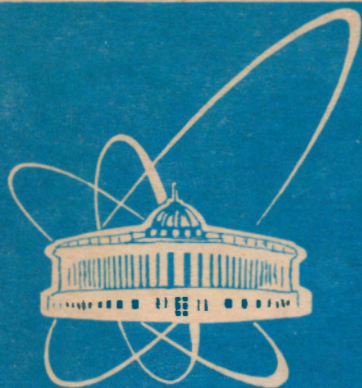


94-506



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-94-506

Б.Ф.Костенко

ЛАЗЕРНАЯ МОДЕЛЬ
ПРОЦЕССОВ АДРОНИЗАЦИИ

Направлено в «Журнал экспериментальной
и теоретической физики»

1994

1 Введение

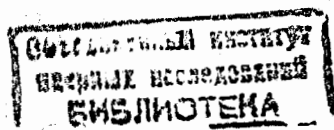
Описание мягкой стадии процессов множественного рождения и, в частности, построение микроскопической теории адронизации кварк - глюонной плазмы — одна из наиболее актуальных проблем современной теории сильных взаимодействий. В работах [1 - 5] обсуждалась возможность применения для этих целей феноменологической теории фазовых переходов Гинзбурга - Ландау [6] (параметром порядка в этом случае является величина поля π рождающихся мезонов). Как отмечалось в работах [1,5], этот механизм рождения мезонов очень напоминает процесс генерации электромагнитного излучения лазерами. Данная работа посвящена более детальному изучению этой аналогии¹.

Поскольку существование термодинамического равновесия на стадии, непосредственно предшествующей адронизации, не доказано, никаких априорных термодинамических соотношений, необходимых в теории Гинзбурга - Ландау, мы здесь использовать не будем. Вместо этого мы рассмотрим квантовую модель адронизации, в которой мезонное поле взаимодействует с порождающими его источниками — кварк - глюонной плазмой, — в близком соответствии с тем, как электромагнитное поле взаимодействует с возбужденными атомами в газовом лазере [8]. После этого все свойства источника, необходимые для построения самосогласованной картины процесса, будут извлечены непосредственно из экспериментальных данных.

Один из основных выводов данной работы будет состоять в том, что в процессе адронизации важную роль могут играть виртуальные мезоны, способные стимулировать процессы перехода возбужденной адронной материи в основное состояние. Это заключение, однако, следует только в том предположении, что флуктуации плотности кварк - глюонной плазмы, выделяющейся в процессе множественного рождения в заданном интервале частот, не очень велики.

Для описания виртуальных степеней свободы в физике высоких

¹Идеи описания процессов мезообразования с помощью лазерной аналогии высказывались также Каррузерсом [7].



энергий разработаны простые наглядные представления, восходящие в идейном плане еще к известной работе Вайцекера и Вильямса [9], которые легли в основу различных моделей партонного каскада. Однако свойства виртуальных мезонов, о которых будет идти речь ниже, существенно отличаются от свойств партонов, входящих в состав адронов. В книге Э. Хенли и В. Тирринга [10] описаны две точно решаемые модели теории поля, позволяющие проиллюстрировать свойства виртуальных полей обоих типов.

а) Первая из этих моделей отвечает скалярному полю, взаимодействующему со статическим источником в соответствии с уравнением

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 + m^2\right)\phi(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}).$$

Определяя стандартным образом операторы рождения и уничтожения $a_{\vec{k}}^+$, $a_{\vec{k}}$ квантов свободного поля

$$\phi^{in}(\vec{r}, 0) = \sum_{\vec{k}} \frac{a_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}} + a_{\vec{k}}^+ e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}},$$

и, с помощью аналогичных соотношений, операторы $b_{\vec{k}}^+$, $b_{\vec{k}}$ для поля ϕ , взаимодействующего с источником, можно убедиться в справедливости соотношений²

$$b_{\vec{k}} = a_{\vec{k}} + \frac{\rho_{\vec{k}}}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}}, \quad b_{\vec{k}}^+ = a_{\vec{k}}^+ + \frac{\rho_{\vec{k}}^*}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}}. \quad (1)$$

Формулы (1) имеют простую интерпретацию: помимо квантов свободного поля, описываемых операторами $a_{\vec{k}}$, $a_{\vec{k}}^+$, статический

²Здесь

$$\rho_{\vec{k}} = \int \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3r,$$

$$\omega = \sqrt{m^2 + \vec{k}^2},$$

L — некоторый конечный параметр размерности длины, фиксирующий объем, в который заключена система.

источник окружен некоторым классическим полем — конденсатом, величина которого

$$\chi_k = \frac{\rho_k}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}},$$

пропорциональна заряду источника. Классическое поле χ_k как раз и описывает виртуальные степени свободы, окружающие источник. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть действие операторов уничтожения "голового" поля a_k на физический вакуум. В соответствии с (1) имеем

$$b_k |in, 0\rangle = \chi_k |in, 0\rangle, \quad (2)$$

т.е. состояния $|in, 0\rangle$ являются собственными векторами операторов b_k . Отсюда видно [11], что "с точки зрения" операторов b_k , b_k^+ состояния физического вакуума являются когерентными состояниями, содержащими кванты голого, или виртуального поля ϕ ³. Из теории когерентных состояний известно [11], что распределение по числу частиц в них описывается распределением Пуассона, которое, в данном случае, отвечает вероятности зарегистрировать вблизи источника поля n виртуальных квантов

$$P_n = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!}.$$

Здесь

$$\bar{n} = |\chi_k|^2,$$

$$b_k^+ b_k |in, 0\rangle = \bar{n} |in, 0\rangle.$$

Можно также убедиться, что сформулированная модель дает процессу испускания тормозного излучения наглядную физическую интерпретацию (отрыв виртуальных квантов от источника при его столкновении с другим зарядом), правильно описывает

³То, что кванты поля ϕ виртуальны, понятно хотя бы из того, что энергия состояния $|in, 0\rangle$ равна нулю. В наших рассуждениях подразумевается использование представления Гейзенберга, в котором начальное состояние $|in, 0\rangle$ остается неизменным, в то время как операторы a_k развиваются в b_k .

спектр тормозного излучения, предсказывает существование конечного времени формирования виртуального поля после "встряхивания" частицы - источника в момент столкновения (эффект Ландау - Померанчука [12]) [10].

б) Другая модель, которую можно привести в качестве иллюстрации свойств виртуальных мезонов, участвующих в процессе адронизации, задается уравнением вида

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 + m^2\right)\phi(\vec{r}, t) = \int d^3r' V(\vec{r}, \vec{r}', t)\phi(\vec{r}', t). \quad (3)$$

К моделям такого типа относится, например, главный член релятивистской теории ядерных сил (мезонной γ_5 - теории [10]). В этом случае

$$V(\vec{r}, \vec{r}', t) = \frac{g^2}{M}\delta(\vec{r} - \vec{r}')\rho(\vec{r}, t),$$

где $\rho = \psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r})$ — нуклонная плотность, M — масса нуклона. Взаимодействие электромагнитного поля с нерелятивистскими частицами также может быть описано таким образом [10]⁴. При этом в качестве потенциала следует взять

$$V(\vec{r}, \vec{r}', t) = \frac{e^2}{m}\delta(\vec{r} - \vec{r}')\rho(\vec{r}, t),$$

где $\rho(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2$, m, e — плотность, масса и заряд частиц соответственно.

Для моделей этого типа матрица Ω , преобразующая локальные переменные поля в асимптотические, является "полуунитарной" (изометрической), удовлетворяющей соотношениям

$$\Omega_{\pm}^{\dagger} \Omega_{\pm} = 1, \quad \Omega_{\pm} \Omega_{\pm}^{\dagger} = 1 - P, \quad (4)$$

где P — оператор проектирования на состояния, не наблюдаемые вдали от источника. В настоящей работе мы не будем вдаваться

⁴Обсуждаемая здесь аналогия между процессами адронизации и работой лазера, в конечном счете, обусловлена именно этим обстоятельством.

в технические детали, связанные с выводом формул (4), подробное изложение которых имеется в книге [10]. Вместо этого мы построим некоторую схему квантования с учетом виртуальных состояний, позволяющую сразу получить все необходимые соотношения, после чего перейдем к формулировке лазерной модели адронизации.

Ниже, во избежание путаницы, мы будем вслед за Хенли и Тиррингом именовать виртуальные поля второго типа связанными состояниями поля. Эти поля, в отличие от партонных, не являются замороженными, а принимают самое активное участие в стимуляции переходов возбужденной адронной материи в основное состояние.

2 Квантовый осциллятор с учетом связанных состояний

Если в пространственно - временной области, в которой происходит адронизация, присутствуют связанные мезоны, то обычное соотношение

$$a|0\rangle = 0,$$

которое является определением вакуума в пространстве Фока, больше не справедливо:

$$b|0\rangle \neq 0.$$

Вместо соотношения (2) мы теперь потребуем:

$$b|0\rangle = \beta|-1\rangle,$$

где β — некоторое число, определяемое ниже, $|-1\rangle$ — состояние, которое отличается от $|0\rangle$ тем, что в нем на одну связанную частицу меньше. Будем считать, что операторы b, b^+ удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям

$$[b, b^+] = 1.$$

Гамильтониан осциллятора возьмем в виде

$$H = b^+b + \frac{1}{2} - C_1, \quad (5)$$

отличающемся от обычного на постоянную C_1 , которая, как будет показано ниже, описывает энергию связи виртуальных частиц (см. также раздел 9.2 в книге Хенли и Тирринга [10]). Пользуясь коммутационными соотношениями, находим

$$Hb^+|\epsilon\rangle = (\epsilon + 1)b^+|\epsilon\rangle,$$

где $|\epsilon\rangle$ — некоторый собственный вектор гамильтониана (5). Отсюда следует, что

$$b^+|\epsilon\rangle = q|\epsilon + 1\rangle,$$

где q — некоторое C -число. Далее, поскольку

$$\langle \epsilon | bb^+ | \epsilon \rangle = |q|^2$$

и

$$bb^+|\epsilon\rangle = (1 + b^+b)|\epsilon\rangle = (\epsilon + \frac{1}{2} + C_1)|\epsilon\rangle,$$

то

$$q = \sqrt{\epsilon + \frac{1}{2} + C_1}.$$

Таким образом,

$$b^+|\epsilon\rangle = \sqrt{\epsilon + \frac{1}{2} + C_1}|\epsilon + 1\rangle. \quad (6)$$

Аналогичным образом получаем

$$b|\epsilon\rangle = \sqrt{\epsilon - \frac{1}{2} + C_1}|\epsilon - 1\rangle. \quad (7)$$

Так как основное состояние $|0\rangle$ содержит кванты связанного поля, потребуем

$$b^+b|0\rangle = C_2|0\rangle,$$

где C_2 — число связанных квантов, находящихся в основном состоянии, $C_2 > 0$. Таким образом, для основного состояния осциллятора имеем

$$H|0\rangle = (\frac{1}{2} - C_1 + C_2)|0\rangle.$$

Если считать, что связанные состояния не дают вклада в энергию возбуждения, то необходимо потребовать

$$C_1 = C_2.$$

Полученные соотношения позволяют интерпретировать постоянную C_1 , входящую в гамильтониан (5), как глубину потенциальной ямы, в которую опускается осциллятор после испускания виртуальных квантов⁵. В этом случае спектр энергии гамильтониана (5) не будет отличаться от обычного, в то время как действие операторов рождения и уничтожения на n -частичное состояние, согласно (6) и (7), будет иметь вид

$$b|n\rangle = \sqrt{n + C}|n - 1\rangle, \quad b^+|n\rangle = \sqrt{n + C + 1}|n + 1\rangle, \quad (8)$$

где $C = C_1 = C_2$.

Операторы a , a^+ и b , b^+ могут быть выражены друг через друга с помощью следующего канонического преобразования

$$b^+ = S^+a^+S, \quad b = S^+aS,$$

где S — изометрический оператор вида

$$S|n\rangle = |n + C\rangle, \quad S^+|n + C\rangle = |n\rangle,$$

$$n \geq 0.$$

Отсюда видно, что в том случае, когда C является целым числом, изменение вакуума сводится к добавлению к n "нормальным" C "связанных" частиц.

Нетрудно также найти явный вид операторов Ω , описывающих переход от "одетых" к "голым" операторам рождения и уничтожения

$$b = \Omega(N, C)a, \quad b^+ = a^+\Omega(N, C).$$

⁵Образно говоря, при описанном выборе энергии вакуума потенциал V , входящий в уравнение (3), полностью "съедает" связанные состояния поля.

Именно —

$$\Omega = \sqrt{\frac{N + C + 1}{N + 1}},$$

где $N = a^+a$. Теперь можно проверить явно, что операторы b и b^+ удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям (на состояниях, содержащих хотя бы одну частицу).

Сформулированная схема квантования осциллятора с учетом виртуальных состояний не является единственно возможной. Существует другая, приводящая однако к тем же физическим результатам, схема квантования, в которой связанные состояния поля могут быть представлены в "партонообразном" виде с помощью формул (1). Единственное (однако очень существенное!) отличие заключается в том, что вместо классического конденсата χ_k теперь следует взять некоторое "почти классическое" поле, удовлетворяющее q -деформированным коммутационным соотношениям (см. Приложение).

3 Лазерная модель процессов адронизации без учета флуктуаций источников

Для описания процесса адронизации будем исходить из следующего хорошо известного в теории лазеров уравнения [13]

$$\partial_t \rho_t = \frac{\tau}{2} \langle y^+(t)y(t) \rangle (2b^+ \rho_t b - bb^+ \rho_t - \rho_t bb^+), \quad (9)$$

в котором τ и $\langle y^+(t)y(t) \rangle$ — время жизни источников и величина, пропорциональная их плотности соответственно, ρ_t — матрица плотности поля излучения. Уравнение (9) может быть получено из весьма общих уравнений теории открытых систем [13], если предположить, что время жизни источников излучения ограничено интервалом τ , а также, что обратные переходы мезонов в кварковые поля отсутствуют.

При выводе уравнения (9) по теории возмущений⁶ считается что взаимодействие мезонов с их источниками описывается потенциалом

$$H_{int} = g(q^+b + b^+q),$$

где g — константа взаимодействия, q — операторы, описывающие процесс возбуждения и девозбуждения источников

$$q^+ |0\rangle = |1\rangle, \quad q |1\rangle = |0\rangle. \quad (10)$$

Операторы $y(t)$, входящие в (9), могут быть выражены через операторы кваркового поля и постоянную взаимодействия g

$$y(t) = gq(t).$$

В нашей модели предполагается, что невозбужденное состояние источника является вакуумным. Поэтому соотношения (10) описывают процессы рождения и уничтожения квантов поля источника — кварков. При этом понятно, что если операторы q и q^+ подчиняются антикоммутационным соотношениям, то, в силу принципа Паули, источники являются "2 - уровневыми", в том смысле, что

$$q^+ |1\rangle = 0.$$

Основное отличие сформулированной модели от обычной теории лазера состоит в том, что мезонные и кварковые поля могут находиться как в обычных, так и в виртуальных состояниях. Что касается кварковых полей, то наличие виртуальной компоненты предполагалось уже при выводе уравнения (9). Считалось, что кварк, не испустивший в течение времени τ мезон, рекомбинирует с другим кварком, не порождая "своего собственного" мезона. Без этого предположения гамильтониан взаимодействия H_{int} , описывающий процессы фрагментации кварков, противоречил бы даже

⁶Имеется в виду схема вывода, изложенная, например, в [8]. Константу g при этом не обязательно считать малой: требуется лишь малость эффективной константы взаимодействия $g_{эфф} = \sqrt{\tau}g$.

закону сохранения заряда ⁷. Что касается виртуальных (связанных) мезонов, то далее будет видно, что в пользу их участия в процессах адронизации говорят сами экспериментальные данные. Связанные мезоны не могут покинуть область реакции и напоминают электромагнитное поле, удерживаемое в резонаторе лазера с помощью зеркальных отражателей.

Используя соотношения (8), из уравнения (9) легко получить следующую систему уравнений для вероятности $P_n(t) = \langle n | \rho_t | n \rangle$ образования n мезонов к моменту времени t

$$\begin{aligned} \partial_t P_0(t) &= -f(t)(C+1)P_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((C+1+n)P_n(t) - (C+n)P_{n-1}(t)), \end{aligned} \quad (11)$$

где $f(t) = g_{\text{эфф}}^2 w(t)$, $w(t) = \langle q^+(t)q(t) \rangle$ — плотность кваркового поля. Дополним систему (11) начальными условиями, обозначающими отсутствие мезонов в начальный момент времени

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

Полученная система уравнений эквивалентна следующему дифференциальному уравнению в частных производных

$$\partial_t \Pi(s, t) = f(t)(s-1)(C+1+s\partial_s)\Pi(s, t), \quad (12)$$

с граничными условиями

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

для производящей функции

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

искомого распределения $P_n(t)$.

⁷Причина, по которой вводится конечное время жизни возбужденных источников в обычных в газовых лазерах, — утечка возбужденных атомов из области генерации [14]. Естественно, это никак не связано с виртуальным характером источников.

Решением этого уравнения является производящая функция отрицательно - биномиального распределения [15]

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

где

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

n и k — параметры отрицательно - биномиального распределения ⁸ В нашем случае

$$k = C + 1. \quad (13)$$

Полученное распределение хорошо описывает флуктуации плотности мезонов в пространстве быстрот в окнах шириной $\Delta y \sim 1$ [16] (для более узких интервалов, как известно, флуктуации возрастают — наблюдается явление перемежаемости [17]).

Посмотрим, какую роль играют виртуальные мезоны в лазерной картине адронизации. Если $k = 1$ (виртуальных мезонов нет), отрицательно - биномиальное распределение характеризуется наибольшими относительными флуктуациями

$$\sigma/\bar{n} = 1 + \bar{n},$$

вырождаясь при этом в геометрическое. Такая картина напоминает работу лазера в подпороговом режиме генерации, когда излучение находится в термическом равновесии со своими источниками. В этом случае можно ввести понятие температуры источников, переписав геометрическое распределение в форме распределения Гиббса

$$P_n \sim e^{-\frac{n\omega}{T}}.$$

Другой предельный случай отвечает $k \rightarrow \infty$. При этом отрицательно - биномиальное распределение переходит в пуассоновское, отвечающее когерентному лазерному излучению.

⁸Параметр k характеризует дисперсию отрицательного биномиального распределения $D^2 = \bar{n} + \frac{\bar{n}^2}{k}$, \bar{n} — среднее число мезонов.

Тот факт, что с ростом энергии параметр k уменьшается, объясняется в лазерной модели адронизации тем, что с ростом энерговыделения связанные мезоны, присутствующие в области генерации, переходят в обычные и начинают интенсивно из нее вылетать.

Вот несколько других выводов, следующих из этой модели.

1) Распределение мезонов по множественности имеет один и тот же вид во все времена, в том числе и до завершения процесса адронизации.

2) Конкретная форма функции $w(t)$, описывающей эволюцию средней плотности кварков, не существенна, требуется лишь конечность интеграла $Q = \int_{-\infty}^{\infty} w(t) dt$, характеризующего общее число источников участвующих в процессе генерации. Величина параметра Q равна следующей наблюдаемой величине

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

3) Среднее число виртуальных мезонов, участвующих в процессе генерации, связано с параметром отрицательно - биномиального распределения соотношением (13).

Описанная картина адронизации является простейшей в том смысле, что никак не учитывает флуктуации плотности кваркового поля. В то же время понятно, что скорость поступления возбужденных источников не может быть столь же равномерной, как в обычном лазере, где она специально поддерживается на некотором постоянном уровне. Об этом, по - видимому, также говорят и явления перемежаемости, наблюдаемые в очень узких интервалах быстрот [17].

В контексте данной работы более важным, однако, является вопрос о том, насколько локальные флуктуации плотности кварков могут повлиять на вывод об участии виртуальных мезонов в процессах адронизации. Действительно, если представления о том, что не каждый кварк способен фрагментировать в мезон, находятся в качественном соответствии с рядом существующих в настоящее время моделей (учитывающих виртуальность партонов, возможность рекомбинации кварка и антикварка в мезон), то вывод о том, что виртуальные мезоны могут играть существенную

роль в процессах адронизации, является сравнительно новым⁹.

В следующем разделе мы посмотрим, в какой мере учет флуктуаций источников мезонного поля может повлиять на этот вывод.

4 Учет флуктуаций плотности кварков

Цель настоящего раздела — построить достаточно реалистичскую модель флуктуаций источников мезонного поля. Для решения этой задачи мы будем использовать некоторые общепризнанные в настоящее время представления о характере эволюции кварк - глюонной плазмы на начальной, предшествующей этапу адронизации, стадии. Гипотезу об участии виртуальных мезонов в процессе адронизации можно будет поставить под сомнение, если модель источника позволит нам правильно описать флуктуации множественности рождающихся мезонов даже в том случае, когда $C = 0$.

Как отмечалось в обзоре [19], большинство существующих в настоящее время способов описания начальной стадии эволюции кварк - глюонной плазмы можно отнести к одному из двух основных направлений: а) Партоновые каскадные модели, б) Модели фрагментации адронной струны. В настоящей работе мы обсудим модель флуктуаций источника в духе партонного подхода. Альтернативный подход, использующий представления о фрагментации адронной струны, описан в другой работе автора [20].

В партоновых моделях кварк - глюонная плазма развивается из когерентного облака слабовиртуальных партонов, характеризующихся временами жизни, много большими времени адрон - адронного взаимодействия (см., например, [10,21]). Получив (в результате столкновения с другим адроном) энергию, облако вирту-

⁹На качественном уровне эффект аномально интенсивной стимуляции процессов мезонообразования (без выяснения физических причин этого явления) отмечался в работе Джиованнини и Ван Хоа [18].

альных частиц не только становится способным покинуть область генерации, но и начинает интенсивно рождать новые партоны — кварки и глюоны. После завершения стадии размножения происходит образование реально наблюдающихся частиц, главным образом — мезонов.

Будем предполагать, что когерентное облако партонов описывается в близком соответствии с партонной моделью, обсуждавшейся во Введении. В частности, будем считать, что количество партонов, выделяющихся в некоторый фиксированный интервал быстрот, описывается распределением Пуассона.

Моделирование последующего развития партонной лавины можно осуществить в духе популярных в настоящее время подходов, использующих квантовые кинетические уравнения [22 — 25]. Для этих целей даже можно использовать управляющие уравнения, полученные в предыдущем разделе, если обратить внимание на следующее обстоятельство. Тот факт, что вне области генерации наблюдается n частиц, согласно лазерной модели с учетом связанных состояний, означает, что в области генерации их было $n + C$. Иными словами, C частиц было пожертвовано группой частиц для того, чтобы "расплатиться" с законом сохранения энергии при их выходе из области, характеризующейся нефоковским вакуумом.

Поэтому для описания процесса размножения можно попытаться рассмотреть противоположную ситуацию, когда выходящая из некоторой пространственно - временной области группа приобретает некоторое дополнительное число частиц, в данном случае — партонов. Закон сохранения энергии при этом действует как бы в обратном направлении — за счет распада нестабильного вакуума, кинетическая энергия группы преобразуется в дополнительную массу.

Мы можем придать этим соображениям вполне конкретное математическое содержание, если продолжим параметр C , фигурирующий в системе (11), в область значений $C < 0$. Можно поступить еще проще — предположить, что параметр $k = C + 1$ отрицательно - биномиального распределения, являющегося решением системы (11), становится меньше единицы. На этом пути

имеем

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

$$= P_0 \frac{a(a+b) \cdots (a+b(n-1))}{n!} \sim \frac{b^n}{n}, \quad (14)$$

где

$$P_0 = \left(\frac{k}{\bar{n}+k} \right)^k, \quad a = \frac{\bar{n}k}{\bar{n}+k}, \quad b = \frac{\bar{n}}{\bar{n}+k}.$$

Если, к тому же, $k/\bar{n} \sim 0$, тогда ¹⁰

$$P_n \sim \frac{1}{n}. \quad (16)$$

В работе [27] было предложено объяснение флуктуаций такого типа на основе классической модели, использующей наглядное представление о сходе песчаной или снежной лавины (sand pile model). Было установлено, что совершенно различные физические модели в некоторой области значений своих параметров иногда приводят к спектру вида (15) и имеют в этом случае одинаковую "лавинообразную" интерпретацию ¹¹. Выше мы убедились, что лазерная модель множественного рождения, будучи чисто квантовой, характеризуется, тем не менее, аналогичным критическим поведением при $C = -1$. Не исключено, что это — общая

¹⁰В связи с формулой (16), интересно отметить, что случайные процессы, характеризующиеся спектром

$$P(E) \sim \frac{1}{E}, \quad (15)$$

известны очень давно (так называемый фликкер - шум) и, как теперь установлено, достаточно часто встречаются в природе [26]. Несмотря на это, общая теория этих явлений до настоящего времени не построена.

¹¹Как известно, в теории критических явлений такие модели относят к одному и тому же классу универсальности.

черта более широкого класса теорий, описывающих процесс распространения партонной лавины. В частности, некоторым указанием в пользу этого предположения может служить факт существования двух разных схем квантования, приводящих к несколько отличающимся физическим интерпретациям партонов. Используя терминологию авторов работы [27], последнее утверждение можно выразить следующим образом: в результате столкновения двух адронов окружающие их облака виртуальных партонов переходят в **самоорганизованное критическое состояние**, сопровождающееся последующим лавинообразованием в каждом из интервалов быстрот, в который попал хотя бы один партон.

Для описания стадии адронизации будем предполагать, в соответствии с главной задачей данного раздела, что виртуальные мезоны в области адронизации отсутствуют,

$$C = 0.$$

Как отмечалось ранее, при этом вместо отрицательно - биномиального распределения мезонов, наблюдаемого в эксперименте, получим геометрическое

$$P_n = \frac{1}{\bar{n} - 1} \left(\frac{\bar{n} - 1}{\bar{n}} \right)^n, \quad (17)$$

характеризующееся большими относительными флуктуациями. Ситуацию, однако, можно исправить, если считать, что количество источников мезонов (партонов), попавших в заданный интервал быстрот, не является постоянной величиной. В этом случае флуктуации стадии адронизации могут усредниться с меньшими флуктуациями предшествующих стадий процесса множественного рождения и дать правильную величину флуктуаций. Понятно, что при таком подходе предполагается, что распределение по множественности мезонов формируется, в основном, уже на стадии, предшествующей адронизации, а сам процесс адронизации вносит лишь небольшие поправки в флуктуации в сторону их увеличения.

Будем считать, что среднее число частиц \bar{n} , образующихся на стадии адронизации в некотором интервале быстрот, пропорционально количеству партонов, попавших в этот интервал. Далее,

в соответствии с идеями, высказанными во Введении, предположим, что распределение партонов, попавших в рассматриваемый интервал быстрот, совпадает с распределением Пуассона. Таким образом, имеем

$$P_{\bar{n}} \sim \frac{1}{\bar{n}}.$$

Если теперь считать, что каждый из партонов порождает лавину, описываемую $1/n$ -распределением, то распределение по множественности мезонов, попавших в некоторый интервал быстрот, оказывается результатом свертки трех распределений — пуассоновского, $1/n$ и геометрического. Именно такая параметризация экспериментальных данных рассматривалась в работе Джiovаннини и Ван Хова [16], где было показано, что она также приводит к отрицательно - биномиальному распределению. Тот факт, что флуктуации рождающихся мезонов превышают статистические (пуассоновские), находит свое объяснение в том, что мезоны предпочитают группироваться вокруг положения партона - прародителя, породившего всю последующую лавину. Такую группу частиц Джiovаннини и Ван Хов предложили называть кланом.

Соответствие клановой параметризации экспериментальным данным подробно изучалось Ван Ховом и Джiovаннини [16]. С помощью этих представлений им удалось описать разумным с физической точки зрения образом зависимость параметров отрицательно - биномиального распределения от энергии \sqrt{s} и ширины окна в пространстве быстрот $\Delta y > 1$ для PP -, $P\bar{P}$ -, π^+P -, μP -взаимодействий в интервале энергий $\sqrt{s} = 4 - 900$ ГэВ. В частности, ими было установлено, что среднее число кластеров¹², 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 слабо зависит от его положения в пространстве быстрот и растет с ростом \sqrt{s} . Все это находится в

¹²Кластером в таком подходе называют усредненный по $\frac{1}{n}$ -распределению клан.

качественном соответствии с картиной процесса множественного рождения, сформулированной в настоящем разделе. Мы также попробовали изучить зависимость температуры источников излучения, определяемой на основе соответствующего геометрического распределения, от энергии сталкивающихся частиц. Оказалось, что она растет с ростом \sqrt{s} , что также представляется естественным.

Таким образом, цель поставленная в начале данного раздела, достигнута — реалистическая модель флуктуаций источника, способная свести на нет вклад виртуальных мезонов в адронизацию, существует.

5 Заключение

Отклонение флуктуаций множественности от статистических (явление перемежаемости) интересно тем, что похожее явление — резкое нарастание флуктуаций, наблюдается в обычных веществах при их приближении к точке фазового перехода (см., например, [28]). Было бы очень заманчивым зарегистрировать фазовый переход адронов в кварк - глюонную плазму по проявлениям такого типа. Для описания флуктуаций множественности в интервалах быстрот $\Delta y < 1$ необходимо так модифицировать сформулированную здесь модель источника, чтобы она учитывала такой тонкий эффект, как перекрывание в пространстве быстрот групп кварков, образовавшихся от разных первичных партонов. Существуют некоторые основания предполагать, что уже одно это способно объяснить наблюдаемые флуктуации в области очень малых интервалов быстрот [5]. Если эти данные подтвердятся, то возлагаемые в последнее время надежды извлечь новую информацию о свойствах возбужденной адронной материи, изучая распределения по множественности в интервалах $\Delta y < 1$, не оправдаются.

В настоящей работе автор хотел показать, что изучение флуктуаций множественности адронов, рождающихся в высокоэнергетических столкновениях, продолжает представлять значительный интерес в связи с задачей описания процессов адронизации —

одной из важнейших проблем современной физики. Использование методов теории открытых квантовых систем, в частности, уравнения (9), позволяет строить модели процессов адронизации, опираясь непосредственно на эти экспериментальные данные. В сущности, задача сводится к построению некоторой достаточно реалистической модели источников мезонного поля. Рассмотренные в данной работе модели источников носят, в значительной мере, иллюстративный характер. Главный физический вывод работы — возможность существования в области адронизации связанных состояний мезонного поля, стимулирующих, подобно фотонам в резонаторе лазера, девозбуждение источников излучения.

Тот факт, что многочастичные состояния, не могущие рождаться из-за недостаточности энергии сталкивающихся частиц, тем не менее присутствуют в области реакции в некоторой виртуальной форме (находятся в эффективной потенциальной яме, никогда из нее не вылетая), известен уже давно. Так, в книге Базя, Зельдовича и Переломова [29] обсуждаются связанные состояния двух частиц вблизи порога реакции $a + b \rightarrow c + d$, где общая масса продуктов реакции больше суммы масс частиц a и b . Авторы отмечают, что ниже порога частицы c и d не могут уйти друг от друга из-за недостатка энергии. Поэтому вне области реакции их плотность спадает экспоненциально

$$\psi \sim e^{-kr}.$$

При прохождении через точку порога кинетическая энергия частиц превышает их энергию связи, а экспоненциальные хвосты волновой функции превращаются в расходящиеся волны

$$\psi \sim e^{-ikr},$$

описывая тем самым реальные частицы, регистрируемые в эксперименте.

В данной работе поставлен вопрос об участии виртуальных мезонов такого типа (связанных состояниях мезонного поля) в процессах адронизации. Все разработанные к настоящему времени модели процессов множественного рождения пока не учитывали

подобной возможности. В частности, гипотеза кварк - адронной дуальности¹³ эквивалентна предположению о существовании больших флуктуаций источника, исключаящих, как было показано выше, виртуальные мезоны. В некотором смысле ее даже можно доказать — в рамках сформулированной в предыдущем разделе модели. В самом деле, если считать, что развитие партонного каскада происходит в подкритическом режиме, то вместо $\frac{1}{n}$ - распределения следует взять формулу (14). Нетрудно убедиться, что свертка этого распределения с пуассоновским, дающая распределение партонов при таком развитии процесса лавинообразования, также приводит к отрицательно - биномиальному распределению. Мы убедились, что этот вывод не будет справедлив, если множественное рождение осуществляется "за один шаг", с участием виртуальных мезонов.

Интересно отметить, что описанный выше механизм энерговыделения (при котором некоторая часть мезонов, находящихся в области множественного рождения, бесследно исчезает, передавая при этом дополнительную энергию оставшимся мезонам) не является принципиально новым. Считается, что очень похожие явления — эффект Хоукинга и процесс Пенроуза, могут происходить в окрестности черных дыр [30]. Например, в случае процесса Пенроуза часть частиц пылевого облака уходит за горизонт событий и поглощается черной дырой, в то время как оставшиеся частицы увеличивают свою кинетическую энергию и выходят из эргосферы.

Сравнивая лазерную модель адронизации с подходами, использующими теорию Гинзбурга - Ландау, видим, что они, несмотря на некоторую похожесть¹⁴, по-существу, совершенно различны. В частности, мы убедились, что лазерная картина адронизации

¹³Согласно которой распределения по множественности партонов на стадии, непосредственно предшествующей процессу адронизации, имеют тот же вид, что и для порождаемых ими мезонов.

¹⁴И в первом, и во втором случае имеется фазовый переход, сопровождающийся возникновением классического поля: когерентного излучения в первом случае и конденсата — во втором [31].

учитывает как термализованные, так и неравновесные процессы, а также принимает во внимание связанные мезоны.

С физической точки зрения переход от стадии лавинообразования к стадии адронизации можно рассматривать как процесс перестройки вакуума, сопровождающийся изменением параметра C из области отрицательных значений в область положительных или ноль (в зависимости от того, какую роль играют в процессе адронизации виртуальные мезоны). В Приложении показано, что виртуальные мезоны можно считать своеобразным "полуклассическим" q - конденсатом. Поэтому процесс развала когерентного партонного облака в сталкивающихся адронах можно рассматривать как своеобразный фазовый переход, вызванный "подогревом" вакуума, содержащего этот классический C -конденсат. Фазовый переход заключается в преобразовании C -конденсата в q -конденсат — связанному состоянию поля, занимающему некоторое промежуточное положение между свободными и виртуальными полями.

6 Приложение

Существует еще один способ квантования осциллятора, позволяющий описать поля с учетом их связанных состояний, имеющий отношение к популярным в последнее время схемам "деформированного" квантования. В этом случае появление связанных состояний поля интерпретируется как процесс фазового перехода от фоковского вакуума к некоторому другому, содержащему полуклассический "q-конденсат". Положим, по аналогии с (1),

$$b = a + d, \quad b^+ = a^+ + d^+, \quad (18)$$

где a^+ , a - обычные операторы рождения и уничтожения, d^+ , d — операторы, описывающие конденсат. Они удовлетворяют следующим q -деформированным коммутационным соотношениям

$$dd^+ - q^2 d^+ d = 1$$

и дополнительному условию

$$dd^+ = d^+ d = C, \quad (19)$$

где

$$C = \frac{1}{1 - q^2}.$$

Квантовые поля такого типа обсуждались в работах [32, 33]. Действие операторов d и d^+ в пространстве, получающемся из фоковского добавлением состояний с отрицательным числом частиц, имеет вид

$$d|n\rangle = -i\sqrt{C}|n-1\rangle,$$

$$d^+|n\rangle = i\sqrt{C}|n+1\rangle.$$

Нетрудно проверить, что спектр гамильтониана (5) — такой же, как и для обычного осциллятора, и убедиться, что уравнение (9) для оператора плотности мезонного поля приводит к той же системе (11) уравнений для распределения вероятности рождающихся мезонов. Конденсат d мы называем полуклассическим потому, что C -числом в данном случае является не само поле d , а его билинейная комбинация

$$d^+d = dd^+.$$

Литература

- [1] D.J. Scalapino, R.L. Sugar, Phys. Rev. D8 (1973) 2284.
- [2] P. Carruthers, I. Sarcevic, Phys. Lett. B189 (1987) 442.
- [3] I. Dremin, M.T. Nazirov, in Proc. of Ringberg Workshop "Fluctuations and Fractal Structure", Ringberg Castle, Germany, 1991.
- [4] H.-T. Elze, I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 1988.
- [5] R.C. Hwa, in Proc. of Workshop on Pre - Equilibrium Parton Dynamics, Berkeley, California, 1993.
- [6] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, ЖЭТФ, 20 (1950) 1064.
- [7] P. Carruthers, C.C. Shih, Phys. Lett. B127 (1983) 242.

- [8] M.Scully. Quantum Optics. Ed. R.J.Glauber, Academic, New York, 1969.
Ф. Ареки и др. Квантовые флуктуации излучения лазера, М., Мир, 1977.
- [9] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford, 1954.
В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
- [10] E.M. Henley, W. Thirring, Elementary Quantum Field Theory, New York, 1962.
Э.М. Хенли, В. Тирринг, Элементарная квантовая теория поля, М., ИЛ, 1963.
- [11] Р. Глаубер, в сб. Когерентные состояния в квантовой теории, М., Мир, 1972.
- [12] Е.Л. Фейнберг, УФН, 132 (1980) 255.
- [13] К.В.Гардинер. Стохастические методы в естественных науках. Мир, Москва, 1988.
- [14] С.А. Лосев, Газодинамические лазеры, М., Наука, 1977.
- [15] W.Feller. An Introduction to Probability Theory and its Applications. Wiley, New York, 1970.
В. Феллер, Введение в теорию вероятностей и ее приложения, т. 1, М., Мир, 1967.
- [16] A. Giovannini, and L. Van Hove. Preprint CERN-TH.4894/87, 1987.
- [17] A. Bialas, R. Peschanski. Nucl.Phys. 1986. v.B273, p.703.
- [18] A. Giovannini, L. Van Hove. Preprint CERN - TH.4230/85, 1985.
- [19] B. Müller, in Proc. of the Workshop on Pre - Equilibrium Parton Dynamics, Berkeley, 1993.
- [20] Б.Ф. Костенко. Препринт ОИЯИ. P2-92-580, Дубна, 1992.

- [21] R. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415.
- [22] A. Bialas, W. Czyz, Acta Phys. Pol. B17 (1986) 635.
- [23] G. Gattoff, A.K. Kerman, T. Matsui, Phys. Rev. D36 (1987) 114.
- [24] Y. Kluger et al. Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 2427.
- [25] K. Geiger, Phys. Rev. D47 (1993) 133.
- [26] Von Gerd Röpke, Statistische Mechanik für das Nichtgleichgewicht, Berlin, 1987.
Г. Репке, Неравновесная статистическая механика, М., Мир, 1990.
- [27] P. Bak, Ch. Tang, K. Weisenfeld. Phys. Rev. 1988. v. A38, p.364.
- [28] А.В. Паташинский, В.Л. Покровский, Флуктуационная теория фазовых переходов, М., Наука, 1975.
- [29] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., Наука, 1971.
- [30] И.Д. Новиков, В.П. Фролов, Физика черных дыр, М., Наука, 1986.
- [31] Н. Хакен. Advanced Synergetics, Berlin, Springer, 1983.
Г. Хакен, Синергетика, М., Мир, 1985.
- [32] V. Kuryshkin. Ann. Found. L. de Broglie 5 (1980) 111.
- [33] П.П. Кулиш. ТМФ, 86 (1991) 157.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1994 года.

Костенко Б.Ф.

P2-94-506

Лазерная модель процессов адронизации

Предложена модель, согласно которой переход кварковой плазмы в мезонное поле напоминает генерацию электромагнитного излучения возбужденными атомами в газовых лазерах. По ходу обсуждения формулируются две схемы квантования скалярного поля с учетом связанных состояний, одна из которых основана на q -деформированных коммутационных соотношениях. Сравнение с экспериментом приводит к альтернативе: либо на стадии адронизации большую роль играют виртуальные мезоны, стимулирующие переход возбужденной адронной материи в основное состояние, либо развитие партонного каскада происходит в режиме, близком к самоорганизованному критическому.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Kostenko B.F.

P2-94-506

Laser Model for Hadronization Processes

A model which considers transition of quark plasma into meson field by the analogy with generation of electromagnetic field by excited atoms in gas laser is suggested. Two schemes of quantizations of scalar fields with account of bound states (one of them is based on q -deformed commutation rules) are formulated. Comparison with experimental data leads to the conclusion: either bound mesons stimulate transitions of excited hadronic matter into the main state or development of parton avalanche proceeds in conditions close to selforganizing ones.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994