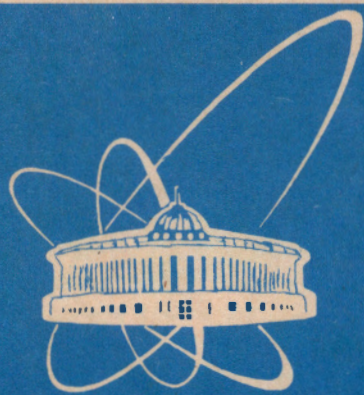


542-95



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-542

P2-95-542

Б.Ф.Костенко

КВАНТОВЫЕ МЕХАНИЗМЫ
ПРОЦЕССОВ АДРОНИЗАЦИИ

1995

1 Введение

Для описания взаимодействий частиц и ядер при высоких энергиях с учетом кварк - глюонных степеней свободы к настоящему времени разработано много различных моделей (см., например, ссылки в обзоре [1]), в основу которых положены либо партонная феноменология [2,3], либо представления о фрагментации адронной струны [4,5]. 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. Наибольшие неопределенности описания связаны со стадиями а) и в), которые не описываются в рамках пертурбативной КХД. 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 [6], так как эти процессы уже не могут быть описаны в рамках пертурбативной КХД, где всегда доминируют $g \rightarrow 2g$ -переходы. Далее принимается гипотеза "предконфаймента" [6,7], состоящая в 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, отмеченным еще в работе [6], что при определенных условиях эти источники могут действовать коллективным, не независимым друг от друга, образом.

Описание конкретных подходов к решению этой проблемы — цель настоящей работы. Нисколько не претендуя на построение окончательной картины процесса мезообразования, мы здесь остановимся лишь на ряде принципиальных вопросов, возникающих на этом пути. Тот факт, что третья стадия процессов множественного рождения наиболее непосредственно связана с экспериментальными данными, позволит нам, однако, высказать конкретные физические гипотезы о характере протекания процессов адронизации. Один из выводов, к которому мы придем, будет состоять в том, что виртуальные мезоны могут оказывать стимулирующее воздействие на процессы адронизации.

Для описания виртуальных степеней свободы в физике высоких энергий разработан ряд простых представлений, восходящих в идейном плане еще к известным работам Вайцекера и Вильямса [8], которые легли в основу различных моделей партонного каскада. Однако свойства виртуальных мезонов, о которых будет идти речь ниже, несколько отличаются от свойств партонов, входящих в состав адронов. Проиллюстрируем свойства виртуальных полей обоих типов, воспользовавшись двумя точно решаемыми моделями в квантовой теории поля [9].

1) Первая из этих моделей отвечает скалярному полю, взаимодействующему со

статическим источником

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

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

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

и с помощью аналогичных соотношений операторы $b_{\vec{k}}^{\dagger}, b_{\vec{k}}$ для поля ϕ , взаимодействующего с источником, можно убедиться в справедливости соотношений¹

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

Формулы (1) имеют простую физическую интерпретацию: помимо квантов свободного поля, описываемых операторами $a_{\vec{k}}, a_{\vec{k}}^{\dagger}$, статический источник окружен некоторым классическим полем — конденсатом, величина которого

$$\chi_{\vec{k}} = \frac{\rho_{\vec{k}}}{(2\omega^3 L^3)^{1/2}}$$

пропорциональна заряду источника. Классическое поле $\chi_{\vec{k}}$ описывает виртуальные степени свободы, окружающие источник. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть действие операторов уничтожения "голого" поля $a_{\vec{k}}$ на физический вакуум. В соответствии с (1) имеем

$$b_{\vec{k}}|in, 0\rangle = \chi_{\vec{k}}|in, 0\rangle, \quad (2)$$

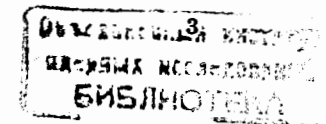
т.е. состояния $|in, 0\rangle$ являются собственными векторами операторов $b_{\vec{k}}$. Отсюда видно, что "с точки зрения" операторов $b_{\vec{k}}, b_{\vec{k}}^{\dagger}$ состояния физического вакуума являются когерентными состояниями [10], содержащими кванты "голого" или виртуального поля ϕ^2 . Из теории когерентных состояний известно [10], что распределение по числу частиц в них описывается распределением Пуассона, которое в

¹Здесь

$$\rho_{\vec{k}} = \int \rho(\vec{r}) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3r, \\ \omega = \sqrt{m^2 + \vec{k}^2},$$

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

²То, 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 $a_{\vec{k}}$ развиваются в $b_{\vec{k}}$.



данном случае отвечает вероятности регистрирования 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 эта модель дает процессу испускания тормозного излучения наглядную физическую интерпретацию (отрыв виртуальных квантов от источника при его столкновении с другим зарядом), правильно описывает спектр тормозного излучения, предсказывает существование конечного времени формирования виртуального поля после "встриживания" частицы - источника в момент столкновения (эффект Ландау - Померанчука [11]) [9].

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

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

К моделям такого типа относится, например, главный член релятивистской теории ядерных сил (мезонной γ_5 -теории [9]). 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 перерелятивистскими частицами также может быть описано таким образом [9]³. 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 последнего 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. Здесь мы не будем вдаваться в технические детали, связанные с выводом формул (4), подробное изложение которых имеется в книге [9]. Вместо этого

³Обсуждаемая ниже аналогия между процессами адронизации и работой лазера, в конечном счете, обусловлена именно этим обстоятельством.

рассмотрим простую схему квантования 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, а принимают 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 частицы (которые будем считать подчиняющимися статистике Бозе), 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 [9]). Пользуясь коммутационными соотношениями, находим

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

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
то

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

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

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

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

Если считать, что связанные состояния не дают вклад 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 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:

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

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 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 $N = a^+ a$. 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, в которой связанные состояния поля могут быть представлены в "партонообразном" виде с помощью формул (1). Единственное, однако, 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

В работе Филда и Вольфрама [6] отмечалось, что в том случае, когда масса индивидуальных партонов, поступающих на стадию адронизации меньше некоторого критического значения μ_c , представление о том, что каждый из них, независимо от остальных, распадается на наблюдаемые адроны, перестает быть справедливым. Это связано с тем, что в этом случае доминирующую роль начинают играть кооперативные явления. В настоящем разделе мы обсудим эту возможность, предполагая, что коллективным образом могут действовать лишь легкие кварк-антикварковые пары, порожденные распадом одного и того же тяжелого кластера, локализованные в узком интервале пространства быстрот $\Delta y \sim 1$. При этом будем также учитывать эффекты обратного воздействия мезонного поля на порождающие его источники и квантовые эффекты тождественности рождающихся мезонов. Наиболее естественно все это можно сделать с помощью лазерной модели процессов адронизации⁴.

⁴Предположение о возможности объяснения процессов адронизации на основе лазерной аналогии высказывалось также в работах [12,13] на том основании, что

Имеется ряд указаний — немногочисленность мезонов, образующихся после распада кластера, существование пика вблизи нуля в распределении по массам кластеров [1,6,19,20] — на то, что среди кварк - антикварковых пар, являющихся источниками рождающихся мезонов, имеется некоторое количество виртуальных, не обладающих достаточной массой для рождения даже одного мезона. Такие пары должны бесследно аннигилировать в процессе адронизации — явлении, напоминающем: безызлучательную утечку атомов из резонатора в газовых лазерах [21], легко учитываемом в лазерной модели⁵.

Итак, в соответствии с кластерной моделью [1,6] будем предполагать, что процесс адронизации определяется взаимодействием лишь кварковых и мезонных степеней свободы, т.е., что глюоны успевают полностью превратиться в кварк - антикварковые пары еще до начала процесса адронизации. Далее, согласно гипотезе "предконфаймента" кварк - антикварковые пары объединяются в бесцветные комбинации — кластеры, распадающиеся на более легкие кварк - антикварковые пары, которые и являются источниками наблюдаемых мезонов.

При этом, мы будем исходить из следующей аналогии между процессами адронизации и генерации электромагнитного излучения в газовых лазерах: роль возбужденного состояния атома $|\psi\rangle$ будет играть кварк - антикварковая пара, основного $|\psi_0\rangle$ — физический вакуум, а рождающийся π - мезон будем считать аналогичным 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:

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

феноменологическая теория фазовых переходов Гинзбурга - Ландау [14], используемая некоторыми авторами для описания этих явлений [12,13,15 - 17], имеет много общего с объяснением процесса перехода лазера из некогерентного в когерентный режим работы [18]. Предпочтительнее, однако, сразу исходить из лазерной аналогии, поскольку в этом случае не нужно использовать не доказанное предположение о существовании термодинамического равновесия на стадии адронизации.

⁵В существующих программах моделирования процессов множественного рождения аналогичный результат достигается с помощью несколько искусственной процедуры "укрупнения" очень легких кластеров (см., например, [1]).

которые аналогичны формулам для 2-уровневых источников лазерного излучения⁶.

Взаимодействие кварковых и мезонных полей будем описывать гамильтонианом взаимодействия

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

где g — константа взаимодействия, σ^+ , σ — операторы, описывающие процесс возбуждения и девозбуждения источников. Этот гамильтониан фактически совпадает с гамильтонианом взаимодействия электромагнитного поля с возбужденными атомами. В полной аналогии с процессами, происходящими в лазерах, в данном случае 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 мезонное поле⁷:

$$\partial_t \rho_t = \frac{\tau}{2} \langle y^+(t) y(t) \rangle (2b^+ \rho_t b - b b^+ \rho_t - \rho_t b b^+). \quad (11)$$

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 (11) 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 (11) присутствие виртуальных кварк - антикварковых пар учитывается следующим образом: считается, что кварк-антикварковая пара, не испустившая в течение времени адронизации τ -мезон, исчезает бесследно ("утечка" источников из "резонатора"). Будем считать, что не только источники, но и сами мезоны в области адронизации могут находиться в виртуальном (связанном) состоянии. Эти мезоны не могут покинуть область реакции и напоминают электро-

⁶В теории лазеров обычно выбирают представление, в котором

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

⁷Процедура адиабатического исключения быстрых переменных во втором порядке теории возмущений для взаимодействия вида (10) описана, например, в [21] и в несколько более общей форме — в [22]. Уравнение (11) получается из общего уравнения эволюции, приведенного в [22], если предположить, что время адронизации кластера ограничено интервалом τ , а также, что обратные переходы мезонов в кварки отсутствуют. При выводе уравнения (11) по теории возмущений [21] постоянную g не обязательно считать малой, требуется лишь малость эффективной константы взаимодействия $g_{eff} = \sqrt{\tau} g$.

магнитное излучение, удерживаемое в резонаторе лазера с помощью зеркальных отражателей. Используя соотношения (8), учитывающие, помимо реальных, виртуальные степени свободы, операторное уравнение (11) легко преобразовать в следующую систему для вероятности $P_n(t) = \langle n | \rho_t | n \rangle$ образования n мезонов к моменту времени t :

$$\begin{aligned} \partial_t P_0(t) &= -f(t)(C+1)P_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((C+1+n)P_n(t) - (C+n)P_{n-1}(t)), \end{aligned} \quad (12)$$

где $f(t) = g_{eff}^2 w(t)$, $w(t) = \langle \sigma^+(t) \sigma(t) \rangle$ — плотность кварк-антикварковых пар. Дополним систему уравнений (12) 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:

$$\partial_t \Pi(s, t) = f(t)(s-1)(C+1+s\partial_s)\Pi(s, t), \quad (13)$$

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 $P_n(t)$.

Решением этого уравнения является производящая функция отрицательно-биномиального распределения [23]

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

где

$$p(t) = 1 - q(t) = \frac{\exp(\int_0^t f(t) dt)}{1 + \frac{\bar{n}}{k}},$$

n и k — параметры отрицательно-биномиального распределения (ОБР)⁸. В нашем случае

$$k = C + 1. \quad (14)$$

ОБР хорошо описывает флуктуации плотности мезонов в пространстве быстрых в окнах шириной $\Delta y \sim 1$ [19,20] (для более узких интервалов, как известно, флуктуации возрастают — наблюдается явление перемежаемости [24]).

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

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

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

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 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 $Q = \int_0^{\infty} f(t) dt$, 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 (14).

4 Модель флуктуаций источников мезонного поля

Рассмотрим теперь вопрос о том, в какой мере учет флуктуаций источников мезонного поля может повлиять на предыдущий вывод о воздействии виртуальных мезонов на процессы адронизации. Будем исходить из клановой параметризации экспериментальных данных, предложенной Дживанини и Ван Ховом [19,20]. В основе этой параметризации лежат не вполне очевидные математические соображения, суть которых можно пояснить с помощью следующей простой аналогии [25]. Предположим, что число ударов молнии за время t имеет вид распределения Пуассона со средним значением λt . Если $\{f_n\}$ — вероятностное распределение ущерба, причиненного фиксированным ударом, то, предполагая независимость,

распределение вероятностей полного ущерба выразится сложным распределением Пуассона:

$$\{h_j\} = e^{-\lambda t} \sum_k \frac{(\lambda t)^k}{k!} \{f_j\}^{k*}.$$

Здесь $\{f_j\}^{k*}$ — распределение вероятности величины $j = n_1 + n_2 + \dots + n_k$ суммарного ущерба, нанесенного k ударами. Нетрудно проверить, что производящая функция (ПФ) распределения $\{f_j\}^{k*}$ равна $f^k(s)$, где $f(s)$ — ПФ распределения $\{f_n\}$. Учитывая то, что ПФ распределения Пуассона со средним λt имеет вид

$$h(\lambda t, s) = e^{-\lambda t + \lambda t s},$$

для ПФ распределения вероятности нанесенного ущерба находим

$$H(s, t) = h(\lambda t, f(s)) = e^{-\lambda t + \lambda t f(s)} = e^{-\lambda t} \sum_k \frac{(\lambda t)^k}{k!} f^k(s). \quad (15)$$

Клановая параметризация основывается на том факте, что ОБР является сложным распределением Пуассона, в котором роль $\{f_n\}$ играет логарифмическое распределение вероятностей. При этом фактически предполагается, что "удары молнии" можно ассоциировать с рождением сильно виртуальных партопов, приводящих (после развития партонового каскада и процесса адронизации) к рождению сильно скоррелированной группы мезонов — кластера. "Нанесенный ущерб" в этом случае отвечает числу частиц в кластере.

Производящая функция (15) обладает важным свойством

$$H(s, t_1 + t_2) = H(s, t_1)H(s, t_2),$$

которое говорит о том, что вклады в суммарную множественность частиц, рожденных в разные моменты времени, независимы. Это позволяет рассматривать мезоны, относящиеся к разным кластерам, относительно автономно. Кроме того, если считать, что параметром эволюции является координата в пространстве быстрот (т.е., что порядок рождения частиц определяется их быстротами), то мезоны, принадлежащие к одному и тому же кластеру, должны быть локализованы в некотором, достаточно узком интервале быстрот.

Согласно сказанному выше, производящие функции ОБР, пуассоновского и логарифмического распределений

$$G_{NBD} = \left(\frac{1-b}{1-bs} \right)^k, \quad G_{Pois} = e^{\tilde{N}(s-1)}, \quad G_{Log} = \frac{1-bs}{1-b}$$

соответственно связаны следующим образом:

$$G_{NBD} = G_{Pois}(\tilde{N}, G_{Log}(b)),$$

где числа b и \tilde{N} могут быть выражены через параметры наблюдаемого на опыте отрицательно-биномиального распределения:

$$b = \frac{\bar{n}}{\bar{n} + k}, \quad \tilde{N} = k \ln \left(1 + \frac{\bar{n}}{k} \right). \quad (16)$$

Параметр \tilde{N} имеет смысл числа кластеров ("ударов молний"). Распределение по множественности частиц в кластере ("величины нанесенного ущерба") имеет вид

$$P_n = -\frac{1}{\ln(1-b)} \frac{b^n}{n}. \quad (17)$$

Распределению частиц в кластере можно дать более подробную интерпретацию, если воспользоваться формулой

$$G_{Log}(b, s) = \int_1^{z_{max}} G_{Geom}(z, s) \rho(z) dz, \quad (18)$$

где $z_{max} = 1 + \bar{n}/k$,

$$G_{Geom}(z, s) = \frac{s}{z - (z-1)s}$$

— производящая функция геометрического распределения

$$P_n = \frac{1}{z} \left(\frac{z-1}{z} \right)^n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad \rho(z) = \frac{1}{\ln z_{max}} \frac{1}{z}. \quad (19)$$

На основании (18), (19) можно предположить, что $\rho(z)$ описывает флуктуации средней множественности z выделенной группы частиц (кластера). Таким образом, кластер в таком подходе следует понимать как ансамбль частиц, содержащий скрытые флуктуации типа (19). Согласно этой гипотезе истинное распределение по множественности в скоррелированной группе частиц для каждого конкретного события совпадает с геометрическим, в то время как параметр этого распределения (среднее число частиц) меняется от случая к случаю. Такие группы частиц Ван Хов и Дживованини предложили называть кланами. Понятно, что клан — это чисто теоретический объект, поскольку во всяком опыте мы получаем информацию лишь о кланах, усредненных по ансамблю наблюдений, т.е. о кластерах.

Средняя множественность \bar{n} наблюдаемых мезонов, родившихся в течение некоторого интервала времени (или в некотором интервале быстрот), может быть выражена через среднюю множественность \bar{n}_c частиц в кластере и среднее число \tilde{N} кластеров:

$$\bar{n} = \bar{n}_c \tilde{N}.$$

Соответствие клановой параметризации экспериментальным данным подробно изучалось Ван Ховом и Джiovанини [19,20]. С помощью этих представлений им удалось описать разумным, с физической точки зрения, образом зависимость параметров ОБР 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. Ими было установлено, что среднее число кластеров, попавших в рассматриваемый интервал быстрот, вычисляемое по формуле (16), растет с ростом ширины 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} .

Опираясь на модель, обсуждавшуюся в предыдущем разделе, мы можем теперь дать клановой параметризации Джiovанини и Ван Хома следующую интерпретацию. Будем предполагать, что процесс адронизации протекает без участия виртуальных мезонов, т.е., что в уравнении (11) следует взять $C = 0$. Получающееся геометрическое распределение для числа рождающихся мезонов будем интерпретировать как вероятностное распределение по множественности частиц в клане. Далее, среднее число частиц, образующихся на стадии адронизации, будем считать пропорциональным количеству кварк - антикварковых пар, образовавшихся после развала тяжелых кластеров. Такое допущение вполне согласуется с лазерной картиной процессов адронизации, обсуждавшейся в предыдущем разделе, поскольку благодаря виртуальности кварк - антикварковых пар только часть из них превращается в наблюдаемые мезоны.

Развитие партоновой лавины будем предполагать протекающим в две стадии: в начале в малом количестве рождаются партоны, подчиняющиеся распределению Пуассона, затем каждый из них инициирует кварк - глюонный каскад, в конце концов оканчивающийся (в соответствии с гипотезой предконфаймента [6,7]) рождением некоторого числа слабо виртуальных кварк - антикварковых пар, служащих источниками мезонного поля.

Необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство: подразумевается, что каждый из первичных партонов, порождающий регистрируемый клан, является непосредственно наблюдаемым на опыте объектом в том смысле, что с определенностью дает аддитивный, не зависящий от остальных затравочных партонов вклад в результирующее распределение мезонов. Поэтому распределение Пуассона для числа затравочных партонов входит явно в формулу расчета распределения вероятности для числа родившихся мезонов. В то же время слабо виртуальные кварк - антикварковые пары — источники наблюдаемых мезонов, не являются непосредственно наблюдаемыми объектами, так как не каждая из таких пар порождает регистрируемый на опыте мезон. Это означает, что мы не можем произвольно изменить модель развития кварк - глюонного каскада, лишь бы она приводила к такому же распределению по числу родившихся кварк - антикварковых пар к моменту, непосредственно предшествующему процессу адронизации. Как распределение Пуассона для затравочных партонов, так и $1/n$ -распределение для числа кварк - антикварковых пар перед началом процесса адронизации — строго фиксированные распределения вероятностей при том условии, что процесс

адронизации идет без участия виртуальных мезонов (характеризуется геометрическим распределением вероятности).

Рассмотренная картина процесса множественного рождения отличается от интерпретации отрицательно-биномиального распределения, предложенной Джiovанини и Ван Ховом, в следующем отношении. В работах [26] предполагается, что логарифмическое распределение вероятностей отвечает распределению по числу партонов в клане на стадии, непосредственно предшествующей процессу адронизации. Считается, что оно является усредненным геометрическим распределением, каждое из которых отвечает процессу ветвлений $g \rightarrow 2g$, описываемому в рамках пертурбативной КХД. Переход от партонов к адронам достигается с помощью гипотезы партон - адронной дуальности⁹, физический смысл которой не вполне ясен.

Распределение по множественности кварк - антикварковых пар перед началом процесса адронизации является сверткой пуассоновского и $1/n$ -распределений. Оно, вообще говоря, отличается от отрицательно - биномиального. Однако в рассматриваемом пределе оно все же к нему достаточно близко, что видно из следующих рассуждений. При $k \sim 0$ ОБР можно преобразовать следующим образом:

$$P_n = P_0 \frac{(k+n-1) \cdots (k+1)k}{n!} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}+k} \right)^n = \\ = P_0 \frac{a(a+b) \cdots (a+b(n-1))}{n!} \sim \frac{b^n}{n}, \quad (20)$$

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

$$P_n \sim \frac{1}{n}. \quad (21)$$

Если $1/n$ -распределение (21) заменить близким к нему логарифмическим распределением (20), то его свертка с распределением Пуассона приведет к ОБР. Таким образом, обсуждаемая модель источников приводит к выводу о похожести формы распределений числа кварков перед началом процесса адронизации и множественности рождающихся мезонов — утверждению, лежащему в основе гипотезы адрон - партоновой дуальности.

⁹Согласно гипотезе партон - адронной дуальности параметры отрицательно - биномиальных распределений в пространстве быстрот для адронов и партонов связаны соотношениями [26]:

$$k_h \simeq k_p, \quad \bar{n}_h \simeq 2\bar{n}_p.$$

Понять, почему плотность центров кластеров в пространстве быстрот подчиняется распределению Пуассона, так же как и найти физическую интерпретацию $1/n$ -распределения для числа кварк - антикварковых пар в кластере, достаточно сложно, поскольку эти процессы не описываются в рамках пертурбативной КХД. Попробуем все же дать им интерпретацию, используя найденное в предыдущем разделе уравнение, предполагая, что теперь оно описывает рождение (из соответствующих источников) либо затравочных партонов, дающих начало развитию кварк - глюонной лавины, либо легких кварк - антикварковых пар, участвующих в процессе адронизации.

Что касается первой стадии процесса множественного рождения — формированию первичного возмущения внутренней структуры сталкивающегося адрона, то ее, по-видимому, лучше всего описывать в рамках партоновых представлений [1]¹⁰. Указания в пользу распределения Пуассона дает уже простая модель когерентного облака, обсуждавшаяся во введении, если в качестве квантов виртуального поля теперь понимать скалярные кварк - антикварковые пары и глюоны, окружающие сталкивающиеся адроны. Таким образом можно объяснить, по крайней мере, почему вероятность обнаружить некоторое количество виртуальных партонов в рассматриваемом кинематическом интервале подчиняется распределению Пуассона. Если число "сбрасываемых" в результате столкновения партонов пропорционально их начальной плотности, то естественно также ожидать, что и число родившихся партонов будет подчиняться распределению Пуассона.

Еще одну простую модель, объясняющую происхождение пуассоновского распределения, можно получить, переходя в уравнении (12) к пределу:

$$C \rightarrow \infty, f(t) \rightarrow 0, Cf(t) =: g(t) < \infty.$$

Интерпретация этого предела такова: имеется большое число C виртуальных частиц, только малая доля $f(t)$ из которых высвобождается в процессе столкновения¹¹.

В рассматриваемом пределе вместо (12) имеем

$$\partial_t P_n = -g(t)[P_n - P_{n-1}], P_n = \frac{\bar{n}(t)}{n!} e^{-\bar{n}(t)},$$

где $\partial_t \bar{n}(t) := g(t)$. Конкретное выражение для скорости переходов $g(t)$ можно получить из дополнительных модельных соображений, которые мы здесь рассматривать не будем.

Описанные методы генерирования пуассоновского распределения относились к партоновой стадии. Что же касается процессов адронизации, где распределению

¹⁰Струнные модели, объясняющие происхождение распределения Пуассона, рассматривались в работе [27].

¹¹Аналогия: если растение имеет большое число семян, только малая доля из которых способна сохраниться, то число развившихся из этих семян растений, подчиняется распределению Пуассона [25].

Пуассона подчиняются множественности бесцветных кластеров, то в этом случае, видимо, проще всего предположить, что природа этого распределения обусловлена уже самой малостью величины вероятности p попадания кластера в рассматриваемый интервал быстрот:

$$p \ll 1.$$

Действительно, в этом случае биномиальное распределение

$$P_n = C_N^n p^n (1-p)^{N-n},$$

отвечающее тому, что n кластеров из N рожденных попадут в рассматриваемый интервал, приблизительно совпадает с распределением Пуассона со средним числом частиц

$$\bar{n} = Np.$$

Для описания процесса деления тяжелого кластера, приводящего в результате к $1/n$ -распределению, можно по-прежнему использовать уравнение (12), если обратить внимание на следующее обстоятельство. Согласно лазерной модели с учетом связанных частиц тот факт, что вне области генерации наблюдается n частиц, означает, что в области генерации их число было $n + C$. Остальные C частиц были как бы "пожертвованы" всей группой для того, чтобы "расплатиться" с законом сохранения энергии при их выходе из этой области (характеризующейся нефоковским вакуумом с $C \neq 0$). Для описания процесса размножения необходимо рассмотреть противоположную ситуацию, когда выходящая из некоторой пространственно - временной области группа приобретает некоторое дополнительное число частиц, в данном случае — $q\bar{q}$ -пар. Следовательно, переход от режима поглощения к режиму размножения в уравнении (12) осуществляется продолжением параметра C в область отрицательных значений. Полагая $k = C + 1 \rightarrow 0$, находим в качестве решения уравнения (12) предел отрицательно - биномиального распределения

$$P_n \sim \frac{1}{n}$$

в точном соответствии с требованием клауновой параметризации (19).

В связи с последней формулой следует сказать, что случайные процессы, характеризующиеся спектром

$$P(E) \sim \frac{1}{E}, \quad (22)$$

— так называемый фликкер - шум — достаточно часто встречаются в природе. Тем не менее общая теория этих явлений пока не построена [28]. В работе [29] было предложено объяснение флуктуаций такого типа на основе классической модели, использующей наглядное представление о сходе песчаной или снежной лавины (sand pile model). При этом было высказано предположение, что спектры такого вида всегда обусловлены тем, что соответствующие физические модели в некоторой (критической) области значений своих параметров имеют интерпретацию в

терминах накопления и последующего схода лавины. Выше мы убедились, что лазерная модель, будучи чисто квантовой, характеризуется тем не менее аналогичным критическим поведением при $C = -1$, описывая процесс размножения кварк-антикварковых пар. В соответствии с [29] этот факт можно сформулировать следующим образом: в начале процесса адронизации формируются бесцветные кластеры, находящиеся в самоорганизованных критических состояниях, генерирующие затем лавину легких кварк-антикварковых пар.

С точки зрения задачи, поставленной в самом начале настоящего раздела, следует сделать вывод: рассмотренная здесь модель показывает, что учет флуктуаций плотности источников мезонного поля может изменить паш предыдущий вывод об участии виртуальных мезонов в процессах адронизации.

5 Эффекты релаксации мезонного поля

Мы рассмотрели две идеализованные схемы объяснения наблюдаемых флуктуаций множественности в пространстве быстрот, учитывающие квантовые эффекты тождественности. Однако уже в работе Дживанини и Ван Хоа [30], где эти явления обсуждались на качественном уровне (и без учета виртуальных частиц), отмечалось, что существует и другой, конкурирующий с квантовым, механизм генерирования флуктуаций — процессы распада легких кластеров и резонансов. В пользу кластерного механизма говорит также необходимость учета взаимодействий в конечном состоянии. Действительно, даже если предположить, что на самом деле имеет место лазерный механизм мезообразования, взаимодействия родившихся мезонов могут привести к образованию резонансов. Эти резонансы, распадаясь, дадут приблизительно такой же вклад в наблюдаемые распределения по множественности, что и породившие их частицы. Однако само их образование в промежуточном состоянии приведет к "выключению" части мезонов из лазерного механизма генерации — начнется одновременное рождение как мезонов, так и мезонных резонансов.

К настоящему времени разработан ряд программ расчета, объясняющих многие, достаточно тонкие детали наблюдаемых экспериментальных данных на основе картины независимых распадов легких кластеров и резонансов [6,7,1], так что возможно даже, что речь идет лишь о поиске некоторых квантовых поправок к этой картине. Еще одно существенное замечание по поводу области применимости моделей, описанных выше: имеется ряд дополнительных, неучтенных в наших идеализованных схемах, эффектов, оказывающих влияние на интерпретацию данных. В частности, — эффекты разброса рождающихся частиц в пространстве быстрот. В настоящем разделе мы очень кратко обсудим роль некоторых из них.

Простейшая модель распада кластеров и резонансов по схеме

$$A \rightarrow B + C \quad (23)$$

может быть основана на уравнениях, которые (по причине совершенно случайной) совпадают с (12) при $C = 0$:

$$\begin{aligned} \partial_t P_0(t) &= -f(t)P_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((n+1)P_n(t) - nP_{n-1}(t)), \\ P_n(0) &= \delta_{n,0}. \end{aligned} \quad (24)$$

Интерпретация этой модели, однако, теперь совсем иная: имеется каскад ветвлений с вероятностью, пропорциональной числу имеющихся частиц (описывается членами в правой части (24), пропорциональными $n-1$ и n), сопровождающийся испусканием частиц дополнительными источниками постоянной (здесь единичной) интенсивности¹². Это обстоятельство позволяет нам сразу же сформулировать простейшую кластерную модель, опираясь на результаты предыдущего раздела.

Будем считать, что число кластеров, поступающих в рассматриваемый интервал быстрот, подчиняется распределению Пуассона. Предположим также, что распад каждого кластера приводит, согласно простейшей схеме деления (23), к геометрическому распределению

$$P_n = \frac{1}{\bar{n}-1} \left(\frac{\bar{n}-1}{\bar{n}} \right)^n, \quad n = 1, 2, \dots,$$

для числа родившихся мезонов. В соответствии с математическими соображениями, высказанными в начале предыдущего раздела, распределение по множественности мезонов будет подчиняться ОБР, если флуктуации величины \bar{n} имеют вид

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

В свою очередь, флуктуации средней множественности \bar{n} естественно связать с тем, что кластеры, распадающиеся на мезонные резонансы, характеризуются спектром масс M , обладающим максимумом в нуле и монотонно убывающим с ростом M (точный вид спектра зависит от деталей кинематики). Качественно эта картина согласуется с используемыми в настоящее время моделями: генерации наблюдаемых мезонов, в которых постулируется цепочка распадов [1,6]: бесцветный тяжелый кластер \rightarrow легкие кластеры \rightarrow мезонные резонансы \rightarrow мезоны.

Очевидно, что в модели двух частичных распадов не требуется, чтобы все частицы, принадлежащие одному кластеру, характеризовались приблизительно одинаковыми энергиями и импульсами. В работе [30] изучалось влияние эффектов перекрытия на зависимость параметров ОБР от ширины окна в пространстве быстрот и было установлено качественное согласие картины каскадных ветвлений

¹²Можно убедиться, что к геометрическому распределению приводит каскад ветвлений и без дополнительных источников единичной интенсивности, если считать, что в начальном состоянии имеется одна частица. При этом уравнение эволюции имеет вид

$$\partial_t P_n \sim (n-1)P_{n-1} - nP_n.$$

с экспериментальными данными. Механизмы генерации ОБР были, однако, при этом другие. Предполагалось, что некоторое количество мезонов, попавших в рассматриваемый интервал быстрот, описывается геометрическим распределением, обусловленным процессами двух частичных распадов (23). Кроме того, допускалось, что часть мезонов, попавших в рассматриваемый интервал быстрот описывается распределением, близким к распределению Пуассона. Это частицы, образованные в результате распадов других кластеров, а также некоторые дополнительные "первичные" мезоны, испущенные иным, не резонансным способом. Отрицательно-биномиальное распределение интерпретировалось, таким образом, как результат наложения геометрического и пуассоновского распределений.

В силу того, что уравнение (24) совпадает с (12) при $C = 0$, мы можем также дать этой модели и другую интерпретацию — считать, что мезоны, подчиняющиеся геометрическому распределению, обусловлены лазерным механизмом генерации (без участия виртуальных частиц). Мезоны, образовавшиеся в результате распадов "чужих" кластеров и попавшие в рассматриваемый интервал, можно описать распределением Пуассона, если их немного (см. конец предыдущего раздела). Распределение Пуассона для первичных слабовиртуальных мезонов, как бы существующих в адронах и "сбрасываемых" в момент столкновения, естественно описать уравнением

$$\partial_t P_n = -g(t)[P_n - P_{n-1}], \quad P_n = \frac{\bar{n}(t)^n}{n!} e^{-\bar{n}(t)}, \quad (25)$$

где $\partial_t \bar{n}(t) := g(t)$, обсуждавшимся в конце предыдущего раздела при рассмотрении процесса сбрасывания поля первичных партонов. Приобретая дополнительную энергию, выделяющуюся в процессе столкновения, эти мезоны покидают область генерации. Уравнение, описывающее как сбрасываемые, так и каскадные частицы, имеет, следовательно, вид (12) с соответствующим выбором параметра C ,

$$C = \frac{g(t)}{f(t)}, \quad (26)$$

описывающего теперь соотношение между вкладом пуассоновской и геометрической компонент. Наблюдаемые на опыте особенности изменения параметров ОБР с изменением энергии получают следующую естественную интерпретацию: с увеличением энергии возрастает вклад мезонов, порождаемых каскадом распадов кластеров и уменьшается роль сброшенных, слабовиртуальных мезонов, уже как бы содержащихся в сталкивающихся адронах. Имеющиеся экспериментальные данные, однако, не позволяют отличить рассмотренный здесь когерентный механизм генерации от кластерной модели, обсуждавшейся Джикованини и Ван Ховом [30], о которой шла речь выше.

Учет того обстоятельства, что мезоны, принадлежащие одному кластеру, не обладают в точности одинаковыми энергиями и импульсами (и, следовательно, не тождественны), еще более важен в лазерной модели процессов мезообразования. Используя представления о частично перекрывающихся волновых пакетах, можно

вести понятие частичной когерентности [30], считая, что некоторое число мезонов, попавших в рассматриваемый интервал быстрот, было рождено с помощью лазерного механизма, остальные же родились независимым друг от друга образом. С математической точки зрения такая модель совпадает с двухкомпонентной моделью, обсуждавшейся выше, с параметром C в форме (26). Лазерному механизму генерации отвечает геометрическое распределение, некогерентному — пуассоновское. Поэтому параметр $C = k - 1$ характеризует теперь отношение вкладов некогерентной и когерентной компонент. Тот экспериментальный факт, что с увеличением ширины окна параметр k возрастает, можно интерпретировать как проявление эффекта уменьшения степени когерентности рождаемых в этом интервале мезонов.

6 Заключение

В настоящее время существуют детально разработанные, достаточно реалистичские модели мезообразования, основанные на предположении о последовательном распаде тяжелых кластеров в легкие, затем легких кластеров — в мезонные резонансы и тех, в свою очередь, — в наблюдаемые мезоны (см., например, обзор [1] и имеющиеся там ссылки). Эти модели хорошо описывают многие детали экспериментальных данных и, видимо, в основном правильно отражают особенности этих процессов. В данной работе были рассмотрены некоторые возможности описания квантовых поправок к этой картине. Так, в третьем разделе мы рассмотрели лазерную модель, позволяющую учесть эффекты тождественности рождающихся мезонов, кооперативное участие кварк - антикварковых пар в процессах мезообразования, обратное воздействие мезонов на их источники, а также эффекты присутствия виртуальных частиц в области адронизации. Несмотря на то, что важность учета этих явлений (или, по крайней мере, некоторых из них) уже неоднократно отмечалась в литературе, достаточно полного и систематического обсуждения всех этих вопросов до настоящего времени не существует.

Проведенное обсуждение позволяет несколько глубже проникнуть в некоторые механизмы процессов мезообразования, рассматривавшихся прежде на более грубом качественном уровне, а также выдвинуть некоторые новые гипотезы о характере протекания процесса адронизации. Одна из них — гипотеза о том, что виртуальные мезоны могут оказывать стимулирующее воздействие на процессы перехода кварк - антикварковых пар в наблюдаемые мезоны.

В работе мы придерживались интерпретации отрицательно - биномиального распределения, прямо вытекающей из клановой параметризации наблюдаемых распределений π - мезонов в пространстве быстрот, полученной Джикованини и Ван Ховом [19,20], хотя сами эти авторы в своих последующих работах были склонны связывать ОБР прежде всего с распределением партонов, генерируемых программой JETSET [26]. Мы убедились (в той мере, в какой эта параметризация справедлива), что предположение об отсутствии виртуальных мезонов в области адронизации приводит к выводу о том, что тяжелые кластеры, генери-

руемые на начальной стадии процесса адронизации, находятся в метастабильном состоянии, аналогичном самоорганизованному критическому. Лазерная модель процесса адронизации позволяет рассматривать переход от режима деления кластера к режиму генерации мезонного поля как своеобразный "фазовый переход", сопровождающийся заменой параметра $C = -1$ в уравнении (12) на $C = 0$.

Было рассмотрено также несколько схем генерирования наблюдаемых мезонов в рамках представлений о последовательном (каскадном) распаде тяжелых кластеров и резонансов. Было показано, что эффекты статистических флуктуаций источников мезонного поля могут успешно имитироваться эффектами тождественности рождающихся мезонов (а также виртуальными степенями свободы). Хотя схема со статистическими флуктуациями источников представляется наиболее естественной¹³ и в настоящее время фактически общепризнанна, нельзя исключить, что определенный вклад в наблюдаемые флуктуации дают и эффекты квантовой статистики.

Мы установили, что схема генерирования мезонов на основе представлений о независимом последовательном распаде резонансов по своей структуре близка к лазерной модели без виртуальных частиц, но с учетом флуктуаций источников. В обоих случаях ОБР является результатом композиции пуассоновского и логарифмического распределений, где последнее считается усредненным геометрическим распределением. Физическое отличие этих моделей состоит в том, что в последнем случае некоторые (виртуальные) кварк-антикварковые пары могут бесследно исчезать, в то время как в первом случае считается, что любая из них дает, по крайней мере, один мезон. Это, в частности, означает, что рассмотренный механизм стимулирования не может идти одновременно с процессами каскадных распадов резонансов, усиливая их (в работе [30] было указано, что если бы это имело место, то распределение по множественности заметно отличалось бы от ОБР в интервалах $\Delta y \sim 1$).

Следует вместе с тем подчеркнуть, что механизмы рождения через распад резонансов и когерентной генерации вполне могут сосуществовать. Например, может случиться, что часть мезонов, родившихся с помощью лазерного механизма, успевают объединиться в течение времени адронизации в резонансы. Выделить вклад подобных взаимодействий в конечном состоянии в наблюдаемые распределения в настоящее время не представляется возможным. Существенным источником неопределенностей являются, в частности, эффекты перекрытия кластеров, обсуждавшиеся в пятом разделе.

В заключение скажем несколько слов о методе учета виртуальных степеней свободы, обсуждавшемся выше (см. также приложение). Тот факт, что многочастичные состояния, не рождающиеся из-за недостаточности энергии сталкивающихся частиц, могут присутствовать в области реакции в некоторой виртуальной форме, на самом деле известен уже давно. Так, в книге Базя, Зельдовича и Переломова

¹³В этом случае отклонение флуктуаций от статистических объясняется тем, что мезоны предпочитают группироваться вокруг некоторых центров, хранящих информацию о первичном кластере или резонансе.

[31] 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 был поставлен вопрос об участии виртуальных мезонов такого типа в процессах адронизации и предложен метод их описания в формализме вторичного квантования. Интересно отметить, что описанный в данной работе механизм энергосвободения, когда некоторая часть мезонов, находящихся в области множественного рождения, поглощается (передавая при этом дополнительную энергию остальным мезонам), напоминает эффект Хоукинга и процесс Пенроуза, могущие происходить в окрестности черных дыр [32]. 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 эргодферы.

7 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)

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

где a^+ , a -обычные операторы рождения и уничтожения, d^+ , d — операторы, описывающие конденсат. Они удовлетворяют следующему q-деформированному коммутационному соотношению:

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

и дополнительному условию

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

где

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

Квантовые поля такого типа обсуждались в работах [33,34]. 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 (11) для оператора плотности мезонного поля приводит к той же системе (12) 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

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

Модель с q -конденсатом, допускающая существование состояний с любым числом связанных частиц, в некотором смысле близка к представлениям о "пространственно-подобных каскадах", обсуждавшихся в [2,3]. Авторы этих работ рассматривали процессы размножения

$$a \longrightarrow b + c,$$

сопровождающиеся увеличением числа партонов 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 отрицательного потенциала.

Литература

- [1] K. Geiger, Phys. Rep. **258**, 239 (1995).
- [2] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. **100**, 1 (1983).
- [3] E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. **189**, 267 (1990).
- [4] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**, 33 (1983).
- [5] B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B, **264**, 29 (1986).
- [6] R.D. Field, S. Wolfram, Nucl. Phys. B, **213**, 65 (1983).
- [7] B.R. Webber, Nucl. Phys. B, **238**, 492 (1984).

- [8] В. Гайтлер, *Квантовая теория излучения*, ИЛ, Москва (1956), с. 470.
- [9] Э.М. Хенли, В. Тирринг, *Элементарная квантовая теория поля*, ИЛ, Москва (1963) гл. 9 - 11.
- [10] Р. Глаубер в сб. *Когерентные состояния в квантовой теории*, Мир, Москва (1972) с. 26.
- [11] Е.Л. Фейнберг, УФН, **132**, 255 (1980).
- [12] D.J. Scalapino, R.L. Sugar, Phys. Rev. D, **8**, 2284 (1973).
- [13] R.C. Hwa in *Proc. of Workshop on Pre - Equilibrium Parton Dynamics*, Berkeley, California, 1993, p. 265.
- [14] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, ЖЭТФ, **20**, 1064 (1950).
- [15] P. Carruthers, I. Sarcevic, Phys. Lett. B, **189**, 442 (1987).
- [16] I. Dremin, M.T. Nazirov in *Proc. of Ringberg Workshop "Fluctuations and Fractal Structure"*, Ringberg Castle, Germany, 1991, p. 341.
- [17] Н.-Т. Elze, I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett., **68**, 1988 (1992).
- [18] Г. Хаген, *Синергетика*, Мир, Москва (1980), гл. 6 - 7.
- [19] A. Giovannini, and L. Van Hove, Preprint TH.4894/87 - CERN (1987).
- [20] A. Giovannini, and L. Van Hove // Z. Phys. C, **C30**, 391 (1986).
- [21] Ф. Ареки и др., *Квантовые флуктуации излучения лазера*, Мир, Москва (1977) с. 86.
- [22] К.В.Гардипер, *Стохастические методы в естественных науках*, Мир, Москва (1988) гл. 10.
- [23] В. Феллер, *Введение в теорию вероятностей и ее приложения*, т. 1, Мир, Москва (1967) с. 275.
- [24] A. Bialas, R. Peschanski, Nucl.Phys. B, **273**, 703 (1986).
- [25] В. Феллер, *Введение в теорию вероятностей и ее приложения*, Мир, Москва (1967) с. 293.
- [26] L. Van Hove, A. Giovannini, Acta Phys. Pol. B, **19**, 917; 931 (1988).
- [27] Б.Ф. Костенко, Преприпт P2-92-580 - ОИЯИ (1992).
- [28] Г. Репке, *Неравновесная статистическая механика*, Мир, Москва (1990) с. 68.

- [29] P.Bak, Ch. Tang, K.Weisenfeld, Phys.Rev. A, 38, 364 (1988).
- [30] A. Giovannini, L. Van Hove, Preprint TH.4230/85 - CERN (1985).
- [31] А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, Наука, Москва (1971), с. 395.
- [32] И.Д. Новиков, В.П. Фролов, *Физика черных дыр*, Наука, Москва (1986) с.116, 213 - 227.
- [33] V.Kuryshkin, Ann. Found. L. de Broglie 5, 111 (1980).
- [34] П.П.Кулиш, ТМФ, 86, 157 (1991).

Костенко Б.Ф.

P2-95-542

Квантовые механизмы процессов адронизации

Для описания процессов адронизации предложена модель, согласно которой переход кварк-антикварковых пар в мезоны напоминает генерацию электромагнитного излучения возбужденными атомами в газовых лазерах. С целью учета влияния виртуальных мезонов на процессы адронизации сформулированы две схемы квантования скалярного поля с учетом связанных состояний, одна из которых основана на q -деформированных коммутационных соотношениях. В адиабатическом приближении, после усреднения по кварк-антикварковым степеням свободы, получено эволюционное уравнение, описывающее процесс рождения мезонов. С использованием клановой параметризации экспериментальных данных, предложенной Дживанини и Ван Ховом, сформулировано несколько различных моделей источников мезонного поля, входящих в эволюционное уравнение, согласующихся с этой параметризацией. В частности, описываются эффекты стимулирующего воздействия мезонов (в том числе и виртуальных) на порождающие их источники, обсуждается взаимодействие мезонов в конечном состоянии, рассмотрена модель, в которой тяжелые кластеры рождаются в состоянии, напоминающем самоорганизованное критическое, изучаются эффекты перекрытия продуктов распада кластеров в пространстве быстрот и др.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод автора

Kostenko B.F.

P2-95-542

Quantum Mechanisms of Hadronization Processes

For description of 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 influence of virtual mesons on the hadronization processes two quantization schemes with regard for bounded states (one of them is based on q -deformed commutation rules) are formulated. In the adiabatic approximation after averaging on the quark-antiquark degrees of freedom an evolution equation for description of meson production is obtained. Several models of meson sources which are in agreement with the so-called clan parametrization (to be due to Giovannini and Van Hove) are formulated. In particular, we consider effects of stimulating influence of mesons, including virtual ones, on their sources, interactions in the final state, a model with heavy clusters production in states close to selforganizing ones, overlapping effects for decay products in rapidity space, etc.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995