

P2-2001-174

Б.Ф.Костенко

**О ВЛИЯНИИ КОЛЛЕКТИВНЫХ КВАНТОВЫХ
ЭФФЕКТОВ НА ПРОЦЕССЫ АДРОНИЗАЦИИ**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Для описания взаимодействий частиц и ядер при высоких энергиях с учетом кварк-глюонных степеней свободы к настоящему времени разработано много различных моделей, в основу которых положена либо партонная феноменология [1, 2], либо представления о фрагментации адронной струны [3, 4]. В этих моделях выделяют три основные, относительно независимые стадии: а) формирование затравочного возмущения внутренней структуры адрона, б) развитие из этого возмущения кварк-глюонной лавины, в) процессы перехода кварков и глюонов в наблюдаемые адроны. В этой связи напомним, что струнный подход рассматривает образование адронов как естественное продолжение процесса деления адронной струны. В партонных моделях приходится постулировать, что непосредственно перед началом адронизации каждый из глюонов превращается в кварк-антикварковую пару [5], так как эти процессы уже не могут быть описаны в рамках теории возмущений, где всегда доминируют $g \rightarrow 2g$ переходы. Далее принимается гипотеза “предконфайнмента” [5, 6] — предположение о том, что образовавшиеся кварк-антикварковые пары объединяются в бесцветные состояния (кластеры), которые затем распадаются на наблюдаемые адроны. Существенным недостатком обеих схем адронизации является пренебрежение квантовыми эффектами тождественности рождающихся мезонов, возможностью обратного воздействия мезонного поля на источники и тем обстоятельством, что при определенных условиях эти источники могут действовать коллективным образом. Так, в работе Филда и Вольфрама [5] отмечалось, что в том случае, когда масса партонов перед началом адронизации меньше некоторого критического значения μ_c , представление о независимости распадов отдельных партонов на наблюдаемые адроны перестает быть справедливым и кооперативные явления начинают играть доминирующую роль. Далее мы обсудим эту возможность, предполагая, что коллективным образом могут действовать главным образом легкие кварк-антикварковые пары, порожденные распадом одного и того же тяжелого кластера, локализованные в достаточно узком интервале пространства быстрот $\Delta y \sim 1$. При этом будут также учтены эффекты обратного воздействия мезонного поля на порождающие его источники и квантовые эффекты тождественности рождающихся мезонов. Это те физические предпосылки, которые положены в основу развиваемой ниже модели процессов адронизации.

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. Впервые предположение о возможности объяснения процессов адронизации на основе лазерной аналогии, по-видимому, было высказано в работах [7, 8] на том основании, что феноменологическая теория фазовых переходов Гинзбурга – Ландау [9], используемая некоторыми авторами для описания этих явлений [7, 8],[10, 11], имеет много общего с объяснением процесса перехода лазера из некогерентного в когерентный режим работы [12]. Предпочтительнее, однако, сразу исходить из лазерной аналогии, поскольку в этом случае не нуж-

но использовать спорное предположение о существовании термодинамического равновесия на стадии адронизации.

Существуют указания на то, что среди кварк-антикварковых пар, являющихся источниками рождающихся мезонов, имеется некоторое количество виртуальных, не обладающих массой, достаточной для рождения даже одного мезона. В пользу этого говорит малая величина среднего числа мезонов, образующихся после распада кластеров. Кроме того, попытка описания флуктуаций плотности мезонов в пространстве быстрот в рамках кластерной модели приводит к выводу о существовании пика вблизи нуля в распределении по массам кластеров [5, 13, 14]. Очень легкие пары $q\bar{q}$ должны бесследно аннигилировать в процессе адронизации — явление, напоминающее безызлучательную утечку атомов из резонатора в газовых лазерах [15]¹. Поэтому ниже будет сформулирована модель, согласно которой переход кварк-антикварковых пар в мезоны напоминает генерацию электромагнитного излучения возбужденными атомами именно в газовых лазерах.

Тот факт, что адронизация, как последняя стадия процесса множественного рождения, непосредственно связана с наблюдаемыми мезонами, позволит нам высказать некоторые предположения о характере ее протекания. В частности — гипотезу о том, что виртуальные частицы, присутствующие в области адронизации, могут оказывать стимулирующее воздействие на переходы $q\bar{q} \rightarrow \pi$.

1 Описание виртуальных степеней свободы

Для описания виртуальных степеней свободы в физике высоких энергий разработаны простые и наглядные представления, восходящие в идейном плане еще к известным работам Вайцекера и Вильямса [17], которые легли в основу различных моделей партонного каскада. Однако виртуальные мезоны, о которых будет идти ниже речь, отличаются от партонных составляющих адронов. Проиллюстрируем это различие, воспользовавшись двумя точно решаемыми моделями квантовой теории поля [18].

а) Рассмотрим вначале скалярное поле ϕ , взаимодействующее со статическим источником $\rho(r)$, динамическая эволюция которого описывается уравнением Клейна – Гордона с правой частью:

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

Определяя стандартным образом операторы рождения и уничтожения a_k^+ , a_k квантов свободного поля

$$\phi^{in}(r, 0) = \sum_k \frac{a_k e^{ikr} + a_k^+ e^{-ikr}}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}},$$

¹В существующих программах моделирования процессов множественного рождения аналогичный результат достигается с помощью искусственной процедуры "укрупнения" очень легких кластеров (см., например, [16]).

и с помощью аналогичных соотношений — операторы b_k^+ , b_k для поля ϕ , взаимодействующего с источником, можно убедиться в справедливости соотношений²

$$b_k = a_k + \frac{\rho_k}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}}, \quad b_k^+ = a_k^+ + \frac{\rho_k^*}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}}. \quad (1)$$

Формулам (1) можно дать следующую физическую интерпретацию: помимо квантов свободного поля, описываемых операторами a_k , a_k^+ , статический 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 описывает виртуальные степени свободы, окружающие источник. В самом деле, 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 уничтожения b_k квантов виртуального поля. Иными словами, "с точки зрения" операторов b_k , b_k^+ состояния физического вакуума $|in, 0\rangle$ являются когерентными состояниями [19], содержащими кванты голого или виртуального поля ϕ^3 . Из теории когерентных состояний известно [19], что распределение по числу частиц в них описывается распределением Пуассона, которое, в данном случае, отвечает вероятности зарегистрировать вблизи источника поля n виртуальных квантов

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

где

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

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

Можно убедиться (см., например, [18]) в том, что модель такого типа дает процессу испускания заряженной частицей тормозного излучения наглядную физическую интерпретацию (отрыв виртуальных квантов от источника при

²Здесь

$$\rho_k = \int \rho(r) e^{-ikr} d^3r;$$

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

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

³То, что кванты поля ϕ виртуальны, понятно 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 с течением времени переходят в b_k .

его столкновении с другим зарядом), правильно описывает спектр тормозного излучения, предсказывает существование конечного времени формирования виртуального поля после "встряхивания" частицы - источника в момент столкновения (эффект Ландау - Померанчука [20]).

б) Другая модель, которая иллюстрирует свойства виртуальных мезонов, участвующих в процессе адронизации, задается уравнением

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

К моделям такого типа относится, например, главный член релятивистской теории ядерных сил (мезонной γ_5 - теории [18]). В этом случае

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

где $\rho = \psi^*(r)\psi(r)$ — нуклонная плотность, M — масса нуклона. Взаимодействие электромагнитного поля с нерелятивистскими частицами может быть описано таким же образом [18] (что и является фактической причиной существования аналогии между процессами адронизации и работой лазера). При этом в качестве потенциала следует взять

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

где $\rho(r, t) = |\psi(r, t)|^2$; 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. Мы не станем вдаваться в технические подробности, связанные с обоснованием формул (4), которые имеются, например, в книге [18]. Вместо этого рассмотрим физически прозрачную схему квантования поля с учетом виртуальных состояний, позволяющую сразу получить все необходимые соотношения.

Ниже мы будем, вслед за Хенли и Тиррингом, именовать виртуальные поля второго типа связанными состояниями поля. Эти поля, в отличие от партонных, не являются "замороженными", но принимают активное участие в стимулировании переходов возбужденной адронной материи в основное состояние.

2 Квантованное поле с учетом связанных состояний

Выше мы убедились в том, что если в некоторой пространственно-временной области присутствуют "замороженные" виртуальные частицы, то обычное со-

отношение

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

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

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

При описании связанных виртуальных состояний вакуум также отличен от фокковского. Однако вместо соотношения (2) теперь потребуем, чтобы имело место:

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

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 бозонным 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 [18]). 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,

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

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, $C_2 > 0$. Отсюда для основного состояния осциллятора имеем

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

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 квантов. Образно говоря, при описанном выборе энергии вакуума потенциал V , входящий в уравнение (3), полностью "съедает" связанные состояния поля. В этом случае спектр 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 "одетого" и "голого" поля a, a^+ и b, b^+ могут быть выражены друг через друга с помощью канонического преобразования

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

где S — изометрический оператор вида

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

$$n \geq 0.$$

В частности, если C является целым числом, изменение вакуума сводится к добавлению C "связанных" частиц к n "нормальным".

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

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

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

где $N = a^+a$. Прямым вычислением можно проверить, что операторы b и b^+ действительно удовлетворяют бозонным коммутационным соотношениям (на состояниях, содержащих хотя бы одну частицу), как это и предполагалось выше.

Описанная схема квантования осциллятора с учетом виртуальных состояний не является единственно возможной. Существует другая, приводящая к тем же физическим результатам, схема, в которой связанные состояния поля могут быть представлены в "партонообразном" виде с помощью формул (1). Единственное существенное отличие заключается в том, что вместо классического конденсата χ_k теперь следует взять некоторое "почти классическое" поле, удовлетворяющее так называемым q -деформированным коммутационным соотношениям [21]. Появление связанных состояний поля можно считать процессом фазового перехода от фоковского вакуума к некоторому другому, содержащему полуклассический "q-конденсат".

Положим, по аналогии с (1),

$$b = a + d, \quad b^+ = a^+ + d^+,$$

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

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

и дополнительному условию

$$dd^+ = d^+d = C,$$

где

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

Квантовые поля такого типа обсуждались в работах [22, 23]. 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 в том, что выводимое ниже уравнение (12) для оператора плотности мезонного поля приводит в обоих случаях к одной и той же системе уравнений (13) для рождающихся мезонов. Конденсат d мы

называем полуклассическим потому, что C -числом в данном случае является не само поле d , а его билинейная комбинация

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

Модель с q -конденсатом, допускающая существование состояний с любым числом связанных частиц, близка к представлениям о "пространственно-подобных каскадах", обсуждавшихся в [1, 2]. Авторы этих работ рассматривали процессы размножения партонов

$$a \longrightarrow b + c$$

за счет увеличения степени их виртуальности, описываемой параметром

$$E^2 - (p^2 + m^2) < 0.$$

Очевидно, что это эквивалентно допущению о вкладе в энергию E некоторого эффективного отрицательного потенциала.

3 Лазерная модель процессов адронизации

В соответствии с кластерной моделью [16, 5] предположим, что процесс адронизации определяется взаимодействием лишь кварковых и мезонных степеней свободы, а глюоны успевают полностью превратиться в кварк-антикварковые пары еще до начала процесса адронизации. Кроме того, согласно гипотезе "предконфайнмента", будем считать, что кварк-антикварковые пары объединяются в бесцветные комбинации — кластеры, распадающиеся на более легкие кварк-антикварковые пары, которые и являются источниками наблюдаемых мезонов. Процессы рождения π -мезонов и генерирования ЭМ-поля газовым лазером протекают похожим образом, если считать, что: роль возбужденного состояния атома $|\psi\rangle$ играет кварк-антикварковая пара, основного $|\psi_0\rangle$ — физический вакуум, а рождающийся мезон аналогичен фотону, испускаемому возбужденным атомом. Операторы σ^+ и σ , описывающие процессы возбуждения и девозбуждения источников, выражаются через операторы рождения и уничтожения кварков q^+ , q и антикварков \bar{q}^+ , \bar{q} следующим образом:

$$\sigma^+ = q^+ \bar{q}^+, \quad \sigma = \bar{q} q.$$

Для них справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} \sigma^+ |0, 0\rangle &= |q, \bar{q}\rangle, & \sigma |q, \bar{q}\rangle &= |0, 0\rangle, \\ \sigma^+ |q, \bar{q}\rangle &= 0, & \sigma |0, 0\rangle &= 0, \\ [\sigma, \sigma^+]_+ |q, \bar{q}\rangle &= |q, \bar{q}\rangle, & [\sigma, \sigma^+]_+ |0, 0\rangle &= |0, 0\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

которые аналогичны известным формулам для 2-уровневых источников лазерного излучения⁴.

Взаимодействие кварковых и мезонных полей будем описывать гамильтонианом, имеющим тот же вид, что и гамильтониан взаимодействия ЭМ-поля с возбужденными атомами:

$$H_{int} = g(\sigma^+ b + b^+ \sigma), \quad (10)$$

где g — константа $\pi - q\bar{q}$ -взаимодействия, а b^+ и b — описанные в предыдущем разделе операторы рождения и уничтожения мезонного поля, содержащего связанные состояния. В полной аналогии с процессами, происходящими в лазерах, естественно также предположить существование двух различных времен релаксации: кварк-антикварковые пары отвечают быстрым степеням свободы, рождающиеся мезоны — более медленной компоненте. Это обстоятельство позволяет исключить адиабатическим образом кварковые степени свободы из уравнений движения и получить сравнительно простое уравнение эволюции, описывающее рождение π -мезонов. Процедура адиабатического исключения быстрых переменных во втором порядке теории возмущений для взаимодействия вида (10) описана, например, в [15], и в несколько более общем виде — в [24]. Так, нижеследующее уравнение (12), описывающее рождение мезонов, может быть получено из общего уравнения эволюции, приведенного в [24], если предположить, что время адронизации кластера ограничено интервалом τ , а также, что обратные переходы мезонов в кварки отсутствуют. Здесь мы приведем более простой вывод этого уравнения, в близком соответствии с [15], пользуясь вышеописанной лазерной аналогией.

Изменение матрицы плотности мезонного поля после "инъекции" в момент времени t_0 одной $q\bar{q}$ -пары в представлении чисел заполнения имеет вид:

$$\delta\rho_{n,n'} = \rho_{n,n'}(t_0 + T) - \rho_{n,n'}(t_0),$$

где время T велико по сравнению со временем жизни $q\bar{q}$ -пары, но мало по сравнению с характерным временем роста мезонного поля. Изменение матрицы плотности за счет многих $q\bar{q}$ -пар, действующих на мезонное поле, за время Δt имеет вид:

$$\Delta\rho_{n,n'} = r(t)\delta\rho_{n,n'}\Delta t, \quad (11)$$

где через $r(t)$ обозначена скорость инъекции $q\bar{q}$ -пар в момент времени t . Чтобы определить $\rho_{n,n'}(t_0 + T)$, необходимо проследить за развитием во времени совместной системы из $q\bar{q}$ -пары и мезонного поля вплоть момента $t_0 + T$, а затем

⁴В теории лазеров обычно выбирают представление, в котором

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\psi_0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

взять след от матрицы плотности этой системы по возбужденному, $|1 \rangle \equiv |q, \bar{q} \rangle$, и основному, $|0 \rangle \equiv |0, 0 \rangle$, состояниям источника:

$$\rho_{n,n'}(t_0 + T) = \sum_{\alpha=0,1} \rho_{\alpha n, \alpha n'}(t_0 + T).$$

Во втором порядке теории возмущений совместная матрица плотности мезонного поля и источника имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho_{q\bar{q},\pi}^{(2)}(t_0 + T) &= \rho_{q\bar{q}}(t_0)\rho_{\pi}(t_0) + (-i) \int_{t_0}^{t_0+T} dt' [V(t'), \rho_{q\bar{q}}(t_0)\rho_{\pi}(t_0)] + \\ &+ (-i)^2 \int_{t_0}^{t_0+T} dt' \int_{t_0}^{t'} dt'' [V(t'), [V(t''), \rho_{q\bar{q}}(t_0)\rho_{\pi}(t_0)]]. \end{aligned}$$

Переходя к вышеуказанному матричному представлению для операторов σ^+ и σ и векторов состояний $|0 \rangle$, $|1 \rangle$ источника, находим

$$\rho_{q\bar{q},\pi}^{(2)}(t_0 + T) = \begin{pmatrix} \rho_0 - \frac{1}{2}g^2T^2(bb^+\rho_0 + \rho_0bb^+) & igT\rho_0b \\ -igTb^+\rho_0 & g^2T^2b^+\rho_0b \end{pmatrix}.$$

Отсюда получаем для изменения матрицы плотности мезонного поля, вызванного инжекцией одной $q\bar{q}$ -пары, выражение

$$\delta\rho^{(2)}(t) = -\frac{1}{2}g^2T^2(bb^+\rho(t) + \rho(t)bb^+) + g^2T^2b^+\rho(t)b.$$

Подставляя его в (11), имеем для крупномасштабной временной производной $\Delta\rho/\Delta t = r\delta\rho$ матрицы плотности мезонного поля:

$$\partial_t\rho_t = \frac{\tau}{2} \langle y^+(t)y(t) \rangle (2b^+\rho_t b - bb^+\rho_t - \rho_t bb^+). \quad (12)$$

Здесь τ и $\langle y^+(t)y(t) \rangle = g^2 \langle \sigma^+\sigma \rangle$ — время жизни источников и величина, пропорциональная их плотности соответственно; ρ_t — матрица плотности поля излучения. Уравнение эволюции (12) содержит кварковые степени свободы в неявной форме — в виде модели источников мезонного поля $\langle \sigma^+\sigma \rangle$, которую мы будем далее подбирать таким образом, чтобы получающееся решение описывало имеющиеся экспериментальные данные.

При выводе (12) присутствие виртуальных кварк-антикварковых пар учитывалось, фактически, следующим образом: считалось, что кварк-антикварковая пара, не испустившая в течение времени адронизации τ -мезон, исчезает бесследно ("утечка" источников из "резонатора"). Кроме того, подразумевалось, что не только источники, но и мезоны в области адронизации могут находиться в виртуальном состоянии. Эти мезоны не могут покинуть область реакции и напоминают электромагнитное излучение, удерживаемое в резонаторе лазера с помощью зеркальных отражателей. Используя соотношения (8), учитывающие, помимо реальных, виртуальные (связанные) степени свободы, операторное

уравнение (12) нетрудно преобразовать в следующую систему для вероятности $P_n(t) = \langle n | \rho_i | n \rangle$ образования n мезонов к моменту времени t :

$$\begin{aligned}\partial_t P_0(t) &= -f(t)(C+1)P_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((C+1+n)P_n(t) - (C+n)P_{n-1}(t)),\end{aligned}\quad (13)$$

где $f(t) = g_{eff}^2 w(t)$, а $w(t) = \langle \sigma^+(t)\sigma(t) \rangle$ — плотность кварк-антикварковых пар. Дополним систему уравнений (13) начальными условиями, обозначающими отсутствие мезонов в начальный момент времени:

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

Сформулированная модель эквивалентна следующему дифференциальному уравнению в частных производных

$$\partial_t \Pi(s, t) = f(t)(s-1)(C+1+s\partial_s)\Pi(s, t),\quad (14)$$

с граничными условиями

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

для производящей функции

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

искомого распределения $P_n(t)$.

Решением этого уравнения является производящая функция отрицательно-биномиального распределения [25]

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

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 (ОБР)⁵ В нашем случае

$$k = C + 1.\quad (15)$$

Как известно, ОБР хорошо описывает флуктуации плотности мезонов в пространстве быстрот в интервалах шириной $\Delta y \sim 1$ [13, 14] (для более узких интервалов флуктуации возрастают — наблюдается явление перемежаемости [26]).

Роль, которую играют виртуальные мезоны в лазерной модели адронизации, легко понять рассмотрев два следующих крайних случая. Если $k = 1$

⁵Параметр k характеризует дисперсию ОБР $D^2 = \bar{n} + \frac{\bar{n}^2}{k}$, \bar{n} — среднее число мезонов.

(виртуальных мезонов нет), ОБР 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

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

Другой предел: $k \rightarrow \infty$. При этом ОБР переходит в пуассоновское, отвечающее когерентному лазерному излучению.

Тот факт, что с ростом энергии параметр k уменьшается, можно объяснить, по-видимому, "подогревом" связанных мезонов, сопровождающимся их переходом в обычные частицы.

Вот некоторые другие выводы, следующие из рассматриваемой модели.

1) Распределение мезонов по множественности имеет один и тот же вид в любой момент времени, 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 $Q = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt$, пропорционального общему числу 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 ОБР соотношением (15).

4 Обсуждение

К настоящему времени уже разработаны достаточно реалистичные модели мезообразования, описывающие большие флуктуации множественности заряженных π -мезонов в пространстве быстрот, основанные на представлении о цепочке распадов: тяжелых кластеров в легкие, легких кластеров — в мезонные резонансы, и тех, в свою очередь, — в наблюдаемые мезоны (см., например, обзор [16] и имеющиеся там ссылки). Эти модели неплохо описывают многие детали экспериментальных данных, и, видимо, сейчас можно говорить лишь о некоторых поправках к этой картине. Несмотря на это, в литературе неоднократно ставился вопрос о необходимости дополнительного учета квантовых особенностей процесса адронизации: эффектов тождественности рождающихся π -мезонов и кооперативных явлений. Выше была сформулирована точно решаемая модель, позволяющая учитывать эти эффекты, хотя, возможно, и в

несколько усиленной форме. Так, было показано, каким образом все флуктуации множественности в интервалах $\Delta y \sim 1$ пространства быстрот могут быть объяснены с помощью чисто квантовых особенностей процесса адронизации.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что рождение π -мезонов через распад резонансов и лазерный механизм их генерации не являются взаимоисключающими. Например, часть мезонов, рождающихся когерентным образом, может благодаря взаимодействию в конечном состоянии объединяться в мезонные резонансы, а затем — вновь распадаться. Отличить такой механизм от процесса прямого рождения мезонных резонансов лишь на основе изучения флуктуаций множественностей в пространстве быстрот, по-видимому, нельзя.

Интересное физическое следствие, вытекающее из лазерной модели адронизации, состоит в том, что виртуальные мезоны могут оказывать существенное стимулирующее воздействие на процессы перехода кварк-антикварковых пар в наблюдаемые мезоны. Возможность того, что многочастичные состояния, не рождающиеся из-за недостаточности энергии сталкивающихся частиц, могут присутствовать в области реакции в виртуальной форме, обсуждался в книге [27] на примере двух частиц вблизи порога реакции $a + b \rightarrow c + d$, где общая масса продуктов реакции больше суммы масс частиц a и b . Поскольку ниже порога частицы c и d не могут уйти друг от друга из-за недостатка энергии, то вне области реакции (которая предполагается локализованной в некоторой конечной пространственной области) их плотность спадает экспоненциально

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

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

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

описывая тем самым наблюдаемые частицы. Выше была рассмотрена возможность участия виртуальных мезонов похожего типа в процессах адронизации. Описанный механизм рождения, когда некоторая часть мезонов, при выходе из области реакции, поглощается, передавая при этом дополнительную энергию остальным мезонам, напоминает также известные процессы Хоукинга и Пенроуза, происходящие в окрестности черных дыр (см., например, [28]).

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (грант 99-01-01101) за поддержку.

Литература

- [1] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. **100**, 1 (1983).
- [2] E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. **189**, 267 (1989).
- [3] B. Andersson et al., Nucl. Phys. B **264**, 29 (1986).
- [4] B. Andersson et al., Phys. Rep. **97**, 33 (1983).
- [5] R.D. Field, S. Wolfram, Nucl. Phys. B **213**, 65 (1983).
- [6] B.R. Webber, Nucl. Phys. B **238**, 492 (1984).
- [7] D.J. Scalapino, R.L. Sugar, Phys.Rev. D **8**, 2284 (1973).
- [8] R.C. Hwa, J. Pan, Phys. Rev. D **46**, 2941 (1992).
- [9] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1064 (1950).
- [10] P. Carruthers, I. Sarcevic, Phys. Lett. B **189**, 442 (1987).
- [11] H.-T. Elze, I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett. **68**, 1988 (1992).
- [12] Г. Хакен, *Синергетика* (Мир, Москва, 1980), гл. 6 - 7.
H. Haken, *Synergetics*, 2nd ed. (Springer, Berlin, 1978), ch.6-7.
- [13] A. Giovannini, L. Van Hove, Preprint No. CERN-TH.4894/87, (CERN, 1987).
- [14] A. Giovannini, L. Van Hove, Z. Phys. C **30**, 391 (1986).
- [15] Ф. Арекки, М. Скалли, Г.Хакен, В. Вайдлих, *Квантовые флуктуации излучения лазера* (Мир, Москва, 1977), с. 86.
M. Scully, in *Quantum Optics*, ed. R.J.Glauber (Academic Press, New York, 1969).
- [16] K. Geiger, Phys. Rep. **258**, 239 (1995).
- [17] В. Гайтлер, *Квантовая теория излучения* (ИЛ, Москва, 1956), с.470.
W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Clarendon Press, Oxford, 1954).
- [18] Э.М. Хенли, В. Тирринг, *Элементарная квантовая теория поля* (ИЛ, Москва, 1963), гл. 9-11.
E.M. Henley, W. Thirring, *Elementary Quantum Field Theory* (McGraw-Hill, New York, 1962), ch. 9-11.
- [19] Phys. Rev. **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963).
- [20] Е.Л.Фейнберг, УФН **132**, 255 (1980).

- [21] Б.Ф.Костенко, Препринт ОИЯИ Р2-95-542, (Дубна, 1995).
- [22] V.Kuryshkin, Ann. Found. L. de Broglie **5**, 111 (1980).
- [23] П.П.Кулиш, ТМФ **86**, 157 (1991).
- [24] К.В. Гардинер, *Стохастические методы в естественных науках* (Мир, Москва, 1988), гл.10.
C.W. Gardiner, *Handbook of Stochastic Methods*, 2nd ed., (Springer, Berlin, 1985), ch.10.
- [25] В. Феллер, *Введение в теорию вероятностей и ее приложения* (Мир, Москва, 1967), т. 1.
W. Feller, *An Introduction to Probability Theory and Its Applications* (John Wiley, New York, 1966), v.1.
- [26] A. Bialas, R. Peschanski, Nucl.Phys. B **273**, 703 (1986).
- [27] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике* (Наука, Москва, 1971), с. 395.
- [28] И.Д. Новиков, В.П. Фролов, *Физика черных дыр*, (Наука, Москва, 1986), с. 116, 213 - 227.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 2001 года.

Костенко Б.Ф.

P2-2001-174

О влиянии коллективных квантовых эффектов
на процессы адронизации

Для описания влияния на процессы адронизации кооперативных квантовых эффектов предложена модель, согласно которой переход кварк-антикварковых пар в наблюдаемые мезоны напоминает генерацию электромагнитного излучения возбужденными атомами в газовом лазере. Для учета связанных состояний мезонного поля сформулирована схема квантования, основанная на q -деформированных коммутационных соотношениях. В адиабатическом приближении, после усреднения по кварк-антикварковым степеням свободы, получено эволюционное уравнение, управляющее динамикой процесса адронизации. Описываются эффекты стимулирующего воздействия мезонов, в том числе и связанных, на порождающие их источники.

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Kostenko B.F.

P2-2001-174

On Collective Quantum Effect Influence
on Hadronization Processes

For description of co-operative quantum effect influence on hadronization processes, a model which assumes the transition of quark-antiquark pairs into mesons to be analogous to generation of electromagnetic field by excited atoms in gas laser is suggested. With the purpose of account for bounded states of meson field, a quantization scheme based on q -deformed commutation rules is formulated. In the adiabatic approximation after averaging over the quark-antiquark degrees of freedom an evolution equation for description of hadronization is obtained. Stimulating influence of mesons (including the bounded ones) on their sources is taken into account.

The investigation has been performed at the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 03.09.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,28
Тираж 425. Заказ 52843. Цена 1 р. 28 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области