

ДОСВЕТОВЫЕ ПРОДОЛЬНЫЕ ГЛЮОНЫ В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ

В.П.Силин, В.Н.Урсов

Показано, что поляризационное изменение спектра глюонов приводит к существованию продольных глюонов с досветовыми фазовыми скоростями.

В работе /1/ получен интеграл столкновений кварк-глюонной плазмы, с помощью которого возможно описание черенковского взаимодействия кварков с продольными коллективными возмущениями. Однако для того, чтобы такое взаимодействие было возможно, необходимо наличие продольных волн с досветовыми фазовыми скоростями. В /2-4/ высказана точка зрения о том, что, в отличие от обычной плазмы /5/, в кварк-глюонной плазме продольных волн с досветовыми фазовыми скоростями не существует. Этот вывод возникает при учете аддитивного вклада глюонов с нулевой массой покоя в продольную диэлектрическую проницаемость. Отсутствие массы глюонов является причиной отсутствия досветовых продольных волн в кварк-глюонной плазме. Положение об отсутствии массы глюонов отвечает глюонам в вакууме. В кварк-глюонной плазме /2,6/ в энергетическом спектре глюонов $E_G(p)$ появляется массовая щель $E_G(p=0) = \hbar\omega_p$, где ω_p — плазменная частота. Более того, при больших импульсах зависимость энергии глюонов от импульса подобна соответствующей зависимости для частиц с массой $\sim \hbar\omega_p/c^2$.

Имея в виду аддитивный вклад в тензор комплексной диэлектрической постоянной от кварков (с) и от глюонов (G) в квазиклассическом приближении, запишем /3/

$$\epsilon_{ij}(\omega, k) = \delta_{ij} + \sum_c \sum_n \frac{4\pi g^2}{6\omega} \int dp_c \frac{\partial f_c^{(n)}}{\partial p_{c,j}} \frac{v_{c,i}}{\omega - kv_c} + \frac{3\pi g^2}{2\omega} \int dp_G \frac{\partial f_G}{\partial p_{G,j}} \frac{v_{G,i}}{\omega - kv_G}$$

Здесь g — константа взаимодействия, сумма по c отвечает суммированию по сортам (ароматам) кварков, $n = \mp 1$ отвечает кваркам и антикваркам.

В равновесном состоянии для кварков и глюонов используем соответственно изотропные фермиевское и бозевское распределения

$$f_c^{(n)}(p) = 2 \cdot 3 \cdot (2\pi\hbar)^{-3} [\exp[(E_c(p) - \mu_c^{(n)})/\kappa T] + 1]^{-1},$$

$$f_G(p) = 2 \cdot 8 \cdot (2\pi\hbar)^{-3} [\exp(E_G(p)/\kappa T) - 1]^{-1}.$$

Тогда $\epsilon_{ij} = (\delta_{ij} - k_i k_j / k^2) \epsilon^{tr}(\omega, k) + (k_i k_j / k^2) \epsilon^l(\omega, k)$, причем спектр поперечных глюонов дается уравнением $\omega^2 \epsilon^{tr} = c^2 k^2$, а спектр продольных глюонов — уравнением $\epsilon^l = 0$.

Для ультрарелятивистских температур, когда $\kappa T \gg m_c c^2$, где m_c — масса кварков, при $\mu_c^{(n)} = 0$ и для вакуумного закона дисперсии поперечных глюонов $\omega = kc$ имеют место следующие выражения:

$$\epsilon^{tr}(\omega, k) = 1 + \frac{3\omega_p^2}{4\omega kc} \left[-\frac{2\omega}{kc} + \left(1 - \frac{\omega^2}{c^2 k^2}\right) \ln \frac{\omega - kc}{\omega + kc} \right], \quad (1)$$

$$\epsilon^l(\omega, k) = 1 + \frac{3\omega_p^2}{c^2 k^2} \left[1 + \frac{\omega}{2ck} \ln \frac{\omega - kc}{\omega + kc} \right]. \quad (2)$$

Эти формулы отличаются от соответствующих выражений в обычной ультрарелятивистской плазме только выражением /2,3/

$$\omega_p^2 = [4\pi g^2 (\kappa T)^2 / 3\hbar^3 c] (1 + N/6). \quad (3)$$

В обычной плазме, благодаря отличной от нуля массе электронов, в коротковолновой области имеем $\omega < \kappa c$, что приводит к возможности черенковского взаимодействия. Напротив, в кварк-глюонной плазме при вакуумном законе дисперсии поперечных глюонов $\omega = \kappa c$ из формулы (2) в соответствии с /3,4/ следует, что области $\omega < \kappa c$ для продольных глюонов нет.

В горячей плазме из (1) находим следующий закон дисперсии поперечных глюонов /3/:

$$E_G^2(p) = \hbar^2 \omega_p^2 + (6/5) c^2 p^2, \quad \hbar \omega_p \gg c p,$$

$$E_G^2(p) = (3/2) \hbar^2 \omega_p^2 + c^2 p^2, \quad \hbar \omega_p \ll c p.$$

Отсюда видно, что поляризация горячей кварк-глюонной плазмы приводит к такому изменению спектра поперечных глюонов, которое по порядку величины отвечает наличию массы $\sim \hbar \omega_p / c^2$. Последнее указывает на возможность существования области волновых векторов продольных глюонов, в которой $\omega < \kappa c$.

Значение волнового вектора, при котором $\omega(k_j) = k_j c$, определяется выражением

$$k_j^2 = - \sum_c \sum_n \frac{4\pi g^2}{6c^2} \int dp_c \frac{df_c^{(n)}}{dE_c} \frac{v_c^2 \cos^2 \theta}{1 - (v_c/c) \cos \theta} - \frac{3\pi g^2}{2c^2} \int dp_G \frac{df_G}{dE_G} \frac{v_G^2 \cos^2 \theta}{1 - (v_G/c) \cos \theta}. \quad (4)$$

Здесь $\cos \theta = (kv / kv)$, f_G и $f_c^{(n)}$ являются функциями энергии.

В случае ультрарелятивистской плазмы основной вклад в интегралы правой части (4) дает области энергий, в которой скорость v слабо отличается от скорости света, а энергия приближенно равна pc . В результате формула (4) может быть записана в виде:

$$k_j^2 = \sum_c \sum_n \frac{4\pi g^2}{6\kappa T} \frac{12\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{dpp^2 \exp(pc/\kappa T)}{[\exp(pc/\kappa T) + 1]^2} \left[\ln \frac{2}{1 - v/c} - 2 \right] +$$

$$+ \frac{3\pi g^2}{2\kappa T} \frac{32\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{dpp^2 \exp(pc/\kappa T)}{[\exp(pc/\kappa T) - 1]^2} \left[\ln \frac{2}{1 - v/c} - 2 \right].$$

При этом $v(E) = c(1 - A/2E^2)$, где $A = m_c^2 c^4$ для кварков и $A = (3/2) \hbar^2 \omega_p^2$ для глюонов. В результате получаем

$$k_j^2 = (\omega_p/c)^2 (1 + N/6)^{-1} \left[\sum_c 2 \left(\frac{1}{4} \ln(\kappa T / m_c c^2) + \frac{C}{2} + \frac{\ln 2}{4} - \frac{5}{8} - 3\xi'(2)/\pi^2 \right) + 3 \left(\ln(\sqrt{2} \kappa T / \sqrt{3} \omega_p \hbar) + \frac{C}{2} + \frac{1}{2} \ln 2 - 1 + 3\xi'(2)/\pi^2 \right) \right],$$

где C — постоянная Эйлера, $\xi'(x)$ — производная дзета-функции Римана /7/.

Имея в виду формулу (3), нетрудно видеть, что вклад глюонов не приводит к логарифмической зависимости тогда, когда можно пренебречь высокотемпературным изменением их массы. При этом $k_j^2 \sim (\omega_p^2/c^2) \sum_c \ln(\kappa T/m_c c^2)$. В условиях, когда масса кварков определяется температурными эффектами [3], положение усложняется, однако и в таком случае k_j^2 имеет конечное значение.

Таким образом, в данной работе показано, что благодаря поляризационному изменению спектра глюонов в высокотемпературной кварк-глюонной плазме оказывается возможным существование продольных глюонов с фазовой скоростью меньшей скорости света. Это, в частности, приводит к возможности черенковского взаимодействия кварков с продольными глюонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П., Урсов В. Н. Доклады АН СССР, 283, 594 (1985).
2. Калашников О. К., Климов В. В. Ядерная физика, 31, 1357 (1980).
3. Климов В. В. ЖЭТФ, 82, 336 (1982).
4. Heinz U. Annals of Physics, 168, 148 (1982).
5. Силин В. П. ЖЭТФ, 38, 1577 (1960).
6. Shuryak E. V. Physics Reports, 61, № 2, 71 (1980).
7. Справочник по специальным функциям, под ред. М.Абрамовица и И.Стиган, М., Наука, 1979.

Поступила в редакцию 16 февраля 1988 г.