УДК 539.12.01

СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ ПАРАМЕТРОВ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ГЛЮОННОГО И ЧЕТЫРЕХКВАРКОВОГО КОНДЕНСАТОВ КХД ИЗ КОНЕЧНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРАВИЛ СУММ

Д. В. Мещеряков, В. Б. Тверской

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В рамках метода конечно-энергетических правил сумм получено соотношение для параметров нелокальности четырехкваркового и глюонного конденсатов КХД.

Исследованию непертурбативных аспектов КХД посвящено значительное число работ [1–7]. Одно из центральных мест в этой области занимают различные правила сумм, позволяющие связывать асимптотическую область с резонансной, для которой накоплен достаточно богатый экспериментальный материал. Как было отмечено в работах [5, 6], введение в теорию нелокальных конденсатов КХД позволяет достичь большей стабильности численных расчетов и, следовательно, получать более надежную информацию о структуре вакуума КХД.

В данной работе мы получим простое соотношение для параметров нелокальности конденсатов КХД исходя из конечно-энергетических правил сумм.

В работе [3] было показано, что в рамках метода конечно-энергетических правил сумм использование простого представления для электромагнитного формфактора пиона с четырьмя полюсами приводит к следующим уравнениям:

$$\left(\frac{8\pi^2}{s_0}\right)\Phi = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} - \frac{1}{s_0}\frac{3(\bar{m}_u^2 + \bar{m}_d^2)}{[(1/2)\ln(s_0/\Lambda^2)]^{4/(-b_1)}}, \tag{1}$$

$$\left(\frac{16\pi^2}{s_0^2}\right)s_1\Phi = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} - \frac{2}{s_0}\frac{\pi^2}{3}\left\langle\frac{\alpha_s}{\pi}GG\right\rangle, \tag{2}$$

$$\left(\frac{24\pi^2}{s_0^3}\right)s_1^2\Phi = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} - \frac{3}{s_0^3}\frac{896}{81}\pi^3\alpha_s\langle\bar{q}q\rangle^2, \tag{3}$$

где $\alpha_s(s_0)/\pi = 2/\left(-b_1\ln\left(s_0/\Lambda^2\right)\right)$ — бегущая константа связи КХД, $b_1 = -11/2 + N_f/3$, N_f — число ароматов кварков, s_0 — порог континуума, $s_1 = 4m_\pi^2(2u_1^2+1)^2 = 0,63$ ГэВ^2 — квадрат эффективной массы ρ—мезона, $\alpha_s\langle\bar{q}q\rangle^2$ — четырехкварковый конденсат, $\langle(\alpha_s/\pi)GG\rangle$ — глюонный конденсат. Здесь $\Phi = \Phi(u_1, v_1, u_2, v_2)$, где u_i, v_i, $i = 1, 2,$ — полюсы электромагнитного формфактора пиона, определенного на четырехлистной римановой поверхности. Воспользуемся оценкой, полученной в работе [7]:

$$\bar{m}_u^2 + \bar{m}_d^2 = \frac{2\pi}{3}\frac{64 f_\pi^2 m_\pi^4}{9\langle\alpha_s GG\rangle}. \tag{4}$$

Подставляя (4) в (1)–(3) и исключая из этих уравнений Φ, приходим к следующему соотношению:

$$\alpha\langle\bar{q}q\rangle^2\left(\frac{896\pi^3}{27s_0^3} - \frac{R}{s_0\alpha\langle\bar{q}q\rangle^2\langle\alpha/\pi GG\rangle}\right) =$$

$$= \frac{\tau^2-3}{\tau(\tau-2)}\langle\alpha/\pi GG\rangle\left(\frac{2\pi^2}{3s_0^2} - \frac{R}{s_0\langle\alpha/\pi GG\rangle^2}\right), \tag{5}$$

где $\tau = s_0/s_1$, $R = 128 f_\pi^2 m_\pi^2/\{9[(1/2)\ln(s_0/\Lambda^2)]^{4/(-b_1)}\}$.

Далее примем, следуя [5,6], что нелокальность конденсатов имеет гауссов вид:

$$\langle\bar{q}(0)q(z)\rangle^2 = \langle\bar{q}(0)q(0)\rangle^2\int\limits_0^\infty \exp(\nu z^2/4) f_q(\nu)d\nu, \tag{6}$$

$$\langle\bar{G}(0)G(z)\rangle = \langle\bar{G}(0)G(0)\rangle\int\limits_0^\infty \exp(\nu z^2/4) f_G(\nu)d\nu, \tag{7}$$

где $\langle\bar{q}(0)q(0)\rangle^2$, $\langle\bar{G}(0)G(0)\rangle$ — локальные конденсаты, а переменная z в (6),(7) евклидова, т.е. $z^2 \le 0$. Функции $f_q(\nu), f_G(\nu)$ могут быть названы функциями вакуумных распределений. Следуя [5, 6], выберем простейшую форму этих распределений:

$$f_q(\nu) = \delta(\nu - L_q), \tag{8}$$

$$f_G(\nu) = \delta(\nu - L_G), \tag{9}$$

где параметры L_q и L_G характеризуют вакуумные распределения кваркового и глюонного полей. При этом примем, что $L_q = \lambda_q^2$, где $\lambda_q^2 = \langle\bar{q}D^2q\rangle/\langle\bar{q}q\rangle$ — параметр, характеризующий среднюю виртуальность вакуумных кварков [5, 6]. Этот параметр обратно пропорционален корреляционной длине непертурбативных вакуумных флуктуаций. Подставляя (8) и (9) в (6), (7) и затем в (5), получаем соотношение между параметрами L_G и L_q:

$$L_q = L_G\left(1 + \frac{64 f_\pi^2 m_\pi^2 s_0}{3[(1/2)\ln(s_0/\Lambda^2)]^{4/(-b_1)}\langle\alpha GG\rangle}\frac{3-2\tau}{\tau^2-3}\right). \tag{10}$$

При значениях величин в (10), взятых из [3] и [5], получаем $L_q = L_G(1 - 3,2\cdot 10^{-3})$, т.е.

$$L_q \approx L_G,$$

что согласуется с результатом работы [5].

Литература

1. *Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I.* // Nucl. Phys. 1979. **B147**. P. 385; 448; 519.
2. *Мещеряков Д.В.* // Вестн.Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. №6. С. 44 (Moscow University Phys. Bull. 1991. N 6. P. 42).
3. *Meshcheryakov D.V.* // Z. f. Phys. 1992. **C55**. P. 643.
4. *Arbuzov B.A., Boos E.E., Turashvili K.Sh.* // Ibid. 1986. **C30**. P. 287.
5. *Bakulev A.P., Radyushkin A.V.* // Phys. Lett. 1991. **B271**. P. 223.
6. *Mikhailov S.V., Radyushkin A.V.* // Phys. Rev. 1992. **D45**. P. 1754.
7. *Becchi C., Narison S., Rafael E. de , Yndurain F.J.* // Z. f. Phys. 1981. **C8**. P. 335.

Поступила в редакцию
03.06.97