ДВУХТОЧЕЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ В СТОХАСТИЧЕСКОЙ НЕГОЛОНОМНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

А.В. Зубко, И.Н. Малиев

УДК 517.946.4

Введение неголономных калибровочных условий приводит к непоперечности поляризационного оператора. Обсуждаются следствия из этого. Показано, что парный коррелятор напряженностей калибровочного поля, как и в стандартной квантовой теории, калибровочно-неинвариантен.

Целью работы является вычисление двухточечных корреляционных функций потенциалов и напряженностей калибровочного поля группы SU(N) до второго порядка по константе взаимодействия методом стохастического неголономного квантования.

В работах /1,2/ показано, что при введении в уравнение Ланжевена члена $D_\mu v[A]$, где $v[A]$ – произвольный, вообще говоря, нелокальный функционал полей A_μ, а D_μ – ковариантная производная, значения калибровочно-инвариантных функционалов, усредненных по случайным источникам, не изменяются. В /3,4/ продемонстрировано, как введением такого члена устраняются линейные расходимости по "фиктивному времени" τ продольной части парной функции Грина. Мы рассмотрим, как и в /4/, локальный, лоренц-инвариантный, линейный по полю A функционал

$$v^a[A] = \alpha^{-1}\,\partial_\mu A^a_\mu(x,\tau).$$

Модифицированное уравнение Ланжевена запишется в виде:

$$\frac{\partial A^a_\mu(x,\tau)}{\partial\tau} = -\frac{\delta S[A]}{\delta A^a_\mu(x,\tau)} + \alpha^{-1} D^{ab}_\mu[\partial_\nu A^b_\nu(x,\tau)] + \eta^a_\mu(x,\tau), \qquad (1)$$

где

$$S[A] = \frac{1}{4}\int d^Dx\,d\tau\,[F^a_{\mu\nu}(x,\tau)]^2;$$

$$F^a_{\mu\nu}(x,\tau) = \partial_\mu A^a_\nu(x,\tau) - \partial_\nu A^a_\mu(x,\tau) - g f^{abc} A^b_\mu(x,\tau) A^c_\nu(x,\tau).$$

Выбирая $\alpha = 1$, получим:

$$V^{aa_1a_2}_{\mu\mu_1\mu_2}(k,k_1,k_2) = \frac{ig}{2} f^{aa_1a_2}[(k_2 - k_1)_\mu \delta_{\mu_1\mu_2} + 2k_{1\mu_2}\delta_{\mu\mu_1} - 2k_{2\mu_1}\delta_{\mu\mu_2}], \tag{2}$$

$$W^{aa_1a_2a_3}_{\mu\mu_1\mu_2\mu_3} = \frac{1}{6} W^{(o)aa_1a_2a_3}_{\mu\mu_1\mu_2\mu_3}.$$

Здесь $W^{(o)}$ – стандартная 4-вершина. Функцию Грина и парный коррелятор получим в виде:

$$G^{ab}_{\mu\nu}(k,\tau-\tau') = \Theta(\tau-\tau')\delta^{ab}\delta_{\mu\nu}\exp\{-k^2(\tau-\tau')\},$$

$$D^{(o)ab}_{\mu\nu}(k,\tau-\tau') = \frac{1}{k^2}\delta^{ab}\delta_{\mu\nu}\exp\{-k^2|\tau-\tau'|\}.$$

Решение уравнения (1) можно записать в символической форме:

$$A = G(\eta + gVAA + g^2 WAAA). \tag{3}$$

Решая (3) итерационным методом, получим решение в виде ряда теории возмущений. Следуя графическому представлению, введенному в /5/, мы вычислим парный коррелятор полей (рис. 1)

$$D^{ab}_{\mu\nu}(k,q) = \langle A^a_\mu(k,\tau) A^b_\nu(q,\tau)\rangle.$$

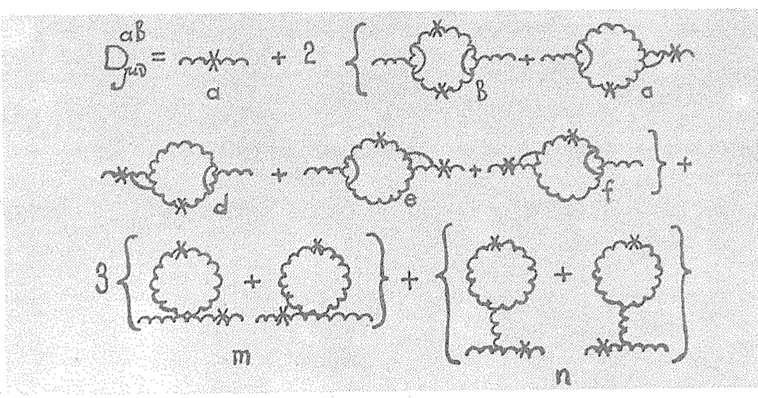

Рис. 1

В размерной регуляризации вклад диаграмм m равен нулю. Диаграммы n, ввиду антисимметрии по цветовым индексам, также обращаются в нуль. Диаграммы b – f дают ненулевой вклад в парный коррелятор. Произведя свертки вершин и вычислив интеграл по внутреннему импульсу, получим:

$$D^{ab}_{\mu\nu}(k,q) = \delta^D(k+q)\,\delta^{ab}\,\frac{1}{k^2}\left\{\delta_{\mu\nu} + \left[\frac{8}{3}\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{7}{8}\,\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right] C_2\,\frac{g^2}{16\pi^2}\,\ln\frac{\Lambda^2}{\mu^2}\right\}, \qquad (4)$$

где C_2 – второй оператор Казимира; μ – точка вычитания. Отметим, что поляризационный оператор, входящий в (4), непоперечен.

Вычислим теперь парный коррелятор напряженностей калибровочного поля. В импульсном представлении имеем:

$$F^a_{\mu\nu}(k,\tau) = -\,ik_\mu A^a_\nu(k,\tau) + ik_\nu A^a_\mu(k,\tau) + (2\pi)^{-D/2}\int dpdq\,\delta^D(k-p-$$

$$-\,q)\,\Sigma^{acd}A^c_\mu A^d_\nu.$$

Здесь $\Sigma^{acd} = -\,gf^{acd}$. Графическое представление коррелятора напряженностей дано на рис. 2. Произведя свертки вершин, после довольно громоздких вычислений получим:

$$\langle F^a_{\mu\nu}(k,\tau)\,F^b_{\mu\nu}(q,\tau)\rangle = \delta^D(k+q)\,\delta^{ab}\left\{6 + \frac{17}{2}\,C_2\,\frac{g^2}{16\pi^2}\,\ln\frac{\Lambda^2}{\mu^2}\right\}.$$

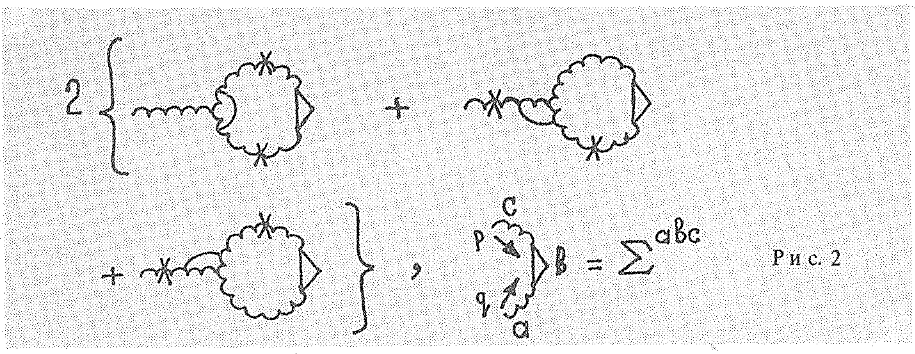

Рис. 2

Выше мы установили непоперечность поляризационного оператора. Следствием этого является наличие логарифмических расходимостей у продольной части поляризационного оператора, что приводит к отсутствию мультипликативной перенормируемости функций Грина. По-видимому, это является указанием на то, что рассмотренное калибровочное условие нарушает калибровочно-инвариантную перенормируемость. Окончательный ответ на этот вопрос требует дальнейшего исследования. Кроме того, такие неголономные калибровочные условия могут привести к неунитарности S-матрицы для in-состояний поперечных глюонов /6/. Однако, в случае наличия в теории конфайнмента, неунитарность S-матрицы для глюонов несущественна вследствие их ненаблюдаемости в свободном состоянии.

В отличие от утверждения в /4/, коррелятор напряженностей калибровочного поля не является калибровочно-инвариантной величиной, так как коэффициент при логарифмическом члене не совпадает с коэффициентом β-функции. Отметим также, что в работе /4/ выражение для поляризационного оператора отличается от (4), поскольку вместо модифицированной вершины (2) авторы пользовались стандартной.

Авторы благодарны В.Я. Файнбергу за ценные замечания и стимулирующий интерес к работе.

Поступила в редакцию 14 сентября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baulieu L., Zwanziger D. Nucl. Phys, **B193**, 163 (1981).
2. Семихатов А. М. Письма в ЖЭТФ, **38**, 1 (1983).
3. Namiky M. et al. Prog. Theor. Phys., **69**, № 5, (1983).
4. Nakagoshi H. et al. Prog. Theor. Phys., **70**, № 1, (1983).
5. Parisi G., Wu Y. Sci. Sin, XXIV, № 4, 483 (1980).
6. Гаджиев С. А., Файнберг В. Я. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 36 (1984).