

Теоретические поиски коллективных эффектов в множественном рождении частиц

И.М. Дремин, А.В. Леонидов

Свойства вакуума в теории КХД и удержания кварков и глюонов, несомненно, сказываются на процессах множественного рождения частиц. Некоторые феноменологические попытки учесть связанные с ними коллективные эффекты и обнаружить их возможные проявления кратко обсуждаются в этом обзоре. В частности, рассмотрены корреляционные характеристики системы пионов, статистические и гидродинамические аналогии, проблема фазового перехода от кварк-глюонной плазмы к многоионному состоянию, а также возможные модификации уравнений эволюции кварк-глюонных струй. Изложение носит несколько упрощенный характер и рассчитано, в основном, на тех, кто только начинает заниматься этой проблемой.

PACS numbers: 12.90.+b, 12.38.-t

Содержание

Предисловие

1. Введение (759).
 2. История вопроса. Статистическая и гидродинамическая модели (760).
 3. Корреляционные характеристики и методы описания системы многих частиц (761).
 4. Фейнман–вильсоновская жидкость. Статистические аналогии (763).
 5. Кварк-глюонная плазма и многоионные состояния (765).
 6. Коллективные эффекты в КХД-струях (768).
 7. Заключение (771).
- Список литературы (771).

Предисловие

Этот обзор имеет не совсем традиционный характер, что видно уже по его названию. Обычно в обзорную статью включается цикл оригинальных работ, имеющий в той или иной степени заверченный вид. Здесь же мы пытаемся рассказать об отдельных направлениях, в которых ведутся теоретические поиски коллективных эффектов во взаимодействиях частиц высоких энергий. В современной терминологии их можно было бы весьма условно объединить и охарактеризовать как некоторые феноменологические попытки найти непертурбативные эффекты, не поддающиеся описанию в рамках теории возмущений в КХД, связанные, в частности, со структу-

рой вакуума и удержанием кварков и глюонов. Хотя применяемые при этом методы и уровень достигнутых результатов очень разнородны, мы решились кратко рассказать о них в надежде, что их сопоставление может помочь кому-либо в дальнейшей разработке этих идей и привести к новым предложениям. Поэтому изложение носит конспективный характер с упоминанием конечных результатов без детальных пояснений и вычислений, которые читатель может найти в оригинальных работах, и имеет цель нарисовать общую картину в нескольких параллельно развиваемых направлениях.

Дополнительным стимулом к этому служит воспоминание о том, как живо отзывался всегда на появление новых идей и горячо участвовал в их обсуждении Игорь Евгеньевич Тамм, столетнему юбилею со дня рождения которого посвящен этот выпуск журнала. Более того, последний раздел обзора напрямую связан с работами И.Е. Тамма по распределению электронно-фотонных ливней в среде и черенковскому излучению, поскольку в нем используется гипотеза об аналогичных явлениях в кварк-глюонных струях.

1. Введение

При соударении элементарных частиц или ядер очень высоких энергий обычно рождается много новых частиц. Процессы множественного рождения частиц были обнаружены сначала при изучении космических лучей, а затем и на ускорителях. Они обусловлены сильным взаимодействием, которое, согласно современным представлениям (см. [1–6]), описывается как взаимодействие кварков и глюонов в рамках КХД.

Подход, основанный на использовании методов теории возмущений в КХД, оказался исключительно плодотворным при исследовании свойств жестких процессов с большими передачами импульса в силу свойства

И.М. Дремин, А.В. Леонидов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Ленинский просп. 53
Тел. (095) 132-29-29

Статья поступила 14 марта 1995 г.

асимптотической свободы КХД, когда константа связи становится малой на малых расстояниях. Более того, как это ни покажется удивительным, удастся описать и ряд свойств мягких процессов, если учесть вклад высших порядков теории возмущений и законы сохранения.

Вместе с тем, проблема перехода от языка кварков и глюонов к наблюдаемым на опыте адронам в процессах множественного рождения пока решается либо на аксиоматическом, либо на модельном уровне. В первом случае обычно используют гипотезу о локальной партон-адронной дуальности, когда распределения партонов и адронов по импульсам отождествляются с точностью до нормировочных констант. В пользу этой гипотезы говорят как некоторые теоретические соображения (образование бесцветных партонных кластеров — преко-нафайнмент), так и ряд экспериментальных фактов. Модельные соображения обычно применяются при монте-карловском моделировании перехода от партонов к адронам.

Несмотря на впечатляющие успехи пертурбативного подхода, не стоит забывать о том, что удержание (конфайнмент) цветных объектов — кварков и глюонов — остается все еще нерешенной проблемой. В частности, может оказаться отнюдь нетривиальным его воздействие на характеристики адронов, возникающих в процессе множественного рождения. Не исключено, что могут проявить себя коллективные аспекты поведения системы как целого и специфические свойства кварк-глюонного вакуума в КХД. Для теоретического описания таких черт обычно более подходят модели струны, учитывающие конфайнмент, и методы статистической физики (вообще, макроскопические подходы), нежели пертурбативные расчеты. Изучение коллективных мод возбуждения адронной (кварк-глюонной) среды, несомненно, является очень сложной задачей и, по сути дела, только еще начинается.

В качестве примера возможных эффектов сошлемся на аналогии с электродинамикой сплошных сред. Электрический заряд (например, электрон), проходящий через границу двух электрически нейтральных сред с разными диэлектрическими постоянными, излучает фотоны. Характеристики излучения определяются именно этой разностью, описывающей отличие коллективных свойств обеих сред. При достаточно больших скоростях электрона может появляться и черенковское излучение. Аналогично, при взаимодействии двух адронов или ядер кварки, входящие в состав одного из них, могут, в принципе, воспринимать налетающий на них объект как целое, т.е. излучать так же, как при прохождении через среду, нейтральную по цвету. Это возможно, конечно, при сравнительно небольших передачах импульса. Вместе с тем, не следует забывать, что эта аналогия неполная. Излучение фотона не меняет электрический заряд испускавшей его частицы. В этом случае пространственно-временной анализ процесса особенно важен [6].

Коллективные эффекты могут играть роль и в том случае, если в процессе взаимодействия образуется кварк-глюонная плазма. Возможность такого явления обсуждается уже довольно давно. Основным критерием является достижение большой адронной плотности в соударениях релятивистских ядер.

Приведенные выше примеры служат всего лишь наводящими соображениями для попыток применения статистических методов в физике множественного ро-

ждения частиц. Здесь уместно подчеркнуть общность математического аппарата, используемого в статистической физике и процессах множественного рождения частиц. Он основан на вычислении корреляционных характеристик частиц в фазовом пространстве. Подобие лагранжианов электро- и хромодинамики позволяет использовать некоторые аналогии и проявляется, в частности, в схожести соответствующих уравнений. Наряду с этим, их различие приводит к важным оговоркам, одна из которых уже была сделана выше.

Мы попытаемся сделать краткий обзор теоретических попыток подхода к проблеме коллективных эффектов в физике частиц. К сожалению, здесь трудно наметить какую-то единую линию. Скорее, развитие шло по нескольким направлениям и, наталкиваясь на те или иные трудности, либо замедлялось, либо вообще прекращалось. Мы сделаем сначала краткий экскурс в историю вопроса, а затем остановимся более подробно на недавних идеях.

2. История вопроса. Статистическая и гидродинамическая модели

Процессы с рождением большого числа частиц были замечены в ливнях космических лучей более 60 лет тому назад. Первые попытки описать их с использованием идей статистической физики и гидродинамики восходят к Гейзенбергу [7]. Несколько позднее аналогичные попытки были предприняты Ватагиным [8]. Однако наиболее активно этот подход стал обсуждаться после работы Ферми [9], где была предложена конкретная статистическая модель процессов множественного рождения частиц в ядерных соударениях (подробное изложение модели и ее последующего развития дано в обзорах [10, 11]). Согласно основному постулату этой модели, процесс множественного рождения частиц происходит таким образом, что после соударения налетающих частиц образуется единая система, в которой устанавливается статистическое равновесие, в результате чего распределения вторичных частиц можно описывать термодинамическими формулами излучения черного тела. Правомочность такого постулата неоднократно обсуждалась (см. [12], а также [10, 11]). Было признано, что если модели такого типа и могут иметь область применимости, то только в области сравнительно низких энергий. При более высоких энергиях (и больших множественностях) взаимодействие генерированных частиц может приводить к такому расширению этой единой системы, которое описывается уравнениями гидродинамики. Эта идея была выдвинута Ландау [13] и широко развивалась в последующих работах многих авторов [14]. Здесь уместно упомянуть, что возможность применения термодинамических формул для описания ансамбля сильнодействующих частиц при реалистических энергиях и множественностях не является, разумеется, самоочевидной. Критический анализ основ такого подхода можно найти, например, в интересной работе [15].

В соответствии с основными положениями статистической физики модель Ферми использовала предположение о доминирующей роли фазового объема в вероятности конечного состояния с n частицами, когда квантовомеханическому матричному элементу отводится лишь роль нормировочного множителя. Запишем эту вероят-

ность в общем виде

$$P_n \sim \int |A_n|^2 \delta^4(\Sigma p_i - \Sigma p_f) \prod_f d^3 p_f, \quad (1)$$

где A_n — амплитуды перехода, p_i и p_f — 4-импульсы начальных и конечных частиц. Если считать амплитуды перехода A_n не зависящими от конечных импульсов p_f , то интеграл по фазовому объему будет факториальным образом падать с ростом n , поскольку средний импульс частицы окажется пропорционален $1/n$, т.е.

$$P_n \sim n^{-(3n-4)} \quad (2)$$

при $n \rightarrow \infty$ и фиксированной полной энергии E (пренебрегая массой частиц). Факториальное поведение аналогичного вида известно и в статистической физике. Однако, если предположение о слабой зависимости амплитуд от конечных импульсов и числа частиц n и может быть оправдано, то лишь при небольших энергиях. С ростом энергии и числа рождающихся частиц сильное взаимодействие в такой квазиклассической системе должно приводить к тому, что ее развитие, скорее, следует описывать как гидродинамическое расширение сгустка ядерной материи. По мере его расширения температура падает, и он распадается на конечные частицы. Эта идея немедленно приводит к объяснению важного экспериментального факта ограниченности поперечных импульсов частиц. Отметим, что до сих пор квантовая теория поля не способна описать это явление обрезания больших поперечных импульсов.

Если попытаться учесть этот факт феноменологически в рамках общего соотношения (1), то следует сказать, что "полная" теория должна приводить к обрезанию по поперечным импульсам в интеграле (1) за счет соответствующего поведения амплитуд A_n . Если это обрезание (согласно эксперименту) происходит на конечных значениях поперечных импульсов, то вместо оценки (2) получится заметно менее быстрый спад с ростом n :

$$P_n \sim n^{-(n-2)}. \quad (3)$$

В этом случае фазовое пространство уже не имеет вида $3n$ -мерной сферы, а представляет собой n -мерный цилиндр в этом пространстве¹ (если пренебречь ограничениями законов сохранения при больших энергиях, которые слегка деформируют этот цилиндр).

Другой существенный фактор, который не учитывается при статистическом подходе к множественному рождению, связан с быстрым ростом числа квантовопольных диаграмм, дающих вклад в амплитуду A_n при больших n . Так, например, для процесса перехода двух глюонов в n глюонов этот рост даже превосходит факториальный (см. табл. 1 в обзоре [16], где приведены следующие цифры: при $n = 2$ имеется 4 диаграммы, а при $n = 8$ их число уже равно 10525900). Конечно, относительные фазы разных вкладов весьма существенны и сейчас нельзя сделать вывод о том, насколько сильно рост числа диаграмм с ростом n влияет на оценку (3). Однако этот факт нельзя оставлять без внимания. Например, при больших множественностях параметром разложения в КХД, описывающей сильные взаимодействия, станет не

константа связи α_s , а ее произведение на величину порядка n , т.е. окажется, что

$$|A_n|^2 \sim n! \alpha_s^n \sim (n \alpha_s)^n. \quad (4)$$

В результате законы спадания P_n при больших n превратятся из факториальных (типа Пуассона) в экспоненциальные или близкие к ним. Именно такого типа поведение обсуждается сейчас в КХД [17].

Появление нового параметра разложения здесь четко видно при анализе соответствующих распределений по n с помощью изучения их моментов [18, 19]. Легко видеть, что процессы с большой множественностью n определяют моменты распределения по множественности высокого ранга q . Например, в факториальные моменты ранга q дают вклад лишь процессы с множественностью $n > q$. Оказывается, что в решении уравнений для производящих функций распределений P_n в КХД параметром разложения является именно величина $q \alpha_s^{1/2}$ [18] (см. также [19]), соответствующая указанному выше фактору $n \alpha_s$.

Появление этого параметра фактически подтверждает мысль о том, что при больших множественностях становятся существенными коллективные эффекты взаимодействия частиц², хотя, видимо, и не описываемые в рамках простейшего статистического подхода. Тем не менее математический аппарат, применяемый при исследовании свойств системы многих частиц (будь то в статистической физике или в процессах множественного рождения), един и основывается на изучении распределений и корреляций частиц в этих системах. Поэтому мы начнем с его описания.

3. Корреляционные характеристики и методы описания системы многих частиц

Как уже подчеркивалось, подходы, применяемые в исследовании свойств системы многих частиц, весьма схожи как в статистической физике (например, в лазерном излучении), так и в процессах множественного рождения частиц при высоких энергиях. При фиксированном заданном числе частиц n в некотором объеме фазового пространства Ω можно характеризовать эту систему плотностью вероятности $W_n(1, 2, \dots, n)$, где цифры $1, 2, \dots, n$ обозначают соответствующие (в общем случае многомерные) координаты этих частиц в фазовом пространстве. Такое описание называется эксклюзивным.

Однако чаще бывает удобно использовать так называемый инклюзивный подход, когда число частиц в системе не фиксировано, а рассматриваются ее всевозможные q -частичные характеристики. Именно таким образом проводится большинство экспериментов, в которых изучается множественное рождение частиц. При этом инклюзивные плотности ρ_q связаны с измеряемыми на опыте инклюзивными дифференциальными сечениями следующим образом

$$\rho_q(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_q) = \frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d\sigma}{d^3 p_1 \dots d^3 p_q}, \quad (5)$$

² Интересно, что получающиеся при этом распределения не являются бесконечно делимыми [19], что также, возможно, связано с коллективными эффектами.

¹ В этой связи часто говорят о "цилиндрическом фазовом объеме".

где σ_{in} — полное сечение неупругих процессов, и рассматривается распределение по 3-импульсам конечных частиц. Конечно, используются и менее детальные распределения, когда по каким-то компонентам импульсов проведено интегрирование. Интегрирование инклюзивных плотностей по всему фазовому объему Ω приводит к ненормированным факториальным моментам

$$\begin{aligned}\tilde{F}_q &\equiv \int_{\Omega} d^3 p_1 \dots \int_{\Omega} d^3 p_q \rho_q(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_q) = \\ &= \langle n(n-1) \dots (n-q+1) \rangle = \\ &= \sum_0^{\infty} n(n-1) \dots (n-q+1) P_n = \langle n \rangle^q F_q,\end{aligned}\quad (6)$$

где P_n есть вероятность найти n -частичное состояние системы (или, как говорят, распределение частиц по множественности), а F_q — нормированные факториальные моменты. Инклюзивные плотности порядка q задаются суммой эксклюзивной плотности того же порядка и интегралов от эксклюзивных плотностей более высокого порядка по всем неучитываемым переменным, т.е. в формальных обозначениях

$$\begin{aligned}\rho_q(1, \dots, q) &= W_q(1, \dots, q) + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m!} \int_{\Omega} W_{q+m}(1, \dots, q, q+1, \dots, q+m) \prod_{j=1}^m d(q+j).\end{aligned}\quad (7)$$

Инклюзивные плотности ρ_q отличны от нуля даже если частицы статистически независимы. Поэтому удобно ввести (аналогично кластерному разложению в статистической механике) так называемые кумулянтные корреляционные функции C_q , которые обращаются в нуль в случае полной статистической независимости частиц [20–22]. Запись их связи с инклюзивными плотностями в общем случае довольно громоздка (см., например, [23, 24]), и поэтому мы воспроизведем формулы лишь для случаев $q = 2$ и 3

$$C_2(1, 2) = \rho_2(1, 2) - \rho_1(1)\rho_2(2), \quad (8)$$

$$\begin{aligned}C_3(1, 2, 3) &= \\ &= \rho_3(1, 2, 3) - \sum_{(3)} \rho(1)\rho_2(2, 3) + 2\rho(1)\rho(2)\rho(3),\end{aligned}\quad (9)$$

откуда ясно видно, как вклады низших корреляций вычитаются из высших ($\sum_{(3)}$ обозначает сумму по трем возможным перестановкам частиц).

Все эти результаты можно получить в единой форме с помощью производящего функционала

$$G(z) = 1 + \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{q!} \rho_q(1, \dots, n) z(1) \dots z(q) \prod_{j=1}^q d(j), \quad (10)$$

где $z(j)$ есть вспомогательная функция, зависящая от \mathbf{p}_j . Тогда

$$\rho_q(1, \dots, q) = \left. \frac{\delta^q G(z)}{\delta z(1) \dots \delta z(q)} \right|_{z=0}, \quad (11)$$

$$C_q(1, \dots, q) = \left. \frac{\delta^q \ln G(z)}{\delta z(1) \dots \delta z(q)} \right|_{z=0}. \quad (12)$$

При $z = \text{const}$ производящие функционалы превращаются в производящую функцию распределения по

множественности, а вариационные производные в (11), (12) — в обычные производные, которые приводят, соответственно, к ненормированным факториальным и кумулятивным моментам этого распределения. Нормированные факториальные моменты F_q и кумулянты K_q даются формулами

$$F_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \left. \frac{d^q G(z)}{dz^q} \right|_{z=0}, \quad (13)$$

$$K_q = \frac{1}{\langle n \rangle^q} \left. \frac{d^q \ln G(z)}{dz^q} \right|_{z=0}, \quad (14)$$

а распределение по множественности P_n есть

$$P_n = \frac{1}{n!} \left. \frac{d^n G}{dz^n} \right|_{z=-1}, \quad (15)$$

т.е. связано с производящей функцией формулой

$$G(z) = \sum_{n=0}^{\infty} (1+z)^n P_n. \quad (16)$$

Итак, дифференцируя производящую функцию, можно вычислить как инклюзивные, так и эксклюзивные характеристики системы в зависимости от того, в какой точке z берутся производные.

Из всего вышесказанного ясно, что прямой расчет диаграмм Фейнмана в рамках пертурбативного подхода в квантовой теории поля недостаточно хорошо приспособлен к описанию процессов множественного рождения. Во-первых, с ростом числа частиц катастрофически растет число диаграмм, а во-вторых, здесь рассматриваются матричные элементы оператора рассеяния для переходов между состояниями с фиксированным числом частиц и, таким образом, даже проведя расчеты при данной множественности, мы получаем эксклюзивные величины, тогда как для извлечения инклюзивных характеристик надо вычислять, согласно (7), бесконечные суммы эксклюзивных вероятностей. Эти трудности обычно пытаются обойти [1, 6] либо путем суммирования бесконечного числа специального образом выбранных (ведущие логарифмы и т.п.) членов ряда теории возмущений, либо с помощью уравнений для производящих функций (которые приходится оправдывать, сопоставляя их с тем же рядом). Нельзя не отметить, что эти подходы оказались весьма успешными и плодотворными в предсказании и описании многих характеристик процессов множественного рождения в КХД [1, 6]. Однако при таком подходе всегда остается нерешенным принципиальный вопрос о том, способна ли теория возмущений вообще воспроизвести все следствия, заложенные в лагранжиане взаимодействия, в частности, возможные коллективные эффекты. Для выявления последних более перспективным представляется путь использования аналогий со статистической физикой, которые мы и попытаемся изложить в следующих разделах.

Неадекватность пертурбативных расчетов отдельных совокупностей диаграмм Фейнмана проблеме нахождения инклюзивных характеристик множественного рождения частиц связана с тем, что оператор рассеяния имеет слишком сложный вид в терминах собственных функций числа частиц. Поэтому предпринимаются попытки найти более адекватные представления. Хорошо известным примером может служить

лазерное излучение, где предпочтительным является использование представления когерентных состояний. Ниже будут рассмотрены аналогичные попытки в физике процессов множественного рождения. Конечно, в этом случае придется больше полагаться на конкретные модельные гипотезы, чем на исходный лагранжиан взаимодействия КХД.

В изучении корреляций в многоионной системе плодотворным оказался и путь непосредственной аналогии с гидродинамикой. Самоподобие вихрей в гидродинамике отвечает росту флуктуаций на меньших масштабах. В физике частиц это привело к использованию понятий о перемежаемости и фрактальности, отвечающих степенному росту факториальных моментов (13) при уменьшении исследуемого фазового объема. Мы не будем останавливаться на этом круге вопросов, подробно разобранным в обзоре [24].

4. Фейнман–вильсоновская жидкость. Статистические аналогии

Каждое индивидуальное событие взаимодействия частиц высоких энергий можно полностью охарактеризовать, задав трехмерные импульсы вторичных частиц (помимо их масс и квантовых чисел). Концы этих векторов определяют набор точек, расположенных, в основном, в упомянутом выше цилиндрическом фазовом объеме. Корреляции в положении этих точек определяются лагранжианом взаимодействия и законами сохранения. Достаточно представительный набор таких событий можно рассматривать как статистический ансамбль. В частности, Фейнман предложил аналогию этого ансамбля с обычной жидкостью [25], предположив наличие в нем короткодействующих корреляций. Эту точку зрения развил Вильсон [26], после чего ансамбль стали называть фейнман–вильсоновской жидкостью. Подчеркнем, что в отличие от модели Ферми здесь не разрабатывается новая статистическая модель взаимодействия, а делается попытка рассмотреть статистические свойства ансамбля частиц, рождающихся в процессах взаимодействия при высоких энергиях, по аналогии со статистической механикой. Этому кругу вопросов — от простых аналогий до конкретных моделей — посвящено большое количество работ ([11, 27–37, 110] и ссылки в этих работах). Поскольку эксклюзивные вероятности P_n характеризуют объем фазового пространства, занимаемый ансамблем n -частичных событий, они играют роль статистической суммы канонического ансамбля. Производящая функция, заданная соотношением (16) (а в общем случае — функционал) служит аналогом большей статистической суммы. Роль объема играет максимальная быстрота

$$Y = \ln \frac{s}{m^2}, \quad (17)$$

где s — квадрат полной энергии в системе центра масс (с.ц.м.), m — масса частиц. Она характеризует размер "цилиндра" по оси продольного импульса. Соответственно, можно вычислить "давление" в такой жидкости в "термодинамическом пределе" $Y \rightarrow \infty$ как

$$p(z) = \lim_{Y \rightarrow \infty} \frac{\partial \ln G(z, Y)}{\partial Y} \quad (18)$$

и ее плотность

$$\rho(z) = \lim_{Y \rightarrow \infty} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\ln G(z, Y)}{Y}, \quad (19)$$

а значит, и найти уравнение состояния (см. подробнее в [32–34]). Переменная z связана с активностью (или химическим потенциалом $\mu = \ln(z + 1)$) в статистической механике.

Анализ экспериментальных данных по e^+e^- аннигиляции и недифракционным адрон-адронным процессам при высоких энергиях был проведен в рамках такого подхода в работах [110, 34]. Используя формулу (16) и данные о величинах P_n , можно вычислить производящую функцию $G(z, Y)$ при разных энергиях Y . Линейная экстраполяция к $Y \rightarrow \infty$ (рис. 1) позволяет вычислить наклоны при различных значениях z (т.е. при разном химическом потенциале). Полученная зависимость давления от химического потенциала (рис. 2а и рис. 2б) особенно интересна в связи с проблемой фазового перехода в такой системе. Наличие фазового перехода должно проявляться в виде скачков в поведении производных давления по z . Из рис. 2а и рис. 2б следует, что в e^+e^- -процессах никаких скачков такого рода не обнаруживается, тогда как в адрон-адронных взаимодействиях постоянно $p(z)$ при $z \leq 1$ сменяется быстрым ростом при больших z . Столь разное поведение давления в разных процессах само по себе является интересным фактом, хотя делать вывод о каком-либо фазовом переходе в адронных взаимодействиях явно преждевременно.

К этой проблеме можно подойти с другой стороны [36, 37], изучая поведение нулей большой статистической суммы в комплексной плоскости z в зависимости от числа частиц в исследуемой системе. Дело в том, что

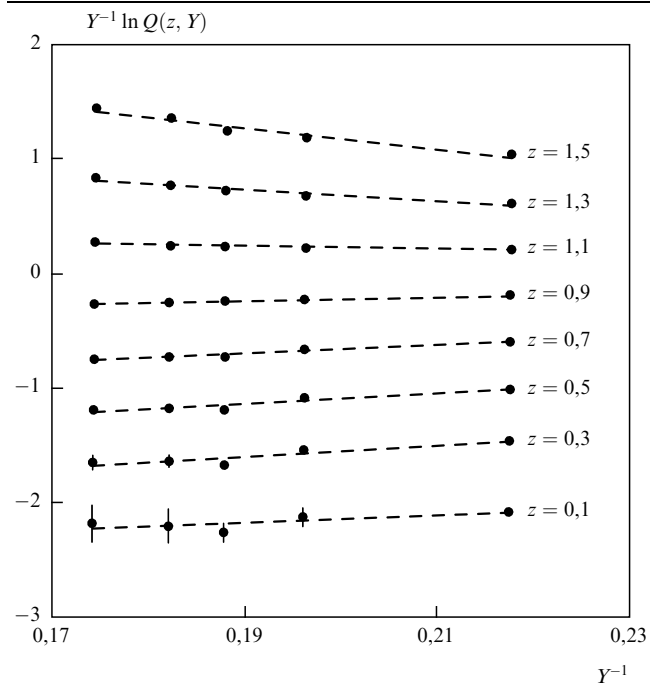


Рис. 1. Наилучшая аппроксимация функций $\ln G(z, Y)/Y$ в зависимости от энергии (Y) при разных значениях активности (z), приведенная в работе [34]. Отметим, что данные экспериментов в районе Z^0 -бозона довольно хорошо ложатся на экстраполяцию проведенных на рисунке прямых [41]

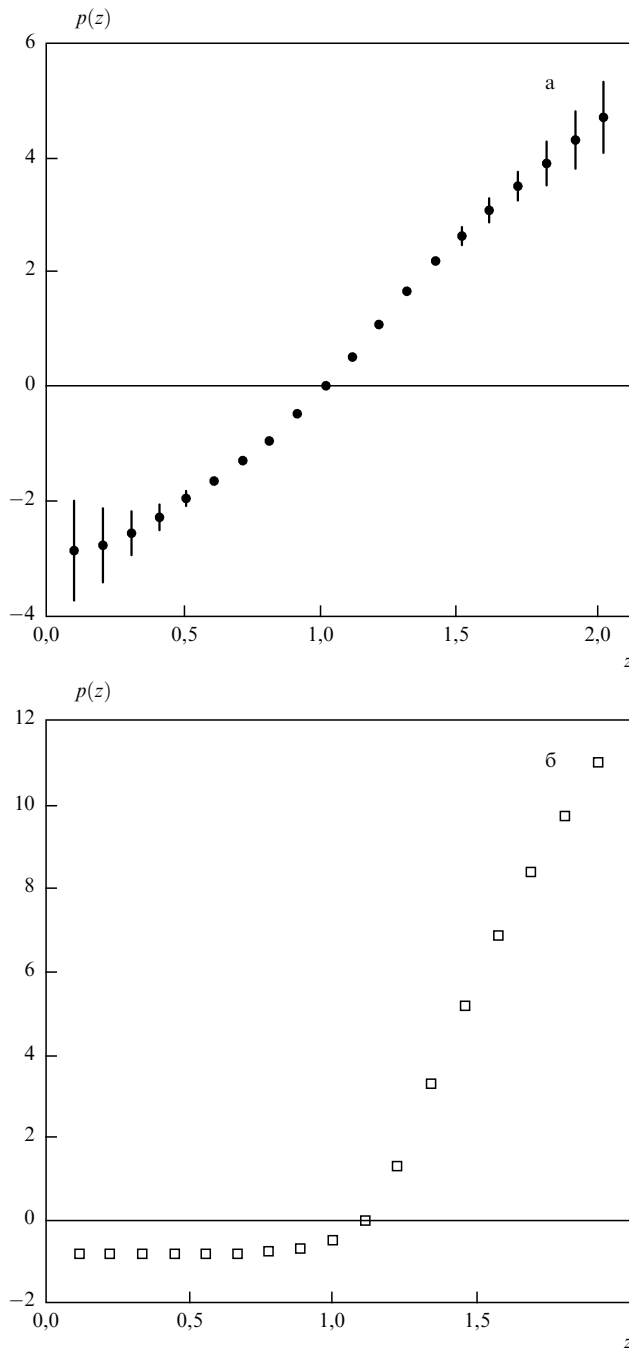


Рис. 2. Экстраполированные к точке $Y^{-1} = 0$ согласно процедуре рис. 1 "экспериментальные" значения приводят к указанным здесь функциональным зависимостям давления (вычисленного по формуле (18)) от активности z для: (а) — электрон-позитронной аннигиляции, (б) — недифракционных адрон-адронных столкновений. Рисунок взят из работы [34]

при конечной энергии всегда существует некоторая максимально возможная множественность N и поэтому сумма в формуле (16) обрывается на этом значении N , т.е. производящая функция становится полиномом степени N от z , а следовательно, имеет N нулей в комплексной плоскости. Ли и Янг использовали это свойство статистической суммы [21, 36, 37] и сформулировали метод нахождения точки фазового перехода путем определения той точки на положительной части вещественной оси z , к которой стремятся положения нулей статистической суммы с ростом N . Анализ модельных событий e^+e^-

взаимодействий при энергии 1000 ГэВ, проведенный в работе [38], показал, что нули производящей функции лежат на окружности³ в комплексной плоскости z и с ростом N действительно стремятся к вещественной оси z . Реальные экспериментальные данные о e^+e^- и $p\bar{p}$ -взаимодействиях при высоких энергиях также приводят к расположенным на окружности нулям производящей функции [40]. В предельной точке, к которой сходятся положения нулей, должна находиться сингулярность полной производящей функции, даваемой формулой (16) (т.е. при $N \rightarrow \infty$). Способы изучения характера сингулярной точки предложены в работе [41]. Вопрос о том, в каких случаях появление такой сингулярности отвечает наличию фазового перехода того или иного типа в процессах рождения частиц, пока остается открытым.

Теоретические попытки найти такой переход на феноменологическом уровне предпринимались неоднократно (см., например, [29–33, 35, 42–47], а также разделы 4.2.4, 4.2.5 в обзоре [24]). Как и во всякой феноменологической теории критических явлений, основная проблема состоит в выборе соответствующего параметра порядка и такой записи статистической суммы, что при малых значениях этого параметра получается выражение с гамильтонианом Гинзбурга–Ландау, допускающим аналитическое решение⁴. В качестве параметра порядка выбирается либо некое среднее поле (с возможными гауссовыми флуктуациями) [29, 33], либо флуктуационное поле инклюзивных распределений [35]. В последнем случае параметр порядка локализован в импульсном пространстве, что фактически отвечает существенно нелокальному подходу в обычном пространстве. В частности, даже "свободный" гамильтониан Гинзбурга–Ландау приводит здесь к сильным корреляциям [35]. В такой постановке проблемы можно найти корреляционные величины, описанные в разделе 3, а также особенности поведения давления, плотности и т.п. Хотя и получены указания на наличие сингулярностей в этих величинах, а также в производящих функциях, конкретные значения сильно зависят от сделанных предположений. Поэтому мы не будем подробно останавливаться на этом цикле работ, а лишь кратко продемонстрируем сказанное на примере когерентных состояний [30], являющихся, по определению, собственными состояниями оператора уничтожения

$$a(\mathbf{p})|\Pi\rangle = \Pi(\mathbf{p})|\Pi\rangle, \quad (20)$$

где $\Pi(\mathbf{p})$ — некоторая (вообще говоря, комплексная) функция \mathbf{p} . Как мы уже упоминали, когерентные состояния могут оказаться более удобным представлением для операторов, характеризующих процессы множественного рождения частиц, нежели представление числа частиц (по аналогии с лазерной физикой). Это отнюдь не означает, что рождающаяся система обязательно находится в когерентном состоянии.

В этом случае инклюзивная плотность ρ_q (5) имеет вид

$$\rho_q(1, \dots, q) = \int \delta\Pi |\Pi(1)|^2 \dots |\Pi(q)|^2 \exp[-F(\Pi)], \quad (21)$$

³ Рассматриваются и более сложные конфигурации расположения нулей [39].

⁴ Хотя такую форму гамильтониана можно принять и при больших параметрах порядка.

где $F(\Pi)$ — произвольный функционал, имеющий своим аналогом в статистической физике свободную энергию. При этом производящая функция, получающаяся из (10) при $z = \text{const}$, записывается как

$$G(z) = 1 + \sum_{q=1}^{\infty} \frac{z^q}{q!} \int_{\Omega} \rho_q \prod_{j=1}^q d(j) = \\ = \frac{1}{N} \int \delta \Pi \exp[-F(\Pi)] \exp\left[z \int d\mathbf{p} |\Pi(\mathbf{p})|^2\right], \quad (22)$$

где нормировка N задана в виде:

$$N = \int \delta \Pi \exp[F(\Pi)]. \quad (23)$$

В отсутствие полной динамической теории, которая позволила бы вычислить $F(\Pi)$, естественно попытаться использовать феноменологический анзац. Аналогия с феноменологической теорией сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау приводит к выражению для $F(\Pi)$ в виде

$$F(\Pi) = \int d\mathbf{p} \left[a |\Pi(\mathbf{p})|^2 + b |\Pi(\mathbf{p})|^4 + c \left| \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{p}} \right|^2 \right]. \quad (24)$$

Вычисления "термодинамических" величин производятся затем в соответствии с формулами (18), (19). Разные модели отвечают выбору различных значений параметров a, b, c и рассмотрены в [29, 30, 33, 35]. Точка фазового перехода, как обычно, отвечает обращению в нуль параметра a . При этом можно описать широкий класс состояний системы — от полностью когерентных до хаотических.

Таким образом, подход в целом можно рассматривать либо как удобную параметризацию данных, либо как попытку выявить некоторые динамические черты процесса. Интересно отметить, что положение сингулярности производящей функции также чувствительно к выбору параметров. Она сдвигается из бесконечной точки в случае когерентного состояния (пуассоновское распределение), приближаясь к точке $z = 0$, где ведутся расчеты инклюзивных распределений (см. (13), (14)) в случае увеличения хаотичности. Вместе с тем сама модель когерентных состояний может быть обобщена с учетом сжатых и коррелированных состояний (см., например, [48]).

5. Кварк-глюонная плазма и многоионные состояния

Вопрос о фазовом переходе особенно обострился после того, как была высказана мысль о возможном образовании кварк-глюонной плазмы в тех соударениях, где достигаются высокие плотности энергии. Естественной шкалой такой плотности в адронной материи является средняя плотность ядра или нуклона, либо чисто размерная оценка, основанная на параметре обрезания КХД. Все они дают величины одного порядка от 0,15 до 0,5 ГэВ Фм⁻³. При значительно более высоких плотностях (превышающих 1–2 ГэВ Фм⁻³) можно ожидать появления плазмы кварков и глюонов. Оценки показывают, что можно надеяться достичь таких плотностей энергии в ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях, либо в отдельных флуктуациях в адронных

соударениях. Поскольку константа связи КХД убывает при высоких температурах и плотностях вследствие свойства асимптотической свободы, можно надеяться описать такую слабо взаимодействующую систему кварков и глюонов (плазму) в этой области теоретически.

Эволюция кварк-глюонной материи с ее последующим превращением в адроны представляет собой одну из наиболее кардинальных проблем КХД и требует применения методов теории многих тел. Высокотемпературное поведение плазмы в некоторой области частот описывается пертурбативной КХД, но при уменьшении температуры описание системы ведется уже с использованием непертурбативных расчетов на решетке в КХД (вблизи фазового перехода) и эффективных теорий полей мезонов и барионов в адронной фазе. Следует подчеркнуть, что даже в области высоких температур пертурбативный подход оказывается применим лишь в низших порядках в области высоких частот и позволяет вычислить плотность энергии, давление, затухание плазмонов и т.п. [49, 50]. Однако области длинноволновых мод и меньших температур не поддаются пертурбативным расчетам. При феноменологическом анализе влияние длинноволновых мод зачастую описывают с помощью понятия о классических источниках, приводящих к когерентным состояниям, тогда как коротковолновые возбуждения состоят ответственными за квантовые корреляции, усредняемые в термализованной системе согласно распределению Планка (см., например, [51]). При этом все высшие корреляции сводятся зачастую к произведениям двухчастичных (аналогично тому, как это делается в приближении связанных пар [52]). Относительный вклад этих областей дает соотношение между хаотическими и регулярными компонентами корреляций, также часто используемыми при анализе экспериментов (см., например, [52]).

Вычисления на решетках в КХД выявили наличие фазового перехода между равновесными кварк-глюонной и адронной фазами при температуре, которая по разным оценкам составляет 100–160 МэВ [53–56]. Отметим, что эта температура уже указывалась в качестве предельно возможной для адронной фазы в моделях статистического бутстрапа, развивавшихся в 60–70-е годы (см., например, [57]). Вопрос о порядке фазового перехода нельзя считать окончательно решенным. Выводы зависят зачастую даже от размеров решетки. Однако последние исследования [58–60] дают основания считать, что в теории с двумя безмассовыми динамическими кварками имеет место фазовый переход второго рода. При большем числе безмассовых кварков он, похоже, становится переходом первого рода. Однако с ростом массы третьего кварка он вновь превращается в переход второго рода уже при массах даже несколько меньших массы странного кварка. Поэтому наличие такого перехода можно принять в качестве отправной точки при построении феноменологических моделей.

Простейшей с точки зрения теоретического описания ситуацией было бы формирование равновесной кварк-глюонной плазмы, затем ее расширение и сопутствующее охлаждение, фазовый переход в равновесную адронную материю и последующий ее разлет. Именно этот сценарий лежит в основе большинства работ, анализирующих возможное обнаружение кварк-глюонной плазмы в эксперименте при соударениях тяжелых

ионов. Центральным здесь является, безусловно, вопрос о том, успевает ли кварк-глюонная система, образовавшаяся в результате столкновения тяжелых ядер, термализоваться. Именно от этого зависит, имеем ли мы дело с гидродинамическим расширением плазмы, начиная с какого-то момента, или процесс превращения в адроны носит существенно неравновесный характер.

К сожалению, пока еще не существует единого подхода к описанию всех стадий процесса и оно носит весьма фрагментарный характер. Чаще всего рассматриваются лишь определенные модели тех или иных стадий. Естественно, такое состояние проблемы отразится и на последующем изложении в этом обзоре. Мы начнем с рассмотрения адронной стадии процесса. Среди образующихся частиц основную долю составляют пионы, которые в первом приближении можно считать практически безмассовыми и сравнительно низкоэнергичными в с.ц.м. сталкивающихся частиц высокой энергии.

Одним из простейших эффектов может быть влияние законов сохранения квантовых чисел на свойства пионной системы. Для определенности рассмотрим процесс соударения двух нуклонов высокой энергии, при которой в конечном состоянии, помимо двух нуклонов, образуется некоторое количество пионов. Полный изотопический спин пионной системы ограничен, согласно законам сохранения, значениями $I = 0, 1, 2$, тогда как в общем случае он мог бы принимать значения вплоть до n_{tot} , где n_{tot} — полное число пионов. Этот факт оказывает существенное влияние на зарядовое распределение пионов. Даже если распределение по полному числу пионов n_{tot} пуассоновское (как это имеет место для рождения пионов классическими токами), оказывается, что распределения по числу заряженных (n_+ , n_-) или нейтральных (n_0) пионов по отдельности намного шире пуассоновских (рис. 3, взятый из работы [61]). Экспериментальным проявлением этого могут быть события типа "кентавров", в которых наблюдается заметное преобладание заряженных частиц, либо "антикентавров" с большим

числом нейтральных пионов. Продемонстрируем сказанное, рассмотрим, следуя квазиклассическому подходу [62], множественное рождение пионов системой с нулевым изотопическим спином. Характерным исходным предположением является возможность описания пионной системы, излучающей финальные пионы, как классического поля [61–69], т.е. число пионов на ячейку фазового пространства предполагается большим. Согласно стандартной редуцированной формуле, амплитуда рождения N пионов источником J равна

$$A^{a_1, \dots, a_n}(k_1, \dots, k_n) = \lim_{k_n^2 \rightarrow m_\pi^2} \int D\pi^a \int D J^a W[J] \times \\ \times \exp(iS[\pi] + i \int d^4x \pi^a J^a) \prod_{n=1}^N \int d^4x_n \times \\ \times \exp(ik_n x_n) (-\partial_{x_n}^2 - m_\pi^2) \pi^{a_n}(x_n), \quad (25)$$

где функциональное интегрирование по J отвечает усреднению по характеристикам источника пионов. Заметим, что излучение классическим током в точности воспроизводит язык когерентных состояний. Квазиклассическая оценка амплитуды, проведенная в предположениях об аксиальной симметрии исходного соударения и изотопической симметрии пионной системы (т.е. нулевого полного изоспина) [62], позволяет прийти к двум характерным выводам, появляющимся и в других публикациях на данную тему (в частности, в упомянутой выше работе [61]).

Во-первых, пуассоновским является распределение только по полному числу пионов. Распределение по числу заряженных и нейтральных пионов гораздо шире пуассоновского (см. рис. 3). Так, для состояния с изоспином нуль вероятность обнаружить $2n$ нейтральных пионов в системе из $2N$ пионов имеет вид [67, 68]

$$P(n, N) = \frac{(N!)^2 2^{2n} (2n)!}{(n!)^2 2^{2N} (2N+1)!}. \quad (26)$$

При больших n, N мы имеем характерное распределение [61, 66]:

$$P(n, N) \sim \left(\frac{n}{N}\right)^{-1/2}. \quad (27)$$

Во-вторых, сохранение полного изоспина приводит, например, к специфическим угловым корреляциям между частицами с разными зарядами. Приведем характерную формулу для корреляций по азимутальному углу φ , полученному в [62] для пионов с нулевой быстротой

$$\frac{\sigma_{\text{tot}} [d\sigma^{\pi^+\pi^-} / (dk_1 dk_2)] - 9/10 (d\sigma^{\pi^+} / dk_1) (d\sigma^{\pi^-} / dk_2)}{(d\sigma^{\pi^+} / dk_1) (d\sigma^{\pi^-} / dk_2)} = \frac{3}{10} \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (28)$$

Экспериментальная проверка таких предсказаний представляет, на наш взгляд, большой интерес.

Выше мы видели, что один только учет сохранения изоспина может привести к драматическим изменениям наивных представлений о характере многочастичных распределений. С теоретической точки зрения особый интерес представляют попытки расчетов, использующих эффективные пионные лагранжианы. В принципе,

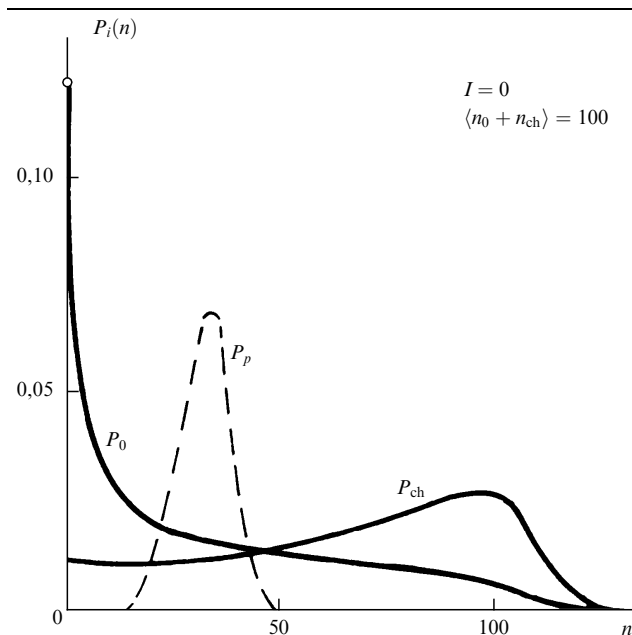


Рис. 3. Распределения по полному числу пионов и отдельно по заряженным и нейтральным пионам в случае пионной системы с полным изотопическим спином. Рисунок взят из работы [61]

это дает шанс на получение модельно-независимых предсказаний.

Перед тем, как переходить к описанию соответствующих результатов, нам кажется уместным сделать следующее замечание. Общей чертой всех работ, использующих низкоэнергетические модельные лагранжианы для описания распределений частиц и их корреляций в процессах множественного рождения, является применение этих лагранжианов для описания ситуации, когда начальная энергия соударения весьма велика. Вопрос о том, можно ли в этом случае пренебречь более тяжелыми модами и межмодовым взаимодействием, исключительно нетривиален. Ввиду практически непреодолимых трудностей, возникающих на пути полного решения задачи, кажется, однако, уместным проанализировать последствия наиболее радикальных предположений о возможных динамических причинах, приводящих к резкой зарядовой асимметрии событий с рождением многих пионов.

В последнее время в литературе широко обсуждался "разупорядоченный киральный конденсат" в качестве возможного источника асимметрии в рождении нейтральных и заряженных пионов в некоторой доле событий (в частности, в обсуждавшихся выше "кентаврах") [70–77]. Напомним, что трансформационные свойства мезонов по отношению к киральным преобразованиям устанавливаются по соответствующим свойствам параметра порядка, характеризующего спонтанное нарушение киральной симметрии и задаваемого, например, средним от билинейной комбинации кварковых полей

$$\Phi \sim \langle \bar{q}_L q_R \rangle, \quad (29)$$

где $q_{R(L)}$ — правые (левые) состояния безмассовых кварков. Для исследования характера сингулярностей термодинамических функций вблизи фазового перехода, связанного с выбранным параметром порядка, желательно найти решаемую модель, обладающую той же симметрией. Тогда, согласно принципу универсальности, основанному на масштабной инвариантности вблизи точки фазового перехода, решения этой модели будут характеризоваться тем же набором сингулярностей. При таком подходе параметр порядка (29) можно представить в виде набора адронных полей с той же симметрией, а многопионные состояния оказываются связанными с полями безмассовых кварков и кварк-глюонной плазмой, т.е. появляется надежда описать фазовый переход между этими столь различными фазами в рамках такой модели. Для реалистического случая двух безмассовых ароматов киральное поле может быть записано в виде

$$\Phi \sim \sigma \bullet \bar{1} + i\bar{\tau} \bullet \bar{\pi}, \quad (30)$$

где $\sigma, \bar{\pi}$ — действительные поля, $\bar{\tau}$ — стандартные матрицы Паули, π — мезонные поля $\bar{\pi}$ составляют изотриплет, а σ — изосинглет.

В случае $SU(3)$ алгебры число таких полей возрастает до 18. Они образуют скалярный и пседоскалярный нонеты.

Динамика этих степеней свободы может быть описана лагранжианом линейной σ -модели

$$L = \frac{1}{2}(\partial\sigma)^2 + \frac{1}{2}(\partial\bar{\pi})^2 - V(\sigma, \bar{\pi}), \quad (31)$$

где V — потенциал, который обычно зависит от комбинации $\sigma^2 + \bar{\pi}^2$. В стандартном варианте [78] спонтанное нарушение симметрии происходит при возникновении ненулевого вакуумного среднего у поля σ . Изотриплетные поля при этом становятся безмассовыми, т.е. пионы являются голдстоунами киральной группы.

Предположим теперь [71], что в некоторой области пространства вакуумная ориентация отлична от стандартной, и, например,

$$\langle \sigma \rangle = f_\pi \cos \theta, \quad \langle \bar{\pi} \rangle = f_\pi \bar{n} \sin \theta, \quad (32)$$

где $f_\pi = 93$ МэВ, а \bar{n} — единичный вектор ориентации $\bar{\pi}$. Конечно, такое предположение подразумевает специфический сценарий процесса, детали которого пока не изучены.

Если поле Φ изотропно по направлениям на 3-мерной сфере в 4-мерном пространстве с углами, определенными как

$$(\sigma, \pi_3, \pi_2, \pi_1) = (\cos \theta, \sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi \sin \eta, \sin \theta \sin \phi \cos \eta), \quad (33)$$

то для распределения вероятности заданного отношения $r \equiv \cos^2 \phi$ имеем

$$\int_{r_1}^{r_2} dr P(r) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{2\pi} d\eta \int_0^\pi d\theta \sin^2 \theta \int_{\arccos r_2^{1/2}}^{\arccos r_1^{1/2}} d\phi \sin \phi, \quad (34)$$

как и было впервые получено в работе [61]

$$P(r) = \frac{1}{2\sqrt{r}}, \quad (35)$$

т.е. мы вновь получили (27). Значит, вероятность обнаружить событие с долей нейтральных пионов, меньшей некой заданной величины r_0 , равна

$$W(r < r_0) = \sqrt{r_0}, \quad (36)$$

что составляет 10 % даже при $r_0 = 0,01$. Зарядовые флуктуации в такой системе очень велики по сравнению с тем, что давали бы пуассоновские распределения, когда распределение сосредоточено вблизи значения $r = 1/3$.

Отметим, что конфигурация (32) не является в действительности решением уравнений движения и потому нестабильна. Для точных количественных оценок необходимо учесть наличие доменной стенки, отделяющей метастабильную конфигурацию (32) от окружающего ее нормального вакуума. К сожалению, такие вычисления пока не проводились.

Чтобы провести более детальные исследования, необходимо конкретизировать источник флуктуаций кирального параметра порядка. В работе [70] этот механизм был рассмотрен в контексте кирального фазового перехода, когда при повышении температуры киральная инвариантность восстанавливается при некоторой температуре T_c . Ранее было установлено [55], что КХД-киральное поле отвечает $0(4)$ -магнетику (что естественно при выборе параметра порядка в виде (30)), для которого имеет место фазовый переход второго рода. Поэтому наиболее естественным механизмом для гене-

рации крупномасштабных флуктуаций является так называемое "критическое замедление". Вблизи критической точки время релаксации длинноволновых флуктуаций параметра порядка возрастает, и поэтому такие флуктуации могут генерировать изотопический дисбаланс, поскольку расширение системы может "заморозить" развившиеся изотопические неоднородности. Оказывается, однако, что этот механизм неэффективен. Причина кроется в том, что ничтожные по меркам адронного масштаба масс токовые массы кварков генерируют тем не менее массу пиона m_π достаточную (в действительности, $m_\pi \sim T_c$), чтобы характерные критические флуктуации ничем не отличались от тепловых.

Это обстоятельство вынудило авторов [70] рассмотреть альтернативную возможность, когда флуктуации, возникшие сначала в высокотемпературной (ненарушенной) фазе, развиваются впоследствии под действием уравнений движения при нулевой температуре. Механизм усиления флуктуаций носит здесь весьма своеобразный характер [70]. В спонтанно нарушенной фазе линейной σ -модели с конденсатом v , константой связи λ и затравочной массой μ , нулевая масса голдстоуна обеспечивается соотношением

$$m_\pi^2 = -\mu^2 + \lambda v^2 = 0. \quad (37)$$

Выше точки перехода всегда имеются длинноволновые флуктуации, для которых $\langle \Phi^2 \rangle < v^2$, и в течение некоторого интервала времени масса этих флуктуаций отрицательна. Соответственно, пока уравнения движения не восстановят соотношение $\langle \Phi^2 \rangle = v^2$, длинноволновые флуктуации будут возрастать. Такая ситуация может возникнуть при быстром расширении системы. Результаты численного решения соответствующих уравнений эволюции [59, 61–63] несколько противоречивы. По нашему мнению, однозначный вывод о том, могут ли флуктуации кирального порядка усиливаться до наблюдаемых масштабов, пока сделать нельзя.

В нескольких работах [63, 64, 66, 69] задача рассматривалась в рамках нелинейной σ -модели (о нелинейной σ -модели см., например, [79]). Ее лагранжиан имеет вид

$$L = \frac{1}{2f_\pi^2} (\partial_\mu \Phi_a)(\partial^\mu \Phi_a) - \lambda \left(\frac{1}{f_\pi^2} \Phi_a^2 - 1 \right), \quad (38)$$

где λ — лагранжев множитель. В работах [63, 69] были найдены классические решения уравнений движения нелинейной σ -модели, описывающие изотопические флуктуации кирального поля. К сожалению, получить на этом пути более конкретные предсказания пока не удалось, хотя ситуация здесь и была прояснена в [66, 69].

Интересная попытка вывести уравнения, описывающие квантовые флуктуации параметра порядка, была недавно предпринята в работах [76, 77]. Физическая идея состоит в том, что поскольку в столкновениях тяжелых ядер продольное расширение адронной материи в пионизационной области при размерах до 8–10 Фм доминирует над поперечным, задача эффективно сводится к двумерной. В [77] был получен эффективный 1+1-мерный лагранжиан для кирального поля $U = \exp(2i\vec{\tau}\vec{\pi})$: $SU(N_f)$ модель Весса–Новикова–Зумино–Виттена. В этой модели флуктуации параметра порядка вычисляются точно; в частности, для двухчастичных быстротных корреляций при равных собственных временах τ

получена формула

$$\langle U(\tau, Y)U'(\tau, Y') \rangle \sim \frac{1}{(\sqrt{2}\tau)^{4\Delta}} [\text{ch}(Y - Y') - 1]^{2\Delta}, \quad (39)$$

где $\Delta = 3/20$. Подобные предсказания можно проверять экспериментально. Отметим, однако, еще раз, что способ построения эффективного лагранжиана, смешивающий соображения, относящиеся к режимам высоких и низких энергий, не дает возможности произвести рассматриваемую редукцию последовательно, и вследствие этого рассмотрение носит характер догадки.

Итак, где же следует искать на эксперименте проявления разупорядоченного кирального конденсата и каковы они? Указания к ответу на первую часть вопроса следуют из того факта, что "кентавры" наблюдались в космических лучах, но не были найдены на ускорителях, хотя Тэватрон уже захватывает эту область энергий. Если не приписывать весь эффект особым условиям регистрации космических лучей и их составу, то следует предположить, что такое разногласие результатов вызвано тем, что в космических лучах изучается фрагментационная область больших (псевдо)быстрот, тогда как эксперименты на ускорителях пока еще исследовали детально только пионизационную область. По оценкам работы [71] кластеры типа "кентавр" следует искать на Тэватроне в области псевдобыстрот в с.д.м. порядка или выше 4. Это — одна из задач эксперимента Т864. Если зарядовая асимметрия дается формулой (27), то она должна быть весьма заметной.

Как уже упоминалось, помимо яркого сигнала зарядовой асимметрии (27), (35), имеются предположения о корреляционных свойствах таких объектов по азимутальному углу (28) и по быстротам (39). Кроме того, электромагнитные моды распадов адронных резонансов могут оказаться чувствительными [73, 74] к наличию такого конденсата из-за того, что его ориентация отлична от ориентации электрослабого вакуума, задаваемой хиггсовыми полями.

В завершение этого параграфа отметим усилия, предпринятые в [108], по описанию коллективных эффектов в пионном (пионно-резонансном) газе, используя экспериментально известные фазовые сдвиги и конструируя соответствующий оптический потенциал.

6. Коллективные эффекты в КХД-струях

Обратимся теперь к рассмотрению КХД-струй. С точки зрения теории поля типичная ситуация, в которой используется описание в терминах коллективных степеней свободы, возникает при рассмотрении системы как состоящей из классической подсистемы (например, кристалл, плазма и т.д.) и соответствующих квазичастиц (фононы, плазмоны и т.д.). В КХД естественно различать область малых расстояний (кварки и глюоны как высокоэнергетические моды) и больших расстояний (адронные моды). Высокоэнергетическая фаза описывается теорией возмущений КХД, однако для того, чтобы извлекать количественные предсказания, необходимо уметь оценивать вклад низкоэнергетических мод в характеристики, традиционно вычисляемые в теории возмущений. Одним из самых интересных объектов для изучения являются здесь генерируемые высокоэнергетическими кварками и глюонами адронные струи.

Рассмотрим сначала возможность феноменологического учета наличия низкоэнергетических мод (конфайнмента) на эволюцию кварк-глюонных каскадов, генерирующих струи. В простейшем приближении (главные логарифмы) пертурбативная эволюция кварк-глюонных струй описывается уравнениями Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ГЛАП) (см., например, [1, 6]). Структура этих уравнений очень похожа на систему уравнений, описывающих эволюцию электромагнитных ливней в веществе [80]. Аналогия является тем более интересной, что взаимодействие с низкоэнергетической подсистемой присутствует в электромагнитных ливнях наверняка: это неупругие потери на ионизацию атомов среды частицами ливня. Нам приятно отметить, что именно эта проблема была решена в совместной работе С.З. Беленького и И.Е. Тамма [81]. Мы продолжаем эту линию исследований, но уже в применении к кварк-глюонным струям.

Будем исходить из того, что влияние удержания длинноволновых мод, связанных со струнами, на эволюцию жестких кварков и глюонов сводится к постепенному уменьшению их энергии, идущей на образование пионов. Этот процесс напоминает отток электронов в среду и выбывание их из электронно-фотонного ливня, что приводит к его затуханию. Как и в разделе 5, мы приходим к тому, что происходит усиление длинноволновых мод и ослабление жесткого компонента. В работе [82] была предложена модификация уравнений ГЛАП, в которой взаимодействие с низкоэнергетическими модами учитывается по аналогии с ионизационными потерями. Если рассматривать для простоты только глюонную подсистему, то модифицированные уравнения имеют вид

$$\frac{\partial D(E, \tilde{Y})}{\partial \tilde{Y}} = 2 \int_E^\infty \frac{dE'}{E'} P^{GG}(E, E') D^G(E, \tilde{Y}) - \int_0^E \frac{dE'}{E} P^{GG}(E', E) D^G(E, \tilde{Y}) + \beta_G \frac{\partial D(E, \tilde{Y})}{\partial E}, \quad (40)$$

где $D^G(E, \tilde{Y})$ есть функция распределения глюонов по энергии E и "глубине"

$$\tilde{Y} = \frac{1}{2\pi b} \ln \frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(k^2/\Lambda^2)}; \quad b = \frac{33}{12\pi}, \quad (41)$$

Q^2, k^2 — начальная и "текущая" инвариантная масса в струе, Λ — параметр обрезания и P^{GG} — вероятность перехода (тормозного излучения) глюона.

$$P^{GG} = c_V x(1-x) \left[1 + \frac{1}{x^2} + \frac{1}{(1-x)^2} \right]; \quad x = \frac{E'}{E}, \quad (42)$$

β_G — размерный параметр, определяющий интенсивность непертурбативных неупругих потерь. Решение уравнения (40) демонстрирует наличие максимума партонного ливня и его быстрое затухание при малых энергиях глюонов из-за превращения глюонов в адроны, которое феноменологически описывается последним слагаемым. В [82, 83] конкретная модель адронизации не рассматривалась. Однако решение уравнения (40) позволяет [83] найти отток энергии из "жесткой" компоненты в мягкую. Для глюонной струи с

начальной энергией E_0 средняя энергия жесткой компоненты на глубине \tilde{Y} равна

$$\langle E(\tilde{Y}) \rangle = E_0 \left[1 - \frac{\beta_G}{E_0} \sqrt{\frac{\tilde{Y}}{2c_V \ln(E_0/\beta_G)}} I_1 \times \left(2\sqrt{2c_V \tilde{Y} \ln(E_0/\beta_G)} \right) \exp(-\bar{a}\tilde{Y}) \right], \quad (43)$$

где $\bar{a} = 101/18$, I_1 — модифицированная функция Бесселя. Тем самым качественно картина выглядит привлекательной, однако для более аккуратных предсказаний необходимо учесть модификацию исходных уравнений за счет кинетических и интерференционных ограничений на пертурбативную эволюцию. Представляется, однако, вероятным, что указанные уточнения могут существенно повлиять на функции распределения и корреляции, а формула для потерь энергии (43) скорее всего существенно не изменится. Основания для такого предположения дает вывод (43) в [83], где существенно использовалось сохранение энергии в пертурбативной эволюции.

Попытка теоретико-полевой реализации описанной схемы была недавно предложена в ряде работ [84, 85], в которых одновременно рассматривается как пространственно-временная эволюция партонных ливней, так и их развитие в фазовом пространстве энергии — импульса и приводятся аргументы в пользу быстрого перехода от партонной к адронной стадии. Идея совместного рассмотрения высокоэнергетической подсистемы и низкоэнергетического фонового "термостата" реализуется буквальным сложением соответствующих лагранжианов подсистемы, системы и лагранжиана взаимодействия

$$L = L_{QCD} + L_{\text{eff}} + L_{\text{eff}}^{\text{int}}, \quad (44)$$

где L_{eff} — низкоэнергетический лагранжиан, учитывающий нарушение киральной и дилатационной инвариантности [86, 87], а лагранжиан взаимодействия, описывающий процессы на промежуточной шкале, обеспечивает взаимосвязь подсистем при введении феноменологических обрезаний, имитирующих быструю конверсию партонных в адроны в очень узком пространственно-временном интервале. В частности, если рассматривать только глюонные степени свободы, лагранжиан выбирается в виде

$$L = -\frac{1}{4} (G_{\mu\nu}^a)^2 + \frac{1}{4} \xi(\chi) (G_{\mu\nu}^a)^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 - b \left[\frac{1}{4} \chi_0^4 + \chi^4 \ln \frac{\chi}{e^{1/4} \chi_0} \right], \quad (45)$$

где

$$\xi(\chi) = \theta(\chi) \left(\frac{\chi}{\chi_0} \right)^3 \left(4 - \frac{3\chi}{\chi_0} \right), \quad (46)$$

χ — поле скалярного глобола, $G_{\mu\nu}^a$ — напряженность глюонного поля, а взаимодействие "квантовых" глюонных полей $G_{\mu\nu}^a$ с "классическими" χ имеет вид $\xi(\chi) G^2$. Ненулевой глюонный конденсат на больших расстояниях обозначен через χ_0 , а параметр b связан со стандартной мешковой константой B соотношением $B = b\chi_0^4/4$. В киральном пределе потенциал имеет минимум при $\langle \chi \rangle = \chi_0$ и равен давлению вакуума B при $\langle \chi \rangle = 0$. С

точки зрения развития глюонного каскада лагранжиан взаимодействия $L_{\text{eff}}^{\text{int}}$ приводит к появлению новых вершин, т.е. к возможности каскадного рождения глюоболов. Естественное требование к модификации лагранжиана — осуществление перекачки энергии из квантовой компоненты в классическую, растущее с ростом \dot{Y} и напоминающее результаты [83]. Численные решения соответствующих кинетических уравнений эволюции действительно обладают этим свойством. Сложная монтекарловская программа позволяет вычислить характеристики конечных адронов в различных реакциях. Общее направление рассуждений в [84, 85] кажется нам очень интересным, хотя и имеется несколько феноменологических параметров, которые еще предстоит определить в ходе дальнейших исследований. Техническая реализация такого рассмотрения оставляет пока довольно много вопросов. Можно надеяться, что уже в ближайшее время ситуация здесь будет прояснена, и вопрос о непертурбативных эффектах в развитии кварк-глюонных каскадов перейдет в количественную плоскость.

Отметим еще одну интересную возможность аналогии с коллективным эффектом в излучении фотонов. Известно, что вещественная часть амплитуды упругого рассеяния адронов становится положительной при высоких энергиях. В терминах классической физики это означает, что показатель преломления адронной среды превышает единицу. В этом случае фазовая скорость цветного заряда в адронной среде может оказаться выше скорости света. Это может привести к "цветовому черенковскому излучению" [88], аналогичному обычному черенковскому излучению, теория которого была разработана Таммом и Франком [89]. Характерным его признаком будет угловая направленность излучения [90, 92]. Однако его интенсивность может быть подавлена за счет малости размеров адрона — мишени и поглощения в адронной среде (мнимая часть амплитуды рассеяния). Кроме того, может сказаться изменение тока при испускании цветных объектов. (Напомним, что фотон — электрически нейтральная частица — при малой отдаче не меняет излучающий его ток в отличие от глюона.)

Тем не менее отдельные события с "кольцевой структурой" излучения пионов наблюдались в космических лучах [93], а на большей статистике при обработке результатов эксперимента NA22 было получено указание [94] на статистически значимый вклад таких событий. Они появляются в виде пиков в распределениях пионов при быстротах $|y| \sim 0,3$ в с.д.м. Утверждается [91, 92], что условия возникновения "цветного черенковского излучения" выполняются в нескольких энергетических интервалах. Дальнейшее экспериментальное исследование возможных проявлений этого эффекта было бы желательно.

Рассмотрим теперь другой аспект физики адронных струй, который также непосредственно связан с обсуждаемыми коллективными эффектами. Речь идет о прохождении быстрой частицы, формирующей впоследствии адронную струю, через адронное вещество. Яркий пример эффекта, который можно ожидать в этой связи — резкое уменьшение столкновительных потерь энергии в кварк-глюонной плазме вблизи точки фазового перехода (jet quenching [95]). Действительно, из оценки Бьеркена для энергетических потерь партона в плазме на единич-

ной длине

$$\frac{dE}{dx} \sim 6\alpha_s^2 T^2 \ln \frac{4ET}{M^2} \exp\left(-\frac{M}{T}\right) \left(1 + \frac{M}{T}\right) \quad (47)$$

следует, что при вполне реалистичных значениях $\alpha_s = 0,2$, $T = 250$ МэВ и $M = 500$ МэВ потери энергии партонем на единицу длины в плазме в 10 раз меньше, чем величина 1 ГэВ Фм^{-1} , которую ожидают для обычной адронной материи, где масштаб задается натяжением струны. Точность ответа напрямую зависит от того, насколько хорошо изучены собственные коллективные моды системы. Из классической физики плазмы хорошо известно, что взаимодействие внешнего пробника с системой имеет резонансный характер на частотах, совпадающих с собственными частотами системы. Несмотря на проделанную работу по изучению столкновительных потерь (см., например, [96]), вопрос о количественной оценке эффекта остается, по нашему мнению, открытым. В частности, мы еще недостаточно хорошо знаем спектр коллективных возбуждений кварк-глюонной плазмы (недавно были найдены новые решения для собственных мод [97]).

Продемонстрируем здесь еще один интересный эффект, иллюстрирующий глубокие различия между эффективной неабелевой средой в разных фазах. При рассмотрении распространения цветного заряда во внешнем случайном хромозлектрическом поле [98] была получена следующая формула для изменения энергии быстрой пробной частицы

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{2\pi^{3/2} \alpha_s \langle \mathcal{E}^2 \rangle \tau_c}{m} \frac{C_A}{N_c - 1}, \quad (48)$$

где $\langle \mathcal{E}^2 \rangle$ — средний квадрат напряженности внешнего поля, τ_c — его характерное время корреляции, m — масса частицы, C_A — соответствующий оператор Казимира, N_c — число цветов (предположен гауссов коррелятор хромозлектрического поля). Наибольший интерес представляет здесь даже не количественная оценка возможных потерь, а тот факт, что в КХД-вакууме $\langle \mathcal{E}^2 \rangle < 0$ (что хорошо известно из рассмотрения сверхтяжелых кваркониев [99]), в то время как флуктуациям цветного поля в КХД-плазме отвечает, естественно, $\langle \mathcal{E}^2 \rangle > 0$. Поэтому мы имеем "стохастическое охлаждение" (замедление) в вакууме в адронной фазе и "стохастическое нагревание", например, в КХД-плазме, где каким-либо образом возбуждены случайные цветные поля.

Следует отметить, что в последнее время наблюдается рост интереса к различным аспектам физики кварк-глюонных струй. Мы видели, насколько тесно рассмотрение этих вопросов связано с коллективными свойствами той неабелевой среды, в которой развивается струя.

Одним из наиболее интересных является здесь вопрос о когерентных эффектах в индуцированном излучении глюонов при прохождении быстрой частицы через неабелеву среду. Речь идет о неабелевом аналоге эффекта Ландау–Померанчука, хорошо известного в электродинамике [100–102]. Физическая суть этого эффекта — подавление мягкого излучения фотонов частицей большой энергии за счет когерентного воздействия многих рассеивателей. Интересно, что теория электродинамического эффекта была подтверждена экспериментами в

SLAC [103] лишь в 1993 г.! Для физики кварк-глюонных струй вопрос об интенсивности индуцированного тормозного излучения является центральным. В частности, упомянутые выше оценки потерь энергии партонами [96] сделаны в предположении о пренебрежимо малых потерях на излучение глюонов. Может показаться, что когерентное излучение в КХД-среде попросту невозможно по той причине, что любой излученный глюон меняет цвет партона-пробника, что должно исключить всякую возможность "использовать" многократное рассеяние для достижения когерентного воздействия совокупности излучателей на тормозное излучение глюонов. Эта точка зрения фактически лежит в основе вычислений в [104], где для потерь энергии на единицу длины получена формула

$$-\frac{dE}{dx} \sim \text{const } \alpha_s \mu^2, \quad (49)$$

где μ — масса экранировки в среде, что кардинально отличается от электродинамического результата [100–102]. Это утверждение было недавно оспорено в работе [105], авторы которой обратили внимание на то, что когерентное воздействие совокупности неабелевых рассеивателей может быть достигнуто при учете регенерации исходного цвета глюоном, испущенным пробным партоном. Идейно эта ситуация напоминает цветной эффект когерентности в кварк-глюонных струях, где некоторые глюоны "видят" лишь весь заряд струи в целом [6], являющийся аналогом известного в физике электромагнитных ливней эффекта Чудакова [106]. При учете указанного механизма формула для излучательных потерь в неабелевой среде принимает вид [105]

$$-\frac{dE}{dx} \sim \alpha_s \sqrt{\frac{E\mu^2}{\lambda_g}} \ln \left(\frac{E}{\lambda_g \mu^2} \right), \quad (50)$$

где λ_g — средняя длина свободного пробега глюонов. Формула (50) отличается от классической формулы Мигдала [101] логарифмическим фактором, появляющимся в результате корректного учета вклада столкновений с большой передачей импульса. Аналогичный множитель появляется и в соответствующей электродинамической формуле.

Вопрос об энергетических потерях партонов в неабелевой среде имеет решающее значение для описания энергетического спектра струй в соударениях с ядрами. Экспериментальное изучение адронных струй в таких соударениях ведется уже довольно давно. В частности, имеется ряд экспериментальных результатов, четко указывающих на роль многократного рассеяния при формировании двухструйных конфигураций [107]. Дальнейшее исследование этого вопроса, несомненно, поможет пролить свет на свойства той исключительно сложной среды, в которой рождаются и распространяются струи.

Здесь хочется указать на напрашивающуюся аналогию с космическими лучами, благодаря которым мы получаем информацию о структуре полей в межгалактическом пространстве. Возможно, богатый опыт, накопленный в физике космических лучей, поможет и при изучении "космических лучей" физики адронов: кварк-глюонных струй.

Разумеется, наше обсуждение не охватывает всех возможных проявлений коллективных эффектов в

кварк-глюонной плазме. Один из наиболее широко обсуждающихся эффектов — это возможное подавление J/Ψ в кварк-глюонной плазме [109] из-за дебаевского экранирования, являющегося, по-видимому, наиболее надежно установленным и хорошо понимаемым коллективным эффектом. Необходимо, однако, отметить наличие альтернативных объяснений эффекта в рамках модели кварк-глюонных струй. В последнее время активно обсуждаются и аналогичные эффекты в рождении открытого чарма.

7. Заключение

Мы попытались обрисовать в общих чертах ситуацию с теоретическими попытками найти коллективные эффекты в многочастичных системах, образующихся в результате столкновения частиц высоких энергий. В той или иной степени все они носят феноменологический характер и связаны с надеждой выяснить какие-либо черты удержания и структуры вакуума в КХД и их роль в процессах множественного рождения. Разнообразие идей, методов и подходов подчеркивает отсутствие единой картины, но, несомненно, является необходимым элементом на пути к ее созданию. Мы уверены, что со временем она появится. Ведь если оглянуться всего лишь на 60 лет назад, то мы увидим (см. статью Е.Л. Фейнберга в этом выпуске), что само понятие о пионе не было тогда еще общепризнанным, а сейчас мы пытаемся разобраться в свойствах многопионных состояний и их связи с кварковыми и глюонными степенями свободы возбужденной адронной среды. Отсутствие единых выводов по этой проблеме означает лишь, что она находится в стадии становления и динамического развития.

Благодарности

Один из авторов (И.М.Д.) благодарен Р. Хва за гостеприимство в университете Орегон, где был подготовлен окончательный вариант статьи. Эта работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93–02–3815) и грантом НАТО CRG930025.

Список литературы

1. Андреев И В *Хромодинамика и жесткие процессы при высоких энергиях* (М.: Наука, 1981)
2. Хуанг К *Кварки, лептоны и калибровочные поля* (М.: Мир, 1985)
3. Иоффе Б Л, Липатов Л Н, Хозе В А *Глубоконеупругие процессы* (М.: Энергоатомиздат, 1983)
4. Индурайн Ф *Квантовая хромодинамика* (М.: Мир, 1986)
5. Волошин М Б, Тер-Мартirosян К А *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
6. Dokshitzer Yu L, Khoze V A, Mueller A H, Troyan S I *Basics of Perturbative QCD* (France: Gif-sur-Yvette, Edition Frontiers, 1991)
7. Heisenberg W *Zs. Phys.* **101** 533 (1936); **113** 61 (1939)
8. Wathagin G, *Compt. Rend.* **207** 358 (1938); *Phys. Rev.* **63** 137 (1943)
9. Fermi E *Progr. Theor. Phys.* **5** 570 (1950) (см. *УФН* **46** 71 (1952))
10. Бельский С З, Максименко В М, Никишов А И, Розенталь И Л *УФН* **62** 1 (1957)
11. Сисакян И Н, Фейнберг Е Л, Чернавский Д С *Труды ФИАН* **57** 164 (1972)
12. Померанчук И Я *ДАН* **78** 889 (1951)
13. Ландау Л Д *Изв. АН СССР, сер. физ.* **17** 51 (1953)
14. Feinberg E L, in *Advances in Theoretical Physics* (Ed. A Luther) (London: Pergamon Press, 1988); *Proc. of Landau birthday Symposium*
15. Eggers H C, Heinz U *Preprint TPR-92-44* (1992)
16. Mangano M L, Parke S J *Phys. Rep.* **200** 301 (1991)
17. Dokshitzer Yu L *Phys. Lett. B* **305** 295 (1993)
18. Dremin I M *Phys. Lett. B* **313** 209 (1993)

19. Дремин И М *УФН* **37** 715 (1994)
20. Kahn В, Uhlenbeck G E *Physica* **5** 399 (1938)
21. Хуанг К *Статистическая механика* (М.: Мир, 1966)
22. Mueller А Н *Phys. Rev. D* **4** 150 (1971)
23. Carruthers P А *Int. Journ. Mod. Phys. A* **4** 5587 (1989)
24. де Вольф Э А, Дремин И М, Киттель В *УФН* **163** 3 (1993)
25. Feynman R P *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969)
26. Wilson K Preprint CLNS-131 (1970)
27. Hagedorn R *Nucl. Phys. B* **24** 93 (1970)
28. De Groot E H, Ruijrok T W *Nucl. Phys. B* **27** 45 (1971)
29. Scalpino D J, Sugar R L *Phys. Rev. D* **8** 2284 (1973)
30. Botke J C, Scalpino D J, Sugar R L *Phys. Rev. D* **9** 813 (1974); *D* **10** 1604 (1974)
31. Antoniou N G, Karanikas A I, Vlassopoulos S D F *Phys. Rev. D* **14** 3578 (1976); *D* **29** 1470 (1984)
32. Bjorken J D *Phys. Rev. D* **27** 140 (1983)
33. Carruthers P, Sarcevic I *Phys. Lett. B* **189** 442 (1987)
34. Hegyi S, Krasnovszky S *Phys. Lett. B* **251** 197 (1990)
35. Дремин И М, Назиров М Т *ЯФ* **55** 197, 2546 (1992)
36. Yang C N, Lee T D *Phys. Rev.* **87** 404 (1952)
37. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **87** 410 (1952)
38. de Wolf E A *A note on multiplicity generating functions in the complex plane* (unpublished)
39. Andersson B, in *Proc. 24 Multiparticle Dynamics Symposium* (Singapore: World Scientific, 1995)
40. Gianini G (частное сообщение)
41. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **60** 757 (1994)
42. H Satz *Nucl. Phys. B* **326** 613 (1989)
43. Antoniu N G, Mistakidis I S, Diakonov F K *Phys. Lett. B* **293** 189 (1992)
44. Hwa R S, in *Soft Physics and Fluctuations* (Singapore: World Scientific, 1994)
45. Hwa R C, Pan J *Phys. Rev. C* **50** 2516 (1994)
46. Pan J *Phys. Rev. D* **46**, R 19 (1992)
47. См. *Nucl. Phys. A* **525** (1991)
48. Dodonov V V, Dremmin I M, Manko O V, Manko V I, Polynkin P G Preprint FIAN TD-03/95; *Hadronic Journal* (to be published)
49. Kapusta J *Nucl. Phys. B* **148** 461 (1979)
50. Pisarski R D, Braaten E *Nucl. Phys. B* **327** 569 (1990); *ibid B* **339** 199 (1990)
51. Namiki M, Muroya S, in *Proc. of the Int. Symp. on High-Energy Nuclear Collisions and Quark-Gluon Plasma* (World Scientific, 1991) p. 101
52. Carruthers P, Sarcevic I *Phys. Rev. Lett* **63** 1562 (1989)
53. Ukaва A *Nucl. Phys. A* **498** 227 (1989)
54. Engels J, Fingberg J, Karsch F, et al. *Phys. Lett. B* **252** 625 (1990)
55. Wilczek F *Int. Journ. Mod. Phys. A* **7** 3911 (1992)
56. Поликарпов М И *УФН* **165** 6 (1995)
57. Hagedorn R *Suppl. Nuovo Cim.* **3** 147 (1965); *ibid* **6** 311 (1965); *Nuovo Cim. A* **52** 1336 (1967)
58. Gottlieb S *Nucl. Phys. B* **20** 247 (1991)
59. Gausterer H, Sanielevici S *Phys. Lett. B* **209** 533 (1988)
60. Petersson B *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B* **30** 66 (1993); Karsch F, Laermann E *Rep. Progr. Phys.* **56** 1347 (1993)
61. Андреев И В *Письма в ЖЭТФ* **33** 384 (1981)
62. Blaizot J P, Diakonov D I *On Semiclassical Pion Production in Heavy Ion Collision*, hep-ph/9307234
63. Андреев И В *ЯФ* **17** 186 (1981)
64. Anselm A A *Phys. Lett. B* **217** 169 (1989)
65. Bjorken J D *Acta Physica Polonica B* **23** 561 (1992)
66. Blaizot J P, Krzywicki A *Phys. Rev. D* **46** 246 (1992)
67. Horn D, Silver R *Ann. Phys. (N.Y.)* **66** 509 (1971)
68. Kowalski K L, Taylor C C CWRUTH-92-6, hep-ph/9211282 (1992)
69. Anselm A A, Ryskin M G *Phys. Lett. B* **266** 482 (1991)
70. Rajagopal K, Wilczek F *Nucl. Phys. B* **379** 395 (1993); *ibid B* **404** 577 (1993)
71. Bjorken J D, Kowalski K L, Taylor C C SLAC-PUB-6109 (1993)
72. Gavin S, Gocksch A, Pisarski R D BNL-4965, hep-ph/9310228 (1993)
73. Huang Z *Phys. Rev. D* **49**, R16 (1994); Huang Z, Wang X-N *Phys. Rev. D* **49** R4335 (1994)
74. Huang Z, Suzuki M, Wang X-N *Phys. Rev. D* **50** R4335 (1994)
75. Gavin S, Muller B *Phys. Lett. B* **329** 486 (1994)
76. Kogan I I *Phys. Rev. D* **48** 3971 (1993)
77. Khlebnikov S Yu *Mod. Phys. Lett. A* **8** 1901 (1993)
78. Gell-Mann M, Levy M *Nuovo Cimento* **16** 705 (1960)
79. Lee B W *Chiral Dynamics* (Gordon and Breach, 1972)
80. Бельенский С З *Лавинные процессы в космических лучах* (М.: Гостехиздат, 1948)
81. Belenki S Z, Tamm I E J. *Phys. USSR* **1** 177 (1939); Тамм И Е *Собрание научных трудов*, т. 2 (М.: Наука, 1975) с. 61
82. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **31** 201 (1980)
83. Дремин И М, Леонидов А В *ЯФ* **35** 430 (1981)
84. Geiger K *Phys. Rev. D* **46** 4965 (1992); *D* **49** 3234 (1994); *D* **51** 2345 (1995)
85. Ellis J, Geiger K Preprint *CERN-TH. 95-34*; 95-35 (1995)
86. Lanik J *Phys. Lett. B* **144** 439 (1984)
87. Campbell B A, Ellis J, Olive K A *Nucl. Phys. B* **345** 57 (1990)
88. Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **30** 152 (1979)
89. Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937); Тамм И Е *Собрание научных трудов*, т. 1 (М.: Наука, 1975) с. 68
90. Дремин И М *ЭЧАЯ* **18** 79 (1987)
91. Ion D B, Stocker W *Phys. Lett. B* **273** 20 (1991); *Ann. of Phys. (N.Y.)* **213** 355 (1992); *Phys. Lett. B* **346** 172 (1995)
92. Hussein M T *Particle World* **4** 15 (1994)
93. Апанасенко А В, Добротин Н А, Дремин И М, Котельников К А *Письма в ЖЭТФ* **30** 157 (1979)
94. Дремин И М, Зоткин С А, Ласаева П Е и др. *ЯФ* **52** 840 (1990)
95. Gyulassy M, Plumer M *Phys. Lett.* **243** 432 (1990)
96. Thoma M H, Guylassy M *Nucl. Phys. B* **351** 491 (1991); Braaten E, Thoma M *Phys. Rev. D* **44** 1298 (1991); Mrowczynsky S *Phys. Lett. B* **269** 383 (1991)
97. Blaizot J -P, Iancu E *Phys. Lett. B* **326** 138 (1994)
98. Leonidov A Preprint *BI-TP 94/15* (1994); *Zeit. f. Phys.* (to be published)
99. Voloshin M B *Nucl. Phys. B* **154** 365 (1979); Letwyler H *Phys. Lett. B* **98** 447 (1981)
100. Ландау Л Д, Померанчук И Я *ДАН СССР* **92** 535 (1953)
101. Migdal A B *Phys. Rev.* **103** 1811 (1956)
102. Feinberg E L, Pomeranchuk I Ya *Nuovo Cimento Suppl.* **III** 652 (1956)
103. Perl M E Preprint *SLAC-PUB-6514* (1994)
104. Guylassy M, Wang X-N *Nucl. Phys. B* **420** 583 (1994)
105. Baier R, Dokshitzer Yu L, Peigne S, Shiff D Preprint *LU TP 94-21*; *LPTHE 94/98*; *BI-TP 94/57*
106. Чудаков А Е *Изв. АН СССР, сер. физ.* **19** 650 (1955)
107. Corcoran M D, Clark R K, Johns K A et al. *Phys. Lett. B* **259** 209 (1991)
108. Shuryak E V *Nucl. Phys. A* **53** 761 (1991)
109. Matzui T, Satz H *Phys. Lett. B* **178** 416 (1986)
110. Bander M *Phys. Rev. D* **7** 2256 (1973)

THEORETICAL SEARCH FOR COLLECTIVE EFFECTS IN MULTIPARTICLE PRODUCTION

I.M. Dremmin, A.V. Leonidov

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences 53, Leninski Prospect, 117924 Moscow, Russia
 Tel. (7-095) 132-29 29, E-mail: dremmin@td.lpi.ac.ru; leonidov@td.lpi.ac.ru

The properties of QCD vacuum and the confinement of quarks and gluons certainly influence multiparticle production processes. Some phenomenological attempts of the consideration of related collective effects and the possibilities of their experimental detection are briefly discussed in this review. We consider in particular the correlation characteristics of pion system, statistical and hydrodynamical analogies, the problem of a phase transition from a quark-gluon plasma to a multipion state and the possible modifications of the evolution equations of the quark-gluon jets. The presentation is somewhat simplified and mainly oriented towards those entering the field.

PACS numbers: **12.90.+b**, **12.38.-t**
 Bibliography — 110 references

Received 14 March 1995