Письма в ЖЭТФ, том 54, вып. 5, стр. 256 - 258 10 сентября 1991 г.

СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ ВЫШЕ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Ю.А.Симонов

Институт теоретической и экспериментальной физики
117259, Москва

Поступила в редакцию 15 июля 1991 г.

Показано, что непертурбативное взаимодействие между кварками и глюонами является сильным также и выше критической температуры и приводит к характерному спектру.

С наивной точки зрения, асимптотическая свобода должна приводить в пределе больших температур T к картине свободного газа кварков и глюонов [1]. Вычисления глобальных термодинамических величин, например, свободной энергии, энтропии методом Монте-Карло действительно это подтверждают [2]. С другой стороны, в пределе $T \to \infty$ лагранжиан КХД переходит в эффективный лагранжиан трехмерной евклидовой КХД [3], в которой имеется конфайнмент и взаимодействие сильное.

Мы используем здесь формализм метода вакуумных корреляторов [4–6] и показываем, что деконфайнмент при $T > T_c$ в 3+1 КХД действительно сопровождаетя конфайнментом в трех измерениях (т.е. пространственные петли Вилсона, подчиняются закону площадей). Кроме того, мы определяем $(q\bar{q})$ взаимодействие при $T > T_c$ и находим соответствующий ему спектр.

Сначала мы обсудим петли Вилсона в плоскости (4,1) и в пространственных плоскостях, например, (1,2). Пользуясь кластерным разложением [4] и оставляя только низшие квадратичные по полям члены, получаем для больших площадей $R, R_4 \gg t_g$, где t_g - корреляционная длина вакуума [6], определяющая закон спадания коррелятора $< F(x)F(0) >$,

$$< W_{\mu\nu} >= \exp(-\sigma_{\mu\nu} S - C) \tag{1}$$

где S - площадь внутри петли, C учитывает члены типа периметра и кулоновские поправки

$$\sigma_{14} \equiv \sigma_E = \int d^2 z D^E(z), \sigma_{ik} \equiv \sigma_B = \int d^2 z D^B(z). \tag{2}$$

Здесь мы ввели непертурбативные корреляторы для цветоэлектрических и цветомагнитных полей:

$$< E_i(z)E_j(0) >= \delta_{ij} D^E(z) + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z_4}(z_4 D_1^E)\delta_{ij} + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z_i}(z_j D_1^E), \tag{3}$$

$$< B_i(z)B_j(0) >= \delta_{ij} D^B(z) + \frac{1}{2}\delta_{ij}\frac{\partial}{\partial z_K}(z_K D_1^B) - \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial z_j}(z_i D_1^B). \tag{4}$$

Заметим, что при $T = 0$ имеется связь [4,6] $D^E \equiv D^B$, $D_1^E \equiv D_1^B$ - и они зависят от $\sqrt{\vec{z}^2 + z_4^2}$.

При $T > 0$ все D зависят от z_4 циклическим образом с периодом $\beta = 1/T$, и от $|\vec{z}|$.

При $T \geq T_c$ возникает переход деконфайнмента, т.е. $\sigma_{14} = 0$, так как потенциал между статистическими зарядами соответствующий (1) есть $V = \sigma_E R$. В силу (2) это означает, что $D_E \equiv 0$ при $T \geq T_c$.

С другой стороны, для пространственных петель Вилсона из расчетов и аналитических оценок [7] при $T > T_c$ сохраняется закон площадей, т.е. $\sigma_{ik} \neq 0$ и $D_B \neq 0$ при $T > T_c$.

Эти соображения подтверждаются вычислениями на решетке [8] глюонного конденсата

$$< E_{\mu\nu} F_{\mu\nu} > \sim D^E(0) + D^B(0) + D_1^E(0) + D_1^B(0), \tag{5}$$

где было найдено, что эта величина не испытывает резкого скачка при $T = T_c$ и остается того же порядка величины при $T > T_c$. Таким образом все факты требуют, чтобы при $T > T_c$ было $D_E = 0$, $D_B \neq 0$ и не противоречат тому, что $D_1^E \neq 0$, $D_1^B \neq 0$. В дальнейшем исходя из этого мы выведем $q\bar{q}$ взаимодействие. Для простоты ограничимся нерелятивистским случаем и воспользуемся [6], чтобы записать потенциал взаимодействия в виде

$$V(r) = V^E(r) + V^B(r), \tag{6}$$

где обусловленный электрическими корреляторами член V^E есть

$$V^E(r) = \epsilon(r) - \frac{4}{3}\alpha_s \frac{\epsilon^{-m_{el} r}}{r}, \tag{7}$$

где

$$\epsilon(r) = \int_0^r \lambda d\lambda \int_0^\beta d\nu D_1^E(\lambda, \nu) \tag{8}$$

и m_{el} возникает благодаря экранированию в плазме и в низшем порядке равно [9]:

$$m_{el}^2 = g^2(T)(1 + N_f/6)T^2. \tag{9}$$

Потенциал V^B включает в себя все спин-зависящие члены, в том числе сверхтонкое и тензорное взаимодействие, явный вид которых приведен в [6], уравнения (71-72), где надо заменить $\beta D \to D^B$, $\beta D_1 \to D_1^B$. Однако все они имеют малый по предположению радиус $\sim t_g$, за исключением спин-орбитальных сил, которые мы только и оставим. Тогда

$$V^B(r) = -\frac{\vec{L}\vec{S}}{m^2 r}\sigma_B, \quad r \gg t_g. \tag{10}$$

Обсудим теперь спектр соответствующий $V(r)$, забыв на время о необходимости учета ансамбля в тепловом равновесии. D_1^E в уравнении (8) может быть оценено из расчетов [10], где в одном из вариантов [11] D_1 положительно. Используя для D_1 экспоненциальную параметризацию можно получить D_1^E с параметрами, удовлетворяющими условию возникновения уровней. При этом $\epsilon(r)$ имеет вид ямы с поведением $\epsilon(r) \sim r^2$, $r \to 0$ и $\epsilon(r) \to \text{const} > 0$ при $r \to \infty$. Таким образом, кварк и антикварк связаны, но существует порог $\epsilon(\infty)$, выше которого кварки разлетаются, приобретая каждый непертурбативную добавку в массу, $\Delta m = \frac{1}{2}\epsilon(\infty)$. Кроме того, взаимодействие (10) остается существенным при достаточно высокой температуре, когда экранированным кулоном в (7) можно пренебречь из-за роста m_{el} и спадания $g^2(T)$. Спектр отвечающий

(10) обладает своеобразным свойством: он возникает лишь для $\vec{L}\vec{S} > 0$, т.е. для $J = L + 1$ и обладает точкой накопления при

$$M = 2m - \frac{\sigma_B^2}{4m^3}\frac{L^2}{(n_r + L + 1)^2} \to 2m - \frac{\sigma_B^2}{4m^3}. \tag{11}$$

Возвращаясь теперь к ансамблю кварков и глюонов при температуре $T > T_c$ следует заметить, что спектр в этом случае имеет отношение к так называемым функциям линейного отзыва (linear response function) и может проявляться в сечениях испускания адронов [12]. Состояния спектра можно также связать с так называемыми статистическими длинами экранирования, которые вычислялись методом Монте-Карло в [13]. При этом были обнаружены адронные сигналы даже при $T > T_c$, и состояния мезонов и барионов с противоположными четностями имели близкие массы [13]. Качественно такую картину можно сопоставить с нашим спектром. Именно как мы обсуждали выше при $D_1^E > 0$ потенциал $\epsilon(r)$ может давать спектр связанных состояний пока температура T не станет порядка порога диссоциации кварков, $\epsilon(\infty)$. Таким образом мог бы осуществляться мягкий переход от адронного спектра при $T < T_c$ к модифицированному адронному спектру при $\epsilon(\infty) > T > T_c$, в котором еще не появляются свободные кварки.

В пределе $T \gg \epsilon(\infty)$ кварки становятся почти свободными: все взаимодействия малы по сравнению с температурой. Однако при этом Вилсоновские петли в плоскостях (1,2), (1,3), (2,3) все равно подчиняются закону площадей.

Таким образом, мы показали, что на языке корреляторов D, D_1 можно просто объяснить совместимость деконфайнмента по временному направлению и конфайнмента по трем пространственным, а также вывести сильное взаимодействие между кварками, создающее свой спектр в переходной области $\epsilon(\infty) > T > T_c$. Недостатком нашего рассмотрения является неопределенность функций D_1^E, D_1^B, которые не вычисляются из теории и даже при нулевой температуре не могут быть пока однозначно восстановлены из спектров кваркония. Очень важно было бы вычислить все корреляторы D, D_1 на решетке как при $T < T_c$, так и при $T > T_c$. Тогда динамика кварков восстанавливается однозначно по формулам (8), (10).

Автор благодарен Дж.Капуста (Миннесотский Университет, США) за полезные обсуждения непертурбативной динамики при $T > 0$.

---

1. Gross D.J., Pisarski R.D., Yaffe L.G. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, 43. Mc Lerran L. Rev. Mod. Phys., 1986, 58, 1021.
2. Cleymans J., Gavai R.V., Suhonen E. Phys. Rep., 1986, 230, 217.
3. Jackiw R. Lectures at the Arctic School of Physics. Finland, 1982.
4. Dosh H.G., Simonov Yu.A. Phys. Lett. B, 1988, 205, 339.
5. Simonov Yu.A. Nucl. Phys. B, 1988, 307, 512.
6. Simonov Yu.A. Nucl. Phys. B, 1988, 324, 67.
7. Borg J. Nucl. Phys. B., 1985, 261, 455. Polonyi J., Manousakis E. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 847.
8. Di Giacomo A. et al. Preprint Pisa Univ. 1988.
9. Kajantie K., Kapusta J. Ann. Phys., 1985, 160, 417.
10. Бадалян А.М., Юров В.П. ЯФ, 1990, 51, 1368; Phys. Rev. D, 1990, 42, 3138.
11. Бадалян А.М., Юров В.П. Частное сообщение.
12. Chen C.X., De Tar C.E. and De Grand T.A. Phys. Rev. D., 1987, 37, 247.
13. De Tar C.E., Kogut J. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 399. Gottlieb S. et al. Phys. Rev., 1987, 59, 1881.