Письма в ЖЭТФ, том 38, вып.4, стр. 215 – 217 *25 августа 1983 г.*

ТРЕУГОЛЬНАЯ АНОМАЛИЯ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ В КХД

Н.В.Красников

На основе использования уравнения Адлера – Белла – Джакива при конечных температурах показано, что $T_F \geqslant T_c$, где T_c – температура деконфаймента, а T_F – температура восстановления киральной симметрии. При температуре $T_c < T < T_F$ безмассовые кварки приобретают ненулевую динамическую массу.

Исследование релятивистского вещества при конечной температуре методами квантовой теории поля [1 – 5] весьма важно для исследования ранней Вселенной и других астрофизических приложений [5]. Особый интерес представляет изучение фазовых переходов в моделях великого объединения и в КХД. В работах [6,7] было показано, что в КХД при некоторой температуре T_c происходит фазовый переход от фазы конфаймента к фазе свободных кварков. С другой стороны, в квантовой хромодинамике с n безмассовыми кварками киральная группа симметрии $G = SU_{L-R}(h)$ спонтанно нарушена при $T = 0$ [8]. При некоторой температуре T_F происходит восстановление киральной симметрии в КХД [9]. В связи с этим весьма интересен вопрос о соотношении между температурой деконфаймента T_c и температурой восстановления киральной симметрии T_F. Недавно Хофт [10] на основе использования уравнения Адлера – Белла – Джакива [11] вместе с предположением о конфайменте в КХД показал неизбежность нарушения киральной симметрии в КХД (для $n \geqslant 3$) при нулевой температуре.

В настоящей работе мы покажем, что уравнение Адлера – Белла – Джакива, выведенное первоначально для $T = 0$ сохраняет свой вид и при конечных температурах. При этом анализ Хофта справедлив и для конечных температур. Мы покажем, что

$$T_F \geqslant T_c. \tag{1}$$

Кроме того, из нашего анализа следует, что при температуре $T_c < T < T_F$ безмассовые кварки приобретают ненулевую динамическую массу.

Напомним, что при $T = 0$ уравнение Адлера – Белла – Джакива в КХД с n безмассовыми кварками имеет вид

$$k_\mu T^{\mu\nu\alpha}_{abc}(p_1, p_2) = N_c\, 4\pi^2 \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_1^\alpha p_2^\beta \, Tr\,[\{T_a T_b\}_+ T_c\,],$$

$$T^{\mu\nu\alpha}_{abc}(p_1, p_2) = (2\pi)^4 \int d^4x\, d^4y\, e^{-ip_1x - ip_2y}$$

$$< 0|\, T(J^\mu_a(x), J^\nu_b(y)\, J^\alpha_{5c}(0))\,|\,0> , \tag{2}$$

$$J^\mu_a = \bar{\psi}\, j^\mu T_a \psi\,, \quad J^\mu_{5c} = \bar{\psi} j^\mu j^5 T_c \psi\,,$$

$N_c = 3$ – число цветов, T_a – генераторы группы $SU(n)$. Тензор $T^{\alpha\mu\nu}_{abc}$ удовлетворяет тождествам Уорда

$$p_{1\mu} T^{\mu\nu\alpha}_{abc} = p_{2\nu} T^{\mu\nu\alpha}_{abc} = 0 \tag{3}$$

и условию бозе-симметрии $T^{\mu\nu\alpha}_{abc}(p_1, p_2) = T^{\nu\mu\alpha}_{bac}(p_2, p_1)$. Анализируя уравнение (2) и используя гипотезу о конфайменте кварков Хофт показал, что при $n > 2$ киральная $SU_{L-R}(n)$-симметрия должна быть спонтанно нарушена. Доказательство Хофта основано на том, что аномалия в правой части уравнения (2) может появиться только при наличии в спектре теории безмассовых частиц. Если киральная симметрия в КХД была бы точной, то это означало бы, что у некоторых барионов масса равна нулю. Однако, при $n > 2$ учет безмассовых барионов не воспроизводит [10] аномальное уравнение (2). Отметим, что при доказательстве спонтанного нарушения киральной симметрии Хофт использовал помимо уравнения (2) условие декаплинга, которое недавно критиковалось в работе [12]. Заметим, однако, что при $n = 3K$ (K – целое) доказательство Хофта непосредственно следует из уравнения (2) без условия декаплинга.

Если мы рассматриваем квантовую теорию поля с температурой, то релятивистская инвариантность будет потеряна. Для того чтобы формально восстановить релятивистскую инвариантность удобно ввести внешний четырехвектор температуры n^μ_T ($n^2_{\mu T} = T^2$). При этом в случае $T \neq 0$ все функции Грина будут зависеть от внешнего четырехвектора температуры n^μ_T. Нетрудно заметить, что уравнения движения не зависят от температуры. Более того, непосредственным вычислением можно показать, что при $T \neq 0$ уравнение (2) и тождества Уорда (3) не меняются. Тот факт, что уравнение (2) справедливо и при конечной температуре непосредственно связан с тем, что уравнение (2) обязано своим происхождением линейной расходимости соответствующих однопетлевых интегралов. Поскольку введение конечной температуры не вносит дополнительных ультрафиолетовых расходимостей по сравнению со случаем $T = 0$, то вид уравнения (2) не меняется, за исключением того, что в правой части уравнения (2)

$$T^{\mu\nu\alpha}_{abc}(p_1, p_2, n_T) = \int^{n_{\mu T} = (T,\,0\,0\,0)} \langle 0|\, T(J^{\mu}_{a}(x) J^{\nu}_{b}(y) J^{\alpha}_{5c}(0))$$

$$|\,0\rangle_T\, e^{-ip_1 x \,-\, ip_2 y},$$

где

$$\langle 0\rangle_T = \mathrm{Sp}(e^{-H/T} O) / \mathrm{Sp}(e^{-H/T}),$$

H – гамильтониан системы, а шпур берется по всем состояниям. Таким образом, анализ Хофта переносится без изменений и на случай $T \neq 0$. Отсюда, как следствие мы сразу же получаем, что температура восстановления киральной симметрии T_F не может быть меньше температуры деконфаймента T_c (неравенство 1). Заметим, что в работе [13] на основе использования решеточной апроксимации путем численного интегрирования было показано, что $T_F > T_c$. В случае $T_c < T < T_F$ в правую часть уравнения (2) будут давать вклад безмассовые псевдоскалярные мезоны-голдстоуны группы $SU_{L-R}(n)$. Для того, чтобы избежать дополнительного вклада в правую часть уравнения (2) безмассовые кварки должны преобрести при $T_c < T < T_F$ ненулевую динамическую массу.

Я благодарен В.А.Матвееву и А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения.

Литература

1. *Kirzhnits D.A., Linde A.D.* Phys. Lett., 1972, **42B**, 471.
2. *Dolan L., Jackiw R.* Phys. Rev., 1974, **9D**, 3320.
3. *Weinberg S.* Phys. Rev., 1974, **2D**, 3357.
4. *Krasnikov N.V., Matveev V.A., Tavkhelidze A.N., Chetyrkin K.G.* Soviet journal Theoretical and Mathematical Physics, 1976, **26**, 172.
5. *Linde A.D.* Reports on Progress in Physics, 1978, **42**, 677.
6. *Polyakov A.M.* Phys. Lett., 1978, **B72**, 477.
7. *Susskind L.* Phys. Rev., 1979, **D20**, 2610.
8. *Marciano W., Pagels H.* Phys. Rep., 1978, **36C**, 137.
9. *Gross D., Pisarski R., Yaffe L.* Rev. Mod. Phys., 1981, **53**, 42.
10. *Hooft G. 't.* Cargese Lectures, 1979.
11. *Adler S.L.* Phys. Rev., 1969, **177**, 2426; *Bell J.S., Jackiw R.* Nuovo Cim., 1969, **60A**, 47.
12. *Preskill J., Weinberg S.* Phys. Rev., 1981, **D24**, 1059.
13. *Kogut J., et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1140.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июня 1983 г.