

# Калороны и бислокальный коррелятор напряженности глюонного поля

Н. О. Агасян<sup>1)</sup>, С. М. Федоров<sup>1)</sup>

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2004 г.

После переработки 10 июня 2004 г.

В модели инстантонного газа вычислен бислокальный коррелятор в глюодинамике при конечной температуре. Показано, что в данной модели корреляционная длина вакуума уменьшается с ростом температуры. Полученные результаты сравниваются с решеточными данными для бислокального коррелятора при конечной температуре. Обсуждается вопрос о плотности инстантонов и возможные структуры непертурбативного вакуума.

PACS: 11.15.Tk, 12.38.Lg

Непертурбативные флуктуации глюонных полей играют принципиально важную роль в вакууме неабелевых калибровочных теорий и определяют многие свойства КХД, в частности, они ответственны за явления конфайнмента, спонтанного нарушения киральной инвариантности (СНКИ) и, в итоге, за формирование наблюдаемого адронного спектра. Хорошо развитой и достаточно успешно объясняющей многие явления в КХД является модель инстантонной жидкости, которая была предложена в работах Шуряка [1] и Дьяконова и Петрова [2]. В этой картине основными непертурбативными полями являются хорошо разделенные и не очень сильно взаимодействующие между собой инстантоны и антиинстантоны (отсюда название “жидкость”). Плотность инстантонов равна примерно  $1 \text{ фм}^{-4}$ . Данная модель позволяет решить ряд проблем КХД, в частности, в ней естественным образом возникает явление СНКИ, объясняется масса  $\eta'$  мезона и др. Тем не менее она обладает рядом принципиальных недостатков. А именно, неизвестно, как стабилизировать инстантон-антиинстантонный ансамбль (проблема инфракрасного раздувания инстантонов), и в рамках модели инстантонной жидкости невозможно объяснить явление конфайнмента.

Однако, кроме квазиклассических инстантонов в вакууме существуют другие непертурбативные поля, которые позволяют, в частности, решить “инфракрасную проблему” инстантонов. Неperтурбативный вакуум КХД может быть параметризован набором нелокальных калибровочно-инвариантных вакуумных средних напряженности глюонного поля [3]. При этом оказывается возможным хорошо описать

большое число явлений в адронной физике (см. обзор [4]). Во многих случаях для качественного объяснения эффектов достаточно учета только бислокального коррелятора (модель стохастического вакуума). Более того, существуют указания на то, что поправки, возникающие за счет учета высших корреляторов, невелики и в некоторых случаях составляют несколько процентов [4]. В данном подходе естественным образом возникает ненулевое натяжение струны, которое выражается через вакуумное среднее напряженностей хромоматричных полей [3]

$$\sigma = \frac{g^2}{2} \int d^2x \langle \text{Tr} (E_i(x) \Phi(x, 0) E_i(0) \Phi^\dagger(x, 0)) \rangle, \quad (1)$$

где  $E_i = F_{4i}$  – оператор хромоматричного поля и  $F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^a t^a$  – тензор напряженности глюонного поля.  $\Phi(x, 0)$  – оператор параллельного переноса вдоль прямой линии, соединяющей точки  $x$  и  $0$ . Интегрирование в (1) ведется в пространственно-временной плоскости  $(i, 4)$ .

Проблема инфракрасного раздувания инстантонов также естественным образом решается в модели стохастического вакуума. Исследование влияния непертурбативных квантовых флуктуаций на инстантоны было начато в работах [5, 6]. Позднее было показано, что в непертурбативном стохастическом вакууме меняется стандартная теория возмущений и вклад инстантонов большого размера в физические величины становится конечным [7]. Далее, в работах [8] было доказано, что прямое взаимодействие инстантона с непертурбативными вакуумными полями приводит к стабилизации инстантона на масштабах порядка корреляционной длины в вакуумном конденсате. Было получено распределение инстантонов по разме-

<sup>1)</sup>e-mail: agasian@heron.itep.ru, fedorov@heron.itep.ru

рам, имеющее максимум при  $\rho_c \simeq 0.25$  фм и хорошо совпадающее с данными решеточных вычислений.

Важным свойством вакуума является наблюдаемый в решеточных вычислениях скейлинг для натяжения струны между источниками в разных представлениях цветовой группы [9]. Как показано в [10], вклад инстантонов в потенциал между тяжелыми кварками в различных представлениях нарушает казимировский скейлинг, и отсюда следует ограничение на их плотность.

В данной работе изучается вклад инстантонов в бислокальный коррелятор при конечной температуре<sup>2)</sup>. Мы показываем, что корреляционная длина бислокального коррелятора на калоронах (то есть инстантонах при конечной температуре) в низшем по плотности калоронов порядке довольно сильно зависит от температуры, что не согласуется с данными вычислений на решетках, из которых следует, что корреляционная длина для бислокального коррелятора хромомангнитных полей в пределах ошибки не зависит от температуры во всем интервале от нуля до  $T_c$  [13].

Температурная зависимость хромомангнитного бислокального коррелятора была найдена аналитически в работе [14], где было показано, что хромомангнитный конденсат медленно растет с увеличением температуры вплоть до  $2T_c$ , при этом корреляционная длина  $\lambda_m(T)$  в данном температурном интервале не зависит от  $T$ . При высокой температуре,  $T > 2T_c$ , конденсат растет с  $T$  как  $\langle H^2 \rangle_T \propto g^8(T)T^4$  и магнитная корреляционная длина падает как  $\lambda_m(T) \propto 1/g^2(T)T$ , что полностью согласуется со скейлинговым поведением рассматриваемых величин в высокотемпературной области, полученным в решеточных вычислениях [15]. Существует простое физическое объяснение независимости корреляционной длины от температуры при  $T \leq T_c$ . Обратная магнитная корреляционная длина  $M = 1/\lambda_m$  является массой низшего магнитного глюампа  $1^{+-}$ . Глюампы [16] не являются физическими объектами, однако они играют важную роль в непертурбативной КХД, так как их массы определяют полевые корреляторы, и, в частности, с ними связано натяжение струны при  $T = 0$ . Массы глюампов вычислялись аналитически в рамках КХД правил сумм [17], КХД струнной модели [18] и определялись численно в различных решеточных расчетах [19]. Суммируя все эти результаты, получаем, что корреляционная длина равна  $\lambda_m \approx 0.15$  фм,

что соответствует  $M \approx 1.5$  ГэВ. Учитывая тот факт, что температура фазового перехода намного меньше массы глюампа,  $T_c \ll M$ , физически ясно, что температурная зависимость массы глюампа, а значит, и корреляционной длины должна быть очень слабой в исследуемой нами низкотемпературной области  $T < T_c \simeq 300$  МэВ, что подтверждается аналитическими [14] и решеточными [13] вычислениями. При этом следует отметить, что магнитная корреляционная длина не меняет своего поведения в точке фазового перехода. Хорошо известно, что параметром порядка для фазового перехода деконфайнмента является вакуумное среднее от петли Полякова, и поэтому при температуре  $T = T_c$  именно коррелятор петель Полякова  $\langle L(x)L^\dagger(0) \rangle$  существенно меняет свое поведение.

При конечной температуре евклидова  $O(4)$  пространственно-временная симметрия нарушена до пространственной  $O(3)$  симметрии и бислокальный коррелятор описывается независимыми электрическими и магнитными корреляционными функциями, которые выражаются через четыре независимые функции  $D^E(x^2)$ ,  $D_1^E(x^2)$ ,  $D^B(x^2)$  и  $D_1^B(x^2)$ :

$$\begin{aligned} g^2 \langle \text{Tr} (E_i(x)\Phi(x,y)E_j(y)\Phi^\dagger(x,y)) \rangle &= \\ = \delta_{ij} \left( D^E + D_1^E + z_4^2 \frac{\partial D_1^E}{\partial z^2} \right) + z_i z_j \frac{\partial D_1^E}{\partial z^2}, & (2) \\ g^2 \langle \text{Tr} (B_i(x)\Phi(x,y)B_j(y)\Phi^\dagger(x,y)) \rangle &= \\ = \delta_{ij} \left( D^B + D_1^B + \mathbf{z}^2 \frac{\partial D_1^B}{\partial z^2} \right) - z_i z_j \frac{\partial D_1^B}{\partial z^2}, & \end{aligned}$$

где  $B_i = \frac{1}{2}\epsilon_{ijk}F_{jk}$  есть оператор хромомангнитного поля,  $E_i = F_{4i}$  – оператор хромозлектрического поля и  $F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}^a t^a$  – тензор напряженности глюонного поля,

$$\Phi(x,y) = P \exp \left( igz^\mu \int_0^1 ds A_\mu(y + sz) \right) \quad (3)$$

– оператор параллельного переноса вдоль прямой линии, соединяющей точки  $x$  и  $y$ ;  $z = x - y$ . Эти фазовые факторы  $\Phi$  вводятся для калибровочной инвариантности корреляторов. В случае вычисления этих корреляторов на самодуальном поле, очевидно,  $D_1^E = D_1^B = 0$ ,  $D^E = D^B$  (см. [12]). Поэтому достаточно рассматривать только хромомангнитный коррелятор.

Тот факт, что на инстантонах  $D^E = D^B$ , означает, что непертурбативный вакуум не может быть простой суперпозицией инстантон-антиинстантонных полевых конфигураций, так как вычисления на решетках показывают различную зависимость от температуры хромомангнитного и хромозлектрического конденсатов. В частности, при температуре фазового

<sup>2)</sup> Бислокальный коррелятор в инстантонном газе при нулевой температуре вычислялся в [11, 12].

перехода деконфайнмента хромозлектрический конденсат резко уменьшается, в то время как хромагнитный конденсат практически не меняется [13].

Одноинстантонное решение при конечной температуре, так называемый калорон, имеет хорошо известный вид [20]:

$$\begin{aligned}
F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\varepsilon^{abc}A_\mu^b A_\nu^c, \\
gB_i^a &= -\delta_{ai}g_1(x) + \varepsilon_{aij}\frac{x_j}{r}g_2(x) + \frac{x_a x_i}{r^2}g_3(x), \\
E_i^a &= B_i^a, \\
g_1(x) &= \\
&= \frac{1}{r}\frac{1}{\Pi}\frac{\partial\Pi}{\partial r} + \frac{1}{\Pi}\frac{\partial^2\Pi}{\partial\tau^2} - \frac{1}{\Pi^2}\left(\frac{\partial\Pi}{\partial\tau}\right)^2 + \frac{1}{\Pi^2}\left(\frac{\partial\Pi}{\partial r}\right)^2, \\
g_2(x) &= -\frac{2}{\Pi^2}\frac{\partial\Pi}{\partial r}\frac{\partial\Pi}{\partial\tau} + \frac{1}{\Pi}\frac{\partial^2\Pi}{\partial r\partial\tau}, \\
g_3(x) &= \frac{2}{\Pi^2}\left(\frac{\partial\Pi}{\partial r}\right)^2 - \frac{1}{\Pi}\frac{\partial^2\Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{1}{\Pi}\frac{\partial\Pi}{\partial r}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Хромозлектрическое поле равно хромагнитному в силу самодуальности поля калорона  $F_{\mu\nu} = \tilde{F}_{\mu\nu}$ .

Далее необходимо вычислить оператор параллельного переноса на калороне:

$$\begin{aligned}
\Phi(x, y) &= \text{Pexp}\left(igz^\mu\int_0^1 ds A_\mu(y+sz)\right) = \\
&= \text{Pexp}\left(-iz^\mu\bar{\eta}_{\mu\nu}^\alpha t^\alpha\int_0^1 ds \partial_\nu \ln\Pi(y+sz)\right) = \\
&= \text{Pexp}\left(-it^\alpha\int_0^1 ds [\bar{\eta}_{ij}^\alpha z_i \partial_j \ln\Pi + \right. \\
&\quad \left. + \bar{\eta}_{i4}^\alpha z_i \partial_4 \ln\Pi + \bar{\eta}_{4j}^\alpha z_4 \partial_j \ln\Pi]\right), \\
&\quad z = x - y.
\end{aligned} \tag{5}$$

Имея в виду сравнение с данными вычислений на решетках, будем рассматривать случай  $z_4 = 0$ . Тогда

$$\begin{aligned}
\Phi(x, y) &= \\
&= \text{Pexp}\left(-it^\alpha\int_0^1 ds [\bar{\eta}_{ij}^\alpha z_i \partial_j \ln\Pi + \bar{\eta}_{i4}^\alpha z_i \partial_4 \ln\Pi]\right). \tag{6}
\end{aligned}$$

В общем случае необходимо вычислять упорядоченный вдоль пути интеграл, однако существуют частные случаи, когда показатель экспоненты при различных  $s$  коммутирует и интеграл сводится к вычислению обычной экспоненты. Очевидно, это имеет место при  $\tau = 0$ ,  $\tau = \beta/2$  и  $\tau = \beta$ , так как  $\partial_4 \ln\Pi(r, \tau = 0; \beta/2; \beta) = 0$ . Другим случаем является поле одного инстантона, так как  $\partial_4 \ln\Pi^{\text{inst}} = \tau(1/r)(\partial \ln\Pi^{\text{inst}}/\partial r)$ .

Для вычисления вклада разреженного газа калоронов в двухточечный коррелятор в низшем по плотности приближении необходимо вычислить вклад одного калорона и усреднить по его положению или, что то же самое, усреднить по  $y$  при фиксированном  $z = x - y$ .

Усреднение по  $y$  сводится к интегралу  $\int d^4y = \int d^3y \int_0^\beta dy_4$ . Усреднение по трехмерному вектору  $y$  не вызывает трудностей, а интеграл по  $y_4$  вычислить не удастся, так как, в силу сказанного выше, коррелятор может быть численно определен только при  $\tau = 0, \beta/2, \beta$ . Тем не менее, как будет видно из сравнения со случаем одного инстантона, при низких температурах достаточно вычисления при  $\tau = 0$ , а при высоких температурах корреляционные длины при  $\tau = 0$  и  $\tau = \beta/2$  совпадают, так что усреднение по  $\tau$  тривиально.

Определим функции  $d$  и  $d_1$ :

$$\begin{aligned}
g^2\langle\text{Tr}(B_i(x)\Phi(x, y)B_j(y)\Phi^\dagger(x, y))\rangle_y &= \\
&= \delta_{ij}\left(d + d_1 + \mathbf{z}^2\frac{\partial d_1}{\partial z^2}\right) - z_i z_j \frac{\partial d_1}{\partial z^2}, \tag{7}
\end{aligned}$$

где  $z_4 = 0$  и функции  $d$  и  $d_1$  зависят от  $z^2$  и  $y_4 \equiv \tau$ :  $d = d(\tau, z^2)$ ;  $d_1 = d_1(\tau, z^2)$ . Усредняя по  $y_4$ , имеем:

$$\begin{aligned}
\int_0^\beta d\tau d(\tau, z^2) &= D^B(z^2), \\
\int_0^\beta d\tau d_1(\tau, z^2) &= D_1^B(z^2) = 0, \\
D^B(z^2 = 0) &= \frac{4\pi^2}{3}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Последнее равенство следует из того, что  $g^2 \int d^3y \int_0^\beta dy_4 (F_{\mu\nu}^a)^2 = 32\pi^2$  (в силу самодуальности поля этот интеграл пропорционален топологическому заряду  $\sim \int d^4y F\tilde{F}$ ).

Определим корреляционную длину  $\lambda_\tau$  как коэффициент в показателе экспоненты, наиболее хорошо аппроксимирующей функцию  $d(\tau, z^2)$ :

$$d(\tau, z^2) \simeq e^{-|z|/\lambda_\tau}. \tag{9}$$

Как обсуждалось выше, мы будем вычислять только  $d(\tau = 0, z^2)$  и  $d(\tau = \beta/2, z^2)$ . Однако этой информации достаточно, чтобы определить корреляционную длину функции  $D^B(z^2)$ . Действительно, усреднение по  $\tau$  показывает, что нормированные на 1 функции  $d(\tau = 0, z^2)/d(\tau = 0, z^2 = 0)$

и  $D^B(z^2)/D^B(z^2 = 0)$  практически совпадают. Дело в том, что инстантон – это хорошо локализованная полевая конфигурация, и его поле быстро спадает при удалении от его центра. Это проиллюстрировано на рис.1, где показана функция  $d^{\text{inst}}(\tau, z^2)$ ,

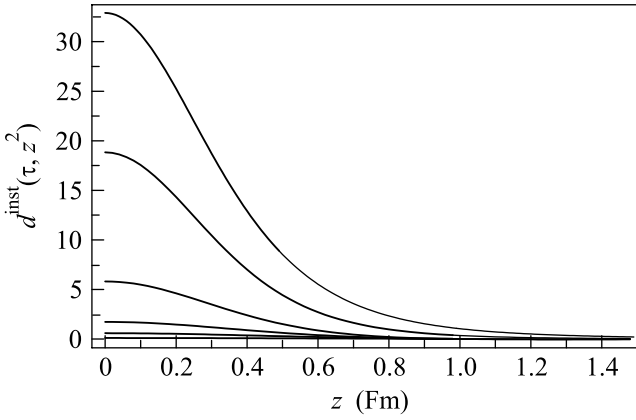


Рис.1.  $d^{\text{inst}}(\tau, z^2)$  при  $\tau = (0, 0.15, 0.3, 0.45, 0.6)$  фм;  $\rho = 0.3$  фм

вычисленная на одном инстантоне, при нескольких значениях  $\tau$ . Поскольку амплитуда функции  $d(\tau, z^2)$  быстро уменьшается с увеличением  $\tau$ , то профиль функции  $D^B(z^2)$  фактически определяется функцией  $d(\tau = 0, z^2)$ . Это верно и для калорона при  $\beta \gg \rho$ , так как в этом случае инстантоны в цепочке вдоль временной оси хорошо разделены. При меньших  $\beta$ , то есть при  $\beta \leq 2\rho$ , функции  $d(\tau = 0, z^2)$  и  $d(\tau = \beta/2, z^2)$  обладают практически одинаковой корреляционной длиной (см. рис.2), таким образом,

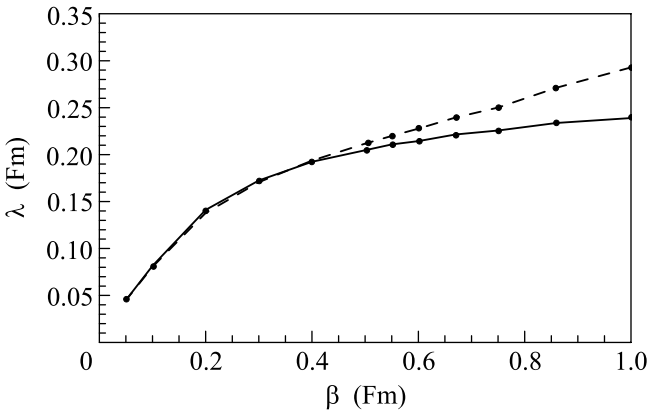


Рис.2. Корреляционная длина функций  $d(\tau = 0, z^2)$  и  $d(\tau = \beta/2, z^2)$ :  $\lambda_{\tau=0}(\beta)$  (сплошная линия) и  $\lambda_{\tau=\beta/2}(\beta)$  (пунктирная линия);  $\rho = 0.3$  фм

усреднение по  $\tau$  тривиально и приводит просто к изменению амплитуды, которая определяется условием  $D^B(z^2 = 0) = 4\pi^2/3$ .

Учитывая вышесказанное, мы будем интересоваться только функцией  $d(\tau = 0, z^2)$ , корреляционная длина которой близка к корреляционной длине функции  $D^B(z^2)$  при всех значениях  $\beta$ .

Хромоманнитный коррелятор при  $\tau = 0, \beta/2, \beta$  имеет вид

$$\begin{aligned} &g^2 \langle \text{Tr} (B_i(x) \Phi(x, y) B_j(y) \Phi^\dagger(x, y)) \rangle_y = \\ &= g^2 \int d^3y (B_i^a(x) U^{ab}(x, y) B_j^b(y)), \\ &U^{ab}(x, y) = \text{Tr} (t_a \Phi(x, y) t_b \Phi^\dagger(x, y)) = \\ &= \frac{1}{2} \delta^{ab} \cos(2\phi) - \frac{1}{2} \varepsilon^{abc} n_c \sin(2\phi) + n_a n_b \sin^2(\phi), \\ &n_a \phi = \frac{1}{2} \bar{\eta}_{ij}^\alpha z_i y_j \int_0^1 ds \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \ln \Pi(y + sz)}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Коррелятор, вычисленный по формуле (10) при разных значениях  $\beta$ , приведен на рис.3. Этому соответствуют корреляционные длины, приведенные на рис.4.

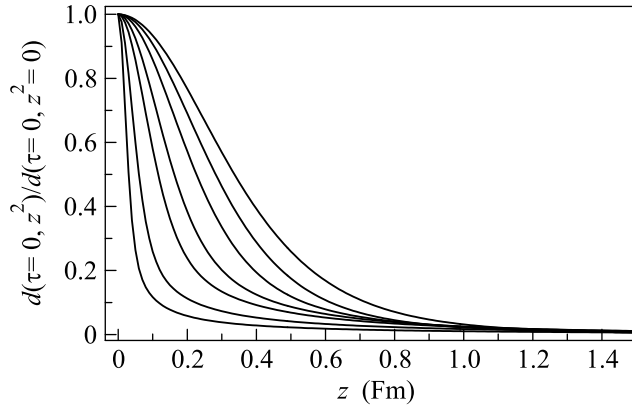


Рис.3.  $d(\tau = 0, z^2)/d(\tau = 0, z^2 = 0)$  при  $\beta = (0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.86, \infty)$  фм<sup>-1</sup>;  $\rho = 0.3$  фм. Наибольшая корреляционная длина (верхняя линия) соответствует нулевой температуре ( $\beta = \infty$ ), то есть вкладу инстантонов

Бислокальный коррелятор при конечной температуре был вычислен на решетке в работе [13], и было получено, что бислокальный коррелятор хромоманнитных полей практически не зависит от температуры во всей области от нуля до  $T_c$  (зависимость слабая и выше критической температуры). В то же время из рис.4 видно, что корреляционная длина коррелятора в разреженном газе калоронов меняется примерно на 20% при изменении температуры от 0 до 300 МэВ. Отсюда можно сделать вывод, что инстантонный газ не может быть правильным описанием реального вакуума глюодинамики. Существует несколько возможных объяснений решеточных данных.

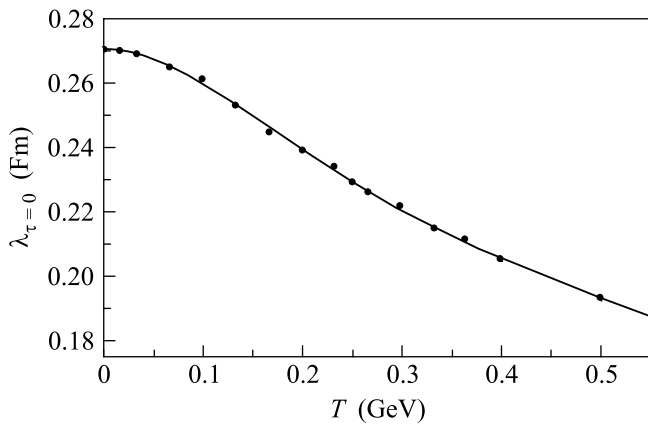


Рис.4. Корреляционная длина как функция температуры  $\lambda_{\tau=0}(T)$ ;  $\rho = 0.3$  фм

1) Плотность инстантонов намного меньше  $1 \text{ фм}^{-4}$ , и основной вклад в коррелятор дают другие непертурбативные поля, которые обеспечивают конфайнмент. Данная картина согласуется с моделью стохастического вакуума.

2) Плотность инстантонов достаточно высока для того, чтобы следующие по плотности поправки качественно меняли результат и приводили к не зависящей от температуры корреляционной длине.

3) Меняется конфигурация инстантонного ансамбля, инстантоны и антиинстантоны образуют молекулы, и вклад этих инстантон-антиинстантонных молекул в бислокальный коррелятор существенно отличается от вклада инстантонного газа. Это связывание в пары может иметь отношение к фазовому переходу деконфайнмента. Например, это имеет место в 3-мерной модели с полем Хиггса в присоединенном представлении, где было показано, что в фазе деконфайнмента инстантоны и антиинстантоны связываются в молекулы [21]. Образование инстантон-антиинстантонных молекул в вакууме КХД и связь с фазовым переходом восстановления киральной симметрии обсуждается в обзоре [22].

4) Следует отметить, что в последние годы обсуждается принципиально другой возможный сценарий для калоронного вакуума в фазе конфайнмента ( $T < T_c$ ). Существуют конфигурации полей с нетривиальной голономией, так называемое решение KvBLL [23]. В данном сценарии [24] рассматривается возможность развала калорона на дион-антидионную пару. Решеточные данные, подтверждающие существование этих полевых конфигураций для групп  $SU(2)$  и  $SU(3)$ , приведены в работах [25, 26]. Ясно, что в данном сценарии корреляционная длина в непертурбативном вакууме ведет себя более сложным обра-

зом, чем в изучаемом в данной работе случае чисто калоронного газа.

В принципе, можно рассматривать другую возможность, когда распределение инстантонов по размерам также зависит от температуры, и эта зависимость такова, что результирующая корреляционная длина не зависит от  $T$ . Однако имеются данные вычислений на решетках [27], согласно которым распределение инстантонов по размерам не меняется в пределах ошибок во всем интервале температур от 0 до  $T_c$ .

В данной работе вычислен вклад инстантонного газа при конечной температуре в бислокальный коррелятор. Сравнение зависимости корреляционной длины от температуры с данными вычислений на решетке позволяет сделать вывод, что если плотность инстантонов не слишком высока и поправки к приближению разреженного газа несущественны, то плотность инстантонов должна быть значительно меньше принятой в модели инстантонной жидкости величины  $n = 1 \text{ фм}^{-4}$ . Вакуум неабелевой калибровочной теории при конечной температуре – это очень сложная система, и естественно предполагать, что он может быть комбинацией перечисленных выше возможностей.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Симонову за полезные замечания. Данная работа выполнена при поддержке гранта # Sh-1774.2003.2 и федеральной программы министерства промышленности, науки и технологий РФ # 40.052.1.1.1112.

1. E. V. Shuryak, Nucl. Phys. **B203**, 93 (1982).
2. D. Diakonov and V. Y. Petrov, Nucl. Phys. **B245**, 259 (1984).
3. H. G. Dosch, Phys. Lett. **B190**, 177 (1987); H. G. Dosch and Y. A. Simonov, Phys. Lett. **B205**, 339 (1988); Y. A. Simonov, Nucl. Phys. **B307**, 512 (1988).
4. A. Di Giacomo, H. G. Dosch, V. I. Shevchenko, and Y. A. Simonov, Phys. Rept. **372**, 319 (2002).
5. M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B163**, 46 (1980).
6. А. Б. Мигдал, Н. О. Агасян, С. Б. Хохлачев, Письма в ЖЭТФ **41**, 405 (1985); Н. О. Агасян, С. Б. Хохлачев, ЯФ **55**, 1116, 1126 (1992).
7. N. O. Agasian and Y. A. Simonov, Mod. Phys. Lett. **A10**, 1755 (1995); Н. О. Агасян, ЯФ **59**, 317 (1996).
8. N. O. Agasian and S. M. Fedorov, JHEP **0112**, 019 (2001); hep-ph/0111305; hep-ph/0211139; Н. О. Агасян и С. М. Федоров, ЯФ **67**, 394 (2004).
9. G. S. Bali, Phys. Rev. **D62**, 114503 (2000).
10. V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, Phys. Rev. Lett. **85**, 1811 (2000); V. I. Shevchenko and Y. A. Simonov, hep-ph/0104135.

11. A. E. Dorokhov, S. V. Esaibegian, and S. V. Mikhailov, *Phys. Rev.* **D56**, 4062 (1997).
12. E. M. Ilgenfritz, B. V. Martemyanov, S. V. Molodtsov et al., *Phys. Rev.* **D58**, 114508 (1998).
13. M. D'Elia, A. Di Giacomo, and E. Meggiolaro, *Phys. Rev.* **D67**, 114504 (2003).
14. N. O. Agasian, *Phys. Lett.* **B562**, 257 (2003).
15. G. Boyd, J. Engels, F. Karsch et al., *Nucl. Phys.* **B469**, 419 (1996).
16. N. A. Campbell, I. H. Jorysz, and C. Michael, *Phys. Lett.* **B167**, 91 (1986); I. H. Jorysz and C. Michael, *Nucl. Phys.* **B302**, 448 (1988).
17. H. G. Dosch, M. Eidemuller, and M. Jamin, *Phys. Lett.* **B452**, 379 (1999); M. Eidemuller, H. G. Dosch, and M. Jamin, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **86**, 421 (2000).
18. Y. A. Simonov, *Nucl. Phys.* **B592**, 350 (2001).
19. O. Philipsen, *Nucl. Phys.* **B628**, 167 (2002); M. Laine and O. Philipsen, *Nucl. Phys.* **B523**, 267 (1998).
20. B. J. Harrington and H. K. Shepard, *Phys. Rev.* **D17**, 2122 (1978).
21. N. O. Agasian and K. Zarembo, *Phys. Rev.* **D57**, 2475 (1998); N. O. Agasian and D. Antonov, *Phys. Lett.* **B539**, 153 (2002).
22. T. Schafer and E. V. Shuryak, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 323 (1998).
23. T. C. Kraan and P. van Baal, *Phys. Lett.* **B435**, 389 (1998); K. M. Lee and C. h. Lu, *Phys. Rev.* **D58**, 025011 (1998).
24. E. M. Ilgenfritz, B. V. Martemyanov, M. Muller-Preussker et al., *Phys. Rev.* **D66**, 074503 (2002).
25. E. M. Ilgenfritz, B. V. Martemyanov, M. Muller-Preussker et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **119**, 754 (2003).
26. C. Gattringer, E. M. Ilgenfritz, B. V. Martemyanov et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **129-130**, 653 (2004).
27. B. Lucini, M. Teper, and U. Wenger, arXiv:hep-lat/0401028.