*Письма в ЖЭТФ, том 33, вып. 3, стр. 173 – 176* *5 февраля 1981 г.*

# ИНФРАКРАСНОЕ ОБРЕЗАНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ТЕОРИИ ЯНГА – МИЛЛСА ПРИ $T \neq 0$

*О. К. Калашников*

Получена ненулевая экранировка эффективного взаимодействия поперечных глюонов в теории Янга – Миллса при $T \neq 0$. Связь этого факта с фазовым переходом в кваркглюонной плазме обсуждается.

В последние годы значительно возрос интерес к исследованию инфракрасных свойств теории Янга – Миллса при $T \neq 0$. Такая теория обладает рядом специфических свойств, в частности, характер ее инфракрасных расходимостей при конечной температуре качественно меняется [1, 2]. Этот факт весьма важен, так как экранирование инфракрасных расходимостей в теории Янга – Миллса может существенно изменить наше представление о решении в квантовой хромодинамике проблемы "конфайнмента". Экранировка инфракрасных расходимостей для продольных мод эффективного взаимодействия факт сейчас доказанный [2], хотя пока остается открытым вопрос об инфракрасном поведении пропогатора поперечных глюонов в ($k_4 = 0$, $|\mathbf{k}| \to 0$) пределе. В ряде работ [3] высказаны предположения об экранировании в этом пределе также поперечных мод на импульсах $|\mathbf{k}| \lesssim g^2 T$, однако этот факт, в достаточной степени, не подтвержден пока соответствующими вычислениями. Здесь сделана попытка получить экранирование поперечных мод как следствие некоторого самосогласованного уравнения [4], которое выведено в рамках точной системы уравнений для функций Грина в КХД [2, 5]. Найдено, что в инфракрасной области малых импульсов, экранирование поперечных мод действительно имеет место, определяя конечный радиус взаимодействия поперечных глюонов.

Поляризационный оператор в $SU(N)$ теории Янга – Миллса при $T \neq 0$ определяется двумя скалярными функциями [6]

$$\Pi_{ij} = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2}\right) A + \frac{k_i k_j}{\mathbf{k}^2} \frac{k^2_4}{\mathbf{k}^2} \Pi_{44}, \tag{1}$$

$$\Pi_{i4} = \Pi_{4i} = -\frac{k_i k_4}{\mathbf{k}^2} \Pi_{44}, \quad (ij = 1, 2, 3),$$

которые удовлетворяют точной системе уравнений для соответствующих функций Грина [2, 5]. Решение этой системы уравнений по теории возмущений [2] приводит, в частности, к экранировке продольных мод в ($k_4 = 0$; $|\mathbf{k}| \to 0$) в пределе

$$\Pi_{44}(p_4 = 0; \quad |\mathbf{p}| \to 0) = \frac{1}{r_D^2} = \frac{g^2}{\beta^2} \frac{N}{3} \tag{2}$$

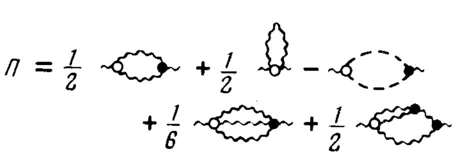
и этот факт является сейчас общепринятым. Здесь $\beta^{-1} = T$.

Асимптотика в рамках теории возмущений $A$-функции в этом пределе демонстрирует сингулярный характер эффективного взаимодействия поперечных мод [7]

$$A(p_4 = 0; |\mathbf{p}| \to 0) = -\frac{7g^2 N|\mathbf{p}|}{32\beta}, \tag{3}$$

что крайне интересно, хотя требует дополнительных исследований, например, вне рамок теории возмущений. Здесь для этой цели будет использована самосогласованная система уравнений для $A$- и $\Pi_{44}$-функций, полученная ранее автором в [4].

В [4] точный диаграммный ряд для поляризационного оператора



(4)

был вычислен самосогласованным образом, используя для $D$-функции ее точное представление через $A$- и $\Pi_{44}$-функции [2]. Вершинные функции также представлялись некоторым согласованным образом и результат вычислений [4] согласовывался с тождествами Славнова – Тейлора.

В рамках простейшей аппроксимации система уравнений для $A$- и $\Pi_{44}$-функций итерируется независимо. В ($k_4 = 0$, $\mathbf{k} \to 0$) пределе считается, что наряду с $\Pi_{44} \neq 0$ существует также не нулевой предел $A$-функции, определяющий экранировку поперечных мод. В точном уравнении для $A(k_4; \mathbf{k})$ функции [4] с учетом, что $A(k_4 = 0; \mathbf{k} \to 0) = 0$ совершается предельный переход и считается, что во всех суммах по частотам только один член с $\omega_n = 0$ должен быть удержан. Полученное таким образом самосогласованное уравнение для $m^2$

$$m^2 = \frac{2g^2m^2}{\beta} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\mathrm{p}^2(\mathrm{p}^2 + m^2)}\left[\alpha + \frac{2p^2}{\mathrm{p}^2 + m^2}\right] +$$

$$g^2\frac{\Pi_{44}}{\beta} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\mathrm{p}^2(\mathrm{p}^2 + \Pi_{44})} \left[-1 + \frac{2\mathrm{p}^2}{\mathrm{p}^2 + \Pi_{44}}\right] \tag{5}$$

решается обычными методами. В (5) $\alpha$ калибровочный параметр.

После вычисления интегралов оказывается, что уравнение (5) преобразуется к более простому виду

$$m^2\left(1 - \frac{g^2N}{3\pi\beta}\,\frac{\alpha + 1}{2\sqrt{m^2}}\right) = 0 \tag{6}$$

причем здесь качественной особенностью уравнения (5) является факт существования двух решений, что весьма явно напоминает ситуацию для систем, подверженных фазовому переходу. Тривиальное решение $m^2 = 0$ соответствует решению ниже точки фазового перехода, где инфракрасные расходимости, по всей видимости эффективно суммируются так, что результирующее поведение глюонного пропогатора есть $1/k^4$. Эта фаза является фазой "конфайнмента". Выше точки фазового перехода [8] возникает нетривиальное решение уравнения (6)

$$m^2 = \frac{g^4(\alpha + 1)^2}{4\pi^2\beta^2}\left(\frac{N}{3}\right)^2, \tag{7}$$

которое здесь должно определять экранировку эффективного взаимодействия в фазе глюонной плазмы. Фазовый переход имеет характер "срыва", так как при $T = T_c$ эффективная масса скачком обращается в нуль. Не исключено, что предвестником фазового перехода в фазе глюонной плазмы может служить сингулярность эффективного потенциала, найденная в [7].

Представленная здесь интерпретация уравнения (6) естественным образом не единственная. Может оказаться, что фаза с $m^2 = 0$ вообще не реализуется и тогда попытка связать отсутствие экранировки поперечных мод с фазовой "конфайнмента" вряд ли оправдана. Однако важно, что сам факт наличия ненулевого второго решения здесь впервые найден, хотя, конечно, значение для $m^2$, представленное в (7), должно претерпеть изменения от учета высших приближений. Зависимость полученных результатов от калибровки также остается здесь до конца не выясненной, хотя существование такой зависимости не встречает принципиальных трудностей.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В.В.Климову и А.Д.Линде за полезные дискуссии и проф. Е.С.Фрадкину за ценные советы и постоянный интерес к работе.

Физический институт им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 ноября 1980 г.

## Литература

[1] A.M.Polyakov. Phys. Lett., 72B, 477; 1978; A.D.Linde. Rep. Progr. Phys., 42, 389, 1979.

[2] О.К.Калашников, В.В.Климов. Препринт ФИАН-79/117, ЯФ, 31, 1357, 1980.

[3] A.M.Polyakov. Phys. Lett., 72B, 477, 1978; A.D.Linde. Lebedev Inst. preprint, Lebedev-80/106.

[4] A.Casado, O.K.Kalashnikov. Jour. of Phys. A, 1981 (в печати).

[5] E.S.Fradkin, O.K.Kalashnikov. Acta Physica Austriaca, 45, 81, 1976.

[6] Е.С.Фрадкин. Труды ФИАН, 29, 7, 1965.

[7] O.K.Kalashnikov, V.V.Klimov. Lebedev Inst. preprint, Lebedev-80/129.

[8] O.K.Kalashnikov, V.V.Klimov. Phys. Lett., 88B, 328, 1979; I.Kafelski, H.Th.Elze, R.Hagedorn. CERN preprint TH-21912, 1979.