

有限温度下非拓扑孤子模型的退囚禁相变*

王恩科 李家荣

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉)

摘 要

讨论了有限温度下非拓扑孤子模型中描写胶子凝聚程度的 σ_{vac} 和描写夸克囚禁的色介电常数 K_{vac} 的温度依赖性; 分析了退囚禁机制。

非拓扑孤子模型^[1,2]在描写孤立强子的静态性质方面取得很大成功。该模型有两个主要特点, 一是引入了一个具有真空量子数(0^{++})的唯一标量 σ 场, 它解释为表征由于色场的非线性相互作用导致的胶子凝聚^[2]; 另外引入了一个色介电函数 $K(\sigma)$, 它的形式保证夸克囚禁。协变、可重正的拉格朗日密度为^[2]

$$L = \bar{\Psi}(i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - g\sigma)\Psi + 1/2\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma - U(\sigma); \quad (1)$$

$$U(\sigma) = \frac{a}{2!}\sigma^2 + \frac{b}{3!}\sigma^3 + \frac{c}{4!}\sigma^4 + B, \quad (2)$$

其中 B 为袋常数, a, b, c 为符合强子静态性质的可调参数, 这组参数的数目不唯一。 $U(\sigma)$ 有两个极小, $\sigma = 0$ 和一个更低的极小值

$$\sigma_{\text{vac}} = \frac{3|b|}{2c} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{8ac}{b^2}} \right); \quad (3)$$

σ_{vac} 描写 QCD 真空胶子的凝聚程度。在零温下 $U(\sigma)$ 的非线性性为强子提供了一个孤子口袋, 真空态的胶子凝聚给袋提供的外部压强 B 保证袋稳定, 夸克囚禁发生。“族”参数 $f = b^2/ac$ 表征 $U(\sigma)$ 的形状, $f = 3$ 和 $f = \infty$ 是孤子解能够存在的两种极限情况, 如图 1。

在有限温度下, 该模型的退囚禁相变引起了一些作者的注意^[3]。本文利用 Linde 对方程求热力学平均的方法^[4]考察真空态附近的热激发对胶子凝聚的影响以及色介电常数的温度依赖性; 进一步分析了退囚禁机制; 得到一些新结果。

由(1)可得 σ 满足的场方程, 为了讨论真空态附近的量子涨落, 把 σ 场平移到真空态

$$\sigma \rightarrow \sigma' + v, \quad (4)$$

其中 $v = \langle 0|\sigma|0\rangle = \sigma_{\text{vac}}$, 在有限温度下考虑有拉格朗日密度(1)的热平衡系统, 按 Linde 提供的方法, 对平移后的场方程取 Gibbs 平均, 此时 $v(T) = \langle \sigma \rangle_{\beta} = \sigma_{\text{vac}}(T)$, 平

* 国家自然科学基金资助项目。
本文 1989 年 5 月 9 日收到。

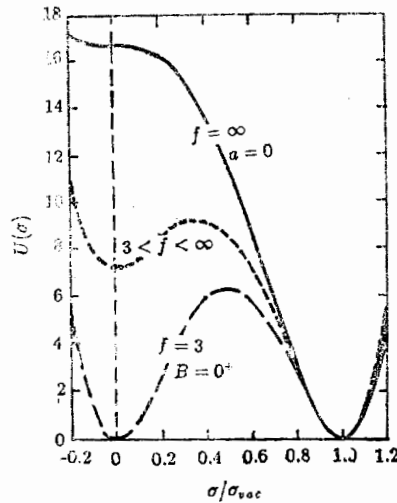


图1 $U(\sigma)$ 的三种形式, $f=3$ 和 $f=\infty$ 是孤子解存在的两种极限情况

移后的 σ' 场描写真空态附近的热激发(胶球热激发),且满足 $\langle \sigma' \rangle_\beta = 0$. $\sigma_{\text{vac}}(T)$ 对应于有限温度下的真空态,描写有限温度下 QCD 真空胶子的凝聚程度,正如下面所看到的它可作为囚禁解除的序参数,在某一温度 $\sigma_{\text{vac}}(T)$ 变为零,胶子凝聚消失,孤子袋不存在,囚禁解除相变发生. 考虑到 $\nu(T)$ 只是和温度有关的常数场,得到 $\nu(T)$ 满足的方程

$$\left(a + \frac{c}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta\right) \nu(T) + \frac{b}{2} \nu^2(T) + \frac{c}{6} \nu^3(T) + \frac{b}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta + \frac{c}{6} \langle \sigma'^3 \rangle_\beta + g \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle_\beta = 0. \quad (5)$$

为了弄清胶球热激发对夸克囚禁的影响,如同文献[3]一样,暂时不考虑夸克对激发的贡献 $g \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle_\beta$, 它的影响将在我们进一步的工作中加以考虑. 由动量空间胶球的粒子数密度

$$\langle a_p^+ a_p \rangle = 1 / [\exp(\sqrt{p^2 + m_\sigma^2}/T) - 1],$$

可得

$$\langle \sigma'^2 \rangle_\beta = T^4 (m_\sigma^2/T^2); \quad (6)$$

$$f(m_\sigma^2/T^2) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{y [\exp(y) - 1]},$$

这里 $y = \sqrt{x^2 + \frac{m_\sigma^2}{T^2}}$, $m_\sigma = [U''(\sigma_{\text{vac}})]^{1/2}$ 是胶球的质量^[2]. 在高温 $T \gg m_\sigma$ 时,

$f(m_\sigma^2/T^2) = \frac{1}{12}$. 文献[5]给出了 $\langle \sigma'^3 \rangle_\beta$ 若干线性化近似处理方法,这里不作线性化近似,由量纲分析, $\langle \sigma'^3 \rangle_\beta$ 正比于 T^3 , 这里作一近似处理,认为在高温下其比例系数为常数 α (如同在高温下 $\langle \sigma'^2 \rangle_\beta = T^2/12$ 一样),即

$$\langle \sigma'^3 \rangle_\beta = \alpha T^3; \quad (7)$$

在上述近似下,求解方程(5)得到 $\sigma_{vac}(T)$ 随温度的变化关系如图 2(a) 所示. 由文献[2] 可定义有限温度下 QCD 真空的色介电常数

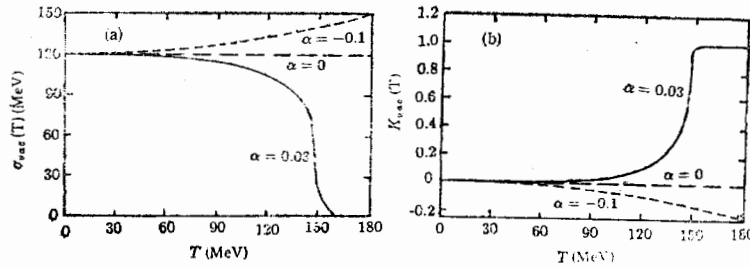


图 2

(a) 真空态胶子凝聚的温度依赖性. (b) 真空态色介电常数的温度依赖性. 模型参数 $a = 1.908\text{fm}^{-2}$, $b = 42.945\text{fm}^{-2}$, $c = 177.34$ 取自文献[2].

$$K_{vac}(T) = 1 + \theta(\sigma_{vac}(T))y^3(3y - 4); \quad (8)$$

其中 $y = \sigma_{vac}(T)/\sigma_{vac}(0)$, 这里 $\sigma_{vac}(0) = \sigma_{vac}$, 色介电常数随温度的变化关系如图 2(b)所示. 图 2 分别给出了 $\alpha > 0$, $\alpha = 0$, $\alpha < 0$ 三种情况的结果, 由文献[5]对 $\langle \sigma'^3 \rangle_\beta$ 的近似处理分析知, 它的贡献是正定的, 即 $\alpha > 0$, 此时, 在某一温度 $\sigma_{vac} \rightarrow 0$, $K_{vac} \rightarrow 1$, 见图 2; 说明有限温度下的非拓扑孤子模型是一个可解除囚禁的模型.

当囚禁解除发生时, 胶子凝聚消失, $\sigma_{vac}(T_c) = 0$, 由(5)得到临界温度 T_c 满足的关系式

$$\left[\frac{b}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta + \frac{c}{6} \langle \sigma'^3 \rangle_\beta + g \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle_\beta \right]_{T=T_c} = 0. \quad (9)$$

从上式出发, 略去 $g \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle_\beta$ 后, 利用文献[2]提供的关于模型参数 a, b, c 的 16 组数值, 我们发现, 对于确定形状的 $U(\sigma)$ (f 值一定), T_c 随零温下胶子凝聚程度 $\sigma_{vac}(0)$ 的增大而线性增加; 对于同一的 $\sigma_{vac}(0)$ 值, T_c 依赖于 $U(\sigma)$ 的形状, 对于 $f = 3$ 和 $f = \infty$

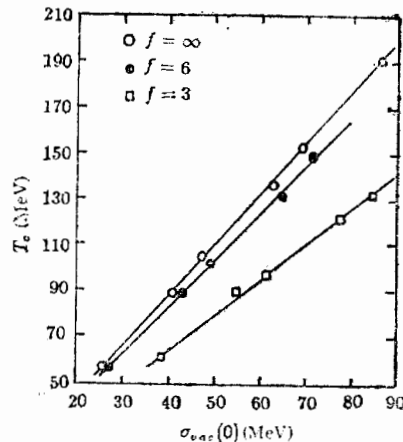


图 3 T_c 对零温下胶子凝聚程度 $\sigma_{vac}(0)$ 和袋常数 B 的依赖关系

两种情况,前者 T_c 最低,后者 T_c 最高,如图3所示.由图1知 $f=3$ 和 $f=\infty$ 对应于 $B=0^+$ 和 B 取最大值而保证孤子袋存在的两种极限情况,因而 T_c 依赖于 B 的大小, B 越大, T_c 越高.

感谢刘连寿教授、彭宏安教授、裘忠平副教授、庄鹏飞同志和沈坤同志的有益讨论.

参 考 文 献

- [1] R. Friedberg, et al., *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 1694; **D16** (1977), 1096; T. D. Lee, Particle physics and Introduction to field theory, Harwood Academic, New York (1981).
- [2] R. Goldflam et al., *Phys. Rev.*, **D25**(1982), 1951; L. Wilets, Nontopological solitons, to be published by World Scientific, Singapore.
- [3] 毕品镇等,科学通报,**31**(1986),341; M. Li et al., *J. Phys.*, **G 13**(1987), 1; 陈伟中等,高能物理与核物理,**12**(1988),189.
- [4] For a review, See A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979), 389.
- [5] G. Baym et al., *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 2897.

DECONFINEMENT TRANSITION OF NONTOPOLOGICAL SOLITON MODEL AT FINITE TEMPERATURE

WANG ENKE LI JIARONG

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan)

ABSTRACT

The temperature dependence of the σ_{vac} describing the extent of gluon condensation, and that of the color-dielectric constant K_{vac} describing the confinement of quarks, are discussed in nontopological soliton model at finite temperature; The mechanism of deconfinement transition is analysed.