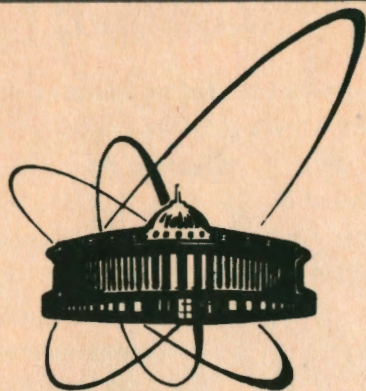


92-580



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-92-580

Б.Ф.Костенко

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОЛУГРУППЫ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1992

Костенко Б.Ф.

Моделирование процессов множественного рождения методом динамической полугруппы

На основе квантовых управляющих уравнений для открытых систем обсуждается клановое описание процессов множественного рождения, предложенное Джiovаннини и Ван Хо-вом. Показано, что пуассоновское распределение по множественности фрагментов, образующихся на первой жесткой стадии процесса, в значительной степени модельно независимо и может быть получено с помощью достаточно общих соотношений теории открытых систем. Вторая стадия — образование последующей лавины, характеризуется самоорганизующимся критическим поведением. Стадия адронизации фрагментов может быть описана с удовлетворительной точностью моделью 2-уровневых источников и напоминает работу лазера в подпороговом режиме генерации. Кратко обсуждается возможная причина отклонения наблюдаемых распределений по множественности от отрицательного биномиального, а также гипотеза локальной кварк-адронной дуальности.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1992

Перевод автора

Kostenko B.F.

P2-92-580

Modelling of Multiparticle Production by Dynamical Semigroup Method

The clan description of multiparticle production process suggested by Giovannini and Van Hove is discussed on the base of quantum master equations for open systems. It is shown that the Poisson distribution of fragments created on the first hard stage is model independent to a great extent and can be obtained from rather general assertions of the theory of open systems. The second stage or development of the avalanche is characterized by self-organizing critical behaviour. The stage of hadronization can be satisfactorily described with the help of the model of two-level sources and reminds of the laser operation under the coherent threshold. A possible cause of deviation of multiplicity distributions from the NB regularity and the hypothesis of local parton-hadron duality is also discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1992

1 Введение

Квантовые управляющие уравнения удобны тем, что позволяют изучать динамику уже отдельной части S замкнутой квантовой системы $S + R$. Они получаются из обычных динамических уравнений после редуцирования полной матрицы плотности по части ее индексов, относящихся к резервуару R [1]. Когда время ослабления корреляций системы R , обычно называемой резервуаром или термостатом, значительно меньше характерного времени, за которое в системе S проявляются эффекты взаимодействия с R , эволюция S описывается квантовым марковским управляющим уравнением и является (в силу своей необратимости) динамической полугруппой. Для конкретизации обсуждения укажем управляющие уравнения одной из наиболее изученных динамических полугрупп

$$\partial_t \hat{\rho} = i[\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{L}^+ \hat{\rho} \hat{L} - (\hat{L}^+ \hat{L} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{L}^+ \hat{L})/2. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\rho}$ — оператор плотности системы, \hat{H} — некоторый ограниченный самосопряженный оператор, играющий роль гамильтониана системы S , \hat{L} — ограниченный оператор, описывающий влияние резервуара на систему. Когда $\hat{L} = 0$, уравнение (1), очевидно, переходит в обычное уравнение фон Неймана для квантовомеханической системы, а эволюция становится обратимой. Довольно часто, однако, рассматриваются уравнения и более общего вида (см., например, [2,3]).

Уравнение динамической полугруппы обеспечивает адекватное описание эволюции открытой системы и в том случае, когда удастся найти хорошую модель учета исключенных степеней свободы, т.е. построить оператор \hat{L} исходя из некоторых модельных представлений [2,3]. Используя квантовые управляющие уравнения, мы попытаемся взглянуть на не поддающийся пока точному описанию процесс адрионизации как на процесс взаимодействия мезонов с порождающими их источниками и найти разумные модели для описания последних. При этом мы будем опираться на эксперименталь-

ные данные по множественному рождению заряженных мезонов в PP -, $P\bar{P}$ -, π^+P -, μP -взаимодействиях в интервале энергий $\sqrt{s} = 4 - 900$ ГэВ. Точнее мы воспользуемся так называемой клановой параметризацией этих данных, предложенной Джиованнини и Ван Ховом [4,5]. В работах этих авторов была сформулирована некоторая вероятностная картина множественного рождения, согласно которой процесс образования мезонов интерпретируется как процесс рождения и последующего распада некоторых возбужденных состояний адронной материи — кланов.

Поскольку эти представления будут существенно использоваться в дальнейшем, напомним, что в соответствии с работами [4,5] вероятность попадания N кланов в рассматриваемый интервал быстрот описывается распределением Пуассона

$$P_1 = e^{-\bar{N}} \frac{\bar{N}^N}{N!}. \quad (2)$$

Затем полагается, что каждый из кланов распадается на мезоны в соответствии с геометрическим распределением

$$P_2 = \frac{1}{\nu - 1} \left(\frac{\nu - 1}{\nu} \right)^n, \quad (3)$$

где ν — средняя множественность мезонов в клане, $n = 1, 2, \dots$. Кроме того, принимаются во внимание флуктуации средней множественности частиц в клане

$$P_3 = \frac{c}{\nu}, \quad (4)$$

$$1 < \nu < 1 + \frac{\bar{n}}{k},$$

$$c = \frac{1}{\ln \nu_{max}}.$$

Здесь \bar{n} — и k — параметры распределения по множественности мезонов, образовавшихся после распада всех кланов. Оно описывается в этом случае отрицательным биномиаль-

ным распределением (NBD)

$$P_4(n) = P_0 \frac{(k+n-1) \cdots (k+1)k}{n!} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}+k} \right)^n, P_0 = \left(\frac{k}{\bar{n}+k} \right)^k, \quad (5)$$

где \bar{n} — среднее число мезонов, а параметр k характеризует дисперсию отрицательного биномиального распределения $D^2 = \bar{n} + \frac{\bar{n}^2}{k}$.

С помощью этих представлений авторам удалось описать зависимость параметров NBD от \sqrt{s} и ширины окна в пространстве быстрот для всех существующих экспериментальных данных. Ими было установлено, что среднее число кластеров, попавших в рассматриваемый интервал быстрот, вычисляемое по формуле

$$\bar{N} = k \ln \left(1 + \frac{\bar{n}}{k} \right),$$

растет с ростом окна и слабо зависит от \sqrt{s} . В то же время среднее число мезонов в кластере (кластером авторы назвали усредненный по распределению (4) клан) слабо зависит от быстрот (энергий) мезонов в кластере и растет с ростом \sqrt{s} .

В самое последнее время стали появляться дополнительные данные, свидетельствующие, на наш взгляд, о принципиальной правильности подобных представлений (с некоторой дальнейшей их детализацией и уточнением). Так, выяснилось, что явление перемежаемости — наличие больших флуктуаций числа мезонов в малых интервалах быстрот [6], получает наиболее простое и естественное объяснение на основе представлений о существовании отдельных источников, напоминающих кланы Джиованнини — Ван Хоа, и излучающих министруи мезонов с ненулевыми поперечными импульсами [7,8].

Цель настоящей работы — перевести первоначальную вероятностную картину Джиованнини — Ван Хоа на квантовый язык (будущая теория должна быть квантовой!), используя формализм динамической полугруппы. Основные упрощения, принятые при рассмотрении, — игнорирование поперечных степеней свободы. Кроме того, мы не будем интересоваться

распределением в пространстве быстрот продуктов распада клана, считая их локализованными достаточно близко друг от друга. Все это позволит нам сосредоточиться при первом обсуждении на наиболее существенных сторонах процесса.

В следующем разделе мы рассмотрим две квантовые модели фрагментации адронной струны, приводящие к пуассоновскому распределению (2) рождающихся фрагментов. Помимо этого, здесь будут выяснены общие ограничения, накладываемые пуассоновским распределением на характер протекания жесткой стадии процесса множественного рождения. Затем рассматриваются процессы образования мезонов, воспроизводящие распределения (3) – (5).

2 Квантовые модели фрагментации адронной струны

В настоящее время существует несколько моделей, описывающих множественное рождение мезонов, исходя из картины последовательной фрагментации классической адронной струны (см., например, обзор [9]). Здесь, однако, мы не будем следовать ни одной из этих схем буквально, а попытаемся описать распад струны прямо на основе квантовых управляющих уравнений. При этом мы рассмотрим два крайних случая:

а) процесс снятия возбуждения струны происходит мягким образом, за счет испускания кварк-антикварковых пар, энергия которых значительно меньше массы струны,

б) процесс фрагментации струны носит взрывной характер.

Оказывается, что в обоих случаях распределение по множественности продуктов распада подчиняется распределению Пуассона, если принять во внимание именно классическую природу процесса фрагментации струны. Рассмотрим вначале несколько более простой случай б).

Пусть матрица плотности струны характеризуется единственным параметром x — ее длиной

$$\hat{\rho} = |x\rangle\langle x|.$$

Если l — максимальное растяжение, при котором уже наступает разрыв струны, а τ — собственное время, характеризующее длительность процесса распада, то после окончания процесса фрагментации матрица плотности имеет следующий вид

$$\hat{\rho}(\tau_0 + \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{U}^{+n} \hat{\rho}(\tau_0) \hat{U}^n P_n(\tau), \quad (6)$$

где $\hat{U} = e^{i\hat{p}l}$ оператор сдвига, действующий на координаты одного из концов струны, $\hat{p} = i\partial_x$, $P_n(\tau)$ — вероятность того, что струна распадется ровно на n частей. Учтем теперь классический характер этой стадии процесса фрагментации, предполагая, что она описывается классическим дискретным случайным процессом. В работе [10] было показано (при некоторых естественных ограничениях), что наиболее общее квантовое управляющее уравнение, удовлетворяющее этому требованию, имеет вид

$$\partial_t \hat{\rho} = \lambda(\hat{U}^+ \hat{\rho} \hat{U} - \hat{\rho}), t = \tau - \tau_0, \quad (7)$$

где λ — некоторый постоянный параметр, а \hat{U} унитарный оператор, конкретное значение которого определяется специфической рассматриваемой модели. Убедимся, что выражение (6) для матрицы плотности как раз и является решением уравнения (7), если в качестве $P_n(\tau)$ взять распределение Пуассона

$$P_n(\tau) = e^{-\lambda\tau} \frac{(\lambda\tau)^n}{n!}. \quad (8)$$

Доказательство этого утверждения можно получить, если представить решение уравнения (7) в виде

$$\hat{\rho}(t) = e^{\hat{L}t} \hat{\rho}(0),$$

где

$$\hat{L}\hat{\rho} = \lambda(\hat{U}^+\hat{\rho}\hat{U} - \hat{\rho}),$$

и затем разложить $e^{\hat{L}t}$ в ряд Тейлора. Вычисляя результат действия на матрицу плотности каждого из членов этого ряда, можно затем проверить, что получившаяся последовательность действительно собирается в выражение (6) с требуемыми коэффициентами $P_n(t)$.

Из (8) следует, что в данной модели продолжительность τ процесса распада струны прямо пропорциональна среднему числу $\langle n \rangle$ фрагментов, на которые она распадается. Отметим также, что уравнение (7) приводится к каноническому виду (1), если положить [11]

$$\hat{H} = \frac{\lambda}{2i}(\hat{U}^+ - \hat{U}), \hat{L} = \sqrt{\lambda}(\hat{U} - \hat{1}).$$

Обратимся теперь к модели "мягкой" фрагментации адронной струны, описывающей рождение кварк-антикварковых пар в цветoeлектрическом поле струны [12]. Объектом изучения в данном случае является вакуум Дирака, для которого, как обычно, все состояния с отрицательными энергиями предполагаются заполненными. Незамкнутость системы здесь обусловлена интенсивным внешним полем, вызывающим переходы кварков из моря (состояния с $n < 0$) в состояния с положительной энергией ($n > 0$).

Пусть оператор \hat{q}_n^+ кваркового поля описывает рождение кварка, если $n > 0$, и уничтожение антикварка, если $n < 0$. Аналогично, \hat{q}_n интерпретируется либо как оператор уничтожения кварка, если $n > 0$, либо как оператор рождения антикварка, если $n < 0$. В гейзенберговском представлении операторы полей в момент времени t имеют вид

$$\hat{Q}_n^+(t) = \sum_k C_{nk}(t)\hat{Q}_k^+(0), \hat{Q}_m(t) = \sum_l C_{ml}^*(t)\hat{Q}_l(0), \quad (9)$$

где $C_{nk}(t)$ — амплитуда перехода из состояния k в состояние n за время t ,

$$\sum_m C_{nm}C_{lm}^* = \delta_{nl},$$

а операторы поля в начальный момент времени совпадают с соответствующими операторами в представлении Шредингера

$$\hat{Q}_k^+(0) = \hat{q}_k^+, \hat{Q}_l(0) = \hat{q}_l.$$

Физический смысл соотношений (9) достаточно очевиден¹.

Амплитуды вероятности рождения кварка и антикварка, находящихся в состояниях $n > 0$ и $n < 0$, равны

$$A_{nm}(t) = \langle 0 | \hat{q}_m^+ \hat{q}_n | \Psi_t \rangle = \langle 0 | \hat{U}_t \hat{Q}_m^+(t) \hat{Q}_n(t) | 0 \rangle,$$

где учтено, что $|\Psi_t\rangle = \hat{U}_t | 0 \rangle$, $\hat{Q}^+(t) = \hat{U}_t^{-1} \hat{Q}^+(0) \hat{U}_t$. Если предположить, что вероятность рождения пары за время t мала, т.е. $|\langle 0 | \Psi_t \rangle| \sim 1$ то, используя (9), нетрудно найти

$$A_{nm}(t) \approx \langle 0 | \Psi_t \rangle \sum_{l < 0} C_{ml} C_{nl}^*(t).$$

Аналогично можно посчитать амплитуду вероятности рождения 2,3 и т.д. пар. В работе [14] подобным образом было установлено, что распределение по множественности e^+e^- -пар, рождающихся в интенсивном электрическом поле, подчиняется распределению Пуассона. Фактически, подобный результат можно было бы предсказать заранее, исходя из того, что внешнее воздействие имеет здесь макроскопическую природу. В работах [15,16] было показано, что в общем случае, когда существенны квантовые корреляции между состояниями системы и резервуара, система оказывается подверженной воздействию внешнего квантового шума. В следующем разделе мы рассмотрим открытую систему, для которой квантовые

¹ Преобразования (9) принимают канонический вид [13], если для состояний с отрицательной энергией ввести явно операторы рождения и уничтожения антикварков

$$\bar{Q}_{-n}^+ = Q_n, \bar{Q}_{-n} = Q_n^+, n < 0.$$

корреляции носят особенно ярко выраженный характер — частицы системы S (мезоны) будут стимулировать распад 2-уровневых источников, играющих роль резервуара R , находящегося в метастабильном состоянии.

3 Модель 2-уровневых источников

Мы убедились, что квантовые управляющие уравнения (7) генерируют динамическую полугруппу (6), описывающуюся распределением Пуассона, и допускают физическую интерпретацию в терминах процесса фрагментации адронной струны. Для расчета более детальных характеристик, таких, как плотность распределения фрагментов в пространстве быстрот, требуется дополнительная информация о процессе, в частности — расчет (методами, выходящими за рамки теории возмущений) коэффициентов C_{nk} . Оставляя пока этот вопрос открытым, обратимся теперь к изучению процесса адронизации — рождению наблюдаемых мезонов из образовавшихся фрагментов струны. Как известно, описание этих процессов методами квантовой хромодинамики сталкивается с наибольшими трудностями. В то же время именно здесь метод динамической полугруппы может дать наиболее интересные результаты, так как он позволяет строить модель процесса непосредственно на основе наблюдаемых экспериментальных данных. Как указывалось ранее, задача при этом сводится к нахождению некоторого оператора \hat{L} , адекватно описывающего свойства излучателей мезонного поля. Здесь мы рассмотрим простейшую модель такого типа — модель 2-уровневых источников.

Будем считать, что взаимодействие мезонов с источниками описывается потенциалом

$$\hat{H}_{int} = g(\hat{\sigma}^+ \hat{\phi} + \hat{\phi}^+ \hat{\sigma}), \quad (10)$$

где $\hat{\phi}^+$ и $\hat{\phi}$ — операторы рождения и уничтожения квантов мезонного поля, а $\hat{\sigma}^+$, $\hat{\sigma}$ описывают процессы возбуждения и девозбуждения источника

$$\hat{\sigma}^+ |E_0\rangle = |E_1\rangle, \hat{\sigma} |E_1\rangle = |E_0\rangle.$$

Имея в виду, что процесс формирования мезонов из предшествующих им фрагментов длится конечное время, предположим, что концентрация источников описывается некоторой функцией времени $w(t)$, такой, что

$$w(-\infty) = w(\infty) = 0.$$

Далее будет видно, что конкретная форма функции $w(t)$ не влияет на вид распределения по множественности образовавшихся мезонов. Требуется лишь конечность интеграла $\int_{-\infty}^{\infty} w(t) dt$, характеризующего общее число источников участвующих в процессе генерации. Будем также предполагать, что все источники рождаются в метастабильном состоянии $|E_1\rangle$, неустойчивом к процессам распада

$$|E_1\rangle \rightarrow |E_0\rangle + |\pi\rangle.$$

Уравнение фон Неймана для оператора плотности системы в представлении взаимодействия имеет вид

$$\partial_t \hat{\rho} = -i[\hat{H}_{int}, \hat{\rho}]. \quad (11)$$

После обычной процедуры свертывания $\hat{\rho}$ по степеням свободы источников, получим во втором порядке по эффективной константы связи

$$g_{\text{эфф}} = g\tau$$

уравнение для оператора плотности мезонного поля²

$$\partial_t \hat{\rho} = f(t) \hat{\phi}^+ \hat{\rho} \hat{\phi} - \frac{f(t)}{2} [\hat{\phi} \hat{\phi}^+ \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\phi} \hat{\phi}^+], \quad (12)$$

где τ — время жизни источника, $\hat{\rho}_\pi = \text{Tr}_\sigma \hat{\rho}$,

$$f(t) = g_{\text{эфф}}^2 w(t). \quad (13)$$

² Отметим, что (12) не является частным случаем уравнения (1).

Отсюда для диагональных элементов матрицы плотности находим

$$\begin{aligned} \partial_t P_0(t) &= -f(t)P_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((n+1)P_n(t) - nP_{n-1}(t)), \\ P_n &= \langle n | \hat{\rho} | n \rangle, n = 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (14)$$

В силу того, что $P_n(t)$ имеет смысл вероятности образования n мезонов к моменту времени t , систему уравнений (14) естественно дополнить следующими начальными условиями

$$P_0(0) = 1, P_n(0) = 0. \quad (15)$$

Как будет видно из обсуждения более общего случая (см. ниже), решение рассматриваемой системы с этими начальными условиями имеет вид геометрического распределения (3), описывающего распад кланов.

Следует сказать, что с событиями, отвечающими нулевому числу вторичных частиц, связаны, с нашей точки зрения, некоторые внутренние трудности схемы, предложенной Джiovаннини и Ван Ховом. Если экстраполировать распределение (3) в область $n = 0$, то обнаружится, что существует большое число ненаблюдаемых кланов. Так, отношение чисел ненаблюдаемых и наблюдаемых кланов равно

$$d = \frac{P_0}{\sum_{i=1}^{\infty} P_i} = \frac{1}{\nu - 1}.$$

В нашей модели ненаблюдаемые кланы отвечают источникам, не породившим за время своей жизни ни одного мезона. Видимо, они соответствуют виртуальным флуктуациям вакуума, принимающим участие в процессе. Сами авторы параметризации не обсуждают такие события, возможно, руководствуясь аналогией с квантовой электродинамикой, где все чисто вакуумные диаграммы обычно не рассматриваются по причине своей ненаблюдаемости [17]. Из предыдущего соотношения и из (4) следует, что

$$d > \frac{k}{\bar{n}}.$$

Учитывая характер зависимости параметров k и \bar{n} от энергии \sqrt{s} [4], можно сказать, что с ростом энергии вклад "невозбужденных" источников уменьшается.

Интересно отметить, что рассматриваемая картина очень напоминает процессы, происходящие в лазере в подпороговом режиме генерации [18]. В частности, мезоны находятся в термическом равновесии со своими источниками, так что можно определить температуру последних, записав геометрическое распределение в форме распределения Гиббса. Не трудно убедиться, что с ростом энергии \sqrt{s} таким образом определенная температура источников растет. На этом возможности описания процессов множественного рождения с помощью простейшего потенциала (10) представляются исчерпанными.

В работах [19,20] рассматривались операторы рождения и уничтожения для q -деформированного осциллятора, удовлетворяющие коммутационным соотношениям

$$\hat{a}\hat{a}^+ - q^2\hat{a}^+\hat{a} = 1, \quad (16)$$

а также дополнительному условию

$$\hat{a}\hat{a}^+ = \hat{a}^+\hat{a}. \quad (17)$$

Если пространство Фока пополнить состояниями с отрицательной энергией, то действие этих операторов сводится к сдвигу

$\hat{a}^+ | n \rangle = C_1 | n+1 \rangle, \hat{a} | n \rangle = C_2 | n-1 \rangle, n = \dots -1, 0, 1, \dots$, где коэффициенты C_1 и C_2 легко выражаются через q^2 с помощью соотношения (15).

Убедимся, что квантовые управляющие уравнения (12) приводят непосредственно к отрицательному биномиальному распределению, если предположить, что

$$\hat{\phi}^+ = \hat{\pi}^+ + \hat{a}^+, \hat{\phi} = \hat{\pi} + \hat{a}. \quad (18)$$

Здесь $\hat{\pi}^+, \hat{\pi}$ — обычные операторы рождения и уничтожения мезонного поля, а числа C_1, C_2 связаны с параметром k отрицательного биномиального распределения по формуле

$$C_\alpha = \pm \sqrt{k - i}. \quad (19)$$

Теперь для диагональных элементов матрицы плотности получаем вместо (14) систему уравнений

$$\begin{aligned}\partial_t P_0(t) &= -f(t)kP_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((n+k)P_n(t) - (n+k-1)P_{n-1}(t)),\end{aligned}\quad (20)$$

с теми, что и прежде, начальными условиями. Система уравнений (20) легко сводится к одному дифференциальному уравнению в частных производных

$$\partial_t \Pi(s, t) = f(t)(s-1)(k + s\partial_s)\Pi(s, t),\quad (21)$$

с граничными условиями

$$\Pi(0, t) = P_0(t), \Pi(s, 0) = 1$$

для производящей функции

$$\Pi(s, t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n s^n$$

искомого распределения $P_n(t)$.

Решением этого уравнения является производящая функция отрицательного биномиального распределения [21]

$$\Pi(s, t) = p(t)^k (1 - q(t))^{-k},\quad (22)$$

где

$$p(t) = 1 - q(t) = \frac{\exp(\int_t^{\infty} f(t) dt)}{1 + \frac{\bar{n}}{k}}.$$

Из (22) следует, что распределение по множественности образовавшихся мезонов имеет этот вид не только после завершения процесса генерации, но и во все предшествующие моменты времени. При этом

$$\bar{n}(t) = \frac{kq(t)}{p(t)}, k(t) = \text{const.}$$

Общее число источников, участвующих в процессе, оказывается пропорциональным следующей наблюдаемой величине

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt = \ln\left(1 + \frac{\bar{n}}{k}\right).$$

С физической точки зрения преобразование (18) очень напоминает преобразование Боголюбова [22]

$$\hat{\phi} = \hat{\pi} + c,$$

выделяющее из бозонного поля $\hat{\phi}$ классическую составляющую c . Некоторое отличие заключается лишь в том, что теперь роль классического конденсата играет билинейная полевая конфигурация

$$\hat{a}\hat{a}^+ = \hat{a}^+\hat{a} = \frac{1}{1 - q^2} = k - 1.\quad (23)$$

Таким образом, отрицательное биномиальное распределение (5) согласно этой модели может свидетельствовать о том, что в области множественного рождения состояние вакуума отличается от фокковского, так как в нем присутствует некоторый полуклассический "q-конденсат".

Существует еще одно состояние вакуума, отличное от фокковского, приводящее к отрицательному биномиальному распределению за один шаг. В этом случае

$$\hat{\phi} = \Omega(\hat{N}, k)\hat{\pi}, \hat{\phi}^+ = \hat{\pi}^+\Omega(\hat{N}, k),\quad (24)$$

где

$$\Omega = \sqrt{\frac{\hat{N} + k}{\hat{N} + 1}}, \hat{N} = \hat{\pi}^+\hat{\pi},$$

и из (12) получаем ту же систему уравнений (20). Поля $\hat{\phi}, \hat{\phi}^+$ удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям

$$[\hat{\phi}, \hat{\phi}^+] = 1$$

на пространстве наблюдаемых (т.е. содержащих хотя бы один мезон) состояний и поэтому "выглядят" в области генерации как обычные мезоны. Физический смысл фазового

перехода, отвечающего преобразованию (24), можно понять, если представить его в каноническом виде

$$\hat{\phi}^+ = \hat{S}^+ \hat{\pi}^+ \hat{S}, \quad \hat{\phi} = \hat{S}^+ \hat{\pi} \hat{S},$$

где \hat{S} — следующий изометрический оператор

$$\begin{aligned} \hat{S} |n\rangle &= |n+k-1\rangle, \\ \hat{S}^+ |n+k-1\rangle &= |n\rangle, n \geq 0. \end{aligned} \quad (25)$$

Из (25) видно, что состояния мезонного поля содержат в области генерации на $k-1$ частиц больше, чем эти же состояния в обычном вакууме Фока. Другими словами, наблюдая группу мезонов, состоящую из n частиц, можно сделать вывод о том, что в области генерации им соответствовало $n+k-1$ частиц, и следовательно, $k-1$ частица была "пожертвована" этой группой, чтобы выйти из области, характеризующейся другим состоянием вакуума. Согласно существующим экспериментальным данным с увеличением энергии столкновений параметр k уменьшается, что с точки зрения рассматриваемых моделей соответствует приближению вакуума к нормальному фоковскому состоянию.

Хотя обе рассмотренные модели, описываемые преобразованиями (18) и (24), позволяют воспроизвести распределение (5) за один шаг, вернемся опять к более реалистической 3-шаговой схеме, предложенной Джioваннини и Ван Ховом. Для описания процесса фрагментации интересно рассмотреть и обратную к описанной ситуацию — когда выходящая из области группа приобретает некоторое дополнительное число частиц-фрагментов (за счет вырывания из вакуума дополнительных кварк-антикварковых пар). В этом случае параметр k становится меньше единицы. Для обсуждения этой возможности представим распределение (5) в виде

$$P_n = P_0 \frac{a(a+b) \cdots (a+b(n-1))}{n!}, \quad (26)$$

где

$$a = \frac{\bar{n}k}{\bar{n}+k}, \quad b = \frac{\bar{n}}{\bar{n}+k}, \quad P_0 = (1-b)^{a/b}.$$

Если $k \sim 0$, то $a \sim 0$, $b \sim 1$, так что распределение (26) переходит в

$$P_n \sim \frac{b^n}{n}, \quad (27)$$

или, по крайней мере при не очень больших значениях n , даже в распределение вида (4)

$$P_n \sim \frac{1}{n}, \quad (28)$$

объясняя тем самым флуктуации среднего числа частиц в клане.

Понятно, что обе ранее рассмотренные модели, при соответствующей модификации преобразований (18) и (24), воспроизводят распределение (27). Можно также предположить, что существуют и другие физические модели, которые при некотором значении своих параметров дают распределения (27), (28). В теории критических явлений такие модели относят к одному и тому же классу универсальности. В связи с этим важно подчеркнуть, что соотношения (27) и (28), видимо, отражают некоторые общие свойства процесса образования лавины в метастабильном вакууме. Этот вывод согласуется и с общей теорией классического фликкер-шума, предложенной в работе [23] и объясняющей появление статистических флуктуаций вида (28) на основе представлений о сходе песчаной или снежной лавины. Используя терминологию авторов этой работы, можно сказать, что первая стадия процесса множественного рождения заканчивается созданием источников, находящихся в самоорганизующихся критических состояниях.

Свертка распределения (27) с распределением Пуассона (2) также приводит к отрицательному биномиальному распределению (5) для распределения по множественности фрагментов после окончания второй стадии процесса. В этом смысле рассматриваемая модель воспроизводит локальную кварк-адронную дуальность, обнаруженную при моделировании процессов множественного рождения с помощью программы JETSET [24]. Более того, как показывает прове-

денный анализ, для фрагментов, образующихся после окончания второй стадии, NBD-закономерность должна выполняться точнее, чем для наблюдаемых мезонов. Действительно, в этом случае ее вывод в значительной мере модельно независим — пуассоновское распределение является лишь следствием представлений об отсутствии заметных квантовых флуктуаций при протекании самой жесткой стадии процесса, распределение (27) следует из предположения о том, что развитие лавины происходит в режиме, близком к критическому. В то же время при рассмотрении последней стадии — адронизации фрагментов, использовалась конкретная модель 2-уровневых источников. Подобные выводы подтверждаются как численными экспериментами, выполненными на основе программы JETSET [25], так и существующими экспериментальными данными [26,27].

4 Заключение

В настоящей работе мы обсуждали клановую параметризацию процессов множественного рождения, предложенную Джиованнини и Ван Ховом, пользуясь квантовыми управляющими уравнениями для открытых систем. При этом было установлено, что первая стадия процесса фрагментации описывается дискретной динамической полугруппой, отвечающей открытой системе, подверженной воздействию классического внешнего шума. Получающееся пуассоновское распределение рождающихся фрагментов оказывается независимым от более детального модельного описания. Вторая стадия процесса — образование лавины, инициированной фрагментами, находящимися в метастабильном состоянии, также в значительной мере модельно-независима. В принципе она может описываться разными теориями, принадлежащими к одному и тому же классу универсальности, и характеризуется поведением, близким к самоорганизованному критическому. В частности, две рассмотренные ранее модели демонстрируют такое поведение в некоторой области своих параметров и описывают образование лавины в метастабильном вакууме. Возможность

получения отрицательного биномиального распределения с помощью этих же моделей (при другом выборе управляющих параметров) не отвечает, по нашему мнению, никакому реальному физическому процессу. Последняя стадия — адронизация, удовлетворительно описывается моделью 2-уровневых источников и напоминает процесс излучения лазера, находящегося в подпороговом режиме генерации. В дальнейшем было бы интересно попробовать уточнить модель этой стадии, фитировав распределение по множественности рождающихся мезонов некоторыми другими, обсуждающимися в настоящее время распределениями [26,27]. Было бы также интересно попытаться описать явление перемежаемости, построив более детальную модель распада кланов и приняв, в частности, во внимание поперечные степени свободы [7,8]. Некоторые авторы считают, что подобные эффекты ответственны также за отчетливые при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ осцилляции распределения по множественности относительно отрицательного биномиального. Со своей стороны добавим, что это явление может также свидетельствовать и о присутствии среди рождающихся мезонов значительной примеси когерентных сжатых состояний поля.

Автор благодарит своих коллег Ж.Ж.Мусульманбекова и Н.В.Махалдиани за многочисленные стимулирующие обсуждения.

Литература

- [1] *E.B.Davies* // Quantum Theory of Open Systems. Academic, London, 1976.
- [2] *К.В.Гардинер* // Стохастические методы в естественных науках. Мир, Москва, 1988.
- [3] *K.Lindenberg, and B.J.West* // The Nonequilibrium Statistical Mechanics of Open and Closed Systems. VCN Publisher, New York, 1990.
- [4] *A.Giovannini, and L.Van Hove* // Negative Binomial Properties and Clan Structure in Multiplicity Distributions. Preprint CERN-TH.4894/87, 1987.
- [5] *A.Giovannini, and L.Van Hove* // Z. Phys. 1986. v. C30.p.391.
- [6] *A.Bialas, and R.Peschanski* // Nucl.Phys. 1986. v. B273.p.703.
- [7] *M.Feindt* // Proc. of 25th Intern. Conf. on High Energy Phys., Singapore, 1990.
- [8] *R.C.Hwa, and J.Pan* // Phys.Rev. 1992.v.D46. p.2941.
- [9] *K.Werner* // Preprint CERN-TH.5701/90, 1990.
- [10] *B.Küsterer, and H.Maassen* // Commun. Math. Phys. 1987. v.109.p.1.
- [11] *А.С.Холеево* // Труды Математического института АН СССР. 1989.т.191.стр.130.
- [12] *R.A.Bertlmann* // Proc. of Conf. QCD-90, Montpellier, 1990.
- [13] *А.А.Гриб, С.Г.Мамаев и В.М.Мостепененко* // Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. Энергоиздат, Москва, 1988.
- [14] *Ch.Best, W.Greiner, and G.Soff* // Preprint GSI-91-55, 1991.
- [15] *C.W.Gardiner, and M.J.Collet* // Phys.Rev. 1985. v.A31.p.3761.
- [16] *R.L.Hudson, and K.R.Parthasarathy* // Commun. Math. Phys. 1984.v.93.p.301.
- [17] *Н.Н.Боголюбов и Д.В.Шурков* // Введение в теорию квантованных полей. Наука, Москва, 1984.
- [18] *M.Scully* // Quantum Optics. Ed. by R.J.Glauber, Academic, New York, 1969.
- [19] *V.Kuryshkin* // Ann. Found. L. de Broglie 1980.v.5.p.111.
- [20] *И.П.Кулуш* // ТМФ.1991.т.86.стр.157.
- [21] *W.Feller* // An Introduction to Probability Theory and its Applications. Wiley, New York, 1970.
- [22] *Н.Н.Боголюбов* // Изв. АН СССР. 1947.т.11.стр.77.
- [23] *P.Bak, Ch. Tang, and K.Weisenfeld* // Phys.Rev. 1988.v.A38.p.364.
- [24] *A.Giovannini, and L.Van Hove* // Acta Phys. Pol. 1988.v.B19.p.917.
- [25] *A.Giovannini* // Proc. of Conf. Scientific Highlights in Memory of Léon Van Hove, Napoli, 1991.
- [26] *A.K.Wròblewski* // Proc. of 25th Intern. Conf. on High Energy Phys., Singapore, 1990.
- [27] *W.Ochs* // Proc. of 21th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, Wuhan, China, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1992 года.