

ИНСТАНТОНЫ В КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЕ ДВУХПЕТЛЕВАЯ ПОПРАВКА

А.А.Абрикосов (мл.)

Вычислена двухпетлевая поправка к действию инстантона, погруженного в холодную ($T \rightarrow 0$) плазму из легких кварков.

Как известно, в квантовой хромодинамике при вычислениях физических величин существенную роль играют добавки, неаналитические по константе связи, порожденные инстантонами [1]: полевыми конфигурациями, обладающими топологическим зарядом. Квантовые флуктуации приводят к тому, что действие инстантона уменьшается с увеличением радиуса [2], поэтому доминируют большие, сильно перекрывающиеся инстантоны.

Было показано, что поле тяжелых реальных кварков могло бы подавить псевдочастицы [3] и внутри адронов инстантонный газ был бы разрежен.

Для изучения взаимодействия с легкими кварками интересна задача об инстантоне, погруженном в кварковую плазму. Первоначально казалось, что так как плазма экранирует длинноволновые флуктуации, то размеры инстантонов будут ограничены дебаевским радиусом [4].

Мы исследовали зависимость действия инстантона S от химического потенциала μ плазмы. В первом приближении можно считать кварки безмассовыми и решать задачу с помощью точных функций Грина в поле инстантона [5, 6].

В главном порядке теории возмущений поправка к действию инстантона отсутствует, т. е. инстантон не взаимодействует с плазмой [6]¹⁾.

Результаты двухпетлевых вычислений более интересны. В главном логарифмическом приближении зависимость $S(\mu, \rho)$ (при $T = 0$) выражается формулой ($a = a(\mu) = g^2(\mu) / 4\pi$)

$$S = \frac{2\pi}{a} - \frac{1}{3} (11N_c - 2N_f) \ln \mu\rho - \frac{N_c^2 - 1}{N_c} N_f \frac{a}{4\pi} (\mu\rho)^2 \ln \frac{4\pi}{a\mu\rho} \sqrt{\frac{3N_c}{N_f(N_c^2 - 1)}} - \frac{N_f^2}{2} \frac{a}{4\pi} (\mu\rho)^4 \ln \frac{4\pi\sqrt{6}}{a(\mu\rho)^2 N_f} \quad (1)$$

¹⁾ Результаты [6] легко обобщаются на случай $T \neq 0$.

$$S(\mu, \rho) = S_0 + \frac{1}{2} \left(\text{diagram 1} + \text{diagram 2} \right) - \frac{1}{2} \left(\text{diagram 3} - \text{diagram 4} - \text{diagram 5} - \text{diagram 6} \right)$$

Рис. 1. Двухпетлевые диаграммы для действия инстантона в кварковой плазме. Крестом обозначены линии реальных кварков. Волнистые линии отвечают калибровочному полю, пунктирная — полю "духов"

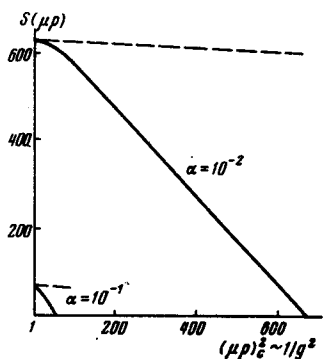


Рис. 2. Зависимость $S(\mu, \rho)$ для различных значений $\alpha(\mu)$. Пунктиром обозначен результат однопетлевого вычисления

Здесь ρ — радиус инстантона, N_c и N_f — числа цветов и сортов кварков. Первые два слагаемых — это обычная зависимость $S(\rho)$ в вакууме. Добавка получается в результате вычисления диаграмм рис. 1.

Графически зависимость $S(\mu\rho)$ представлена на рис. 2. При погружении в среду действие инстантона уменьшается. С ростом размеров инстантона его действие резко падает. Кривые $S(\mu, \rho)$ пересекают ось абсцисс при $\rho = \rho_c \sim \rho_D$ радиуса дебаевского экранирования.

Плотность кварков вблизи инстантона возрастает, и поле сильно искажается внутри (при $r < r_{in} \sim \rho / \rho_D$) и вне ($r > r_{out} \sim 1 / \sqrt{g} \rho \sqrt{\rho_D / \rho}$) псевдочастицы. Теорией возмущений в поле инстантона можно пользоваться если $r_{in} < \rho < r_{out}$, т. е. если $\rho < \rho_D$. Значение ρ_c попадает на границу применимости теории возмущений, т. е. формула (1) оказывается самосогласованной.

Инстантоны большие дебаевского радиуса сильно взаимодействуют со средой и не существуют самостоятельно. Для их описания следует решать уравнения движения поля с учетом материи.

Автор благодарен А.А.Мигдалу за руководство работой.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 июля 1980г.

Литература

- [1] A.Belavin, A.Polyakov, A.Schwartz, Y.Tyupkin. Phys. Lett., 59B, 85, 1977.
- [2] G'tHooft. Phys. Rev. D14, 3432, 1976.
- [3] C.G.Callan. Jr., R.F.Dashen, D.J.Gross. Phys. Rev., D19, 1826, 1978.
- [4] E.V.Shuryak. Phys. Lett., 79B, 135, 1978; Phys. Lett., 81B, 65, 1979.
- [5] L.S.Brown. R.D.Carltz, D.B.Greener. Ch. Lee. Phys. Rev., D17, 1583, 1978.
- [6] A.Abrikosov. Jr. Phys. Lett., 90B, 415, 1980.