

Адронный резонансный газ и непертурбативный КХД вакуум при конечной температуре

Н. О. Агасян¹⁾, С. М. Федоров¹⁾

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 октября 2003 г.

Изучался непертурбативный КХД вакуум с двумя легкими кварками при конечной температуре в рамках модели адронного резонансного газа. Получены температурные зависимости кваркового и глюонного конденсатов в фазе конфайнмента. Показано, что кварковый конденсат и половина (хромо-электрическая компонента) глюонного конденсата испаряются при одной температуре, соответствующей кварк-адронному фазовому переходу. При учете температурного сдвига адронных масс критическая температура $T_c \simeq 190$ МэВ.

PACS: 11.10.Wx, 12.38.Mh

1. Известно, что в КХД при конечной температуре происходит фазовый переход из адронной фазы, характеризующейся явлениями конфайнмента и спонтанного нарушения киральной инвариантности, в фазу горячей кварк-глюонной материи. При смене фаз, в критической точке T_c , термодинамические характеристики системы, такие как плотность энергии ε , теплоемкость, “неидеальность” $(\varepsilon - 3P)/T^4$ и др., существенно меняют свое поведение. Кроме того, в КХД при фазовом переходе происходит существенная перестройка непертурбативного кварк-глюонного вакуума.

Решеточные вычисления в конечно-температурной КХД показывают, что явления деконфайнмента и восстановления киральной инвариантности происходят при одной температуре и в случае двух легких кварков ($N_f = 2$) критическая температура находится в интервале $T_c \sim 175 \div 190$ МэВ [1, 2]. Также из изучения термодинамики КХД на решетке и из экспериментальных данных по высокоэнергетическим столкновениям следует, что плотность энергии системы при кварк-адронном фазовом переходе достигает значения $\varepsilon_c \sim 1 \div 1.5$ ГэВ/фм³.

Недавно в численных симуляциях на решетке для калибровочной $SU(3)$ теории без кварков и в КХД с $N_f = 2$ было показано сильное подавление электрической компоненты и слабый рост с температурой магнитной компоненты глюонного конденсата при прохождении через критическую температуру T_c [3]. Такое поведение было предсказано теоретически, с использованием различных методов, 10 лет назад в работах [4, 5]. Далее, в работе [6] была аналитически

найдена температурная зависимость калибровочно-инвариантного бислокального коррелятора напряженностей хромо-магнитного поля и пространственно-подобного натяжения струны $\sigma_s(T)$. Как следствие, было получено, что хромо-магнитный конденсат при $T < 2T_c$ слабо растет с температурой, $\langle H^2 \rangle_T = \langle H^2 \rangle_0 \coth(M/2T)$, где $M = 1/\xi_m \simeq 1.5$ ГэВ есть обратная магнитная корреляционная длина, которая не зависит от температуры при $T < 2T_c$. В области $T > 2T_c$ амплитуда магнитного коррелятора растет, $\langle H^2 \rangle_T \propto g^8(T)T^4$, и корреляционная длина падает, $\xi_m(T) \propto 1/(g^2(T)T)$, с ростом температуры. Данное поведение магнитного коррелятора объясняет, в рамках модели стохастического вакуума, явление магнитного конфайнмента. Полученная температурная зависимость пространственно-подобного натяжения струны полностью согласуется с решеточными данными [7] во всей области температур.

Таким образом, учитывая перечисленные выше факты, необходимо в рамках единого подхода получить, что в КХД с $N_f = 2$ в критической точке $T_c \sim 175 \div 190$ МэВ достигается плотность энергии $\varepsilon_c \sim 1 \div 1.5$ ГэВ/фм³, обращается (или стремится) в нуль кварковый конденсат $\langle \bar{q}q \rangle_T$, и только половина глюонного конденсата (хромо-электрическая компонента, ответственная за формирование струны и явление конфайнмента) “испаряется”, что необходимо для сохранения явления магнитного конфайнмента.

В предлагаемой работе мы изучаем температурные свойства кваркового и глюонного конденсатов в подходе, основанном на описании фазы конфайнмента как адронного резонансного газа. Мы показываем, что перечисленные выше явления могут быть коли-

¹⁾e-mail: agasian@heron.itep.ru, fedorov@heron.itep.ru

ественно объяснены в рамках этого подхода при соответствующем учете температурного сдвига адронных масс.

2. Мы будем рассматривать КХД с двумя легкими кварками. Тогда, зная давление в адронной фазе, $P_h(T)$, и используя соотношение Гелл-Манна-Окса-Реннера (ГОР), можно найти температурную зависимость кваркового конденсата:

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_T}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - \frac{1}{F_\pi^2} \frac{\partial P_h(T)}{\partial m_\pi^2}, \quad (1)$$

где $F_\pi = 93$ МэВ есть аксиальная константа распада π -мезона. Выражение для глюонного конденсата $\langle G^2 \rangle_T \equiv \langle (G_{\mu\nu}^a)^2 \rangle_T$ было получено в [8] исходя из ренорм-группового рассмотрения аномального вклада в след тензора энергии-импульса в КХД с $N_f = 2$ при конечной температуре. Связь глюонного конденсата с термодинамическим давлением в КХД имеет вид [8]

$$\langle G^2 \rangle_T = \langle G^2 \rangle_0 + \frac{32\pi^2}{b} \left(4 - T \frac{\partial}{\partial T} - m_\pi^2 \frac{\partial}{\partial m_\pi^2} \right) P_h(T), \quad (2)$$

где $b = 11N_c/3 - 2N_f/3 = 29/3$, $\langle G^2 \rangle_0 = 0.87$ ГэВ⁴ [9]. При выводе (2) использовались низко-энергетические теоремы КХД [10] и соотношение ГОР, связывающее массу легкого кварка с массой π -мезона. Выражения для $\langle \bar{q}q \rangle_T$ и $\langle G^2 \rangle_T$ в КХД с $N_f = 3$ получены в [11]. Таким образом, зная давление P_h как функцию температуры и массы π -мезона, можно найти температурные зависимости кваркового и глюонного конденсатов в адронной фазе.

Для описания термодинамики КХД в фазе конфайнмента мы используем модель адронного резонансного газа. В данном подходе термодинамические свойства системы определяются суммарным давлением релятивистских бозе- и ферми-газов, описывающих тепловые возбуждения массивных адронов. Главная мотивация использования данного подхода состоит в том, что в рассмотрение включены все существенные степени свободы сильно взаимодействующей материи. Более того, использование адронного резонансного спектра эффективно учитывает взаимодействие между стабильными частицами. Кроме того, описание множественного рождения частиц при столкновении тяжелых ионов, в рамках адронного резонансного газа [12], приводит к хорошему согласию с

экспериментальными данными. Таким образом, давление в фазе конфайнмента записывается в виде

$$P_h = T \sum_i g_i \eta_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \ln \left(1 + \eta_i e^{-\omega_i/T} \right),$$

$$\omega_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}, \quad (3)$$

$$\eta_i = \begin{cases} +1, & \text{фермионы} \\ -1, & \text{бозоны} \end{cases},$$

где g_i – фактор спин-изоспинного вырождения (например, $g_\pi = 3$, $g_N = 8$, ...). Плотность энергии, $\varepsilon_h = T \partial P_h / \partial T - P_h$, в адронной фазе дается выражением

$$\varepsilon_h = \sum_i g_i \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{\omega_i}{\exp(\omega_i/T) + \eta_i} \quad (4)$$

3. Для количественного изучения конденсатов в фазе конфайнмента необходимо знать зависимость давления P_h от массы легкого кварка (в случае $N_f = 2$) или, что то же самое, от массы π -мезона. В рамках модели адронного резонансного газа это эквивалентно знанию зависимости масс всех резонансов от массы легкого кварка. Данная зависимость изучалась численно в решеточных расчетах, и в работе [13] была предложена пяти-параметрическая формула, инспирированная моделью мешков, которая при определенном выборе параметров хорошо описывает массы всех рассмотренных авторами [13] частиц:

$$m_i = N_u a_1 x \sqrt{\sigma} + \frac{m_h}{1 + a_2 x + a_3 x^2 + a_4 x^3 + a_5 x^4},$$

$$x \equiv m_\pi / \sqrt{\sigma},$$

$$a_1 = 0.51, \quad a_2 = a_1 N_u \sqrt{\sigma} / m_h, \quad (5)$$

$$a_3 = 0.115, \quad a_4 = -0.0223, \quad a_5 = 0.0028.$$

Здесь m_h – физическая масса адрона, N_u – число легких кварков ($N_u = 2$ для мезонов, $N_u = 3$ для барионов), $\sigma = (0.42 \text{ ГэВ})^2$ – натяжение струны.

Далее необходимо учитывать, что с увеличением температуры меняются массы адронов. В рамках конечно-температурной конформно-обобщенной нелинейной сигма-модели с легкими и массивными адронами [14] было показано, что температурный сдвиг масс адронов можно учесть с помощью замены

$$m_h \rightarrow m_h(\chi_T/\chi_0), \quad m_\pi \rightarrow m_\pi \sqrt{\chi_T/\chi_0}, \quad (6)$$

$$\chi_T/\chi_0 = (\langle G^2 \rangle_T / \langle G^2 \rangle_0)^{1/4},$$

где χ есть поле дилатона. Другая по сравнению с остальными частицами зависимость массы π -мезона

является проявлением его гольдстоуновской природы. В киральном пределе, $m_q \rightarrow 0$, приведенное соотношение для масс адронов является строгим следствием низкоэнергетических теорем КХД [10].

4. Формулы (1)–(6) определяют термодинамические свойства системы в адронной фазе и позволяют вычислить кварковый и глюонный конденсаты во всей области температур ниже критической T_c .

Мы учитываем все адронные состояния с масса ниже 2.5 ГэВ для мезонов и 3.0 ГэВ для барионов. В общей сложности это составляет 2078 состояний (с учетом факторов вырождения g_i). Ясно, что при температурах ниже массы пиона, $T < m_\pi = 140$ МэВ, главный вклад в термодинамические величины будут давать тепловые возбуждения π -мезонов, так как остальные состояния значительно тяжелее и экспоненциально подавлены бальцмановским фактором $\propto \exp\{-m_h/T\}$. Однако при $T > m_\pi$ большое количество тяжелых состояний начинает оказывать существенное влияние на термодинамику системы. На рис.1 вклад пионов показан штрих-пунктирной линией. Видно, что, действительно, до температуры

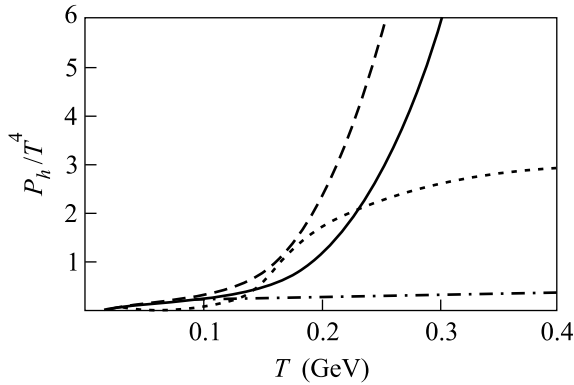


Рис.1. Давление P_h/T^4 как функция температуры. Сплошная линия – нуль-температурный адронный спектр; штриховая линия – спектр с учетом температурного сдвига, $\chi_T/\chi_0 = 0.84$; штрихпунктирная линия – учет только пионных возбуждений. Пунктирная линия – решеточные данные [15]

$T = 120$ МэВ пионы дают основной вклад в P_h . При более высоких температурах главный вклад в давление определяется всеми остальными адронными состояниями. На рис.1 также показаны решеточные данные [15] для давления P_h в КХД с $N_f = 2$. Видно, что в области температур $T < T_c$ модель адронного резонансного газа с учетом температурного сдвига масс правильно описывает рост давления с температурой.

На рис.2 приведена плотность энергии ϵ_h как функция температуры. Значение $1 \text{ ГэВ}/\text{фм}^3$, соответствующее оценкам плотности энергии

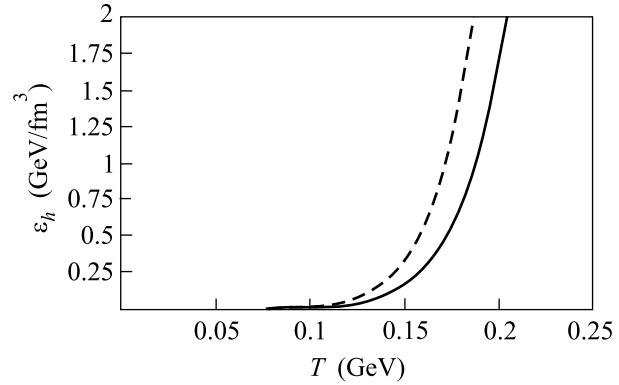


Рис.2. Плотность энергии ϵ_h как функция температуры. Сплошная линия – нуль-температурный адронный спектр; штриховая линия – спектр с учетом температурного сдвига, $\chi_T/\chi_0 = 0.84$

при кварк-адронном фазовом переходе, достигается при $T \simeq 175$ МэВ, то есть в области температуры фазового перехода, полученной в решеточных вычислениях [16].

На рис.3 и рис.4 приведены зависимости кваркового и глюонного конденсатов от температуры. Важно, что кварковый конденсат обращается в нуль при той же температуре, при которой испаряется поло-

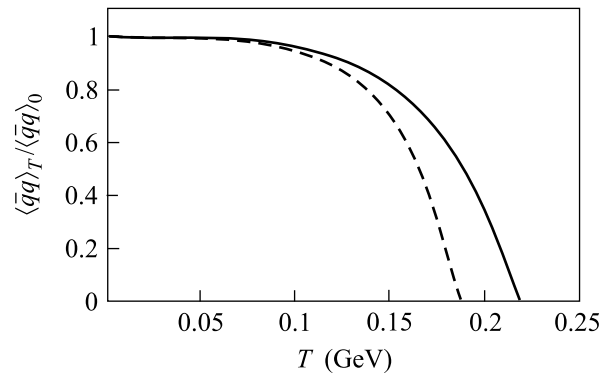


Рис.3. Кварковый конденсат $\langle \bar{q}q \rangle_T / \langle \bar{q}q \rangle_0$ как функция температуры. Сплошная линия – нуль-температурный адронный спектр; штриховая линия – спектр с учетом температурного сдвига, $\chi_T/\chi_0 = 0.84$

вина глюонного конденсата, и это значение при учете температурного сдвига адронных масс есть $T \simeq 190$ МэВ.

Строго говоря, необходимо самосогласованно (с использованием эффективного дилатонного лагранжиана при $T \neq 0$) находить температурный сдвиг

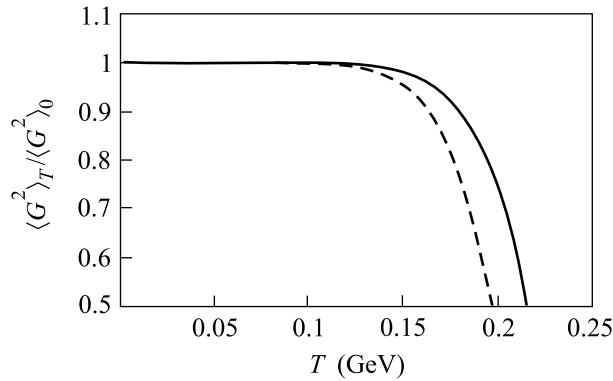


Рис.4. Глюонный конденсат $\langle G^2 \rangle_T / \langle G^2 \rangle_0$ как функция температуры. Сплошная линия – нуль-температурный адронный спектр; штриховая линия – спектр с учетом температурного сдвига, $\chi_T / \chi_0 = 0.84$

глюонного конденсата с учетом сдвига адронных масс (см. [14]). Однако численные расчеты показывают, что вплоть до температур $T \sim m_\pi$ глюонный конденсат уменьшается очень слабо и при $T = m_\pi$ $\Delta \langle G^2 \rangle_T \approx 0.02 \langle G^2 \rangle_0$. С ростом температуры, $T > m_\pi$, глюонный конденсат резко падает и в “достаточно узком” температурном интервале, $\Delta T \sim 50$ МэВ, происходит основное изменение глюонного конденсата на величину $\sim 50\%$. Соответственно, мы приводим численные расчеты с температурным сдвигом адронных масс на 16% ($\chi_T / \chi_0 = 0.84 \approx (0.5)^{1/4}$). Заметим, что даже без учета температурного уменьшения m_h кварковый и половина глюонного конденсатов испаряются при одной температуре, $T \sim 215$ МэВ.

5. В данной работе мы исследовали непертурбативный КХД вакуум с двумя легкими кварками при конечной температуре в рамках модели адронного резонансного газа. Были получены температурные зависимости кваркового и глюонного конденсатов в фазе конфайнмента и показано, что кварковый конденсат и половина (хромо-электрическая компонента) глюонного конденсата испаряются при одной температуре, соответствующей кварк-адронному фазовому переходу. Данный факт подтверждает картину магнитного конфайнмента, то есть что при фазовом переходе хромо-электрический конденсат обра-

щается в нуль, а хромо-магнитный практически не меняется [3–6]. Плотность энергии адронного резонансного газа при температуре фазового перехода $\varepsilon_h(T_c) \sim 1.5$ ГэВ/фм³. При учете температурного сдвига адронных масс критическая температура $T_c \approx 190$ МэВ.

Данная работа выполнена при поддержке гранта NSH-# 1774.2003.2 и федеральной программы министерства промышленности, науки и технологий РФ # 40.052.1.1.1112.

1. F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Nucl. Phys. **B605**, 579 (2001).
2. Y. Nakamura, V. Bornyakov, M. N. Chernodub et al., hep-lat/0309144.
3. M. D’Elia, A. Di Giacomo, and E. Meggiolaro, Phys. Rev. **D67**, 114504 (2003).
4. Y. A. Simonov, JETP Lett. **55**, 627 (1992).
5. N. O. Agasian, JETP Lett. **57**, 208 (1993).
6. N. O. Agasian, Phys. Lett. **B562**, 257 (2003).
7. G. S. Bali, J. Fingberg, U. M. Heller et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 3059 (1993); G. Boyd, J. Engels, F. Karsch et al., Nucl. Phys. **B469**, 419 (1996).
8. N. O. Agasian, Phys. Lett. **B519**, 71 (2001); JETP Lett. **74**, 353 (2001).
9. S. Narison, Phys. Lett. **B387**, 162 (1996).
10. V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B191**, 301 (1981); Sov. J. Part. Nucl. **13**, 224 (1982); A. A. Migdal and M. A. Shifman, Phys. Lett. **B114**, 445 (1982).
11. N. O. Agasian, hep-ph/0212392.
12. P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel, Phys. Lett. **B518**, 41 (2001); J. Cleymans and K. Redlich, Phys. Rev. **C60**, 054908 (1999); Phys. Rev. Lett. **81**, 5284 (1998); F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen et al., Phys. Rev. **C64**, 024901 (2001).
13. F. Karsch, K. Redlich, and A. Tawfik, Eur. Phys. J. **C29**, 549 (2003).
14. N. O. Agasian, D. Ebert, and E.-M. Ilgenfritz, Nucl. Phys. **A637**, 135 (1998).
15. F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, Phys. Lett. **B478**, 447 (2000).
16. F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583**, 209 (2002).