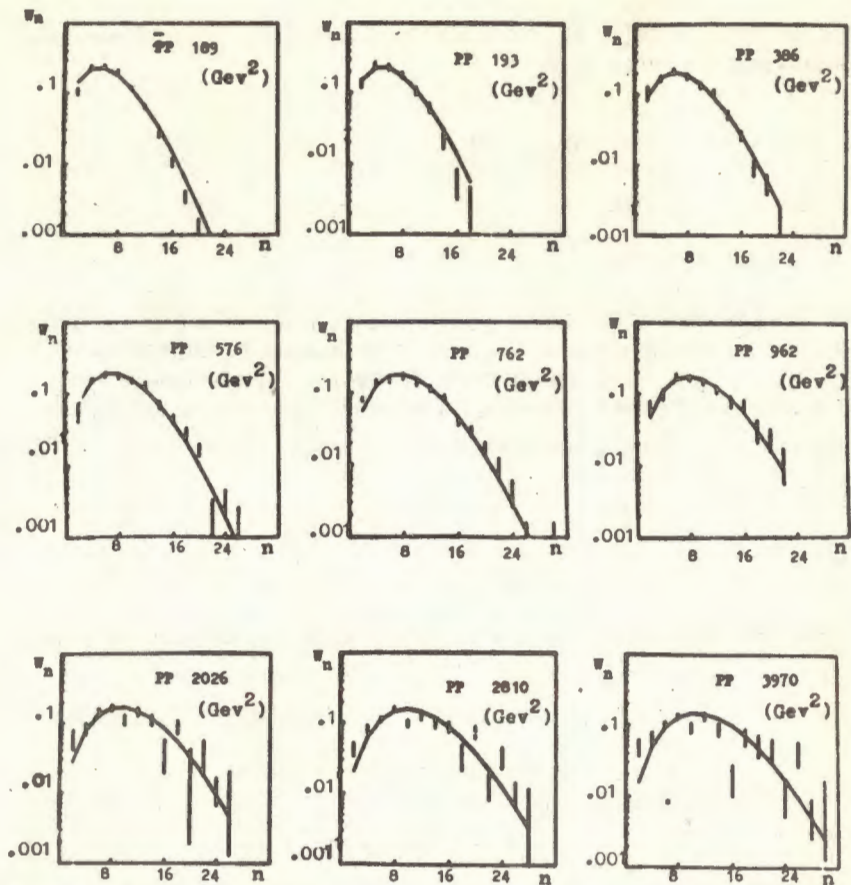


Рис. 1а. Распределение вторичных частиц по множественности для  $\bar{p}p$  и  $pp$  процессов при энергиях  $s \sim 200 \div 4000 \text{ ГэВ}^2$ .

Близкие значения  $\chi^2$  данного описания и отдельного описания  $pp \rightarrow n_{ch} + X_0$  процессов /см.<sup>3</sup>/, где  $\chi^2 \approx 1.8$ /указывают на то, что с той же степенью точности, с которой в /3/ был описан процесс  $pp$ , в настоящем исследовании найдены зависимости  $a, b$  и  $a$  от квантовых чисел и энергий для шести рассмотренных процессов.

Интересно отметить, что в  $a_1$  и  $a_3$  зависимость от заряда оказалась очень слабой, в то время как  $a$  и  $b$  пропорциональны квадрату массы системы сталкивающихся частиц. В  $a_2$  эта зависимость также слабая и практически ею можно пренебречь ( $A_4 \approx 0$ ).

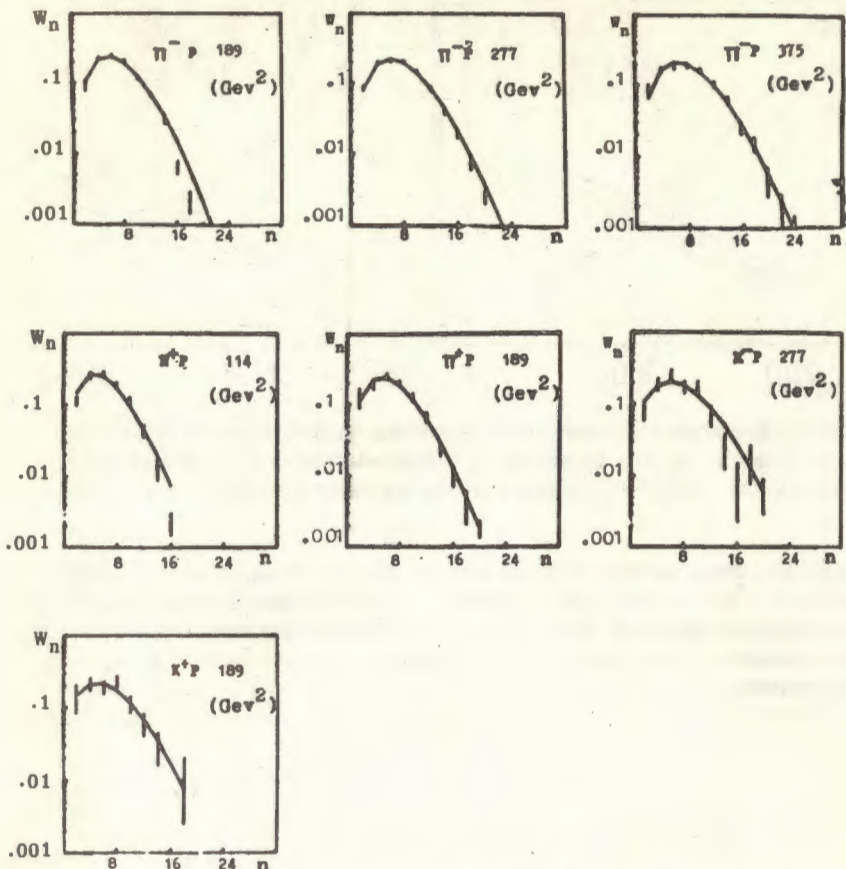


Рис. 1б. Распределение вторичных частиц по множественности для  $\pi^{\pm}p$  и  $K^{\pm}p$  процессов при энергиях  $s \sim 200 \div 400 \text{ ГэВ}^2$ .

#### §4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

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. Приведем здесь основные из этих следствий.

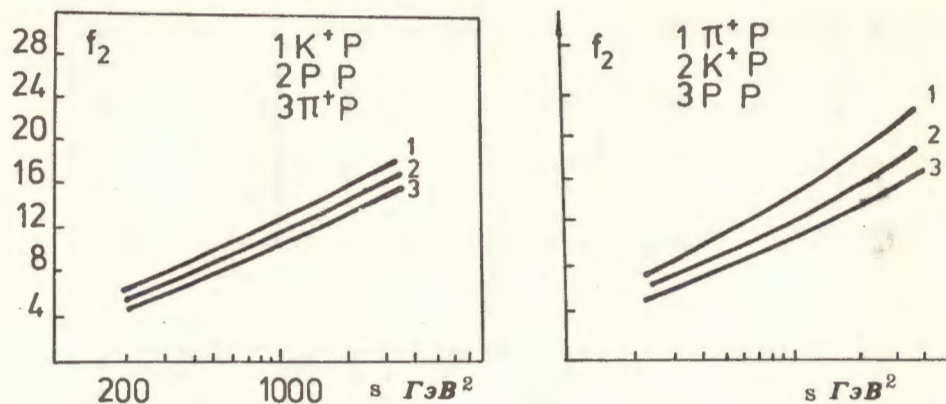


Рис. 2. Зависимость корреляционного параметра  $f_2$  от энергии для  $pp$ ,  $kp$  и  $\pi p$  процессов: а/ при имеющихся ускорительных энергиях, б/ при сверхвысоких энергиях  $s > 10^5 - 10^6 \text{ ГэВ}^2$ .

1. Распределения по множественности /см. рис. 1/ расширяются с ростом энергии /распределения значительно шире пуассоновских с данной средней множественностью/. Причем скорость расширения различна для разных процессов  $V_{pp} < V_{kp} < V_{\pi p}$  при сверхвысоких энергиях.

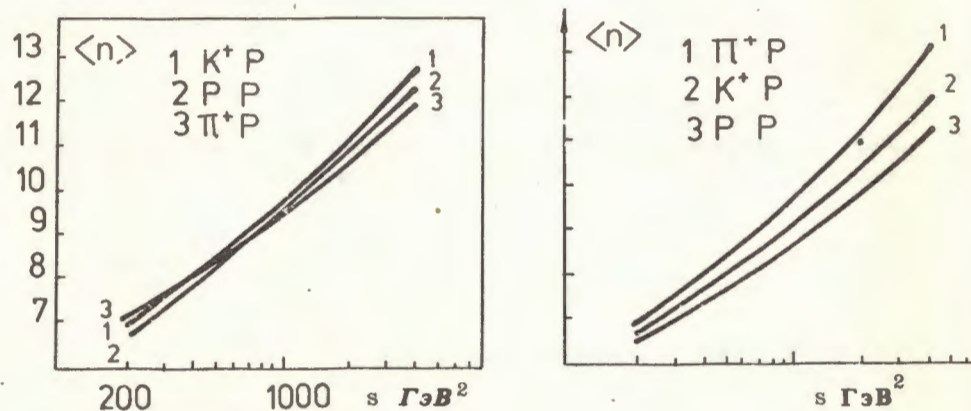


Рис. 3. Зависимость средней заряженной множественности  $\langle n \rangle$  от энергии для  $pp$ ,  $kp$  и  $\pi p$  процессов: а/ при имеющихся ускорительных энергиях, б/ при сверхвысоких энергиях  $s > 10^5 - 10^6 \text{ ГэВ}^2$ .

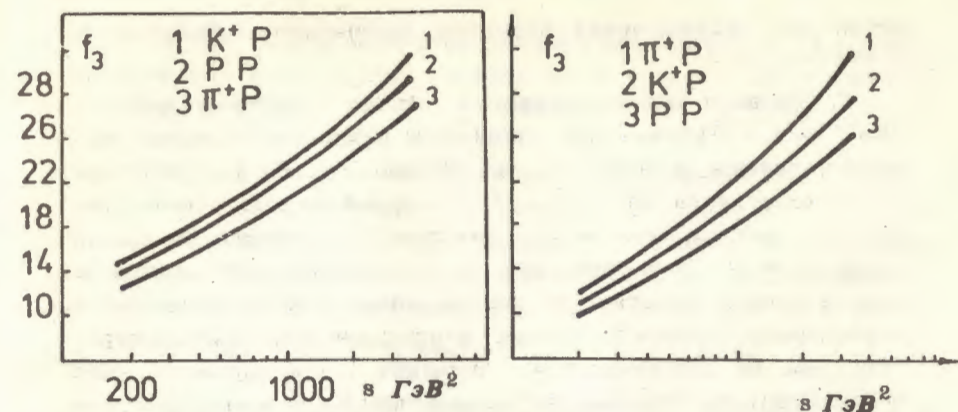


Рис. 4. Зависимость корреляционного параметра  $f_3$  от энергии для  $pp$ ,  $kp$  и  $\pi p$  процессов: а/ при имеющихся ускорительных энергиях, б/ при сверхвысоких энергиях  $s > 10^5 - 10^6 \text{ ГэВ}^2$ .

На эту особенность наглядно указывает разная степень роста соответствующих корреляционных параметров  $f_2$  при сверхвысоких энергиях /см. рис. 2/. Эти явления /уширение, резкое отличие от пуассоновского распределения/ существенно связаны с многокомпонентной структурой  $W_n$ ; их также можно рассматривать как указание на преимущественное образование

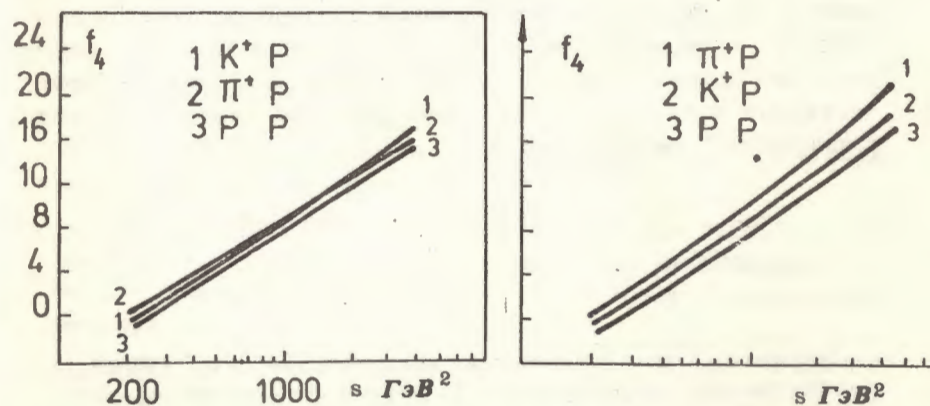


Рис. 5. Зависимость корреляционного параметра  $f_4$  от энергии для  $pp$ ,  $kp$  и  $\pi p$  процессов: а/ при имеющихся ускорительных энергиях, б/ при сверхвысоких энергиях  $s > 10^5 - 10^6 \text{ ГэВ}^2$ .



вторичных частиц через адронные ассоциации /кластеры, резонансы и т.п./<sup>\*</sup>.

2. Средняя множественность растет приблизительно как  $\ln s \div \ln^2 s$ . Причем для различных процессов степень роста этой величины разная /см. рис. 3 и табл. 1/. На распределениях по множественности /рис. 1/ это проявляется в смещении с ростом энергии максимума функции  $W_n$  вправо /в область больших  $n$ /. Относительное расположение этих максимумов при заданной энергии для разных процессов регулируется соотношением соответствующих корреляционных параметров  $f_3$  /см. рис. 4/. Положительные значения этого параметра свидетельствуют об "отставании" максимума  $W_n$  от максимума пуассоновского распределения с данной средней множественностью.

Отметим, что слабая зависимость степени роста  $a$  и  $b$  приводит к растущему с энергией различию между корреляционными параметрами процессов  $a^+p$  и  $a^-p$  ( $a = p, k, \pi$ ), которое может быть существенным при очень высоких энергиях.

3. Как видно из формул /5/ и /6/, отношение средних чисел кластеров, распадающихся соответственно на две и четыре заряженные частицы  $a(s)$  и  $b(s)$ , постоянно ( $\frac{a(s)}{b(s)} = 2,13$ ). Порядок значения этого отношения соответствует физической картине, где четырехчастичный кластер с изоспином  $I=0$  распадается сначала на две системы с изоспинами  $I_1=I_2=1$ , которые, в свою очередь, распадаются на  $\pi$ -мезоны. Легко видеть, что такую ситуацию можно получить, например, рассматривая четырехчастичный кластер как состояние двух векторных  $\rho$ -мезонов с изоспином, равным нулю:

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

<sup>\*</sup> Отметим, что при очень высоких энергиях суммарное множественное распределение  $W_n$  может приобрести определенные нерегулярности в структуре /дыны, пики и т.п./, связанные с "игрой" различных компонент /аналог вильсоновского дна /10/. Такие нерегулярности, допускающиеся в данной модели, были исследованы в работе /11/.

Отметим, что проведенный анализ указывает на рост с энергией вклада многочастичных кластеров  $n > 2$  /тяжелых кластеров  $M_{кл} \geq 2 \text{ ГэВ}^{/12/}$ .

4. Функция  $\alpha(s)$ , связанная с диссоциацией, почти не меняется для данного процесса в изученном интервале энергий, что говорит о слабом изменении вклада дифракционного механизма с ростом энергии. Однако, как видно из /5/, /6/ и /7/, значение величины  $\alpha$  сильно зависит от масс начальных частиц /см. табл. 1/.

5. Обращают на себя внимание растущие в рассматриваемой области положительные значения корреляционного параметра  $f_4$ . Эта особенность свидетельствует в пользу наличия здесь существенных четырехчастичных корреляций. Их исследование дает прямые сведения о наличии предположенных в модели четырехчастичных кластеров. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Как указывает эксперимент, величина  $Z_c = \frac{\langle n_c \rangle}{D_c}$  остается постоянной и равной приблизительно  $Z_c = 2$  в изученном интервале энергий<sup>\*</sup>.

Эту величину легко выразить через корреляционный параметр  $f_2^{--}$  распределения отрицательно заряженных частиц /см. /11/:

$$Z_c = \frac{\langle n_c \rangle}{\sqrt{2\langle n_c \rangle + 4f_2^{--} - 4}} \quad /8/$$

которая в рамках нашей модели однозначно связана с наличием четырехчастичных кластеров.

При  $f_2=0$  равенство  $Z_c=2$  выполняется при  $\langle n_c \rangle = 4$  /т.е. при  $P_L = 19 \text{ ГэВ}/c$  в  $pp$ -процессах/. При дальнейшем росте энергии выполнение равенства  $Z_c=2$  требует положительных значений  $f_2^{--}$ .

Взяв  $\langle n_c \rangle$  из эксперимента и подсчитав  $f_2^{--}$  по формуле  $f_2^{--} = (f_2^{--} - \langle n_c \rangle + 4)/4$  /см. /11/ /, можем сравнить полученные

<sup>\*</sup> Равенство  $Z_c = 2$  означает точное выполнение КНО-скейлинга /13/.



таким образом  $Z_c$  с его экспериментальными значениями. Это сравнение может выявить количественное согласие рассмотренных четырехчастичных кластеров с экспериментом. Как видно из табл. 2, согласие удовлетворительное, что свидетельствует о важной роли четырехчастичных кластеров /в указанном интервале энергий/ и, в частности, об их значении в анализе закона подобия КНО.

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и модельных значений переменной

$$\text{Вроблевского } Z_c = \frac{\langle n_c \rangle}{D_c}$$

$s$ (ГэВ <sup>2</sup> )	193	386	570	762	962	2025	2810	3970
$Z_c^{\text{теор.}}$	1.835	1.93	1.98	1.88	1.92	2.011	2.06	2.12
$Z_c^{\text{экс.}}$	2.001	1.967	2.023	1.89	1.967	1.867	1.841	1.843

С другой стороны, подсчитанные по модели значения  $Z_c = 2$  говорят о приблизительном выполнении закона КНО в модели, а возникшие отклонения связаны с конкурентной компонент.

В заключение отметим, что проведенный выше в рамках модели феноменологический анализ указывает на возрастающую роль многочастичных адронных ассоциаций /кластеров с  $n_{\text{кл}} > 4$ / в процессах с большими множественностями, введение которых не требуется для описания экспериментов при относительно малых энергиях  $/P_L \lesssim 100 \text{ ГэВ}/c^{14}/$ . Но, к сожалению, имеющиеся экспериментальные данные не дают пока прямых и однозначных ответов на вопрос о количественном и качественном составе адронных ассоциаций.

Для получения более полной информации о механизмах множественного рождения адронов желательны выделение и детальное экспериментальное исследование вкладов в множественные характеристики различных областей фазового пространства<sup>16/</sup>. Безусловно, полные сведения о поставленных здесь вопросах невозможно извлечь без развития конкретных теоретических схем, адекватных механизмам образования частиц, устанавливающих связь этих механизмов со структурой адронов<sup>15/</sup>.

Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку.

Мы имели возможность неоднократно обсуждать результаты работы с Ю.А.Будаговым, В.Г.Кадышевским, А.Н.Квинихидзе, С.П.Кулешовым, В.А.Матвеевым, Р.М.Мир-Касимовым, В.К.Митрюшкиным, В.И.Савриным, Л.А.Слепченко и глубоко признательны им за ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. *Phys. Lett.*, 1967, 25B, p.611.
2. 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.
3. Мавродиев С.Щ. и др. *ЯФ*, 1979, 30, 7, с. 245.
4. Barbashov B.M. et al. *Phys.Lett.*, 1970, 33B, p.484.
5. Вернов С.Н., Фейнберг Е.Л. *ОИЯИ, P1,2-8529, Дубна*, 1975, с.73.
6. a) Ansorge R.E. et al. *Phys.Lett.*, 1975, 59B, p.299.  
b) Slattery P. *Phys.Rev.*, 1973, D7, p.2073. Bromberg C. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1973, 31, p.1563. Thome W. et al. *Nucl.Phys.*, 1977, B129, p.365. Albini E. et al. *Nuovo Cim.*, 1976, 32A, p.101.  
c) Fong D. et al. *Nucl.Phys.*, 1976, B102, p.386.  
d) Barnes V.E. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1974, 34, p.415.  
e) Berger E.L. *Nucl.Phys.*, 1974, B77, p.365.  
Abrams G.S. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 31, p.1271.  
f) Bromberg C. et al. *Phys.Rev.*, 1977, D15, p.64.  
Morse W.M. et al. *Phys.Rev.*, 1977, D15, p.66.
7. Александров Л. *ЖВМ и МФ*, 1971, 11, с.1; *ОИЯИ, P5-5511, Дубна*, 1970.
8. Александров Л. *ОИЯИ, B1-5-9969, Дубна*, 1976.
9. Hagedorn R. et al. *CERN*, 73-5, 1973.
10. Wilson K. *CLNS-131, Cornell*, 1971.
11. Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. *ОИЯИ, P2-12685, Дубна*, 1979.
12. Курилин А.С. и др. *ОИЯИ, D2-11833, Дубна*, 1978.
13. Koba Z., Nielson H.B., Olesen P. *Nucl. Phys.*, 1972, B40, p.317.
14. Wroblewski A. *Proc. of the VIII Int. Symp. on Multipart. Dynamics*, 12-17 June, Kayserberg, 1977.



15. См. обзоры и ссылки в них: Андреев И.В., Дремин И.М. УФН, 1977, 122, с.37; Кулешов С.П. и др. ЭЧАЯ, 1974, 5, с. 3; Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.478;
16. Guigg C., Jackson J.D. NAL-THY-93, Batavia, 1972.  
Guigg C. Lectures in Summer School, McGill Univ., ITP-SB-73-42.  
Fialkowski K., Miettinen H. Phys.Lett., 1973, 43B, p.611.  
Logunov A.A., Mestvirishvili M.A. CERN, TH-1707, Geneva, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июня 1979 года.