

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:

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

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

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

где  $\alpha_s(s_0)/\pi = 2/(-b_1 \ln(s_0/\Lambda^2))$  — бегущая константа связи КХД,  $b_1 = -11/2 + N_f/3$ ,  $N_f$  — число ароматов кварков,  $s_0$  — порог континуума,  $s_1 = 4m_\pi^2(2u_1^2 + 1)^2 = 0,63 \text{ ГэВ}^2$  — квадрат эффективной массы  $\rho$ -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]:

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

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

$$\begin{aligned} \alpha \langle \bar{q}q \rangle^2 \left( \frac{896\pi^3}{27s_0^3} - \frac{R}{s_0 \alpha \langle \bar{q}q \rangle^2 \langle \alpha/\pi GG \rangle} \right) = \\ = \frac{\tau^2 - 3}{\tau(\tau - 2)} \langle \alpha/\pi GG \rangle \left( \frac{2\pi^2}{3s_0^2} - \frac{R}{s_0 \langle \alpha/\pi GG \rangle^2} \right), \quad (5) \end{aligned}$$

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

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

$$\langle \bar{q}(0)q(z) \rangle^2 = \langle \bar{q}(0)q(0) \rangle^2 \int_0^\infty \exp(\nu z^2/4) f_q(\nu) d\nu, \quad (6)$$

$$\langle \bar{G}(0)G(z) \rangle = \langle \bar{G}(0)G(0) \rangle \int_0^\infty \exp(\nu z^2/4) f_G(\nu) d\nu, \quad (7)$$

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.  $z^2 \leq 0$ . Функции  $f_q(\nu)$ ,  $f_G(\nu)$  могут быть названы функциями вакуумных распределений. Следуя [5, 6], выберем простейшую форму этих распределений:

$$f_q(\nu) = \delta(\nu - L_q), \quad (8)$$

$$f_G(\nu) = \delta(\nu - L_G), \quad (9)$$

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  $L_q$ :

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

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. *Мецзяков 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