

F-L 模型的状态方程与退禁闭相变图象*

邓胜华 李家荣

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1993 年 2 月 18 日收到

摘 要

用温度场论方法计算了 F-L 模型在有限温度和密度下的状态方程,分析了压强对净重子数密度的等温线。结果表明,在平均场近似下, F-L 模型所给出的退禁闭相变为一阶相变。

关键词 状态方程, 孤子袋模型, 相结构, 退禁闭相变。

1. 引 言

继 Friedberg 和 Lee^[1] 的开创性工作之后, 人们对非拓扑孤子袋模型 (F-L 模型) 已进行了越来越深入的研究^[2-4]。该模型的零温孤子解^[1,2]为夸克禁闭提供了一种直观的物理解释。在有限温度和密度下, 我们通过直接求 F-L 模型在全温度区的孤子解^[4], 进一步给出了高温高密度条件下退禁闭相变的一种物理图象。但是有关相变的具体特征和相结构等问题尚需进一步探讨。

众所周知, 考察一个系统在有限温度和密度下的状态方程, 对分析该系统的热力学性质具有重要意义, 是细致分析相变特征和相结构的一个有效途径。对寻求高能碰撞中强子物质到夸克胶子等离子体 (QGP) 相变发生的信号、探索高能碰撞的时空演化等人们十分关注的问题来说, 在很大程度上也依赖于强相互作用系统的状态方程。因此, 本文将具体探讨 F-L 模型在有限温度和密度下的状态方程, 分析该模型的相结构及退禁闭相变特征等。

2 模型及状态方程

F-L 孤子袋模型的拉氏密度由夸克场 ψ 和唯象标量场 σ (即孤子场) 组成, 其形式为

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - g\sigma)\psi + \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - U(\sigma), \quad (1)$$

$$U(\sigma) = \frac{a}{2}\sigma^2 + \frac{b}{6}\sigma^3 + \frac{c}{24}\sigma^4 + B, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助。
本文 1993 年 2 月 18 日收到。

其中 B 为袋常数, a, b, c, g 是由强子静态性质所决定的可调参数.

对化学势为 μ 、具有拉氏密度(1)的热平衡系统,在温度为 T 时,任一物理可观测量 A 由 Gibbs 平均

$$\langle A \rangle = \frac{\text{Tr}\{\exp[-\beta(H - \mu N)]A\}}{\text{Tr}\{\exp[-\beta(H - \mu N)]\}} \quad (3)$$

描写,其中 $\beta = 1/T$. 要精确求出该系统在有限温度下的状态方程是极为困难的,但利用平均场近似方法^[5]可以近似地求出系统的状态方程. 为此先利用 Linde 技巧^[6],将 σ 场相对于其 Gibbs 平均值 $v = \langle \sigma \rangle$ 作一平移:

$$\sigma \rightarrow \sigma + v. \quad (4)$$

用平移场量表示的有效拉氏密度为

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -U(v) + \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_i, \quad (5.1)$$

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_\psi)\psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2, \quad (5.2)$$

$$\mathcal{L}_i = -\bar{\psi}g\sigma\psi - \frac{1}{6}(b + cv)\sigma^3 - \frac{c}{24}\sigma^4. \quad (5.3)$$

\mathcal{L}_{eff} 中还含有热激发场 σ 的线性项,但因其对作用量的贡献为小量而忽略不计^[5]. 式(5)中 m_ψ 和 m_σ 分别为费米场和 σ 场的有效质量,

$$m_\psi = gv, \quad (6)$$

$$m_\sigma^2 = a + bv + \frac{c}{2}v^2. \quad (7)$$

利用泛函方法,由巨配分函数

$$Z = \text{Tr}\{\exp[-\beta(H - \mu N)]\} \quad (8)$$

及(5)式即可求出系统的压强

$$P = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \ln Z}{\partial V}. \quad (9)$$

设费米子化学势为 μ , 标量粒子化学势为零,并利用平均场近似^[5],则有

$$\begin{aligned} \ln Z &= \ln \left\{ [d\sigma][d\bar{\psi}][d\psi] \exp \left\{ \int_0^\beta d\tau \int d^3x [-U(v) + \mathcal{L}_0 + \bar{\psi}\mu\gamma_0\psi] \right\} \right\} \\ &= -VU(v)\beta - V \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left[\frac{1}{2} \beta\omega_\sigma + \ln(1 - e^{-\beta\omega_\sigma}) \right] \\ &\quad + V\delta \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \{ \beta\omega_\psi + \ln[1 + e^{-\beta(\omega_\psi + \mu)}] \\ &\quad + \ln[1 + e^{-\beta(\omega_\psi - \mu)}] \}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 δ 为简并因子, $\delta = 2$ (自旋) $\times 2$ (味) $\times 3$ (色),

$$\omega_i = \sqrt{k^2 + m_i^2}, \quad i = \sigma, \psi. \quad (11)$$

于是由(9)、(10)式求得压强为

$$\begin{aligned} P &= -U(v) + \frac{1}{3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{\omega_\sigma} \frac{1}{e^{\beta\omega_\sigma} - 1} \\ &\quad + \frac{\delta}{3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{\omega_\psi} \left[\frac{1}{e^{\beta(\omega_\psi + \mu)} + 1} + \frac{1}{e^{\beta(\omega_\psi - \mu)} + 1} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

系统的能量密度则为

$$\begin{aligned} \varepsilon = \frac{T^2}{V} \frac{\partial \ln Z}{\partial T} + \frac{\mu T}{V} \frac{\partial \ln Z}{\partial \mu} = U(\nu) + \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{\omega_\sigma}{e^{\beta \omega_\sigma} - 1} \\ + \delta \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \omega_\psi \left[\frac{1}{e^{\beta(\omega_\psi + \mu)} + 1} + \frac{1}{e^{\beta(\omega_\psi - \mu)} + 1} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

在得到(12)、(13)式时已略去了零点振荡。显然,此二式中第一项对应于经典势能密度;第二、第三项分别为玻色子和费米子的贡献,相当于有效质量分别为 m_σ 和 m_ψ 的准粒子理想气体的贡献。由于 m_σ 和 m_ψ 均取决于 ν , 故由(12)、(13)式消去 ν 就得到 P 对 ε 的关系,亦即系统的状态方程。

3 相结构与退禁闭

在文献[4]中,我们对 F-L 模型有效势的考察及对有限温度和密度下场方程组求孤子解的结果表明:孤子性质与真空结构密切相关。在低温度和低密度区,该模型存在稳定的孤子解,夸克被禁闭在孤子袋内,形成强子;在较高温度或密度区,孤子不稳定,系统有亚稳态存在;当温度或密度增加到其临界值时,孤子解消失,夸克禁闭被完全解除。为了更仔细地分析体系的相结构及退禁闭相变特征,我们可以考察系统的压强对净重子数密度

$$n = \frac{T}{V} \frac{\partial \ln Z}{\partial \mu} = \delta \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \left[\frac{1}{e^{\beta(\omega_\psi + \mu)} + 1} - \frac{1}{e^{\beta(\omega_\psi - \mu)} + 1} \right] \quad (14)$$

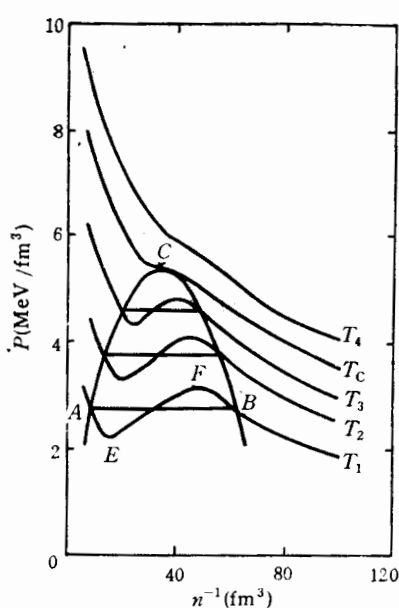


图1 压强对净重子数密度倒数的等温线
 $T_1 < T_2 < T_3 < T_c (= 115 \text{ MeV}) < T_4$.
 亚稳的 QGP 相对应。

的等温线。采用文献[4]中取定的参数值: $g = 12.16$, $a = 17.70 \text{ fm}^{-2}$, $b = -1457.4 \text{ fm}^{-1}$, $c = 20000$ 及相应的不同温度和密度下的孤子解^[4],通过计算得到平均场近似下 F-L 模型的等温线如图1所示,图中水平线为麦克斯韦等温线。

可以看出,此图与气-液相变的范德瓦尔斯等温线图十分类似。结合文献[4]可知:对于给定温度,如 T_1 ,当 $n < n_B$ (B 点对应的净重子数密度)时, F-L 模型有孤子解存在,相应的夸克被禁闭,因而对应的物质系统处于强子相;当 $n > n_A$ 时,无孤子存在,夸克禁闭被解除,系统处于 QGP 相;对于 $n_B < n < n_A$ 的情况,则两相共存。 A 点与 B 点化学势相等,因而它们是两相共存区的两个端点,在 B 点物质全处于强子相,在 A 点物质全处于 QGP 相。处于等温线中 EF 段上的状态不满足力学平衡条件的要求,所以是不稳定态。 BF 段对应着亚稳强子相, AE 段则与

随着温度 T 的升高,等温线上的极大点与极小点逐渐靠拢,两相共存区逐渐减小(曲线 ACB 为共存线),当 T 达到临界值 T_c 时,极大极小点重合并形成拐点,即图中临界点 C 。因此,在平均场近似下, F-L 模型所给出的退禁闭相变为一级相变,且与气-液相变有类似的特征。

参 考 文 献

- [1] R. Friedberg and T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D15** (1977) 1694; **D18** (1978) 2623; T. D. Lee, *Particle Physics and Introduction to Field Theory*, (Harwood Academic, New York, 1981).
- [2] R. Goldflam and L. Wilets, *Phys. Rev.*, **D25** (1982) 1951; L. Wilets, *Nontopological Solitons*, Lecture Notes in Physics, Vol. 24 (World Scientific, Singapore, 1989).
- [3] T. D. Lee and Y. Pang, *Phys. Rep.*, **221** (1992) 251; R. K. Su, et al., *Chinese Phys. Lett.*, **9** (1992) 169; *J. Phys.*, **G19** (1993) 79; Wang Enke, Li Jiarong and Liu Lianshou, *Phys. Rev.*, **D41** (1990) 2288; Gao Song, Wang Enke and Li Jiarong, *Phys. Rev.*, **D46** (1992) 3211.
- [4] Deng Shenghua and Li Jiarong, *Phys. Lett.*, **B302** (1993) 279; 邓胜华、李家荣,科学通报, **38**(1993) 1077.
- [5] J. I. Kapusta, *Finite-temperature Field Theory*, Cambridge University Press, (1989).
- [6] A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979) 389.

Equation of State in the F-L Model and a Physical Picture of Deconfinement Transition

Deng Shenghua Li Jiarong

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Received on February 18, 1993

Abstract

The equation of state in the F-L model is calculated at finite temperature and density. It turns out from the analysis of the isotherms of pressure versus net baryon number density that, in the mean-field approximation, the deconfinement phase transition in the F-L model is of first order.

Key words equation of state, soliton bag model, phase structure, deconfinement phase transition.