энергия накачки идет на диссоциацию (которая продолжается в течение нескольких τ) и не происходит дальнейшего увеличения колебательной энергии системы.

Из сравнения всех приведенных выше результатов видно, что выход на стационарное состояние системы, возбуждаемой импульсом экспоненциальной формы, происходит наиболее эффективно. Такая эффективность объясняется тем, что в начальный период времени происходит интенсивный «разогрев» колебательных степеней свободы, который потом поддерживается длительным, но менее интенсивным излучением в хвосте импульса. Таким образом, использование импульса экспоненциальной формы в качестве импульса накачки представляется наиболее перспективным для экономичного получения высокого выхода продуктов реакции при низких температурах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. [2] Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Панченко В. Я. Тр. ФИАН СССР, 1979, 107, с. 88. [3] Гершензон Ю. М. и др. Теоретич. и эксперимент. химия, 1978, 14, № 1, с. 29.

Поступила в редакцию
22.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 531.5

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА И КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

М. К. Ермолаев, Н. Ф. Нелипа
(НИИЯФ)

1. В последнее время ведется интенсивная разработка методов квантовой хромодинамики, отличных от методов теории возмущений. Дополнительные возможности в этом направлении открывает использование метода квазиклассического приближения [1]. Цель настоящей статьи — получить указанным методом выражение для матричного элемента квантовой хромодинамики.

Как известно [2], для решения поставленной задачи достаточно рассмотреть производящий функционал. В α-калибровке он запишется в виде

$$Z[J_\mu^a, \eta, \bar\eta] = N\int \mathcal{D}\psi\mathcal{D}\bar\psi\mathcal{D}A_\mu^a \exp\left\{iS_{YM}[A_\mu^a] + S_{gh}[A_\mu^a] + \int d^4x J_\mu^a A_\mu^a - \right.$$
$$\left. - \frac{i}{2\alpha}\int d^4x(\partial_\mu A_\mu^a)^2 + \int d^4x\left[\bar\psi\left(i\gamma_\mu\partial_\mu + \frac{1}{2}\gamma_\mu\lambda^a A_\mu^a\right)\psi + \bar\eta\psi + \bar\psi\eta\right]\right\}, \quad (1)$$

где

$$S[A_\mu^a] = -\frac{1}{4}\int d^4x(\partial_\nu A_\mu^a - \partial_\mu A_\nu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c)^2;$$
$$S_{gh}[A_\mu^a] = \mathrm{Tr}\ln(\partial_\mu\nabla_\mu); \quad \nabla_\mu = \delta^{ac}\partial_\mu - gf^{abc}A_\mu^b;$$

$J_\mu{}^a$, η, $\bar\eta$ — внешние источники; f^{abc} — структурные константы группы $SU(3)$; λ^a — матрицы Гелл-Манна. Нормировка N выбрана так, что $Z[0, 0, 0,] = 1$.

Как видно, задача сводится к проведению функционального интегрирования в выражении (1). Сначала мы проинтегрируем в квазиклассическом приближении по глюонным полям A_μ^a, затем введем билокальные поля и проведем точное интегрирование по фермионным полям ψ, $\bar\psi$ и, наконец, используя еще раз квазиклассическое приближение, вычислим интеграл по билокальным полям.

2. Чтобы выполнить интегрирование по глюонным полям A_μ^a в квазиклассическом приближении, предположим, что $g^{-1}B_\mu^a$ есть решение уравнения

$$\Box A_\nu^a-(1-\alpha^{-1})\,\partial_\nu\partial_\mu A_\mu^a+gf^{abc}A_\mu^b(\partial_\nu A_\mu^c-\partial_\mu A_\nu^c+gf^{cdr}A_\mu^dA_\nu^r)-$$
$$-g\partial_\mu(f^{abc}A_\mu^bA_\nu^c)=0, \tag{2}$$

которое получено из вариации действия

$$S[A_\mu^a]=S_{YM}[A_\mu^a]-\frac{i}{2\alpha}\int d^4x\,(\partial_\mu A_\mu^a)^2,$$

и произведем сдвиг $A_\mu^a=g^{-1}B_\mu^a+\Phi_\mu^a$.

Если оставить в показателе экспоненты только квадратичные и линейные члены по Φ_μ^a, то выражение (1) перепишется следующим образом:

$$Z(J_\mu^a,\eta,\bar\eta]=\exp\left(\frac{i}{g}\int d^4xJ_\mu^aB_\mu^a\right)\exp\left\{iS_{\rm int}\left[-i\frac{\delta}{\delta J_\mu^a}\right]+\right.$$
$$\left.+\operatorname{Tr}\ln\left(\partial_\mu\nabla_\mu+igf^{abc}\partial_\mu\frac{\delta}{\delta J_\mu^b}\right)\right\}\exp\left\{-\frac{i}{2}\int d^4xd^4y\left(J_\mu^a(x)\,D_{\mu\nu}^{ab}(x,y)\,J_\nu^b(y)-\right.\right.$$
$$\left.\left.-g\gamma_\mu\lambda^aD_{\mu\nu}^{ab}(x,y)\,J_\nu^b(y)\frac{\delta^2}{\delta\eta(x)\,\delta\bar\eta(x)}\right)\right\}R[\eta,\bar\eta], \tag{3}$$

где $D_{\mu\nu}^{ab}(x,y)$ — ядро оператора $[g_{\mu\nu}\nabla^2-\nabla_\mu\nabla_\nu+\alpha^{-1}\partial_\mu\partial_\nu+2f^{abc}F_{\mu\nu}^b]^{-1}$; $F_{\mu\nu}^a$ — напряженность глюонного поля;

$$S_{\rm int}[A_\mu^a]=-\frac{1}{4}\int d^4x\,\{4g\nabla_\nu A_\mu^af^{akr}A_\mu^kA_\nu^r+g^2(f^{abc}A_\mu^bA_\nu^c)^2\},$$

В ковариантные производные ∇_μ подставлены решения уравнения (2), а функционал $R[\eta,\bar\eta]$ имеет вид

$$R[\eta,\bar\eta]=N_1\int\mathcal{D}\psi\mathcal{D}\bar\psi\exp\left\{i\int d^4x\left[\bar\psi\left(i\gamma_\mu\partial_\mu+\frac{1}{2}\gamma_\mu\lambda^aB_\mu^a\right)\psi+\bar\eta\psi+\bar\psi\eta\right]-\right.$$
$$\left.-\frac{i}{2}\left(\frac{g}{2}\right)^2\int d^4xd^4y\bar\psi(x)\,\gamma_\mu\psi(x)\,\lambda^aD_{\mu\nu}^{ab}(x,y)\,\lambda^b\bar\psi(y)\,\gamma_\nu\psi(y)\right\}. \tag{4}$$

3. Чтобы последнее выражение было линейным по фермионным полям, введем билокальные поля $\chi(x,y)$.

Это дает следующее выражение для $R[\eta,\bar\eta]$:

$$R[\eta,\bar\eta]=N_2\int\mathcal{D}\psi\mathcal{D}\bar\psi\mathcal{D}\chi\exp\left\{i\int d^4xd^4y\,[\bar\psi(x)\,G^{-1}(x,y,B_\mu^a\,|\,\chi)\,\psi(y)+\right.$$
$$+(\bar\eta(x)\,\psi(y)+\bar\psi(x)\,\eta(y))\,\delta^4(x-y)]-$$
$$\left.-\frac{i}{2g^2}\int d^4(x,y)\,d^4(x',y')\,\chi(x,y)\,K^{-1}(x,y;x'y')\,\chi(x',y')\right\}, \tag{5}$$

где

$$K(x,y;x'y')=\frac{1}{4}\gamma_\mu\lambda^aD_{\mu\nu}^{ab}(x,y)\,\lambda^b\gamma_\nu\delta^4(x-x')\,\delta^4(y'-y).$$

Функция $G(x, y, B_\mu^a | \chi)$ удовлетворяет уравнению

$$\int d^4z \left[\left(i\gamma_\mu \partial_\mu + \frac{1}{2} \gamma_\mu \lambda^a B_\mu^a \right) \delta^4(x-z) + \chi(x, z) \right] G(z, y, B_\mu^a | \chi) = \delta^4(x-y).$$

Отсюда после интегрирования в формуле (5) по фермионным полям получим

$$R[\eta, \bar{\eta}] = N_3 \int \mathscr{D}\chi \exp\left\{ \frac{i}{g^2} S[\chi] \right\} Q[\eta, \bar{\eta} | \chi], \tag{6}$$

где

$$S[\chi] = -\frac{1}{2} \int d^4(x, y)\, d^4(x', y')\, \chi(x, y)\, K^{-1}(x, y; x'y')\, \chi(x', y') -$$

$$- ig^2 \operatorname{Sp} \left\{ \int d^4x d^4y \int_0^1 d\lambda G(x, y, B_\mu^a | \lambda\chi)\, \chi(x, y) \right\},$$

$$Q[\eta, \bar{\eta} | \chi] = \exp\left\{ i \int d^4x d^4y \bar{\eta}(x)\, G(x, y, B_\mu^a | \chi)\, \eta(y) \right\}.$$

Знак S_p относится к матричным индексам.

4. После интегрирования в формуле (6) по билокальным полям в квазиклассическом приближении найдем

$$R[\eta, \bar{\eta}] = N_4 \exp\left\{ -\frac{i}{2} g^2 \frac{\delta}{\delta r} T \frac{\delta}{\delta r} \right\} \exp\{iF_{\text{int}}[r]\}\, Q[\eta, \bar{\eta} | M + r]\, |_{r=0}. \tag{7}$$

Здесь

$$F_{\text{int}}[r] = i \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \operatorname{Sp} \left\{ \int \prod_{j=1}^{n} d^4x_j d^4y_j G(x_1, y_1, B_\mu^a | M)\, r(y_1, x_2) \ldots \right.$$

$$\left. \ldots G(x_n, y_n, B_\mu^a | M)\, r(y_n, x_1) \right\}.$$

Оператор T с билокальным ядром $T(x, y; x', y')$ удовлетворяет неоднородному уравнению Бете—Солпитера

$$T(x, y; x', y') - ig^2 \int d^4u d^4v d^4z d^4w G(u, v, B_\mu^a | M) \times$$

$$\times K(x, y; v, z)\, G(z, w, B_\mu^a | M)\, T(w, u; x', y') = K(x, y; x', y'), \tag{8}$$

а функция Грина $G(x, y, B_\mu{}^a | M)$ — уравнению Дайсона с внешним глюонным полем $B_\mu{}^a$ в приближении Крейчнана

$$\begin{cases} \left(i\gamma_\mu \partial_\mu + \frac{1}{2} \gamma_\mu \lambda^a B_\mu^a \right) G(x, y, B_\mu^a | M) - \int d^4z M(x, z)\, G(z, y, B_\mu^a | M) = \\ \qquad\qquad = -\delta^4(x-y), \\ M(x, y) = -i \left(\frac{g}{2} \right)^2 \lambda^a D_{\mu\nu}^{ab}(x, y)\, \lambda^b \gamma_\mu G(x, y, B_\mu^a | M)\, \gamma_\nu. \end{cases} \tag{9}$$

Окончательно искомое выражение для производящего функционала в квазиклассическом приближении дается формулами (3), (7) вместе с уравнениями (8), (9). Полученный результат может быть использован для построения модифицированной теории возмущений, которая в низшем нетривиальном приближении учитывает самодействие глюонного поля, а также при исследовании проблемы конфайнмента кварков и глюонов. Заметим, что аналогичная задача для производящего функционала в двумерном случае рассматривалась в работе [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Маслов В. П. ТМФ, 1970, 2, № 1, с. 30. [2] Славнов А. А., Фадеев Л. Д. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1978, с. 238. [3] Первушин В. Н., Райхардт Х., Эберт Д. ЭЧАЯ, 1979, 10, № 5, с. 1114.

Поступила в редакцию
27.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 1

УДК 621.372.2

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛУЧАЙНЫХ СИГНАЛОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

А. С. Горшков, Л. Г. Ляшедько, И. Т. Трофименко

(кафедра радиофизики СВЧ)

В ряде теоретических и экспериментальных работ получены практически важные результаты исследования статистических свойств случайных волн в нелинейных средах [1—4]. Были исследованы спектральные и энергетические характеристики, например статистика гармоник узкополосного шумового сигнала в слабодиспергирующей нелинейной среде; рассматривались статистические характеристики случайных простых волн и т. д. Особое место здесь занимают исследования по статистике разрывных шумовых волн в средах со слабой дисперсией. Показано, что вследствие образования разрывов возрастает вероятность малых значений напряжения сигнала и уменьшается вероятность больших [5].

В данной работе экспериментально исследована функция распределения узкополосного шума в нелинейной распределенной линии передачи со слабой дисперсией. С целью сравнения экспериментальных данных с теорией получено выражение для функции распределения на основе решения уравнения Бюргерса с учетом квадратичной и кубической нелинейности и потерь, не зависящих от частоты.

Моделью нелинейной слабодиспергирующей среды служила искусственная линия типа фильтра нижних частот с варикапами в качестве нелинейных емкостей. Дисперсия в линии в достаточно широком диапазоне частот была скомпенсирована положительной индуктивной связью между соседними ячейками. Диссипативные потери в такой системе в основном определяются последовательным сопротивлением варикапов и пропорциональны квадрату частоты. Простая волна V в линии может быть описана уравнением Бюргерса в предположении, что на длину волны приходится много ячеек, так что линию можно рассматривать как однородную:

$$\partial V/\partial x+\alpha V(\partial V/\partial \tau)-\Delta(\partial^2 V/\partial \tau^2)=0, \qquad (1)$$

где $\alpha=\xi(LC_0)^{1/2}$, $\tau=t-x(LC_0)^{1/2}$, $\Delta=0{,}5RC_0^{3/2}L$, ξ — коэффициент в разложении нелинейной емкости $(C=C_0(1+\xi V))$.

Функция распределения была найдена в предположении, что потери не зависят от частоты; при этом использовалось некоторое эффективное значение декремента затухания δ, полученное усреднением