Краткие сообщения по физике № 1-1987 г.

УДК 530.145

ВКЛАД МАГНИТНОЙ МАССЫ ГЛЮОНА В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ КХД ПЛАЗМЫ

Э.Х. Велиев, О.К. Калашников

Вычислен вклад магнитной массы глюона в термодинамический потенциал горячей кварк-глюонной плазмы порядка $g^4 \ln g^2$. Использовано ренормгрупповое обобщение для эффективной константы связи и найдено непертурбативное уравнение состояния глюонной материи. Показано, что при температуре $T_c = 1{,}3\,\Lambda$ должен существовать фазовый переход в адронную материю.

В настоящее время интенсивно обсуждаются термодинамические и кинетические свойства кварк-глюонной плазмы /1/, которая вследствие расширения и охлаждения переходит в адронное вещество. Такая плазма оказывает влияние на эволюцию ранней Вселенной и нейтронных звезд, а в ближайшем будущем станет предметом экспериментальных исследований в ЦЕРН .

Настоящая работа посвящена вычислению термодинамического потенциала Ω кварк-глюонной плазмы с учетом конечного инфракрасного предела поперечной части поляризационного оператора, найденного в двухпетлевом приближении. Ранее в работах /2/, на основе анализа термодинамического потенциала (найденного в главном приближении) были высказаны аргументы в пользу существования фазового перехода, однако учет корреляционных поправок /3/ (так называемый плазменный эффект) поставил выводы этих работ под сомнение. Исследование Ω, вычисленного с учетом магнитной массы глюона, свидетельствует о корректности выводов работ /2/, т.е. фазовый переход, отделяющий фазу кварк-глюонной плазмы от фазы "конфайнмента", имеет место, и лишь количественно изменяются его характеристики.

Теория возмущений для термодинамического потенциала Ω использует специальное представление, основанное на дифференцировании по заряду /4/

$$\Omega(g) = \Omega(g = 0) + \int_0^g dg'(\partial\Omega/\partial g'),$$

с помощью которого, привлекая уравнения Швингера – Дайсона для вычисления $\partial\Omega/\partial g$, можно в КХД$_4$ получить точное выражение для Ω через полные вершины и точные пропагаторы /5/:

$$\partial\Omega/\partial g = (1/2\beta g)\,[\Pi(1;2)\,D(2;1) - \Sigma_{c\bar{c}}(1;2)\,G_{c\bar{c}}(2;1) - \Sigma_{\psi\bar{\psi}}(1;2)\,G_{\psi\bar{\psi}}(2;1) +$$
$$+ (1/6)\,\Gamma^{(0)}_{V^3}(1;2;3)\,D(1;\bar{1})\,D(2;\bar{2})\,D(3;\bar{3})\,\Gamma_{V^3}(\bar{1};\bar{2};\bar{3})]. \tag{1}$$

Здесь по повторяющимся индексам подразумевается суммирование; Π, Σ, G, D, Γ обозначают точные поляризационные и массовые операторы, точные пропагаторы и точные вершины; $\Gamma^{(0)}$ – свободная вершина. Вклад в термодинамический потенциал, обусловленный магнитной массой глюона (первый член в (1) в ведущем приближении), выражается следующим образом:

$$\frac{\partial\Omega_{mag}}{\partial g} = \frac{(N^2-1)V}{\beta g} \sum_{k_4} \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{m^2_{mag}}{k^2}, \tag{2}$$

где m^2_{mag} представляет собой инфракрасный предел поперечной части поляризационного оператора в двухпетлевом приближении и имеет весьма простой вид /6/: $m^2_{mag} = (9g^4N^2/64\pi^2)T^4\ln(1/g^2)$.

Подставив в (2) явное выражение для m^2_{mag} и выполнив ряд вычислений (в частности, интегрирование по g'), находим для поправки к термодинамическому потенциалу следующий член:

$$\frac{\Delta\Omega_{mag}}{V} = \frac{3N^2(N^2-1)}{(32\pi)^2} T^4 g^4 \ln\frac{1}{g^2}.$$

Суммируя этот вклад с предыдущими результатами для Ω /2,3/, получаем выражение для термодинамического потенциала кварк-глюонной плазмы в порядке $g^4 \ln g^2$:

$$\frac{\Omega}{V} = -\frac{\pi^2 T^4}{45}\left(N^2 - 1 + \frac{7}{4} NN_f\right) + \frac{N^2-1}{144} g^2 T^4 \left(N + \frac{5}{4} N_f\right) - \frac{N^2-1}{12\pi} g^3 T^4 \left(\frac{N}{3} + \frac{N_f}{6}\right)^{3/2} +$$

$$+ \frac{(N^2-1)N}{192\pi^2} T^4 \left(\frac{41}{16} N + N_f\right) g^4 \ln\frac{1}{g^2}, \qquad (3)$$

справедливое в области высоких температур ($T \gg m, \mu$). В (3) массой фермионов пренебрежено ($\mu = 0$), N_f – число ароматов. Заметим, что вклад магнитной массы глюона в термодинамический потенциал не зависит от N_f. Это обусловлено тем, что присутствие кварков не меняет инфракрасного предела поперечной части поляризационного оператора /7/.

Для выхода за рамки теории возмущений используется ренормгрупповое обобщение полученного выражения, которое эквивалентно замене константы связи в (3) на "бегущую" константу согласно правилу

$$g^2 \to g^2(T) = 4\pi \Bigg/ \left(b_1 \ln\frac{T^2}{\Lambda^2} + \frac{b_2}{b_1} \ln\ln\frac{T^2}{\Lambda^2}\right), \qquad (4)$$

где $b_1 = (1/12\pi)(11N - 2N_f)$, $b_2 = (1/3)(4\pi)^{-2}(34N^2 - 13NN_f + 3N_f/N)$, Λ – точка нормировки.

С учетом (4) выражение (3) преобразуется к виду:

$$p = -\frac{\Omega}{V} = \frac{\pi^2 T^4}{45}\left(N^2 - 1 + \frac{7}{4} NN_f\right) - \frac{8\pi^2 N}{144}\left(N + \frac{5}{4} N_f\right) T^4 a_{ef}(T) + \frac{N^2-1}{12}\pi^2 \times$$

$$\times \left[\frac{4N(2N+N_f)}{3(N^2-1)}\right]^{3/2} T^4 a^{3/2}_{ef}(T) - \frac{\pi^2 N^3}{3(N^2-1)}\left(\frac{41}{16} N + N_f - \frac{\pi}{3}\frac{b_2}{b_1}\right) T^4 a^2_{ef}(T) \ln\frac{1}{a_{ef}(T)}, \qquad (5)$$

где p – давление, a_{ef} – эффективный параметр разложения для группы $SU(N)$: $a_{ef}(T) = g^2(T)(N^2 - 1)/8\pi^2 N$.

Последний член в (5) является суммой двух слагаемых: последнего члена из (3) и двухпетлевого вклада из второго члена (3), который возникает после разложения (4). В (5) $a_{ef}(T)$ имеет вид однопетлевого выражения: $a_{ef}(T) = (N^2-1)/2N\pi[1 + b_1 \ln(T^2/\Lambda^2)]$, причем $N_f = 3$. Для этого случая при $N = 3$ получаем для p следующее выражение:

$$\frac{p}{\pi^2 T^4} = \frac{19}{36} - \frac{9}{8} a_{ef} + \frac{9}{4}\sqrt{8}\, a^{3/2}_{ef} - \frac{89}{6}\left(\frac{7}{8} a_{ef}\right)^2 \ln\frac{1}{a_{ef}}, \qquad (6)$$

которое является обобщением результата, полученного ранее в работах /3/, но отличается от него качественным образом.

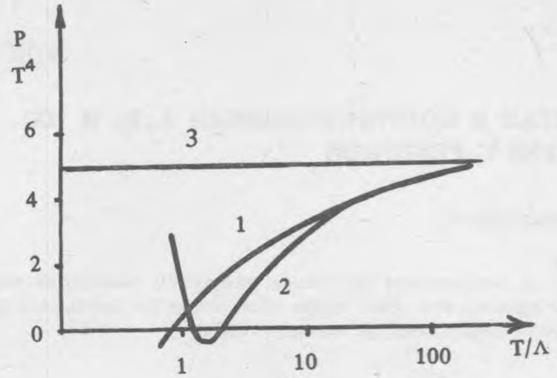

Рис. 1. Зависимость давления от температуры: 1 – выводы работ /2/; 2 – результат настоящей работы; 3 – асимптота для кривой p/T^4 при $T \to \infty$.

Анализ (6) показывает, что при уменьшении температуры давление достаточно быстро падает и при $a_{ef} = 0{,}31$ ($T_c = 1{,}3\ \Lambda$) обращается в нуль в отличие от вывода работ /3/. При дальнейшем уменьшении температуры давление становится отрицательным. Кварк-глюонная плазма при этих условиях оказывается нестабильной, и, следовательно, должен иметь место фазовый переход в адронную материю. Важно также, что давление, вычисленное по формуле (6), при дальнейшем уменьшении температуры снова становится положительным (рис. 1). Это более адекватно отражает физическую картину исследуемого явления по сравнению с предсказаниями работ /2,3/.

С учетом высших порядков теории возмущений критическое значение эффективной константы связи уменьшилось (по сравнению с выводами последней работы /2/, где найдено, что при $T \sim T_c$ $a_{ef} = 0{,}47$), что также свидетельствует о надежности найденных параметров фазового перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shuryak E. V. Phys. Rep., **61**, 71 (1980); **115**, 151 (1984); Kalashnikov O. K. Fortschr. Phys., **32**, 525 (1984); Cleymans J., Gavai R. V., Suhonen E. Phys. Rep., **130**, 217 (1986).
2. Kapusta J. Nucl. Phys., **B148**, 461 (1979); Kalashnikov O. K., Klimov V. V. Phys. Lett., **88B**, 328 (1979).
3. Toimela T. Phys. Lett., **124B**, 407 (1983); Inter. J. Theor. Phys., **24**, 901 (1985).
4. Фрадкин Е. С. Труды ФИАН, **29**, 7 (1965).
5. Калашников О. К., Климов В. В. ЯФ, **33**, 1572 (1981).
6. Велиев Э. Х., Калашников О. К. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 32 (1986).
7. Калашников О. К. Письма в ЖЭТФ, **41**, 477 (1985).

Поступила в редакцию 24 июля 1986 г.