ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 - 8055

В.М.Мальцев, Н.К.Душутин, С.И.Синеговский

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ БЫСТРОТ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8055

В.М.Мальцев, Н.К.Душутин, С.И.Синеговский

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ЗАВИСЯЩИЕ ОТ БЫСТРОТ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

Направлено в ЯФ

Мальцев В.М., Душутин Н.К., Синеговский С.И. Р2 - 8055

Взаимодействия, зависящие от быстрот в процессах множественного рождения

Рассмотрены возможные взаимодействия, зависящие от быстрот в процессах множественного образования частиц. Обсуждается физическая интерпретация таких взаимодействий и сравнение с существующими экспериментальными данными.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Maltsev V.M., Dushutin N.K., Sinegovsky S.I. P2 - 8055

Interactions Depending on Rapidities in Multiparticle Production at High Energy

Possible interactions depending on rapidities in multiparticle production processes are considered. A physical interpretation of these interactions is given. A comparison with the available experimental data is made.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1974

В последнее время методы статистической механики успешно используются для теоретического анализа взаимодействия адронов высокой энергии. Среди них следует отметить приближение случайных процессов /1/ и аналогию с фейнмановским газом /2,3/, предложенные недавно, но завоевавшие заслуженное признание. Оба подхода являются эквивалентными, так как кинетические уравнения для фейнмановского газа подобны уравнениям Чепмена-Колмогорова для каскада элементарных взаимодействий в приближении случайных процессов.

Изучение взаимосвязи этих подходов представляет первоочередную задачу и является целью нашей работы. Мы покажем, что Ван-дер-Ваальсово приближение для фейнмановского газа /3/ эквивалентно комбинированному механизму образования вторичных частиц в приближении случайных процессов. В этом случае собственный объем частиц фейнмановского газа определяется вероятностями ветвящихся процессов. Будет также обсуждена область применимости Ван-дер-Ваальсова приближения и возможность критического поведения фейнмановского газа. Аналогия с этим газом для процессов множественной генерации адронов позволяет рассматривать вторичные частицы, образованные в таком процессе, как реальную жидкость или газ в пространстве быстрот вторичных частиц. Это возможно вследствие очень большого числа степеней свободы в объеме взаимодействия, а выбор быстрот в качестве переменных обоснован существованием при высоких энергиях масштабной инвариантности. Рассматривая систему вторичных частиц как канонический ансамбль, можно представить нормированное распределение по множественности – $\frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}}$ / σ_n - сечение образования n -частиц некоторого сорта, $\sigma_{inel} = \sum_n \sigma_n$ - сечение неупругого взаимодействия/ в виде статистической суммы

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}} = Q_n = N \prod_{i=1}^{n} \int dy_i \, e^{-u(\{y_i\})} \, g^{2n} \delta(Y - \sum_i y_i) \quad /1/$$

где

$u(\{y_i\})$ - энергия взаимодействия между "частицами" фейнмановского газа, N - соответствующая нормировка, g^{2n} - "импульсная" часть, g - константа связи, Y - полная быстрота, $kT = 1$ - шкала температур.

Для простоты рассмотрим одномерный случай, поскольку средний поперечный импульс вторичных частиц ограничен и распределение по нему /с точностью до так называемого эффекта "чайки"/ не зависит от продольного импульса. Если ввести активность $-z$, то можно перейти к большому каноническому ансамблю. Тогда большая статистическая сумма Ω представляет собой производящую функцию распределения по множественности. Все термодинамические характеристики системы могут быть выражены через соответствующие производные от этой величины. Так, например:

$$a_q = \frac{\partial^q \Omega}{\partial z^q}\Big|_{z=1}, \quad f_q = \frac{\partial^q \ell n \, \Omega}{\partial z^q}\Big|_{z=1} \quad /2/$$

и т.д.

С экспериментальной точки зрения первые из этих величин представляют факториальные моменты распределения по множественности, вторые - корреляционные параметры f_q, т.е. проинтегрированные по всему допустимому фазовому объему корреляционные функции. Последние могут быть следующим образом выражены через a_q:

$$f_q = q! \sum \left(\sum_{n_i} n_i - 1\right)! \prod \left(\frac{a_i}{i!}\right)^{n_i} \frac{(-1)^{n_i+1}}{n_i!} \delta(q - \sum_i i n_i). \quad /3/$$

Обратное соотношение получено Мюллером /4/.

Экспериментальные данные в области до 400 *ГэВ* дают отличные от нуля значения корреляционных параметров и быстрое их изменение с ростом энергии, так, f_q, по-видимому, могут быть представлены полиномом q -степени от средней множественности. Это означает неидеальность фейнмановского газа* и возможное существование в нем фазовых переходов. Простейшую возможность для такого поведения фейнмановского газа дает Ван-дер-Ваальсово приближение, в котором частицы, составляющие систему, имеют фиксированные размеры /жесткий "кор"/ и взаимодействуют с бинарным потенциалом. Обозначая через a среднюю энергию взаимодействия, а через b - размеры "твердой сердцевины" частиц, из соотношения /1/ получаем:

$$\frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}} = N e^{\frac{an^2}{Y}} \frac{(Y - nb)^n}{n!} g^{2n}. \quad /4/$$

В этом приближении величины a и b связаны с давлением и температурой в критической точке, поэтому, если постулирован фазовый переход /3/, все свободные параметры могут быть исключены: $a = \frac{27}{64}$, $b = \frac{1}{8}$, $g^2 = 4e^{-1,75} \approx 0,695$. Однако механизм генерации вторичных частиц в таком приближении остается неясным. Более удобным в этом отношении является приближение случайных процессов /1/, согласно которому множественная генерация адронов может быть представлена в виде каскада "элементарных" процессов образования одной или нескольких частиц, происходящих случайным образом. Тогда для нормированной вероятности образования некоторого числа частиц может быть записана система уравнений Чепмена-Колмогорова. Предполагая, что в каждом элементарном акте образуется только одна частица, имеем эту систему в следующем виде:

* Из соотношения /1/ видно, что идеальный фейнмановский газ соответствовал бы пуассоновой форме распределения по множественности, для которого $f_2 = 0$.

$$\frac{dP_n}{dy} = -(g_1^2 + g_2^2 n) P_n + (g_1^2 + g_2^2 n - g_2^2) P_{n-1} \qquad /5/$$

при этом начальные условия $P_n \ (Y=0) = \delta_{n0}$, где g_1^2 и g_2^2 - константы связи неветвящихся и ветвящихся* процессов соответственно, а $P_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}}$.

Основные принципы в приближении случайных процессов не фиксируют выбора пространства основных переменных, это может быть и обычное пространство, как в работе /1/, и пространство быстрот, используемое здесь. Свобода выбора объясняется тем, что в решение системы /5/ входят только полные вероятности генерации частицы с помощью механизма того или иного типа в результате всего взаимодействия как целого, а параметры g_1^2 и g_2^2 имеют смысл плотностей вероятности в соответствующем пространстве.

Как известно, решением системы /5/ является распределение Пойя:

$$P_n = \frac{(f_1)^n}{\left(1+\frac{f_2}{f_1}\right)^{n+\frac{f_1^2}{f_2}}} \prod_{k=0}^{n-1} \frac{\left(1+k\frac{f_2}{f_1}\right)}{n!} . \qquad /6/$$

Однако, если предположить, что вероятность ветвящихся процессов мала, то факторы, стоящие в уравнениях /5/ перед P_n и P_{n-1}, приближенно можно считать равными, и решение системы получается в виде обобщенного распределения Пуассона, которое может быть представлено выражением /4/.

Таким образом, Ван-дер-Ваальсово приближение в фейнмановском газе соответствует одночастичной генерации частиц, вклад в которую дают как ветвящиеся, так и неветвящиеся процессы. При этом собственные размеры частиц фейнмановского газа пропорциональны плотности вероятности ветвящихся процессов.

Сравнение с экспериментальными данными в области энергий до 400 *ГэВ* показывает, что распределение Пойя /5/ и обобщенное распределение Пуассона /4/ удовлетворительно описывают общую форму распределений по множественности. Однако детальное согласование достигается только в том случае, если вклады процессов различного типа меняются с ростом энергии. Величины твердого "кора" частиц фейнмановского газа, определенные из экспериментальных данных по pp -взаимодействию, приведены в *табл. 1*. Характерно, что в области энергий выше 30-40 *ГэВ* эта величина меняет знак и становится отрицательной. Хотя отрицательные значения b не запрещены, поскольку это - скорость "частиц", однако полученный результат выглядит малопривлекательным.

Ситуация радикально меняется, если принять во внимание, что вторичные частицы, образующиеся в процессах взаимодействия, как правило, не представляют собой единой системы. Среди них можно выделить одну или две лидирующие частицы, которые имеют импульсные распределения, существенно отличные от того же для других вторичных частиц. Поэтому необходимо из всех образованных частиц отбирать лидирующие и применять статистические методы только к оставшимся вторичным. К сожалению, в настоящее время не существует достаточно корректного метода для подобного разделения.

В качестве первого приближения к такому подходу можно предположить, что вероятность образования n - вторичных частиц определяется произведением двух факторов, один из которых описывает образование двух лидирующих частиц, а второй - вероятность образования $n-2$ остальных*. Тогда в качестве нормированной

** Может показаться, что для правильного учета ветвящихся процессов необходимо принимать во внимание возможность образования замкнутых петель, т.е. поглощения частиц, тогда в уравнении появляются члены, зависящие от P_{n+1}. Однако это обстоятельство, как легко видеть, не меняет общей формы решений /1/.

* Отметим, что данный способ учета возможного существования нескольких механизмов множественной генерации следует из мультипликативности статистической суммы сложной системы.

Таблица 1.

Значения собственного объема частиц фейнмановского газа, определенные из экспериментальных данных по pp-рассеянию /6/

$p_{лаб}$ (ГэВ/c)	19	24	28	50	69	102	205	303	400
Значения "b" при условии $Q_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}}$	0,17±0,02	0,14±0,02	0,17±0,02	−0,06±0602	−0,06±0,02	−0,16±0,02	−0,51±0,05	−0,68±0,08	−0,56±0,20
То же при условии $Q_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_2}$	0,25±0,02	0,25±0,02	0,30±0,03	0,26±0,03	0,34±0,03	0,26±0,03	0,25±0,02	0,25±0,02	0,34±0,10

вероятности или статистической суммы выступает отношение $\frac{\sigma_n}{\sigma_2}$. В этом случае согласие с экспериментальными данными значительно улучшается. Более того, собственный объем частиц фейнмановского газа становится постоянным /см. *табл. 1*/, хотя и превышает в два раза значение, предложенное в работе /3/. Последнее означает: либо фейнмановский газ не находится в критическом состоянии, либо эффективная обмениваемая траектория Редже обладает более высоким пересечением.

В заключение отметим, что влияние несингулярной части потенциала взаимодействия в фейнмановском газе, хотя и не столь существенно по сравнению с сингулярной частью, но все же сказывается на поведении корреляционных параметров. Так, для бинарного взаимодействия в f_k появляются члены вида: f_1^{k-1}.

В рамках приближения случайных процессов потенциал соответствует добавке в правую часть соотношения /5/ слагаемых вида $\frac{1}{2} g_3^2 (P_n - 2P_{n-1} + p_{n-2})$ Решение в этом случае может быть получено через производящую функцию:

$$\Omega = \Sigma\, z^n P_n = \frac{e^{-g_2^2 Y + \frac{1}{2} g_3^2 Y + \frac{g_3^2 Y}{2 g_1^2 Y} z(z-1) \frac{1 - e^{-g_1^2 Y}}{1 - z + z e^{-g_1^2 Y}}}}{[1 - z + z e^{-g_1^2 Y}]^{\frac{g_2^2 Y}{g_1^2 Y} + \frac{g_3^2 Y}{g_1^2 Y}}} \quad /7/$$

которая отличается от соответствующей функции для распределения /6/ наличием экспоненциального фактора и величиной показателя степени знаменателя /различие естественно исчезает при $g_3^2 = 0$ /.

Физическая интерпретация бинарного взаимодействия дает возможность генерации двухчастичных кластеров.

Авторы благодарны участникам секционного заседания сессии ОЯФ АН СССР и особенно Е.Л.Фейнбергу за полезные обсуждения.

Литература

1. N.K.Dushutin, V.M.Maltsev, JINR, E2-7276, Dubna, 1973.
2. K.G.Wilson. Preprint CLNS-131 (1970).
   R.C.Arnold. Argonne report ANL/HEP 7317 (1973).
3. R.C.Arnold, G.H.Thomas. Argonne report ANL/HEP 7257 (1972).
   G.H.Thomas. Argonne report ANL/HEP 7302 (1973).
   R.C.Arnold, G.H.Thomas. Argonne report ANL/HEP 7325 (1973).
4. A.H.Mueller. Phys.Rev., D4, 150 (1971).
5. A.B.Govorkov. JINR, E2-7170, Dubna, 1973.
   M.Garetto, A.Giovanini. Lett. Nuovo Cim., 7, 35 (1973).
6. См. ссылки в /5/ и Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, ОИЯИ, Р2-6932, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июня 1974 года.