Краткие сообщения по физике № 12-1986 г.

УДК 503.145

МОДЕЛЬ КИРАЛЬНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В $КХД_4$

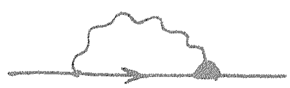
О.К. Калашников

Построено непертурбативное решение уравнений Швингера – Дайсона, описывающее киральный фазовый переход в $КХД_4$. Найдена аномалия в температурном поведении динамической массы кварка и численно определены ее параметры. Предложена замкнутая при всех T аппроксимация для эффективного заряда.

Кварк-глюонная плазма при своем расширении и охлаждении подвержена (по крайней мере) двум фазовым переходам: один из них (киральный фазовый переход /1/) отделяет высокотемпературную, плотную плазму с легкими (токовыми) кварками от разреженной плазмы тяжелых (не связанных конфайнментом) кварков; другой (переход деконфайнмента /2,3/) ограничивает область "холодной" адронной материи. Существование этих фазовых переходов является важным для эксперимента, и их термодинамические характеристики интенсивно изучаются /4/.

В настоящей статье предложена простая модель кирального фазового перехода в $КХД_4$, использующая самосогласованное решение уравнения Швингера – Дайсона для кварковой функции Грина и непертурбативную аппроксимацию для потенциала эффективного взаимодействия между кварками. Этот подход отличается от метода, основанного на изучении свойств инстантонного газа /1,5/, но имеет ряд аналогий с другими работами /6/. Ниже дана оценка параметров кирального фазового перехода, который является фазовым переходом первого рода с характерными фазами "перегрева" и "переохлаждения". В фазе адронной материи кварки "тяжелые" ($m_0 \approx 200$ МэВ) и киральная симметрия в $КХД_4$ выполняется лишь приближенно при T/T_c (или μ/μ_c) $\gg 1$.

Массовый оператор Σ, определяющий функцию Грина кварка в $КХД_4$, имеет стандартное представление

$-\Sigma =$  , (1)

и вычисляется в калибровке $A_4 = 0$. В этой калибровке разложение оператора Σ (как биспинора при $T \neq \neq 0$)

$$\Sigma = MI + B_\mu \gamma_\mu + C_{\mu\gamma}\sigma_{\mu\gamma} \tag{2}$$

содержит три структурных функции /7/

$$M = m - m_0; \quad B_\mu = i(b_1 - 1)p_\mu + i(b_2 - i\mu_0)u_\mu; \quad C_{\mu\nu} = (d/2)(u_\mu p_\nu - p_\mu u_\nu), \tag{3}$$

которые находятся с помощью одночастичных функций G и D и вершинной функции $\Gamma_{\psi\bar{\psi}V}$. Схема самосогласованных вычислений строится только для функции M. Можно показать, что выбор остальных функций (3) по теории возмущений качественно не изменяет результат, однако значительно упрощает все вычисления.

Выражение для функции G /7/, необходимое при вычислении (1), также упрощается

$$G(p, p_4) = [-i(\hat{p} + i\hat{u}\mu) + m]/[m^2 + (\hat{p} + i\hat{u}\mu)^2] \tag{4}$$

и можно считать, что m не зависит от p. Вершинная функция $\Gamma_{\psi\bar{\psi}V}$, в соответствии с (4), выбирается равной своему затравочному значению

$$\Gamma_{\psi\bar{\psi}V}(p, q|r) = i\gamma_\mu, \tag{5}$$

так как в противном случае тождества Уорда

$$r_\mu \Gamma_{\psi\bar{\psi}V}(p, q|r) = [G^{-1}(p) - G^{-1}(q)] \tag{6}$$

будут нарушены. Пропагатор глюонов пока оставляется точным

$$D_{ij}(p, p_4) = (\delta_{ij} - p_i p_j/p^2)[p^2 + K(p)]^{-1} + [p^2 + F(p)]^{-1}(p_i p_j/p^2)(p^2/p_4^2) \tag{7}$$

и g_0^2 в (1) перенормируется на свое эффективное значение $g_R^2(T)$.

Уравнение самосогласования, определяющее $m(T)$, получается после вычисления (1) с помощью выражений (4), (5), (7). В этом приближении оно имеет простой вид

$$\frac{m - m_0}{m} = \frac{N^2 - 1}{2N}\,\frac{g^2(T)}{\beta}\sum_{p_4}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\left[\frac{2}{(p-q)^2 + K} + \frac{1}{(p-q)^2 + F}\,\frac{(p-q)^2}{(p-q)_4^2}\right]\times$$

$$\times\frac{1}{m^2 + (\hat{p} + i\hat{u}\mu)^2}, \tag{8}$$

и должно решаться совместно с уравнением для μ, фиксирующим плотность кварк-глюонной материи. В (8), после суммирования по p_4, внешний импульс q следует считать равным нулю, а перенормировку выбрать таким способом, чтобы $m_0 = m(T = 0)$.

Полезно сделать еще ряд упрощений уравнения (8), важных для эффективности численного расчета. В ведущем приближении функции K и F в (8) можно заменить их конечными инфракрасными пределами (m_M^2 и m_E^2, соответственно), что приближенно, но качественно правильно учитывает важнейшие особенности кварк-глюонного взаимодействия. Уравнение (8) приобретает простой вид

$$m_0/m - 1 = I + R, \tag{9}$$

где I и R — известные интегралы:

$$I = \frac{2g^2(T)}{3\pi^2}\int_0^\infty\frac{x^2\,dx}{(x^2+1)^{3/2}}\,\frac{m^2}{m_E^2 - m^2}\left\{[\exp(\beta m\sqrt{x^2+1}) + 1]^{-1} + \frac{m_E^2}{m^2}[\exp(\beta m_E\sqrt{x^2+1}) - 1]^{-1}\right\},$$

$$R = \frac{4g^2(T)}{3\pi^2}\int_0^\infty\frac{x^2\,dx}{\sqrt{x^2+1}}\,\frac{m^2}{m_M^2 - m^2}\left\{[\exp(\beta m\sqrt{x^2+1}) + 1]^{-1} + \frac{m_M^2}{m^2}[\exp(\beta m_M\sqrt{x^2+1}) - 1]^{-1}\right\},$$

зависящие от m^2, $g^2(T)$ и других параметров теории (здесь $\mu = 0$). Функции m_E^2 и m_M^2 равны, соответственно,

$$m_E^2 = g^2(T)\,T^2, \tag{11}$$

$$m_M^2 = \left(\frac{9}{8\pi}\right)^2 g^4(T)\,T^2\ln(1 + \sigma^2/g^2(T)),$$

где σ — численный параметр, определяющий выражение для m_M^2, справедливое во всем интервале температур и совпадающее при $T \to \infty$ с результатами работы /8/.

Уравнение (9) решается численно после выбора функции $g^2(T)$. Но асимптотики его решения чувствительны лишь к качественным особенностям $g^2(T)$ и легко находятся точно.

При $T \to \infty$, ввиду асимптотической свободы КХД, параметры (m/T, m_E/T и m_M/T) малы и поэтому подынтегральные функции в (10) можно упростить, считая для них $x \gg 1$. Высокотемпературная асимптотика $m(T)$ имеет простой вид

$$m_\infty(T)/m_0 = 3(9/8\pi)^2 g^2(T) \ln(1/g^2(T)) \tag{12}$$

и указывает, что в этом пределе $m(T)$ стремится к нулю независимо от вида $g^2(T)$ в промежуточной области температур.

При $T \to 0$ асимптотика $m(T)$ также легко находится, если считать, что $g^2(T)$ при $T \to 0$ имеет поведение a^2/T^2, где a – некоторое число. Такая асимптотика $g^2(T)$ определяется конфайнментом, и с ее учетом находим, что в области низких температур кварки тяжелые

$$m(T)/m_0 - 1 \propto (T/m_0)^3 \exp(-m_0/T) \tag{13}$$

и качественно отличаются от "токовых" (легких) кварков при $T \to \infty$.

Оценка параметров фазового перехода требует аппроксимации $g^2(T)$ на область промежуточных и малых температур. Предлагаемая здесь аппроксимация $g^2(T)$ (наряду с известными выражениями /9/) достаточно проста

$$g^2(T)/16\pi^2 = \Delta^{-1} \operatorname{th}[\Delta^{a}(16\pi^2)^{\rho}], \quad \Delta = \ln\left\{1 + (T^2/\Lambda^2)^{b_0}[\ln(1 + T^2/\Lambda^2)]^{b_1/b_0}\right\} \tag{14}$$

и является монотонной функцией T во всем интервале температур. В (14) использован не зависящий от температуры параметр обрезания Λ (принимаем $\Lambda \approx 120$ МэВ), параметр ρ и $a = Q/(Q+1)$, где $1 + Q = (b_1/b_0) + b_0$. Здесь $b_0 = 11 - (2/3)n_f$ и $b_1 = 102 - (38/3)n_f$. При $n_f = 3$ имеем $Q \approx 15$.

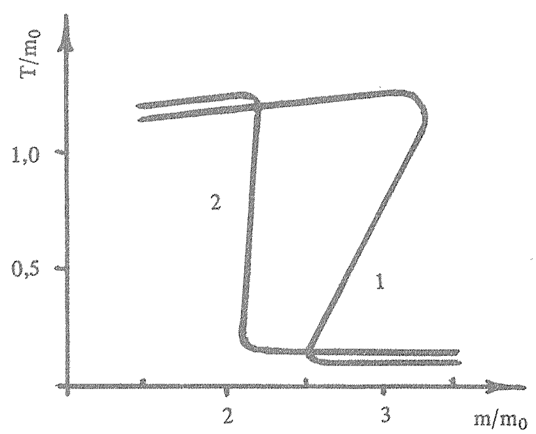


Рис. 1. Температурное поведение динамической массы кварка при $m_0 \approx (1 \div 2)\,\Lambda$.

Результаты численного расчета для аппроксимации (14) приведены на рис. 1. График построен в безразмерных переменных (для m_M^2 выбрано $\sigma \approx 1$) и установлено, что кривые слабо зависят от отношения m_0/Λ, но весьма чувствительны к выбору ρ. Здесь $\rho = 3/2$ и $\rho = 4/3$ для кривых 1 и 2, соответственно. Найдено, что аномалия в температурном поведении динамической массы кварка возникает при $T_c/m_0 \approx 3$ (и $T_c/m_0 \approx 2{,}2$ для кривой 2), в области, где $g^2(T) \approx 0{,}15$. При выборе $\rho = 3/2$ хорошо просматриваются участки "перегрева" и "переохлаждения" и в обоих случаях обнаружен достаточно большой "сброс" массы кварка ($m \approx 0{,}1 m_0$) на выходе из области фазового перехода.

Автор благодарен Е.С. Фрадкину за полезное обсуждение полученных результатов и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shuryak E. V. Phys. Lett., **107B**, 103 (1981).
2. Kapusta J. Nucl. Phys., **B148**, 461 (1979).
3. Kalashnikov O. K., Klimov V. V. Phys. Lett., **88B**, 328 (1979).
4. Shuryak E. V. Phys. Rep., **61**, 71 (1980); Kalashnikov O. K. Fortschr. Phys., **32**, 525 (1984); Cleymans J., Gavai R. V., Suhonen E. Phys. Rep., **130**, 217 (1986).
5. Bilic N., Miller D. E. Nucl. Phys., **B189**, 347 (1981); Kallman C.–G. Z. Phys., **C9**, 143 (1981); Shuryak E. V. Nucl. Phys., **B203**, 93 (1982).
6. Stam K. Phys. Lett., **152B**, 238 (1985); Ryang S., Song He S. Phys. Lett., **154B**, 310 (1985); Андреев И. В. ЯФ, **41**, 1345 (1985).
7. Калашников О. К. Письма в ЖЭТФ, **41**, 477 (1985).
8. Велиев Э. Х., Калашников О. К. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 3, 32 (1986).
9. Richardson J. L. Phys. Lett., **82B**, 272 (1979); Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В. УФН, **143**, 3 (1984).

Поступила в редакцию 10 сентября 1986 г.