

МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ МНОЖЕСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С. Щ. МАВРОДИЕВ, В. К. МИТРЮШКИН, А. И. СИСАКЯН,
Г. Т. ТОРОСЯН

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 23 октября 1978 г.;
после переработки 14 февраля 1979 г.)

В рамках многокомпонентной модели дано описание мировых экспериментальных данных по множественным распределениям в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях. Исследуется энергетическая зависимость основных характеристик этих распределений и вкладов в множественное рождение различных компонент. Проведенный модельный анализ позволяет сделать ряд выводов о проявлении определенных закономерностей множественного рождения. В частности, делается заключение о возможном возрастании с ростом энергий вклада многочастичных адронных ассоциаций.

1. Введение

При изучении процессов множественного рождения адронов при высоких энергиях широкое распространение получил многокомпонентный подход, который основывается на гипотезе существования нескольких (двух или более) механизмов образования вторичных частиц. Такой подход восходит к идее [1] о необходимости выделения различных областей фазового пространства, соответствующих, вообще говоря, образованию различных по природе групп вторичных частиц, лишь в совокупности дающих наблюдаемую множественность.

Конкретное описание механизмов образования частиц удается получить в рамках различных моделей квартовой теории поля (см., например, обзоры [2] и ссылки в них). К числу строгих результатов относятся асимптотические оценки и ограничения [1, 3] на энергетическое поведение характеристик процесса, отвечающих выделяемым областям фазового пространства.

Следует отметить, что на различную природу механизмов множественного рождения частиц наглядно указывают резкие отличия в энергетической зависимости средних множественностей и парциальных сечений отдельных областей (механизмов).

Поскольку экспериментальные данные дают определенные сведения только об интегральных характеристиках процессов, наиболее естественным способом феноменологического изучения вкладов различных механизмов является их анализ в рамках модельных предположений относительно отдельных компонент¹⁾. Такой анализ имеет целью как теоретическое описание интегральных величин, так и определение энергетической зависимости параметров, соответствующих рассматриваемым механизмам.

¹⁾ Компонента, вообще говоря, не соответствует непосредственно какому-либо механизму, но зависит от способа разбиения интегральных характеристик процессов множественного образования частиц (более подробно см. [4]).

2. Описание модели

Согласно модели двух механизмов (МДМ) [1], которая будет рассматриваться в дальнейшем, области фазового пространства выделяются следующим образом:

а) область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся частиц;

б) области, отвечающая независимому испусканию нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с изоспином $I=0$. Типичное событие в МДМ схематически представлено на рис. 1.

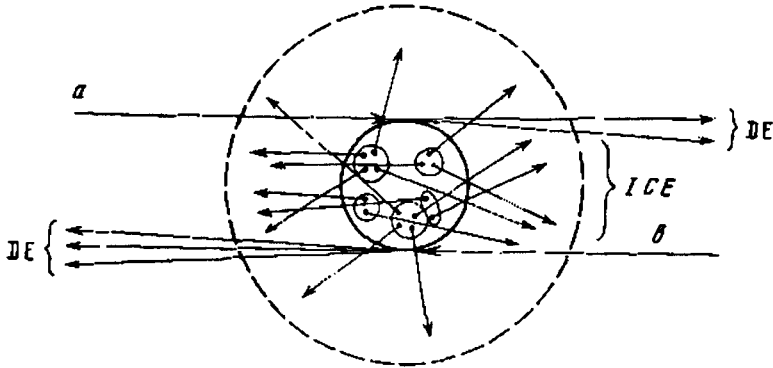


Рис. 1. Схематическое представление типичного события в модели двух механизмов (МДМ), a и b — падающие адроны, DE — диссоциация, ICE — независимое испускание кластеров

Основной формулой МДМ, которая находит теоретическое обоснование, например, в рамках теоретико-полевых моделей в приближении прямолинейных путей [4], является следующее распределение по числу адронных ассоциаций при фиксированных каналах диссоциации:

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

где α_i, β_j — вероятность i -го (j -го) канала диссоциации налетающей частицы (частицы-мишени); $n_l, \langle n_l \rangle$ — множественность (средняя множественность) адронных ассоциаций (кластеров) типа l , распределенных по закону Пуассона $P_{n_l}(\langle n_l \rangle)$.

Отметим, что интегральное распределение по множественности при этом имеет существенно многокомпонентную структуру, связанную с необходимостью суммирования (1) по числу каналов диссоциации сталкивающихся (лидирующих) частиц.

Для феноменологического анализа можно ограничиться двух- и трехчастичными каналами диссоциации, поэтому в случае сталкивающихся протонов будут учтены следующие конкретные схемы:

$$p \rightarrow p; \quad p\pi^0; \quad p\pi^+; \quad p\pi^+\pi^0; \quad p\pi^+\pi^+; \quad p\pi^+\pi^-.$$

Предположим, что основная часть вторичных частиц, родившихся в центральной области, может быть представлена как результат распада $\sigma(\sigma \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$, $\omega(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)$ и $B(B \rightarrow 2\pi^+2\pi^-; \pi^+\pi^-2\pi^0; 4\pi^0)$ -кластеров. Схема при этом не исключает возможности кластерам распадаться через «промежуточные резонансы».

Нетрудно показать, что из (1) в рамках сделанных конкретных допущений распределение по множественности заряженных частиц в

²⁾ Это приближение является теоретической реализацией гипотезы лидирующих частиц, возникшей в физике космических лучей (см. обзор [1]).

pp -взаимодействиях принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
 W_{n_{ch}} = & \alpha^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_{ch}-2}{4} \rfloor} P_n(b) P_{(n_{ch}-2-4n)/2}(a) + \\
 & + 2\alpha(1-\alpha) \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_{ch}-4}{4} \rfloor} P_n(b) P_{(n_{ch}-2-4n)/2-1}(a) + (1-\alpha)^2 \times \\
 & \times \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_{ch}-6}{4} \rfloor} P_n(b) P_{(n_{ch}-2-4n)/2-2}(a). \quad (2)
 \end{aligned}$$

Принимаем во внимание, что в рассматриваемой модели числа заряженных (n_{ch}) и нейтральных (n_{n^0}) частиц связаны с множественностями адронных ассоциаций следующим образом:

$$n_{ch} = 2n_{\pi^+ \pi^-} + 2n_{\pi^+ \pi^- \pi^0} + 2n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} + 4n_{2\pi^+ 2\pi^-} + l_{ch}, \quad (3)$$

$$n_{n^0} = 2n_{\pi^0 \pi^0} + n_{\pi^+ \pi^- \pi^0} + 2n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} + 4n_{\pi^+} + l_{n^0},$$

где l_{ch} (l_{n^0}) — числа заряженных (нейтральных) частиц среди продуктов диссоциации сталкивающихся адронов. Легко видеть, что при этом основные характеристики распределения по множественности заряженных частиц (2) имеют следующий смысл³⁾:

$$\begin{aligned}
 b &= \langle n_{2\pi^+ 2\pi^-} \rangle, \\
 a &= \langle n_{\pi^+ \pi^-} \rangle + \langle n_{\pi^+ \pi^- \pi^0} \rangle + \langle n_{\pi^+ \pi^- 2\pi^0} \rangle, \\
 \langle n_{ch} \rangle &= f_1 = 2 + 4(1-\alpha) + 2a + 4b, \\
 f_2 &= 2a + 12b - 8\alpha^2 + 12\alpha - 6, \\
 f_3 &= 24b - 32\alpha^3 + 72\alpha^2 - 48\alpha + 12, \\
 f_4 &= 24b - 192\alpha^4 + 576\alpha^3 - 600\alpha^2 + 240\alpha - 36.
 \end{aligned} \quad (4)$$

В формуле (2) коэффициент α пропорционален вероятности того, что протон взаимодействует с диссоциацией не более чем на две заряженные частицы; таким образом, этот параметр характеризует вклад в распределение механизма а).

3. Описание экспериментальных данных по pp -взаимодействиям

Целью настоящего исследования множественных распределений является совместное описание с помощью формул (2)–(4) имеющихся в настоящее время ускорительных⁴⁾ экспериментальных данных по pp -взаимодействиям при высоких энергиях⁵⁾ ($s > 100 \text{ ГэВ}^2$) и получение из этого сравнения энергетических зависимостей распределений и их параметров, отвечающих в соответствии с рассматриваемой моделью учету различных механизмов образования вторичных частиц.

Были использованы экспериментальные результаты, опубликованные в работах [9] и соответствующие энергиям $s=193, 386, 570, 961, 2025$,

³⁾ При сравнении с экспериментальными данными для проверки схемы на самосогласованность рассматривалось выражение для $\langle n_{ch} \rangle$ с дополнительным параметром c :

$$\langle n_{ch} \rangle = c + 4(1-\alpha) + 2a + 4b. \quad (4a)$$

⁴⁾ При описании средней множественности учитывались также данные экспериментов в космических лучах.

⁵⁾ Рассмотрение адрон-адронных взаимодействий в рамках МДМ при меньших энергиях содержится в работах [8].

2809, 3969 ГэВ². Экспериментальный материал включает в себя 85 точек по зарядовым распределениям и 15 точек по энергетической зависимости средней множественности.

Для сравнения с экспериментальными данными на основе формул (2) — (4) решалась следующая система уравнений:

$$W_n^{\text{теор}}(a(s_i); b(s_i); \alpha(s_i)) = W_n^{\text{эксп}}(s_i), \quad \text{где } i=1, \dots, 85; \quad (5)$$

$$\langle n_s^{\text{теор}}(s_i) \rangle = c(s_i) + 4[1 - \alpha(s_i)] + 2a(s_i) + 4b(s_i) = \langle n_s^{\text{эксп}}(s_i) \rangle, \quad \text{где } i=1, \dots, 15.$$

Неизвестные функции $a(s)$, $b(s)$, $c(s)$, $\alpha(s)$ без потери общности могут быть параметризованы в следующем виде:

$$\begin{aligned} a(s) &= a_1 + a_2 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^{a_3} + a_4 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^{a_5}, \\ b(s) &= a_6 + a_7 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^{a_8} + a_9 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^{a_{10}}, \\ \alpha(s) &= \frac{1 + a_{11} \ln(s/s_0)}{1 + a_{12} \ln(s/s_0)}, \quad c(s) = a_{13}. \end{aligned} \quad (6)$$

Решение полученной определенной системы нелинейных уравнений (5) относительно неизвестных a_i ($i=1, \dots, 13$) осуществлялось методом авторегуляризованных итерационных процессов типа Гаусса — Ньютона [10]. При этом использовался программный комплекс COMPILE⁶⁾ [11] (библиотека стандартных программ ОИЯИ-FY21, CY21), реализованный на ЭВМ СДС-6500. Решение нелинейной системы (5) показало, что функции $a(s)$, $b(s)$, $c(s)$ и $\alpha(s)$ принимают вид

$$\begin{aligned} a(s) &= A_1 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^{A_2}, \quad b(s) = A_2 \left(\ln \frac{s}{s_0} \right)^{A_2}, \quad c(s) = A_3, \\ \alpha(s) &= \frac{1 + A_4 \ln(s/s_0)}{1 + \ln(s/s_0)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$A_1 = 0,057 \pm 0,007,$$

$$A_2 = 0,063 \pm 0,002, \quad \text{таким образом, } A_1 \approx A_2,$$

$$A_3 = 1,66 \pm 0,03,$$

$$A_4 = 0,68 \pm 0,02,$$

$$A_5 = 1,87 \pm 0,03 \approx c^{\text{теор}} = 2.$$

Отметим, что величина

$$\chi^2 = \frac{1}{M-N} \sum_{i=1}^M \frac{(W_n^{\text{теор}} - W_n^{\text{эксп}})^2}{\Delta_{\text{эксп}}^2}$$

для найденного решения (7) равна 1,8.

Обращает на себя внимание тот факт, что введенная нами (см. (4а)) дополнительная свободная функция $c(s)$ в результате сравнения с экспериментом оказалась весьма близкой к теоретическому значению. С одной стороны, это указывает на самосогласованность рассматриваемой схемы, а с другой, — говорит о том, что в изучаемом интервале энергий вклады

⁶⁾ Способ использования программы COMPILE для подобных задач описан в работе [12].

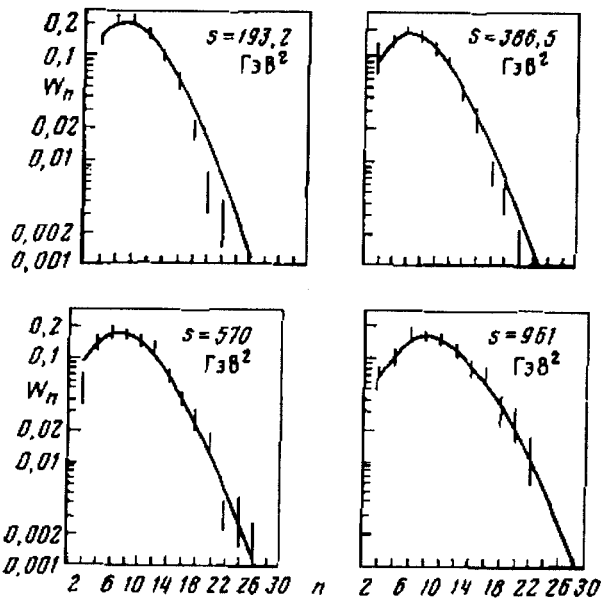


Рис. 2. Распределения вторичных частиц по множественности при $s = 193, 386, 570, 961$ ГэВ²

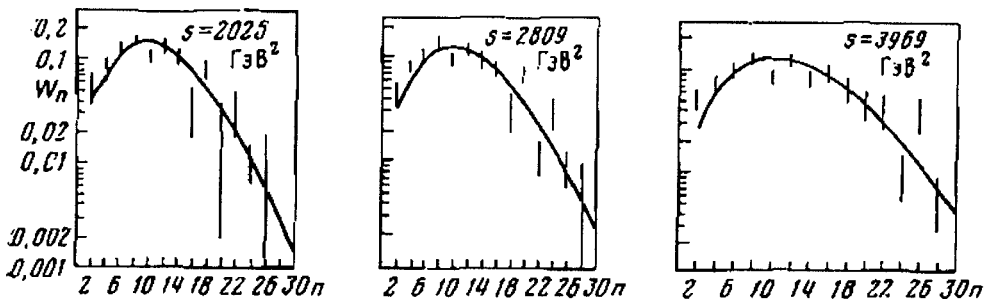


Рис. 3. Распределения вторичных частиц по множественности при $s = 2025, 2809, 3969$ ГэВ²

введенных нами механизмов являются преобладающими (по крайней мере с точностью до 5%).

Корреляционные параметры f_2 , f_3 и f_4 вычислялись по формулам (4). Они качественно согласуются с феноменологическими обработками при сверхвысоких энергиях (данные космических лучей), приведенными в работе [13].

Результаты сравнения множественных распределений и их параметров с экспериментом даны на рис. 2–7.

4. Обсуждение результатов

Проведенный модельный анализ дает возможность сделать следующие выводы о проявлении некоторых закономерностей множественных распределений при высоких энергиях.

1. Распределения по множественности (топологические сечения) (см. рис. 2, 3), как и следовало ожидать, имеют тенденцию к расширению с ростом энергии (распределения значительно шире пуассоновских с данной средней множественностью). На эту особенность указывает также рост в положительной области корреляционного параметра f_2 с энергией (см. рис. 7). На рис. 4 приведены предсказания вида распределений при

сверхвысоких энергиях, недостижимых пока на современных ускорителях (в случае если отмеченная тенденция сохранится). Эти явления (уширение, резкое отличие от пуассоновского распределения) существенно связаны с многокомпонентной структурой W_n ; их также можно рассматривать как указание на преимущественное образование вторичных частиц через адронные ассоциации (кластеры, резонансы и т. п.)¹⁾.

2. Средняя множественность растет приблизительно как $\ln s \div \ln^2 s$ (см. рис. 5). На распределениях по множественности (рис. 2, 3) это про-

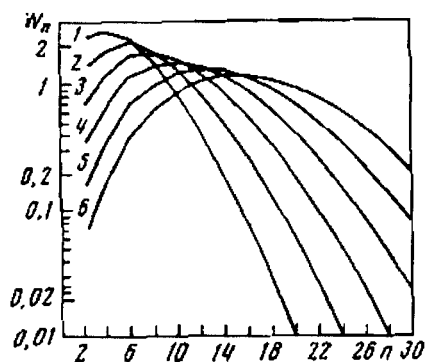


Рис. 4

Рис. 4. Вид предсказываемого моделью распределения вторичных частиц при сверхвысоких энергиях: кривая 1 — 100 ГэВ², 2 — 300 ГэВ², 3 — 900 ГэВ², 4 — 2700 ГэВ², 5 — 8100 ГэВ², 6 — 24300 ГэВ²

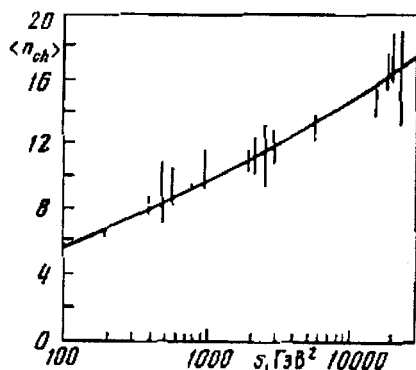


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость средней множественности заряженных частиц от энергии: $\langle n_{ch} \rangle \sim \ln s \div \ln^2 s$

является в смещении с ростом энергии максимума функции W_n вправо (в область больших n). При этом параметр f , является положительным и растет, что свидетельствует об «отставании» максимума W_n от максимума пуассоновского распределения с данной средней множественностью.

3. Функции $a(s)$ и $b(s)$ в пределах ошибок в исследуемом интервале энергий имеют одинаковое поведение (см. (7) и рис. 6), что говорит в пользу роста с энергией вклада многочастичных адронных ассоциаций (см. формулы (4) ⁶⁾).

Если такая тенденция с дальнейшим ростом энергий будет продолжаться, это приведет, по-видимому, к появлению «сверхмногочастичных» ассоциаций, которые могут сказаться на значительном увеличении роста средней множественности и на характерных уширениях и смещениях топологических сечений.

На то, что такое явление не исключено, указывают экспериментальные данные, полученные в космических лучах [7] в районе 10^{15} – 10^{17} эВ. В этой области отмечается аномальный (близкий к кинематически разрешенному) рост множественности в смешанном режиме некоторых множественных характеристик.

Отметим, что при относительно малых энергиях ($p_L \ll 100$ ГэВ/с) описание не требует [8] введения независимого испускания многочастичных кластеров (с числом $n_{кл} \geq 4$).

¹⁾ Отметим, что, вообще говоря, при очень высоких энергиях суммарное множественное распределение W_n может приобрести определенные нерегулярности в структуре (дыры, пики и т. п.), связанные с «игрой» различных компонент (аналог пуассоновского дыпа) [14].

⁶⁾ На такое явление указывает также анализ зарядово-нейтральных корреляций (см. обзоры и ссылки в них [15]), где рост положительной корреляции с энергией может быть объяснен возрастанием роли многочастичных ($n_{кл} > 2$) ассоциаций (кластеров).

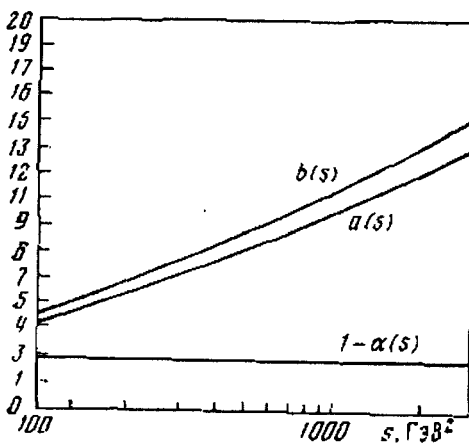


Рис. 6

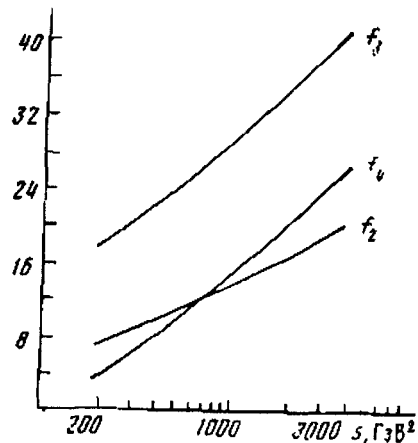


Рис. 7

Рис. 6. Поведение параметров модели с ростом энергии. Числа на оси ординат надо умножить на 0,1

Рис. 7. Рост корреляционных параметров f_2 , f_3 , f_4 с ростом энергии

4. Функция $\alpha(s)$, связанная с диссоциацией, в изученном интервале энергий растет лишь незначительно. С достаточной точностью параметры диссоциации можно считать постоянными (на рис. 6 приведена кривая для $\beta=1-\alpha$).

Это свидетельствует о том, что основной вклад в множественность дает механизм независимого испускания адронных ассоциаций. Относительный вклад дифракционной диссоциации, который был значительным при малых энергиях [1] ($p_L \lesssim 20$ ГэВ/с), с дальнейшим ростом энергий подавляется. Однако учет этого механизма в рамках рассматриваемой модели является весьма существенным из-за его влияния на сложную структуру множественных распределений (см. (2)).

5. Обращают на себя внимание растущие в рассматриваемой области положительные значения корреляционного параметра f_4 . Эта особенность может свидетельствовать в пользу наличия существенных четырехчастичных корреляций.

В заключение отметим, что указанные выше выводы, конечно, зависят от сделанных нами модельных предположений. Однако поскольку они не противоречат, а подчас близки к соответствующим ограничениям и строгим оценкам, полученным в рамках квантовой теории поля [1], а также согласуются с выводами ряда модельных подходов [2], можно констатировать, что такая многокомпонентная схема является удобным аппаратом для детального анализа механизмов множественного рождения частиц.

Имеющиеся экспериментальные данные, к сожалению, не дают пока прямых и однозначных ответов на вопрос о количественном и качественном составе адронных ассоциаций (кластеры, резонансы, фэйрболы, π -balls), однако вывод о их важной роли при высоких энергиях нам кажется очевидным.

Для получения более полной информации о механизмах множественного рождения адронов желательно выделение и детальное экспериментальное исследование вкладов в множественные характеристики различных областей фазового пространства.

Авторы приносят глубокую благодарность И. Н. Боголюбову и А. Н. Тавхелидзе за постоянный интерес к работе и научную поддержку. Мы весьма признательны Ю. А. Будагову, А. Н. Квинихидзе, С. П. Кулепову, В. А. Матвееву, М. Д. Матвееву, Р. М. Мир-Касимову Л. А. Слепченко за многочисленные обсуждения и ценные замечания.

Литература

- [1] A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, Nguen Van Hieu. Phys. Lett., 25B, 611, 1967.
- [2] И. В. Андреев, И. М. Дремлю. УФН, 122, 37, 1977. C. De Tar. Proc. XVIII Intern. Conf. on NEP, Tbilisi, 1976. С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, М. А. Смольдырев, А. Н. Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 5, 3, 1974. А. Н. Квинихидзе, А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко, А. Н. Тавхелидзе. ЭЧАЯ, 8, 478, 1977.
- [3] A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili. CERN, TH-1707, Geneva, 1973.
- [4] A. N. Sissakian, L. A. Slepchenko. Fizika, 10, 21, 1978.
- [5] S. P. Kuleshov, V. A. Matvcev, A. N. Sissakian. Fizika, 5, 67, 1973. V. G. Grishin, G. Jancso, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, A. N. Sissakian. JINR E2-6596, Dubna, 1972.
- [6] В. М. Барбашов, С. Р. Кулешов, В. А. Матвеев, В. Н. Первущин, А. Н. Сисакян, А. Н. Тавхелидзе. Phys. Lett., 33B, 484, 1970.
- [7] С. Н. Вернов, Е. Л. Фейнберг. ОИЯИ, Р1, 2-8529, 1975.
- [8] В. К. Митрюшкин, А. Н. Сисакян. ОИЯИ, Д2-10533, 1977. А. Н. Сисакян. ОИЯИ, Д1,2-10400, 1977 (мног.-рапортный доклад на 18-й Междунар. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976).
- [9] P. Slattery. Phys. Rev., D7, 2073, 1973. E. Albin et al. Nuovo Cim., 32A, 101, 1976. W. Thome et al. Nucl. Phys., B129, 365, 1977.
- [10] Л. Александров. ЖВММФ, 11, 1, 1971.
- [11] Л. Александров. ОИЯИ, В1-5-9969, 1976.
- [12] L. Alexandrov, S. Ch. Mavrodiev. JINR, F2-9936, Dubna, 1976.
- [13] B. S. Chaudhary, P. K. Malhotra. Nucl. Phys., 138B, 360, 1975.
- [14] K. Wilson. Preprint CLNS-131, Cornell USA, 1971. А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко. Матер. IV Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий (множественные процессы), Дубна, Изд. ОИЯИ, 1975.
- [15] А. С. Курилла, В. К. Митрюшкин, В. С. Румянцев, С. Б. Саакян, А. Н. Сисакян. ОИЯИ, Д2-11833, 1978.

MANY-COMPONENT DESCRIPTION OF ENERGY DEPENDENCE OF MULTIPLICITY DISTRIBUTIONS AT HIGH ENERGIES

S. CH. MAVRODIEV, V. K. MITRYUSHKIN, A. N. SISSAKIAN, H. T. TOROSYAN

Description of the available experimental data on multiplicity distributions in high-energy hadron-hadron collisions is presented in framework of the multi-component model. The energy dependence of the main characteristics of these distributions and of the contributions to the multiple production of various components is investigated. The fulfilled model analysis enables one to present a number of conclusions on appearance of certain features of the multiple production. In particular, a deduction is presented on possible increase with the energy of the contribution from many-particle hadronic associations.
