

动力学自发破缺的模型在有限温度和 密度下的状态方程和相结构*

王恩科

李家荣

(荆州师范专科学校物理系,湖北 434100) (华中师范大学粒子物理研究所,武汉 430070)

摘 要

本文在 Lurie 模型的基础上,建立了一种近似计算状态方程的方法. 得到了 Lurie 模型的状态方程所满足的参数方程. 该模型的手征相变的相图表明: 存在一个临界点 c 将一级相变和二级相变分开. 仔细分析压强对净重子数密度的等温线,其结果表明: 发生一级相变时,有过冷和过热的亚稳态,存在有自发破缺的破缺相和无自发破缺的正常相的两相共存.

一、引 言

格点 QCD 理论的 Monte Carlo 模拟预言在高温高密度情况下有禁闭解除相变^[1]和自发破缺的手征对称性恢复的相变发生^[2]. 由于格点 QCD 理论的 Monte Carlo 计算只能给出最终的计算结果,因而有必要借助一些强相互作用的唯象模型在高温高密度下的相变分析,探索产生相变的真实物理原因. 我们前期所做的工作^[3,4]正是这方面的一些初步尝试.

人们普遍相信 QCD 理论的手征对称性的自发破缺是通过费米子对的凝聚体现的,因而对具有动力学自发破缺的模型(费米子对的凝聚非零)的手征相变的研究有助于对 QCD 理论的手征相变的理解. 近期,一些作者^[5]通过计算 Nambu 型拉氏量^[6]的模型在有限温度下的有效势,考察描写相变的序参量在高温高密度下的行为,来确定临界温度和相变的等级. 众所周知,考察热力学量在临界点附近的性质是分析相变特征的一个重要手段,特别是考察系统的状态方程能够细致地研究和分析相变特征和相结构. 另外,状态方程是热力学量之间的一个最基本的关系式,对分析系统的热力学性质也占有重要的地位. 还要指出的是,超高能核-核散射已取得大量的实验结果,通过对这些实验结果的理论分析来寻求相变发生的信号是近期非常活跃而又重要的课题. 而对于相变信号的分析,特别是对高能重离子散射的时空演化^[7]的考察在很大程度上依赖于系统的状态方程. 因而,寻求强相互作用系统在高温高密度下的状态方程变得越来越迫切.

本文试图通过 Lurie 模型,建立一种近似计算具有动力学自发破缺的模型在零温有

本文 1991 年 7 月 30 日收到.

* 国家自然科学基金资助.

限密度及有限温度和密度下的状态方程的方法。结合我们前期的工作^[6], 该模型的手征相变相图表明: 存在一个临界点 c 将一级相变和二级相变分开, 细致分析压强对净重子数密度的等温线, 表明发生一级手征相变时, 有过热和过冷的亚稳态, 存在有自发破缺的破缺相和无自发破缺的正常相的两相共存。

二、模型及零温有限密度下的状态方程

考虑 Lurie 提出的具有动力学自发破缺的如下模型^[8]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1, \tag{2.1a}$$

$$\mathcal{L}_0 = -\bar{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_s\partial_\mu\phi_s - \frac{\mu^2}{2}\phi_s^2 - \frac{1}{2}\partial_\mu\phi_p\partial_\mu\phi_p - \frac{\mu^2}{2}\phi_p^2, \tag{2.1b}$$

$$\mathcal{L}_1 = g\bar{\psi}\psi\phi_s + ig\bar{\psi}\gamma_5\psi\phi_p, \tag{2.1c}$$

其中 ψ 为核子场, ϕ_s 和 ϕ_p 分别为标量场和赝标量场。

设

$$\sigma_s = \langle 0 | \phi_s | 0 \rangle, \quad \sigma_p = \langle 0 | \phi_p | 0 \rangle \tag{2.2}$$

分别为标量场和赝标量场的真空平均值。正如 Lurie 在文献 [8] 中指出的, 要求模型的字称守恒, 则

$$\sigma_p = \langle 0 | \phi_p | 0 \rangle = 0. \tag{2.3}$$

假定模型的手征对称性是动力学自发破缺的, 则要求 $\sigma_s = \langle 0 | \phi_s | 0 \rangle \neq 0$ 。在文献 [4] 中, 我们已建立 σ_s 所满足的自洽方程

$$\mu^2\sigma_s = g\langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle. \tag{2.4}$$

借用 QCD 背景场理论^[9]的思想, 假设费米子场的非微扰效应由经典场 (背景场) $\phi_c(x)$ 中的相互作用来描写, 而微扰效应由相对于背景场的量子涨落场 $\eta(x)$ 来描写, 设

$$\phi(x) = \phi_c(x) + \eta(x), \tag{2.5}$$

利用 Walecka 的平均场近似^[10], 由运动方程, 可得出费米子的质量,

$$m = g\sigma_s. \tag{2.6}$$

再注意到系统的重子数密度和标量密度分别为

$$\rho_b = \frac{1}{V}\langle 0 | \int d^3x: \eta^+\eta : | 0 \rangle = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3k = \frac{\gamma k_F^3}{2\pi^2}, \tag{2.7a}$$

$$\rho_s = \frac{1}{V}\langle 0 | \int d^3x: \bar{\eta}\eta : | 0 \rangle = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{md^3k}{\sqrt{k^2 + m^2}}, \tag{2.7b}$$

其中 $\gamma = 2$ 为自旋简并因子, k_F 为费米动量。

利用我们在文献 [4] 中所给出的方法, 自洽方程 (2.4) 可化为:

$$\hat{m}F(\hat{m}) = 0, \tag{2.8a}$$

$$F(\hat{m}) = \hat{\mu}^2 - \frac{g^2}{2\pi^2} \left[\sqrt{1 + \hat{m}^2} - \hat{m}^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \hat{m}^2}}{\hat{m}} \right] + \frac{2g^2}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{d^3\hat{k}}{\sqrt{\hat{k}^2 + \hat{m}^2}}. \tag{2.8b}$$

上述任一物理量 A 上的“ \wedge ”号表示用 Λ 进行了重新标度, $\hat{A} = A/\Lambda$. 这里的 Λ 为计算发散积分 $\langle 0 | \bar{\psi}_c \psi_c | 0 \rangle$ 时所引入的三动量截断^[4,11]. 在文献 [11] 中, 已给出 $\Lambda \approx 860 \text{MeV}$.

要精确地求出系统的状态方程是相当困难的, 利用 Linde 所给出的一种技巧^[12], 我们可近似地求出系统的状态方程. 首先对玻色场相对于它的真空平均值作一个平移. 由于 (2.3) 式的要求, 只需平移标量场, 即

$$\phi_s \rightarrow \phi_s + \sigma_s. \quad (2.9)$$

再注意到 (2.5) 式, 则有效拉氏量可写为

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_c + \mathcal{L}^0 + \mathcal{L}^1, \quad (2.10a)$$

$$\mathcal{L}_c = -\bar{\psi}_c (\gamma_\mu \partial_\mu - m) \psi_c, \quad (2.10b)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^0 = & -\bar{\eta} (\gamma_\mu \partial_\mu - m) \eta - \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_s \partial_\mu \phi_s - \frac{\mu^2}{2} \phi_s^2 \\ & - \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_p \partial_\mu \phi_p - \frac{\mu^2}{2} \phi_p^2, \end{aligned} \quad (2.10c)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^1 = & g\bar{\psi}_c \psi_c \phi_s + ig\bar{\psi}_c \gamma_5 \psi_c \phi_p - \frac{\mu^2}{2} \sigma_s^2 - \mu^2 \phi_s \sigma_s \\ & + g\bar{\eta} \eta \phi_s + ig\bar{\eta} \gamma_5 \eta \phi_p. \end{aligned} \quad (2.10d)$$

相应的能量-动量张量

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} = & \bar{\psi}_c \gamma_\mu \partial_\nu \psi_c + \bar{\eta} \gamma_\mu \partial_\nu \eta + \partial_\mu \phi_s \partial_\nu \phi_s + \partial_\mu \phi_p \partial_\nu \phi_p \\ & + \left[-\frac{1}{2} \partial_\mu \phi_s \partial_\mu \phi_s - \frac{\mu^2}{2} \phi_s^2 - \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_p \partial_\mu \phi_p - \frac{\mu^2}{2} \phi_p^2 \right. \\ & - \frac{\mu^2}{2} \sigma_s^2 - \mu^2 \phi_s \sigma_s + g\bar{\psi}_c \psi_c \phi_s + ig\bar{\psi}_c \gamma_5 \psi_c \phi_p \\ & \left. + g\bar{\eta} \eta \phi_s + ig\bar{\eta} \gamma_5 \eta \phi_p \right] \delta_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

另一方面, 对于局域静止坐标系中的均匀流体的能量-动量张量具有一般形式

$$T_{\mu\nu} = P \delta_{\mu\nu} + (\varepsilon + P) u_\mu u_\nu, \quad (2.12)$$

其中四速度矢量.

$$u_\alpha = (0, i). \quad (2.13)$$

因此, 相应于能量密度和压强的算符可写为

$$\varepsilon = -T_{44}, \quad (2.14a)$$

$$P = \frac{1}{3} T_{ii}. \quad (2.14b)$$

利用 Linde 技巧^[12], 即平移到真空态之后的各个玻色场看作在真空态附近的涨落场, 可近似地作为自由场而作如下的展开

$$\phi_s(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k}} (a_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + a_k^\dagger e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}), \quad (2.15a)$$

$$\phi_p(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k \frac{1}{\sqrt{2\omega_k}} (b_k e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} + b_k^\dagger e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}), \quad (2.15b)$$

其中 $\omega_k = \sqrt{k^2 + \mu^2}$, a_k, a_k^\dagger 和 b_k, b_k^\dagger 分别为标量粒子和赝标量粒子的湮没和产生算子。且近似地认为各量子涨落场之间无关联,

$$\langle 0 | \bar{\eta} \eta \phi_s | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{\eta} \eta | 0 \rangle \langle 0 | \phi_s | 0 \rangle = 0, \quad (2.16a)$$

$$\langle 0 | \bar{\eta} \gamma_s \eta \phi_p | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{\eta} \gamma_s \eta | 0 \rangle \langle 0 | \phi_p | 0 \rangle = 0. \quad (2.16b)$$

由此可求出系统的能量密度

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{V} \langle 0 | \int d^3x : (-T_{44}) : | 0 \rangle \\ &= \varepsilon_c + \frac{2\Lambda^4}{(2\pi)^3} \int_0^{k_F} d^3\hat{k} \sqrt{\hat{k}^2 + m^2} + \frac{\Lambda^4 \hat{\mu}^2 m^2}{2g^2}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

其中

$$\varepsilon_c = \frac{\Lambda^4}{4\pi^2} \left[\frac{m^2}{2} \left(\sqrt{1+m^2} + m^2 \ln \frac{1+\sqrt{1+m^2}}{m} \right) - (\sqrt{1+m^2})^3 \right]. \quad (2.18)$$

压强为

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{V} \langle 0 | \int d^3x : \frac{1}{3} T_{ii} : | 0 \rangle \\ &= P_c + \frac{2\Lambda^4}{3(2\pi)^3} \int_0^{k_F} \frac{\hat{k}^2 d^3\hat{k}}{\sqrt{\hat{k}^2 + m^2}} - \frac{\Lambda^4 \hat{\mu}^2 m^2}{2g^2}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

其中

$$P_c = \frac{\Lambda^4}{12\pi^2} \left[\frac{3m^2}{2} \left(\sqrt{1+m^2} - m^2 \ln \frac{1+\sqrt{1+m^2}}{m} \right) - \sqrt{1+m^2} \right]. \quad (2.20)$$

若给定重子数密度 ρ_b , 由 (2.7a) 可确定 k_F , 再由自洽方程 (2.8) 就可求出费米子的质量 m . 将这些值代入 (2.17) 和 (2.19), 就得到状态方程所满足的参数方程 $\varepsilon(\rho_b)$ 和 $P(\rho_b)$, 消去重子数密度 ρ_b , 就得到状态方程 $P(\varepsilon)$.

三、有限温度和密度下的状态方程

对于温度为 T , 化学势为 α , 具有拉氏量 (2.1) 的热平衡系统, 物理可观测量由 Gibbs 平均

$$\langle \dots \rangle^{\alpha\beta} = \frac{\text{Tr} \{ \exp[-\beta(H - \alpha N)] \dots \}}{\text{Tr} \{ \exp[-\beta(H - \alpha N)] \}} \quad (3.1)$$

描写, 其中

$$\beta = \frac{1}{T},$$

上标 $\alpha\beta$ 标记有限温度和密度下的物理量。注意到温度场论和零温量子场论的对应关系^[13], 即零温量子场论中的真空平均由相应的 Gibbs 热力学平均代替, 在表述形式上就得到在有限温度和密度下温度场论中相应量的物理结果。由此就可导出在有限温度和密度下的状态方程。

在文献 [4] 中, 我们已建立在有限温度和密度下的自洽方程

$$\hat{m}^{\alpha\beta} F(\hat{m}^{\alpha\beta}) = 0, \quad (3.2a)$$

$$F(\hat{m}^{\alpha\beta}) = \hat{\mu}^2 - \frac{g^2}{2\pi^2} \left[\sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} - (\hat{m}^{\alpha\beta})^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}}{\hat{m}^{\alpha\beta}} \right] \\ + \frac{g^2}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{\hat{k}^2 d\hat{k}}{\sqrt{\hat{k}^2 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}} (\langle c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} \rangle^{\alpha\beta} + \langle d_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\mathbf{k}\sigma} \rangle^{\alpha\beta}), \quad (3.2b)$$

其中 $\hat{m}^{\alpha\beta}$ 为依赖于温度和化学势的费米子有效质量

$$\hat{m}^{\alpha\beta} = g\sigma_i^{\alpha\beta}, \quad (3.3a)$$

$$\sigma_i^{\alpha\beta} = \langle \phi_i \rangle^{\alpha\beta}. \quad (3.3b)$$

粒子数密度 $\langle c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} \rangle$, $\langle d_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\mathbf{k}\sigma} \rangle$ 由 Fermi-Dirac 分布函数决定

$$\langle c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} \rangle = \frac{1}{\exp[\hat{\beta}(\sqrt{\hat{k}^2 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} - \hat{\alpha})] + 1}, \quad (3.4a)$$

$$\langle d_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\mathbf{k}\sigma} \rangle = \frac{1}{\exp[\hat{\beta}(\sqrt{\hat{k}^2 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} + \hat{\alpha})] + 1}. \quad (3.4b)$$

完全类似于零温有限密度情况下的推导, 引入背景场 $\Psi_c(x)$ 以及相对于背景场的热涨落场 $\eta(x)$; 利用 Linde 技巧, 把玻色场相对于它的 Gibbs 平均值作平移, 即

$$\phi_i \rightarrow \phi_i + \sigma_i^{\alpha\beta}. \quad (3.5)$$

再将零温有限密度下的真空平均换成相应的 Gibbs 平均, 就可导出系统的能量密度

$$\varepsilon = \frac{1}{V} \left\langle \int d^3x : (-T_{44}) : \right\rangle^{\alpha\beta} \\ = \varepsilon_c^{\alpha\beta} + \frac{\Lambda^4}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3\hat{k} \sqrt{\hat{k}^2 + \hat{\mu}^2} (\langle a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \rangle^\beta + \langle b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} \rangle^\beta) \\ + \frac{2\Lambda^4}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3\hat{k} \sqrt{\hat{k}^2 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} (\langle c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} \rangle^{\alpha\beta} + \langle d_{\mathbf{k}\sigma}^+ d_{\mathbf{k}\sigma} \rangle^{\alpha\beta}) \\ + \frac{\Lambda^4 \hat{\mu}^2 (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}{2g^2}, \quad (3.6a)$$

$$\varepsilon_c^{\alpha\beta} = \frac{\Lambda^4}{4\pi^2} \left[\frac{(\hat{m}^{\alpha\beta})^2}{2} \left(\sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}}{\hat{m}^{\alpha\beta}} \right) \right. \\ \left. - (\sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2})^3 \right]. \quad (3.6b)$$

其中 $\langle a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \rangle^\beta$, $\langle b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} \rangle^\beta$ 为标量粒子数密度, 假设玻色子的化学势为零, 则

$$\langle a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \rangle^\beta = \langle b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} \rangle^\beta = \frac{1}{\exp(\hat{\beta}\sqrt{\hat{k}^2 + \hat{\mu}^2}) - 1}. \quad (3.7)$$

系统的压强为

$$P = \frac{1}{V} \left\langle \int d^3x : \frac{1}{3} T_{ii} : \right\rangle^{\alpha\beta} \\ = P_c^{\alpha\beta} + \frac{\Lambda^4}{3(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{d^3\hat{k} \hat{k}^2}{\sqrt{\hat{k}^2 + \hat{\mu}^2}} (\langle a_{\mathbf{k}}^+ a_{\mathbf{k}} \rangle^\beta + \langle b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} \rangle^\beta)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2\Lambda^4}{3(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{d^3\hat{k}\hat{k}^2}{\sqrt{\hat{k}^2 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}} (\langle c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} \rangle^{\alpha\beta} + \langle d_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger d_{\mathbf{k}\sigma} \rangle^{\alpha\beta}) \\
 & - \frac{\Lambda^4 \hat{\mu}^2 (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}{2g^2}, \tag{3.8a}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_c^{\alpha\beta} = \frac{\Lambda^4}{12\pi^2} \left[\frac{3(\hat{m}^{\alpha\beta})^2}{2} \left(\sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} - (\hat{m}^{\alpha\beta})^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2}}{\hat{m}^{\alpha\beta}} \right) \right. \\
 \left. - \sqrt{1 + (\hat{m}^{\alpha\beta})^2} \right]. \tag{3.8b}
 \end{aligned}$$

因此, 给定温度 T 和化学势 α , 由方程 (3.2) 可自洽地求出费米子的有效质量 $\hat{m}^{\alpha\beta}$, 再由这些值, 通过方程 (3.6) 和 (3.8) 就可求出系统的能量密度和压强, 即给出了系统的状态方程所满足的参数方程。

四、模型的相结构

通过求解自洽方程 (3.2) 中的序参量 $\hat{m}^{\alpha\beta}$, 以及由 (3.6) 给出的能量密度随温度的变化关系, 可得到模型的手征相变相图如图 1 所示。该相图存在一个临界点 $c(\hat{\alpha} = 0.3, \hat{T} = 0.36)$ 将一级相变和二级相变分开, 穿过线段 AC 的手征相变为二级相变, 而穿过线段 CE 的手征相变为一二级相变。在 $OABO$ 所围成的区域, 费米子处于手征对称性自发破缺的破缺相。在 $OADO$ 之外的区域, 费米子处于无手征对称性自发破缺的正常相。而由 $CDBC$ 所围成的区域是两相共存, 真实的手征相变在曲线 CE 上发生, 但可能有过热和过冷的亚稳态出现。

为了更仔细地分析上述相结构的特征, 注意到在有限温度和密度下费米子的净重子数密度

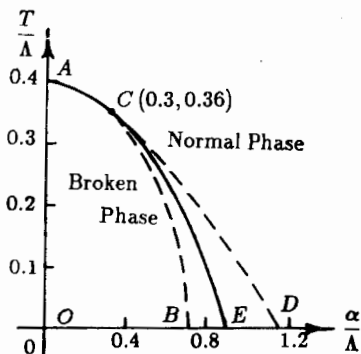


图 1 模型的手征相变相图

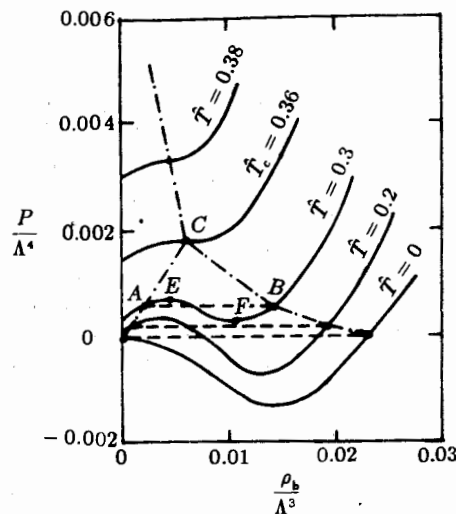


图 2 压强对净重子数密度的等温线。在图中, 已取在零温零化学势时的压强为零

$$\begin{aligned} \rho_b &= \frac{1}{V} \left\langle \int d^3x: \eta^\dagger \eta: \right\rangle^{\alpha\beta} \\ &= \frac{2\Lambda^3}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3k \left(\langle c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} \rangle^{\alpha\beta} - \langle d_{k\sigma}^\dagger d_{k\sigma} \rangle^{\alpha\beta} \right), \end{aligned} \quad (4.1)$$

以及系统的压强(3.8)式,可得压强对净重子数密度的等温线如图2所示。作为例子,考察 $\hat{T} = 0.3$ 的等温线,在相变发生时,两相的压强和化学势相等,由此可固定点 A 和 B , 即

$$\alpha_A = \alpha_B, \quad (4.2a)$$

$$P_A = P_B. \quad (4.2b)$$

直线 AB 是 Maxwell 等温线。当 $\rho_b < \rho_b^A$ 时 (ρ_b^A 表示 A 点对应的净重子数密度), 只有破缺相存在, 当 $\rho_b > \rho_b^B$ 时, 仅正常相存在。当 $\rho_b^A < \rho_b < \rho_b^B$ 时, 则存在破缺相和正常相的混合, 即两相共存。曲线 AE 和 FB 对应着亚稳态, 意味着有过冷和过热现象发生, 而曲线 EF 对应的状态是不稳定的, 因为在此曲线上 $\partial P / \partial \rho_b < 0$, 违反热力学定律。当温度 $\hat{T} = \hat{T}_c = 0.36$ 时, 点 A, E, F, B 收缩成一个拐点, 对应于图1中的临界点 c , 此时, 手征相变变成二级相变, 而当 $\hat{T} > \hat{T}_c$ 时的等温线, 上述拐点仍然存在, 因而手征相变仍然是二级。由此看出, 点 c 将一级和二级手征相变分开。和气-液相变相比较, 在临界点 c 下, 上述手征相变和气-液相变具有类似的特征; 而在临界点 c 之上, 两者存在明显的差别。

参 考 文 献

- [1] For a review, see, J. Cleymans, R. V. Gavai and E. Suhonen, *Phys. Rep.*, **130** (1986), 217.
- [2] E. V. E. Kovacs, D. K. Sinclair and J. B. Kogut, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 751; J. B. Kogut, E. V. E. Kovacs and D. K. Sinclair, *Nucl. Phys.*, **B290**(1987), 431.
- [3] Wang Enke, Li Jiarong and Liu Lianshou, *Phys. Rev.*, **D41** (1990), 2288; 王恩科, 李家荣, 刘连寿, 高能物理与核物理, **14**(1990), 407.
- [4] 王恩科, 李家荣, 高能物理与核物理, **14**(1990), 980.
- [5] A. Barducci, R. Casalbuoni, S. De Curtis, R. Gatto and G. Pettini, *Phys. Lett.*, **B231** (1989), 463; *Phys. Rev.*, **D41** (1990), 1610; U. Wolff, *Phys. Lett.*, **B157** (1985), 303.
- [6] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.*, **122** (1961), 345; **124**(1961), 246.
- [7] Zhuang Pengfei, Wang Zhengqing and Liu Lianshou, *Z. Phys.*, **C32** (1986), 93; 沈国金, 王恩科, 李家荣, 高能物理与核物理, **13**(1989), 205.
- [8] D. Lurie, *Particle and Field* (Interscience, New York) (1968) p453; D. Lurie and A. J. Macfarlane, *Phys. Rev.*, **136B** (1964), 816.
- [9] See, for example, Tao Huang and Zheng Huang, *Phys. Rev.*, **D39** (1989), 1213.
- [10] J. D. Walecka, *Ann. Phys.*, (N. Y.) **83**(1974), 491; *Phys. Lett.*, **B59**(1975), 109.
- [11] Liu Baohua and Li Jiarong, *Phys. Rev.*, **D37**(1988), 190.
- [12] For a review, see, A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979), 389.
- [13] 王恩科, 华中师范大学粒子物理研究所博士论文, (1990).

The Equation of State and Phase Structure in A Model with Dynamical Spontaneous Symmetry Breaking at Finite Temperature and Density

WANG ENKE

(Jingzhou Teacher's College, Hubei 434100)

LI JIARONG

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan 430070)

ABSTRACT

Based on the Lurie model, a convenient scheme is constructed for calculating the equation of state approximately. The parametric equation of state is given in the Lurie model. The phase diagram of the model shows the existence of critical point separating first order from second order chiral phase transition. The careful analysis of isotherms of pressure versus net baryon number density suggests the existence of overheat and overcool metastable state and the coexistence of broken phase and normal phase.