Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 4, с. 187 – 191 © 2012 г. 25 февраля

Низкоэнергетические теоремы КХД и объемная вязкость при конечной температуре и барионной плотности в магнитном поле

Н. О. Агасян[1)]

Институт теоретической и экспериментальной физики им. Алиханова, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 января 2012 г.

Изучается непертурбативный КХД-вакуум при конечной температуре и барионной плотности во внешнем магнитном поле. Получены соотношения, связывающие непертурбативные конденсаты с термодинамическим давлением при $T \neq 0$, $\mu_q \neq 0$ и $H \neq 0$, и выведены низкоэнергетические теоремы. Объемная вязкость $\zeta(T, \mu, H)$ описана на языке основных термодинамических величин, характеризующих кварк-глюонную материю при $T \neq 0$, $\mu_q \neq 0$ и $H \neq 0$. Рассмотрены различные предельные случаи.

1. В последние годы, важным объектом исследований стало изучение фазовой структуры сильно взаимодействующей материи под влиянием внешнего магнитного поля H. Недавно было показано, что при столкновении тяжелых ионов могут рождаться сильные магнитные поля с напряженностью $eH \sim \sim (10^2–10^4)$ МэВ^2 [1, 2]. Данные магнитные поля могут приводить к наблюдаемым в экспериментах на RHIC и LHC явлениям (так называемому киральному магнитному эффекту) [3–5]. Также в ранней Вселенной на энергетической шкале сильных взаимодействий могли существовать сильные магнитные поля $eH \sim \Lambda^2_{\rm QCD}$. Такие напряженности магнитных полей могут приводить к новым интересным явлениям на стадии кварк-адронного фазового перехода [6–19].

В квантово-полевых теориях важную роль играют соотношения, которые являются следствиями симметрийных свойств теории. Поиски симметрий и ограничений, которые эти симметрии накладывают на физические характеристики системы, приобретают особое значение в КХД-теории с конфайнментом, где “наблюдаемыми” величинами являются составные состояния – адроны. В понимании непертурбативных вакуумных свойств КХД принципиальную роль играют низкоэнергетические теоремы, или тождества Уорда (масштабные и киральные). В КХД низкоэнергетические теоремы были получены в начале 80-х гг. прошлого века [20]. Низкоэнергетические теоремы КХД, следующие из общих симметрийных свойств и не зависящие от деталей механизма конфайнмента, позволяют получить информацию, которую иногда невозможно получить каким-либо другим путем. Они могут быть использованы и как “физически разумные” ограничения при построении эффективных теорий и различных моделей КХД-вакуума. В КХД низкоэнергетические теоремы при $T \neq 0$, $\mu_q \neq 0$ были получены в [21, 22]. Важное применение низкоэнергетических теорем в горячей КХД было получено в [23, 24]. На основе уравнения Кубо и низкоэнергетических теорем было показано, что объемная вязкость кварк-глюонной среды прямо связана с билокальным коррелятором тензора энергии-импульса. Вычислено его значение для случая горячей КХД.

В настоящей работе развит метод, который позволяет обобщить низкоэнергетические теоремы КХД на случай конечной температуры, конечного барионного химического потенциала и внешнего магнитного поля. С помощью этого метода исследован непертурбативный вакуум и получено выражение для билокального коррелятора тензора энергии-импульса и объемной вязкости в КХД при $T \neq 0$, $\mu_q \neq 0$ и $H \neq 0$.

2. В евклидовой формулировке статистическая сумма КХД при наличии внешнего абелева поля A_μ может быть записана в виде ($T = 1/\beta$ – температура)

$$Z = \exp\left\{-\frac{1}{4e^2}\int_0^\beta dx_4 \int_V d^3x F^2_{\mu\nu}\right\} \times$$

$$\times \int [DB][D\bar{q}][Dq] \exp\left\{-\int_0^\beta dx_4 \int_V d^3x \mathcal{L}\right\}, \qquad (1)$$

где лагранжиан КХД в фоновом поле имеет вид

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4g_0^2}(G^a_{\mu\nu})^2 +$$

$$+ \sum_{q=u,d,\ldots} \bar{q}\left[\gamma_\mu\left(\partial_\mu - iQ_q A_\mu - i\frac{\lambda^a}{2}B^a_\mu\right) + m_{0q} + \mu_q\gamma_0\right] q. \qquad (2)$$

1) e-mail: agasian@itep.ru

Здесь Q_q – зарядовая матрица кварков с ароматом $q = (u, d, s, \dots)$ и затравочной массой m_{0q}, μ_q – химический потенциал кварков. Для простоты "духовые" и фиксирующие калибровку слагаемые явно не выписаны. Давление системы (минус термодинамический потенциал) определяется выражением $\beta V P_0(T, \mu_q, H, m_{0q}) = \ln Z$. Из (1) можно получить следующее выражение для глюонного конденсата, $\langle G^2\rangle \equiv \langle (G^a_{\mu\nu})^2\rangle$:

$$\langle G^2\rangle(T, \mu_q, H, m_{0q}) = -4\frac{\partial P_0}{\partial(1/g_0^2)}. \qquad (3)$$

Система, описываемая статистической суммой (1), характеризуется набором размерных параметров $\Lambda_0, \mu_q, T, H, m_{0q}(\Lambda_0)$ и безразмерным зарядом $g_0^2(\Lambda_0)$, где затравочные массы кварков m_{0q} и константа взаимодействия g_0^2 определены на массе ультрафиолетового обрезания Λ_0. С другой стороны, мы можем перейти к перенормированному (физическому) давлению P и, используя свойства ренорм-инвариантности P, переписать (3) в виде, содержащем производные по физическим параметрам T, μ_q, H и перенормированным массам m_q.

Явление размерной трансмутации приводит к появлению непертурбативного размерного параметра

$$\Lambda = \Lambda_0 \exp\left\{\int_{\alpha_s(\Lambda_0)}^{\infty} \frac{d\alpha_s}{\beta(\alpha_s)}\right\}, \qquad (4)$$

где $\alpha_s = g_0^2/4\pi$, $\beta(\alpha_s) = d\alpha_s(\Lambda_0)/d\ln\Lambda_0$ – функция Гелл-Манна–Лоу, Λ_0 – масса ультрафиолетового обрезания. Масса кварка m_{0q} имеет аномальную размерность γ_{m_q} и зависит от шкалы Λ_0. Ренорм-групповое уравнение для бегущей массы $m_{0q}(\Lambda_0)$ имеет вид $d\ln m_{0q}/d\ln\Lambda_0 = -\gamma_{m_q}$. Мы используем $\overline{MS}$-схему, для которой β и γ_{m_q} не зависят от массы кварка. Тогда выражение для ренорм-инвариантной массы есть

$$m_q = m_{0q}(\Lambda_0) \exp\left\{\int^{\alpha_s(\Lambda_0)} \frac{\gamma_{m_q}(\alpha_s)}{\beta(\alpha_s)} d\alpha_s\right\}. \qquad (5)$$

Поскольку физическое (перенормированное) давление является ренорм-инвариантной величиной, его аномальная размерность равна нулю. Таким образом, P имеет только нормальную (каноническую) размерность, равную 4. Используя ренорм-инвариантность величины Λ, мы можем записать P в наиболее общем виде:

$$P = \Lambda^4 f\left(\frac{T}{\Lambda}, \frac{\mu_q}{\Lambda}, \frac{H}{\Lambda^2}, \frac{m_q}{\Lambda}\right), \qquad (6)$$

где f есть некоторая функция безразмерных отношений T/Λ и т.д. Из (4), (5) и (6) находим

$$\frac{\partial P}{\partial(1/g_0^2)} = \frac{\partial P}{\partial\Lambda}\frac{\partial\Lambda}{\partial(1/g_0^2)} + \sum_q \frac{\partial P}{\partial m_q}\frac{\partial m_q}{\partial(1/g_0^2)}, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial m_q}{\partial(1/g_0^2)} = -4\pi\alpha_s^2 m_q \frac{\gamma_{m_q}(\alpha_s)}{\beta(\alpha_s)}. \qquad (8)$$

Далее, аномалия в следе тензора энергии–импульса в КХД связана с глюонным конденсатом соотношением

$$\langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle = \frac{\beta(\alpha_s)}{16\pi\alpha_s^2}\langle G^2\rangle. \qquad (9)$$

Учитывая (3), для глюонной части следа тензора энергии–импульса имеем выражение

$$\langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle = \left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} + 2H\frac{\partial}{\partial H}\right)P +$$

$$+\left(\sum_q (1+\gamma_{m_q}) m_q \frac{\partial}{\partial m_q} - 4\right)P. \qquad (10)$$

Здесь и ниже тензор энергии–импульса $\langle\theta_{\mu\mu}\rangle$, конденсаты $\langle G^2\rangle$, $\langle\bar{q}q\rangle$ и термодинамическое давление P являются функциями T, μ_q, H, m_q.

В однопетлевом приближении $\beta(\alpha_s) \to -b\alpha_s^2/2\pi$, $1 + \gamma_{m_q} \to 1$, где $b = (11N_c - 2N_f)/3$. Таким образом, имеем следующие выражения для глюонной и кварковой частей следа тензора энергии–импульса в горячей и плотной КХД в магнитном поле, выраженном через физическое давление, в однопетлевом приближении:

$$\langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle = -\frac{b}{32\pi^2}\langle G^2\rangle =$$

$$= \left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} + 2H\frac{\partial}{\partial H} + \sum_q m_q\frac{\partial}{\partial m_q} - 4\right)P, \qquad (11)$$

$$\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle = \sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle = -\sum_q m_q\frac{\partial P}{\partial m_q}. \qquad (12)$$

В вакууме, т.е. при $T = 0$, $\mu_q = 0$, $H = 0$, получим хорошо известное выражение для непертурбативной плотности энергии вакуума, которое в однопетлевом приближении имеет вид

$$\varepsilon_{\rm vac} = \frac{1}{4}\langle\theta^g_{\mu\mu} + \theta^q_{\mu\mu}\rangle_0 =$$

$$= -\frac{b}{128\pi^2}\langle G^2\rangle_0 + \frac{1}{4}\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_0. \qquad (13)$$

Используя приведенные выше соотношения, можно получить низкоэнергетические теоремы КХД при конечных температурах и плотности в присутствии магнитного поля. Строго говоря, β-функция зависит от H и низкоэнергетические теоремы могли бы содержать электромагнитные поправки $\propto e^4$. Но поскольку физическое давление не зависит от масштаба Λ_0, на котором регуляризуются ультрафиолетовые расходимости, можно выбрать ультрафиолетовый масштаб $\Lambda_0 \gg H, T, \mu_q, \Lambda$. Тогда мы можем взять низший порядок разложения β-функции, и электромагнитные поправки исчезают. Учитывая последнее, рассмотрим след тензора энергии–импульса в горячей и плотной КХД в однопетлевом приближении:

$$\theta_{\mu\mu}(x) = -\frac{b}{32\pi^2}[G^a_{\mu\nu}(x)]^2 + \sum_q m_q\bar{q}q(x), \qquad (14)$$

и оператор

$$\hat{D} = T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} + 2H\frac{\partial}{\partial H}. \qquad (15)$$

Из соотношений (11) и (12) для вакуумного среднего следа тензора энергии–импульса, включая массивные кварки, получаем

$$\langle\theta_{\mu\mu}\rangle = \langle\theta^g_{\mu\mu} + \theta^q_{\mu\mu}\rangle = (\hat{D}-4)P. \qquad (16)$$

Дифференцируя (3) n раз по $1/g_0^2$ и учитывая (6), (14), (15) и (16), находим

$$(\hat{D}-4)^{n+1}P = (\hat{D}-4)^n\langle\theta^g_{\mu\mu}(0)\rangle =$$

$$= \int d^4x_n ... \int d^4x_1\langle\theta^g_{\mu\mu}(x_n)...\theta^g_{\mu\mu}(x_1)\theta^g_{\mu\mu}(0)\rangle. \qquad (17)$$

В правую часть (17) включены, как обычно, только связанные диаграммы. Аналогичные рассуждения могут быть проведены для произвольного оператора $\hat{O}(x)$, построенного из полей кварков или глюонов:

$$\left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} + 2H\frac{\partial}{\partial H} - d\right)^n\langle\hat{O}\rangle =$$

$$= \int d^4x_n ... \int d^4x_1\langle\theta^g_{\mu\mu}(x_n)...\theta^g_{\mu\mu}(x_1)\hat{O}(0)\rangle, \qquad (18)$$

где d – каноническая размерность оператора $\hat{O}$. Если оператор $\hat{O}$ имеет также аномальную размерность, то должна быть учтена соответствующая γ-функция.

Рассмотрим важный для физического применения случай $n = 1$, т.е. мы будем рассматривать двухточечный коррелятор тензоров плотности энергии–импульса в горячей и плотной КХД в магнитном поле. Через этот коррелятор можно выразить вязкость кварк-глюонной плазмы в магнитном поле. Тогда для глюонного и кваркового вкладов в билокальный коррелятор тензора энергии–импульса имеем

$$\int d^4x\langle\theta^g_{\mu\mu}(x)\theta^g_{\mu\mu}(0)\rangle = (\hat{D}-4)\langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle, \qquad (19)$$

$$\int d^4x\langle\theta^g_{\mu\mu}(x)\theta^q_{\mu\mu}(0)\rangle = (\hat{D}-3)\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle. \qquad (20)$$

Следовательно, для билокального коррелятора тензора энергии–импульса

$$\Pi = \int d^4x\langle\theta_{\mu\mu}(x)\theta_{\mu\mu}(0)\rangle =$$

$$= \int d^4x\langle\theta^g_{\mu\mu}\theta^g_{\mu\mu}\rangle + 2\int d^4x\langle\theta^g_{\mu\mu}\theta^q_{\mu\mu}\rangle + O(m_q^2). \qquad (21)$$

В $O(m_q^2)$ мы включили коррелятор кварковых слагаемых, который пропорционален квадрату массы кварка. Далее мы его учитывать не будем. Учитывая соотношения (19), (20) находим

$$\Pi = (\hat{D}-4)\langle\theta_{\mu\mu}\rangle + (\hat{D}-2)\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle. \qquad (22)$$

3. Как было показано в [24], согласно общей формуле Кубо объемная вязкость ζ связана с билокальным коррелятором следа тензора энергии–импульса Π соотношением

$$9\zeta\omega_0 = \int d^4x\langle\theta_{\mu\mu}(x)\theta_{\mu\mu}(0)\rangle = \Pi. \qquad (23)$$

где массовый параметр ω_0 обозначает шкалу, при которой становится справедливой теория возмущений. Таким образом, нахождение объемной вязкости ζ сводится к вычислению билокального коррелятора Π.

Выделим из коррелятора Π вакуумное слагаемое. С этой целью представим полное давление в виде

$$P = -\varepsilon_{\text{vac}} + P_*, \qquad (24)$$

где P_* есть чисто термодинамическая часть давления. Кварковый и глюонный вклады в след тензора энергии–импульса можно представить в виде

$$\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle = \langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle_0 + \langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle_* = \sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_0 + \sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_*,$$

$$\langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle = \langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle_0 + \langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle_*. \tag{25}$$

Используя уравнение (16), находим

$$\langle\theta_{\mu\mu}\rangle = \langle\theta^q_{\mu\mu} + \theta^g_{\mu\mu}\rangle = 4\varepsilon_{\rm vac} + (\hat{D} - 4)P_*. \tag{26}$$

Учитывая термодинамическое соотношение

$$\left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q \frac{\partial}{\partial \mu_q} - 4\right) P = \varepsilon - 3P \tag{27}$$

и вводя магнитный момент системы $M = \partial P/\partial H$, имеем

$$\langle\theta_{\mu\mu}\rangle = 4\varepsilon_{\rm vac} + (\varepsilon - 3P)_* + 2MH. \tag{28}$$

Тогда коррелятор (21), (22) можно представить в виде

$$\Pi = \Pi_0 + \Pi^q_* + \Pi^g_*, \tag{29}$$

где вакуумный вклад в коррелятор

$$\Pi_0 = -4\langle\theta_{\mu\mu}\rangle_0 - 2\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle_0 = -16\varepsilon_{\rm vac} - 2\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_0. \tag{30}$$

Для кваркового вклада Π^q_* имеем следующее выражение:

$$\Pi^q_* = \left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q \frac{\partial}{\partial \mu_q} + 2H\frac{\partial}{\partial H} - 2\right)\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_*. \tag{31}$$

Воспользуемся определением термодинамических величин через давление и плотность энергии: плотность энтропии $s = \partial P/\partial T$; теплоемкость $c_v = \partial\varepsilon/\partial T$; скорость звука $c_s^2 = \partial P/\partial\varepsilon = s/c_v^2$; магнитная восприимчивость среды $\chi = \partial M/\partial H = \partial^2 P/\partial H^2$. Тогда для глюонной части коррелятора Π^g_* находим

$$\Pi^g_* = Ts\left(\frac{1}{c_s^2} - 3\right) + \left(\sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} - 4\right)(\varepsilon - 3P)_* + \\ + 4\chi H^2 - 12MH + 4H\left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial \mu_q}\right)M. \tag{32}$$

Таким образом, уравнения (30), (31) и (32) выражают билокальный коррелятор плотности тензора энергии–импульса Π, а следовательно, в соответствии с (23), и объемной вязкости ζ через термодинамические параметры системы:

$$9\zeta(T,\mu,H)\omega_0 = -16\varepsilon_{\rm vac} - 2\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_0 + \\ + \left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial \mu_q} + 2H\frac{\partial}{\partial H} - 2\right)\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_* + \\ + Ts\left(\frac{1}{c_s^2} - 3\right) + \left(\sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} - 4\right)(\varepsilon - 3P)_* + \\ + 4\chi H^2 - 12MH + 4H\left(T\frac{\partial}{\partial T} + \sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial \mu_q}\right)M. \tag{33}$$

Исследуем различные предельные случаи. Пусть $\mu_q = H = 0$ и $T \neq 0$, что соответствует горячей КХД, изученной в [24]. Учитывая уравнение (13) и используя соотношения PCAC:

$$\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_0 = -F_\pi^2 M_\pi^2 - F_K^2 M_K^2, \tag{34}$$

запишем вакуумный вклад Π_0 в виде

$$\Pi_0 = -4\langle\theta_{\mu\mu}\rangle_0 - 2\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle_0 = -4\langle\theta^g_{\mu\mu}\rangle_0 - 6\langle\theta^q_{\mu\mu}\rangle_0 = \\ = 16|\varepsilon^g_{\rm vac}| + 6(F_\pi^2 M_\pi^2 + F_K^2 M_K^2). \tag{35}$$

где $\varepsilon^g_{\rm vac}$ есть глюонная часть плотности энергии вакуума (13).

Полагая в (33) $\mu_q = H = 0$ и учитывая (34), (35), для коррелятора Π и вязкости находим

$$9\zeta(T)\omega_0 = Ts\left(\frac{1}{c_s^2} - 3\right) - 4(\varepsilon - 3P)_* + \\ \left(T\frac{\partial}{\partial T} - 2\right)\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle_* + 16|\varepsilon^g_{\rm vac}| + 6(F_\pi^2 M_\pi^2 + F_K^2 M_K^2), \tag{36}$$

что в точности соответствует главному результату [24].

Рассмотрим предельный случай холодной кварковой материи, $T = H = 0$ и $\mu_q \neq 0$. Учтем, что в данном случае

$$\varepsilon - 3P = \left(\sum_q \mu_q\frac{\partial}{\partial\mu_q} - 4\right)P = \sum_q \mu_q n_q - 4P, \tag{37}$$

где $n_q = \partial P/\partial\mu_q$ есть плотность кварков. Используем соотношение (25) и определение $P(\mu) = -\varepsilon_{\rm vac} + P_*$. Полагая в (33) $T = H = 0$, после несложных преобразований находим

$$9\zeta(\mu)\omega_0 = 16P(\mu) - 2\sum_q m_q\langle\bar{q}q\rangle + \sum_q m_q\mu_q\frac{\partial\langle\bar{q}q\rangle}{\partial\mu_q} -$$

$$-7\sum_q \mu_q n_q + \sum_{q,q'} \mu_q \mu_{q'} \frac{\partial^2 P(\mu)}{\partial \mu_q \partial \mu_{q'}}. \qquad (38)$$

Заметим, что в (38) входит выражение для полного кваркового конденсата $\langle \bar{q}q \rangle$, включающее вакуумное слагаемое.

В предельном случае горячей и плотной кварк-глюонной материи выражение для $\zeta(T, \mu, H = 0)$ получается непосредственно из уравнения (33) для $\zeta(T, \mu, H)$, в котором полагается $H = 0$.

4. Как видно из соотношения (33), объемная вязкость ζ в магнитном поле прямо пропорциональна магнитной восприимчивости χ. В двух разных фазах сильно взаимодействующей материи (адронной и кварк-глюонной) магнитная восприимчивость имеет разные знаки [7]. Физически это связано с тем, что при температурах ниже кварк-адронного фазового перехода адронная материя в основном состоит из газа горячих π-мезонов, которые в магнитном поле ведут себя как диамагнитная среда бесспиновых заряженных частиц. Выше же точки фазового перехода система находится в парамагнитной фазе горячих кварков и глюонов. Это существенным образом отражается на объемной вязкости сильно взаимодействующей материи в магнитном поле, которая должна иметь скачок в точке перехода, что может приводить к интересным наблюдаемым явлениям.

В настоящей работе изучался непертурбативный КХД-вакуум при конечной температуре и конечном барионном химическом потенциале во внешнем магнитном поле. Получены соотношения, связывающие непертурбативные конденсаты с термодинамическим давлением при $T \neq 0$, $\mu_q \neq 0$ и $H \neq 0$. Выведены низкоэнергетические теоремы. Получена общая (точная) формула для объемной вязкости кварк-глюонной среды при $T \neq 0$, $\mu_q \neq 0$ и $H \neq 0$, связывающая $\zeta(T, \mu, H)$ с термодинамическими параметрами системы: плотностью энтропии s; скоростью звука c_s; неидеальностью $\varepsilon - 3P$; магнитной восприимчивостью среды χ. Рассмотрены некоторые физически интересные предельные случаи для объемной вязкости. Рассмотренные физические явления и полученные точные соотношения могут оказаться полезными при исследовании кварк-адронного фазового перехода при столкновении тяжелых ионов и в ранней Вселенной, где генерируются сильные магнитные поля.

Автор признателен В.А. Новикову и Ю.А. Симонову за дискуссии по рассматриваемым в работе проблемам.

1. D. E. Kharzeev, L. D. McLerran, and H. J. Warringa, Nucl. Phys. A **803**, 227 (2008).
2. V. Skokov, A. Y. Illarionov, and V. Toneev, Int. J. Mod. Phys. A **24**, 5925 (2009).
3. D. Kharzeev, Phys. Lett. B **633**, 260 (2006).
4. K. Fukushima, D. E. Kharzeev, and H. J. Warringa, Phys. Rev. D **78**, 074033 (2008).
5. K. Fukushima, M. Ruggieri, and R. Gatto, Phys. Rev. D **81**, 114031 (2010).
6. N. O. Agasian, Phys. Lett. B **488**, 39 (2000).
7. N. O. Agasian and S. M. Fedorov, Phys. Lett. B **663**, 445 (2008).
8. E. S. Fraga and A. J. Mizher, Phys. Rev. D **78**, 025016 (2008).
9. P. V. Buividovich, M. N. Chernodub, E. V. Luschevskaya, and M. I. Polikarpov, Phys. Lett. B **682**, 484 (2010).
10. A. Ayala, A. Bashir, A. Raya, and A. Sanchez, Phys. Rev. D **80**, 036005 (2009).
11. P. V. Buividovich, M. N. Chernodub, E. V. Luschevskaya, and M. I. Polikarpov, Phys. Rev. D **80**, 054503 (2009).
12. A. J. Mizher, M. N. Chernodub, and E. S. Fraga, Phys. Rev. D **82**, 105016 (2010).
13. M. D'Elia, S. Mukherjee, and F. Sanfilippo, Phys. Rev. D **82**, 051501 (2010).
14. R. Gatto and M. Ruggieri, Phys. Rev. D **82**, 054027 (2010).
15. R. Gatto and M. Ruggieri, Phys. Rev. D **83**, 034016 (2011).
16. M. Frasca and M. Ruggieri, Phys. Rev. D **83**, 094024 (2011).
17. M. D'Elia and F. Negro, Phys. Rev. D **83**, 114028 (2011).
18. N. O. Agasian and I. A. Shushpanov, JETP Lett. **70**, 717 (1999); N. O. Agasian and I. A. Shushpanov, Phys. Lett. B **472**, 143 (2000); N. O. Agasian and I. A. Shushpanov, JHEP **0110**, 006 (2001).
19. N. O. Agasian, Phys. Atom. Nucl. **64**, 554 (2001); N. O. Agasian, Phys. Atom. Nucl. **71**, 1967 (2008).
20. V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **191**, 301 (1981).
21. P. J. Ellis, J. I. Kapusta, and H. B. Tang, Phys. Lett. B **443**, 63 (1998).
22. I. A. Shushpanov, J. I. Kapusta, and P. J. Ellis, Phys. Rev. C **59**, 2931 (1999).
23. D. Kharzeev and K. Tuchin, JHEP **0809**, 093 (2008).
24. F. Karsch, D. Kharzeev, and K. Tuchin, Phys. Lett. B **663**, 217 (2008).