ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 8043

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ВЕЛИЧИНЫ В ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ АДРОНОВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8043

Н.К.Душутин, В.М.Мальцев

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ВЕЛИЧИНЫ В ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ АДРОНОВ

Доклад, представленный на Всесоюзный семинар
"Кварки и партоны" (Москва, 25-27 июня 1974г.)

Направлено в ЯФ

S u m m a r y

In the framework of the parton model the integral characteristics of the hadron multiple generation (multiplicity distributions, integrated correlation functions, etc.) are discussed. Various variants of the models (point-like partons, hadron-system of constant density in the rapidity space, partons-"strings") are considered. The multiple generation of particles is represented through stochastic "elementary" processes of hadron interactions. Then the multiplicity distribution for secondaries is defined by solution of the system of differential-difference equations (of the type of the Chapmen-Kolmogorov equations. A few versions of solving these equations (depending on type of elementary processes) are analyzed. The obtained results are compared with available experimental data.

В партонной модели [1] обычно производится усреднение соответствующих характеристик партон-партонного рассеяния по числу и по импульсам взаимодействующих партонов. В ряде случаев это дает хорошие результаты. Однако данный метод практически неприменим для исследования интегральных характеристик множественной генерации, поскольку здесь необходима информация о распределении "адронов в партоне".

В настоящее время сделано несколько попыток решения данной проблемы в различных вариантах партонной модели. Так, в модели с точечноподобными партонами обычно предполагается, что возбужденное состояние, образовавшееся в результате взаимодействия партонов, затем каскадным образом распадается на вторичные адроны. Процесс распада рассматривается либо как равновесный /распределение по множественности - пуассон [2] /, либо как существенно неравновесный /распределение по множественности - геометрическое [3,4]/.

В модели Когута-Саскинда [5] адрон задается системой с постоянной плотностью составляющих в пространстве быстрот, - описание, близкое к аналогии с фейнмановским газом [6] для процессов множественной генерации частиц. Это ведет к подобию результатов, полученных в обоих подходах.

Наконец, в последнее время становятся популярными исследования, в которых составляющие адронов рассматриваются в виде шнурков и весь процесс множественного образования представляется как разрыв шнурков [7].

Все эти подходы можно объединить, если принять за основу гипотезу о случайном характере партонных взаимодействий и использовать для описания множественной генерации методы теории марковских процессов. Математический аппарат этой теории достаточно разработан и позволяет получить интегральные характеристики взаимодействия для механизма любой сложности /8/.

Для построения конкретной модели с помощью методов теории случайных процессов требуется задать типы элементарных процессов и основную переменную, изменение которой определяет развитие процесса. Для ортодоксальной формулировки партонной модели /точечноподобные партоны/ такой переменной является время или глубина в объеме взаимодействия, для модели шнурков - это длина шнурка и, наконец, для модели, типа фейнмановского газа, - это быстрота. Последний выбор, по-видимому, наиболее естественен, поскольку в этом случае не требуется дополнительных предположений относительно энергетической зависимости средней множественности *. Кроме того, имеются физические основания для выбора быстроты в качестве основной переменной.

Элементарные взаимодействия партонов характеризуются числом образующихся в них вторичных частиц и типом процесса: размножением или генерацией. Первые соответствуют диаграммам ветвящегося типа /с "кроной"/ и дифракционному механизму образования вторичных частиц. Вторые - диаграммам неветвящегося типа и мультипериферическому механизму.

Процессы гибели, соответствующие поглощению частиц, не меняют общей структуры интегральных характеристик, если учтены процессы размножения с тем же числом конечных частиц. Элементарные процессы образования частиц некоторого сорта "c" можно представить как дважды инклюзивные:

1. Нечто /не зависящее от "c" /→ "c"+ еще нечто /но без "c"/ /одночастичный процесс генерации/;

* Энергетическая зависимость остальных характеристик получается очевидным образом.

2. Нечто /не зависящее от "c" /→ "c + c +...+c"+ еще нечто /но без "c" /; / m- частичный процесс генерации/;

3. Нечто /как-то зависящее от "c"/→ то же+"c"+ еще нечто /но без "c" /; /одночастичный процесс размножения/.

Если обозначить через a_m плотности вероятности в пространстве быстрот для m -частичных процессов размножения, а через b_m - плотности вероятности для процессов генерации, то для нормированного распределения частиц сорта "c" по множественности $P_n^c(y) = \frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}}$,

где σ_n - парциальное, σ_{inel} - неупругое сечения, можно записать следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{dP_n^c}{dy} = \sum^{N_1} a_m \sum_{k=0}^{m} \binom{m}{k} (-1)^k P_{n-k}^c (n+m-k) + \sum^{N_2} b_\ell \sum_{k=0}^{\ell} \binom{\ell}{k} (-1)^k P_{n-k}^c . \qquad /2/$$

/Мы рассматриваем класс моделей, где основной переменной является быстрота, - для другого выбора переменной меняется производная в левой части и смысл a_m и b_m/.

Начальные условия для этой системы можно представить в виде

$$P_n^c \Big|_{y=0} = \begin{array}{l} 0, \ n \neq 0 \\ 1, \ n = 0 . \end{array} \qquad /3/$$

Ясно, что до взаимодействия вторичных частиц не существует.

Аналогичные уравнения справедливы для частиц других сортов, при этом плотности вероятностей элементарных процессов для таких частиц a'_m, b'_m ... могут быть связаны с a_m и b_m, т.е. системы уравнений в общем случае не являются независимыми.

Однако общая структура решения системы /2/ не зависит от конкретного вида a_m и b_m как функций быстроты, поэтому можно искать решения системы уравнений для каждого сорта частиц отдельно, а затем решать уравнения связи для параметров этих распределений. Можно использовать также одну систему уравнений, но для условной вероятности.

Прежде чем переходить к анализу решений системы /2/ для различных типов элементарных процессов, следует отметить, что предлагаемый подход дает более общее описание комбинированного механизма множественного рождения, чем популярные в настоящее время двухкомпонентные модели [3]. Так, если существует два механизма генерации с соответствующими распределениями по множественности P_n^{I} и P_m^{II}, то, согласно двухкомпонентным моделям, суммарное распределение по множественности определяется их суммой

$$P_n = c_I P_n^{I} + c_{II} P_n^{II}, \qquad /4/$$

где c_I и c_{II} - веса механизмов. С другой стороны, система /2/ с двумя типами элементарных процессов означает, что суммарное распределение по множественности может быть представлено в виде:

$$P_n = \sum_k P_{n-k}^{I} P_k^{II} \cdot C_{n-k,k}, \qquad /5/$$

где фактор $C_{n-k,k}$ выражает корреляцию между механизмами. В этом случае к решению типа /4/ ведет частный выбор $C_{n-k,k}$:

$$C_{n-k,k} = \begin{cases} c_I, & k=0 \\ c_{II}, & k=n \\ 0, & k \neq 0, n. \end{cases} \qquad /6/$$

Наиболее наглядным образом частные решения системы /2/ можно представить через производящие функции

$$Q = \sum z^n P_n, \quad \text{отсюда} \quad P_n = \frac{1}{n!} \frac{d^n Q}{d z^n}\Big|_{z=0}. \qquad /7/$$

Для многочастичных процессов генерации производящая функция равна

$$Q = \exp \sum^{N} b_m Y (z-1)^m, \qquad /8/$$

где $Y \approx \ln s$ - полная быстрота, N - максимальное число частиц в образующихся кластерах. Отсюда, как частный случай, следуют распределения Пуассона $(N=1)$ и Мюллера[10] /$N=2$ - возможны одно- и двухчастичные кластеры/. Описание существующих экспериментальных данных требует $N \geq 4$.

Такое же согласование с экспериментом дает модель, в которой, помимо одно- и двухчастичных процессов генерации, учитывается одночастичное размножение. Производящая функция в этом случае имеет вид

$$Q = \frac{\exp\left[\frac{b_2}{2a_1} \cdot \frac{z(z-1)\eta}{(1-(z-1)\eta)}\right]}{[1-(z-1)\eta]^{a}}, \quad \eta = \frac{b_1}{2a_1}(e^{a_1 Y} - 1), \quad a = \frac{b_1}{a_1} + \frac{b_2}{2a_2}. \qquad /9/$$

Отметим, что при $b_2 = 0$ получается распределение Пойя, а при $b_2 = 0$, $b_1 = a_1$ - геометрическое распределение.

Для иллюстрации приведем также производящую функцию для двухчастичного размножения и генерации

$$Q = [1-(z^2-1)\xi]^{\frac{b_2}{2a_2}}, \text{ где } \xi = e^{2a_2 Y} - 1. \qquad /10/$$

Отсюда, в частности, следует распределение, полученное Калуцци[3], $(b_2 = a_2)$.

Как отмечалось, наилучшее согласие с экспериментальными данными наблюдается для распределений по множественности, описывающихся производящими функциями вида /8/ и /9/. Однако некоторое предпочтение следует отдать последней модели, поскольку для нее корреляционные параметры f_k являются нелинейными функциями от средней множественности.

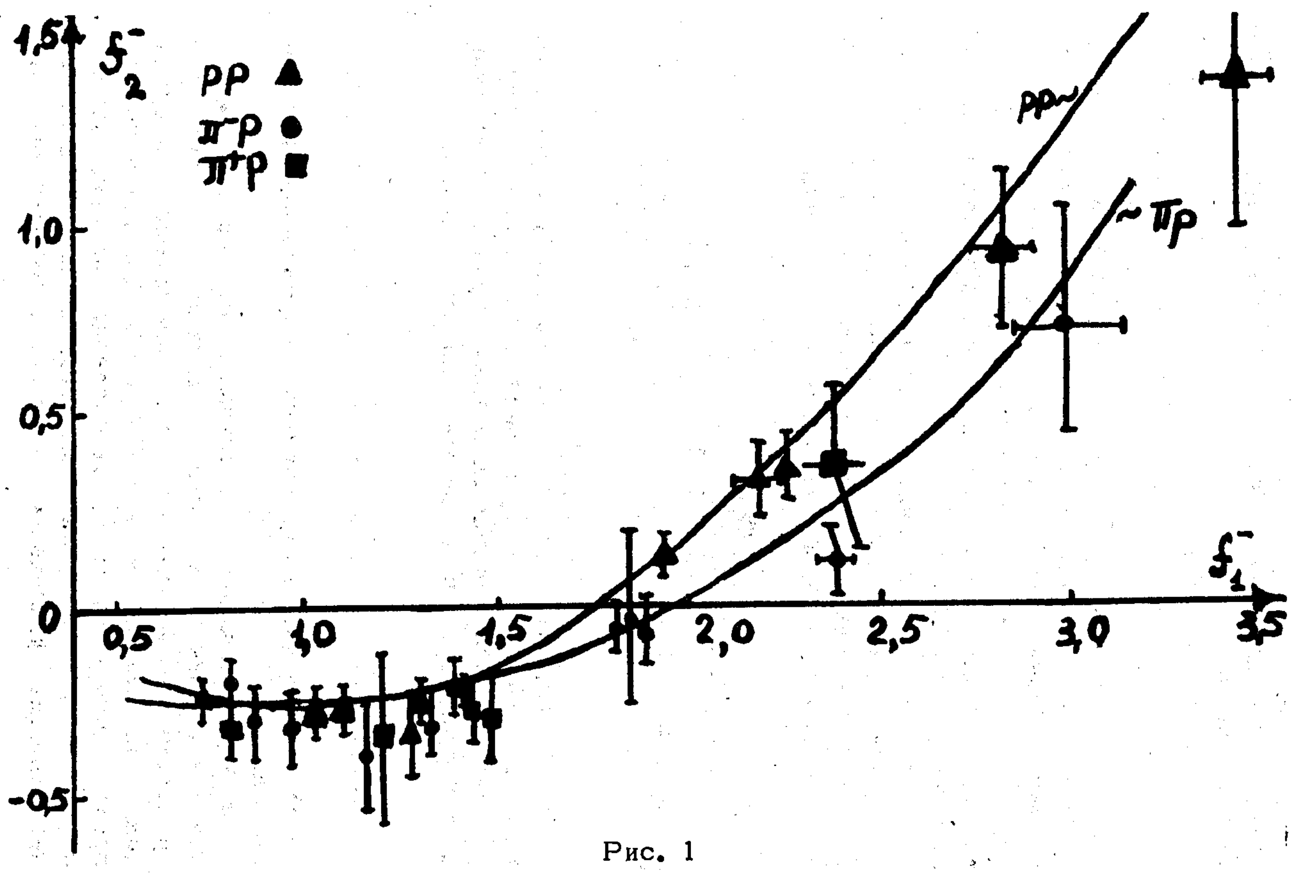
1,5
1,0
0,5
0
-0,5
f_2^-
pp
$\pi^- p$
$\pi^+ p$
pp~
~πp
f_1^-
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5

Рис. 1

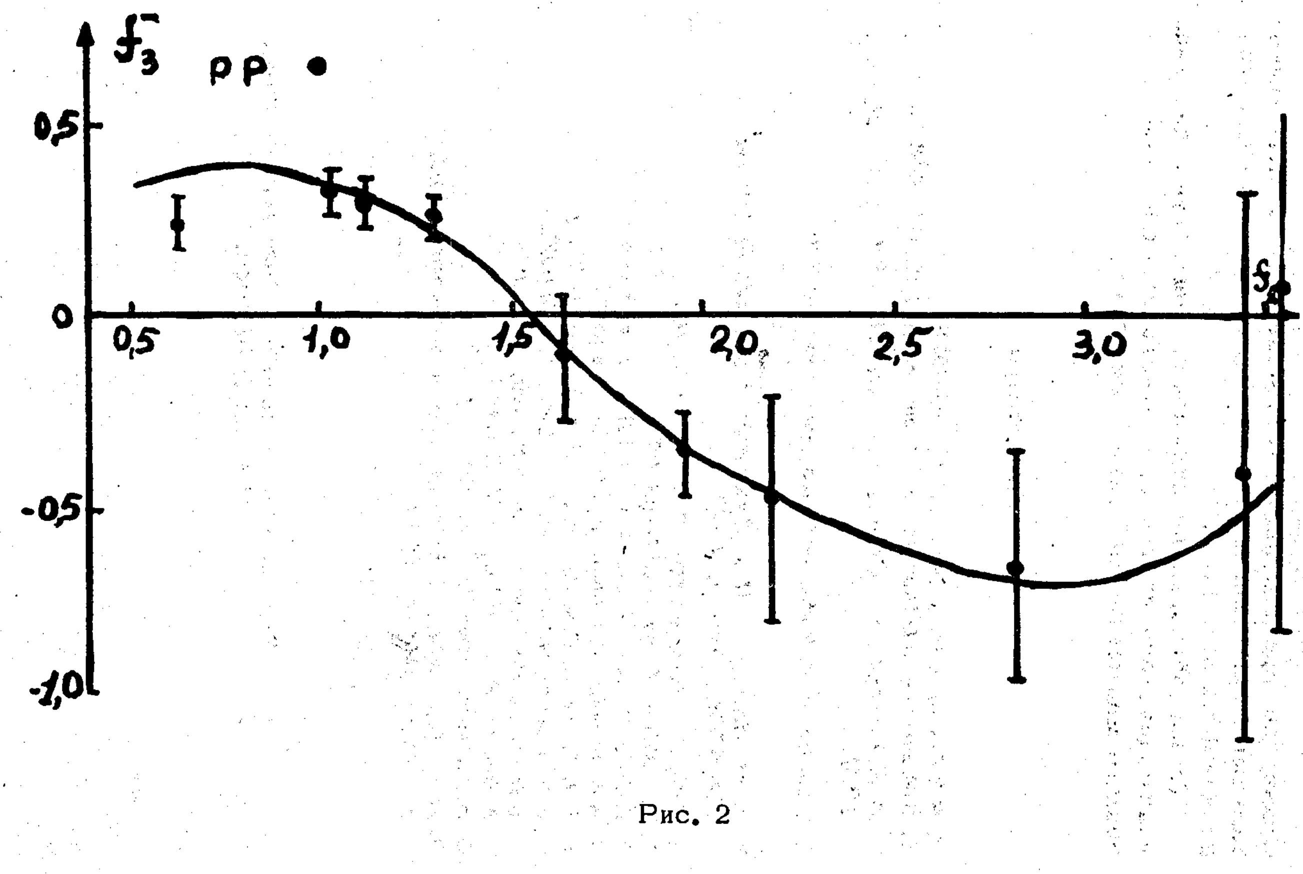
f_3^-
pp
0,5
0
-0,5
-1,0
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0

Рис. 2

Сравнение предсказаний этой модели /10/ с экспериментальными значениями f_2^- и f_3^- для $pp-$ и πp -рассеяния показано на *рис. 1* и *2*.

Таким образом, по-видимому, существуют два типа взаимодействия партонов, соответствующие двум механизмам множественной генерации частиц.

Литература

1. R.P.Feynman. Phys.Rev.Lett., 23, 1415 (1969).
2. S.M.Berman, J.D.Bjorken, J.B.Kogut. Phys.Rev., D4, 3388 (1971).
   А.Б.Говорков. Сообщение ОИЯИ, Е2-7916, Дубна, 1974.
3. G.Calucci et al. Rutherford Laboratory. Preprint 1970.
4. В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. Сообщение ОИЯИ, Р2-6500, Дубна, 1972.
5. J.Kogut, L.Susskind. Phys.Rep., 8C, 74-172 (1973).
6. K.C.Wilson. Preprint CLNS-131 (1970).
7. A.Toda. Preprint Tokyo Univ., (1973) (and references).
8. N.K.Dushutin, V.M.Maltsev. JINR E2-7276 (1973).
9. W.R.Frazer, D.R.Snider. Preprint NAL/THY-15 (1973).
   K.Fialkowski, H.I.Miettinen. Phys.Lett., 43B, 61 (1973).
   C.Harari, E.Rabinovici. Phys.Lett., 43B, 49 (1973).
   M.Bander. Preprint NAL/THY-98 (1972).
10. A.H.Mueller. Phys.Rev., D4, 150 (1971).
11. Н.К.Душутин,, В.М.Мальцев. Сообщение ОИЯИ, Р2-6932, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел 24 июня 1974 года.