

# 手征破缺模型与饱和核物质的热力学性质

崔云龙 邱锡钧

(中国科学院上海原子核研究所)

## 摘 要

本文在平均场理论框架下用手征破缺模型研究了不同温度区域饱和核物质的热力学性质。改进并推广了 Chowdhury 等人的结果,通过费米积分的数值积分确认了 Chowdhury 等处理核物质低温高密度系统近似方法的适用范围为  $\beta\mu_{\text{eff}} > 2.4$ , 给出了(液)-(气)相变临界温度  $T_c \cong 23\text{MeV}$ , 并得到核子-反核子等离子体相变区域为  $T = 150 \sim 200\text{MeV}$ 。

## 一、引 言

核物质热力学性质一直是物理学工作者关注的课题。近年来,随着重离子实验物理的发展和高密度凝聚态研究的深入,涌现出众多的理论方法,不同程度描绘了核物质的性质。其中的相对论平均场理论模型(RMFT)由 Walecka<sup>[1]</sup> 等人在70年代提出。该模型含有核子场  $\psi$  和标量介子场  $\sigma$  及矢量介子场  $\omega_\mu$ , 其中介子场代之以经典场;核子间通过与  $\sigma$  和  $\omega_\mu$  场耦合而相互作用。该模型除了给出的压缩系数偏大外,对其它熟知的核物质基态性质描述得较好。Boguta<sup>[2]</sup> 在该模型基础上加入标量介子场自相互作用三次项和四次项,这样可以将包括压缩系数在内的一系列量描述得更好;不过该模型所描述系统的饱和态不是它的正常态,几年后 Boguta<sup>[3]</sup> 考虑了  $\pi$  介子效应,引用手征模型,很好的描述了核物质的基态性质。

把 Walecka 的 RMFT 扩展到有限温度系统,早期有 Walecka<sup>[4]</sup> 和 Freedman<sup>[5]</sup>。后来 Warke<sup>[6]</sup> 等用低温高密度热力学近似方法将非手征的 Boguta 模型扩展到低温区域。Theis<sup>[7]</sup> 用 Walecka 模型研究核子-反核子等离子体的相变问题。以后 Chowdhury<sup>[8]</sup> 用手征破缺模型讨论了低温 ( $T \leq 25\text{MeV}$ ) 近似下的热力学量;由于其近似的局限性,不可能给出核物质的(液-气)相变点。本文的工作用手征破缺模型详细研究了不同温度区域核物质的热力学性质;通过费米积分的数值积分,给出了 Chowdhury 处理低温高密度近似的适用范围;给出了(液-气)相变点  $T_c$  和核子-反核子等离子体的相变区域。

## 二、饱和核物质的手征破缺模型

我们的拉氏函数取为:

$$L = L_I + L_{II} + L_{III} \quad (2.1)$$

$L_I$  是基于 Gell-Mann-Levy<sup>[9]</sup> 线性  $\sigma$  模型的手征破缺拉氏量:

$$L_I = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\hat{\sigma}(x)\partial^\mu\hat{\sigma}(x) + \partial_\mu\hat{\pi}(x)\partial^\mu\hat{\pi}(x)) \\ - g_s\bar{\psi}(x)[\hat{\sigma}(x) + i\gamma_5\vec{\tau} \cdot \hat{\pi}(x)]\psi(x) - U(\hat{\sigma}(x), \hat{\pi}(x)) \quad (2.1a)$$

$$U(\hat{\sigma}(x), \hat{\pi}(x)) = \frac{1}{4}\lambda^2(\hat{\sigma}^2(x) + \hat{\pi}^2(x) - v^2)^2 - \epsilon\hat{\sigma}(x) + U_0$$

$L_{II}$  和  $L_{III}$  的加入保证了核物质的饱和性<sup>[1,3]</sup>, 其具体形式如下:

$$L_{II} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (2.1b)$$

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu\omega_\nu(x) - \partial_\nu\omega_\mu(x), \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4;$$

$$L_{III} = -g_\omega\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\omega^\mu(x)\psi(x) + \frac{1}{2}g_\omega^2(\hat{\sigma}^2(x) + \hat{\pi}^2(x))\omega_\mu(x)\omega^\mu(x) \quad (2.1c)$$

式中  $g_s$ ,  $g_\omega$  分别为标量介子场和矢量介子场与核子场的耦合常数; 参数  $\lambda^2$ ,  $v^2$  和  $\epsilon$  可表示为:

$$\lambda^2 = \frac{m_\sigma^2 - m_\pi^2}{2M^2} g_s^2 \quad (2.2a)$$

$$v^2 = \frac{m_\sigma^2 - 3m_\pi^2}{m_\sigma^2 - m_\pi^2} \frac{M^2}{g_s^2} \quad (2.2b)$$

$$\epsilon = \frac{Mm_\pi^2}{g_s} \quad (2.2c)$$

$U_0$  的选取是为了满足  $U(\sigma = \sigma_0, \hat{\pi}(x) = 0) = 0$

因此

$$U_0 = -\frac{1}{4}\lambda^2(\sigma_0^2 - v^2)^2 + \epsilon\sigma_0 \quad (2.3)$$

根据平均场理论:

$$\hat{\sigma} \rightarrow \langle \hat{\sigma} \rangle = \sigma_0 \quad (2.4a)$$

$$\hat{\omega}_\mu \rightarrow \langle \hat{\omega}_\mu \rangle = \omega_0\delta_{\mu 0} \quad (2.4b)$$

$$\hat{\pi} \rightarrow \langle \hat{\pi} \rangle = \pi_0 \quad (2.4c)$$

同位旋各向同性要求:

$$\langle \bar{\psi}i\gamma_5\vec{\tau} \cdot \hat{\pi}\psi \rangle = 0 \quad (2.5)$$

我们得到:

$$(i\gamma_\mu\partial^\mu - M^\# - g_\omega\gamma_0\omega_0)\psi(\vec{x}, t) = 0 \quad (2.6a)$$

$$\sigma_0[\lambda^2(\sigma_0^2 + \pi_0^2 - v^2) - g_\omega^2\omega_0^2] = \epsilon - g_s\rho_s \quad (2.6b)$$

$$\pi_0[\lambda^2(\sigma_0^2 + \pi_0^2 - v^2) - g_\omega^2\omega_0^2] = 0 \quad (2.6c)$$

$$g_\omega\rho_v - g_\omega^2(\sigma_0^2 + \pi_0^2)\omega_0 = 0 \quad (2.6d)$$

由方程 (2.6c) 知  $\pi_0 = 0$ ; 由 (2.6b) 和 (2.6d) 可得:

$$\lambda^2 \sigma_0 (\sigma_0^2 - \nu^2) + g_s \rho_s - \rho_\nu^2 / \sigma_0^3 - \epsilon = 0 \quad (2.7)$$

当  $\epsilon = 0$ , 恢复到手征形式, 处理方式见 [3]. 上式中  $\rho_s = \langle \bar{\psi} \psi \rangle$ ,  $\rho_\nu = \langle \psi^+ \psi \rangle$ ;  $M^\# = g_s \sigma_0$ , 为核子有效质量.

平均场近似下的哈密顿量为:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{MFT}} = & \sum_{\vec{k}\lambda} (\vec{K}^2 + M^{\#2})^{1/2} (A_{\vec{k}\lambda}^\dagger A_{\vec{k}\lambda} + B_{-\vec{k}\lambda}^\dagger B_{-\vec{k}\lambda}) + g_\omega \omega_0 \hat{B} \\ & + \left[ U(\sigma) - \frac{1}{2} (\rho_\nu / \sigma_0)^2 \right] V \end{aligned} \quad (2.8)$$

式中  $\hat{B}$  为粒子数算符:

$$\hat{B} = \sum_{\vec{k}\lambda} (A_{\vec{k}\lambda}^\dagger A_{\vec{k}\lambda} - B_{-\vec{k}\lambda}^\dagger B_{-\vec{k}\lambda}) \quad (2.8a)$$

统计力学中热力学势函数  $\Omega$  定义为:

$$\Omega(\mu, V, T) = -T \ln Z_G \quad (2.9)$$

$Z_G$  为配分函数, 定义为:

$$Z_G = \text{Tr} e^{-(\hat{H} - \mu \hat{B})/T} \quad (2.10)$$

这样我们得到 (2.9) 式的表达式:

$$\begin{aligned} \Omega(\mu, V, T) = & \left[ U(\sigma) - \frac{1}{2} (\rho_\nu / \sigma_0)^2 \right] V - \frac{\gamma}{\beta} \sum_{\vec{k}} (\ln [1 + \exp\{-\beta[(k^2 + M^{\#2})^{1/2} \\ & + g_\omega \omega_0 - \mu]\}] + \ln [1 + \exp\{-\beta[(k^2 + M^{\#2})^{1/2} - g_\omega \omega_0 + \mu]\}]) \end{aligned} \quad (2.11)$$

式中  $\gamma$  为简并度, 对于核物质,  $\gamma = 4$ . 由热力学基本关系式:

$$d\Omega = -SdT - PdV - Bd\mu \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} B = & - \left. \frac{\partial \Omega(\mu, V, T)}{\partial \mu} \right|_{V, T} \\ = & \gamma \sum_{\vec{k}} (\{1 + \exp([ (k^2 + M^{\#2})^{1/2} + g_\omega \omega_0 - \mu ] \beta)\}^{-1} \\ & - \{1 + \exp([ (k^2 + M^{\#2})^{1/2} - g_\omega \omega_0 + \mu ] \beta)\}^{-1}) \end{aligned} \quad (2.13)$$

知处于能量  $(k^2 + M^{\#2})^{1/2}$  的能态上正反粒子数分布:

$$n_k(T) = \{1 + \exp[(E^*(k) - \gamma^*)\beta]\}^{-1} \quad (2.13a)$$

$$\bar{n}_k(T) = \{1 + \exp[(E^*(k) + \gamma^*)\beta]\}^{-1} \quad (2.13b)$$

$$\gamma^* = \mu - g_\omega \omega_0 = \mu - \rho_\nu / \sigma_0^3; \quad E^*(k) = (k^2 + M^{\#2})^{1/2}$$

为以后讨论方便, 定义

$$\mu_{\text{eff}} = \gamma^* - M^\# \quad (2.14)$$

又由于  $PV = -\Omega$ ,  $\epsilon = \frac{1}{V} \langle H \rangle$ , 我们进而得到系统能量和压强表达式:

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_\nu}{\sigma_0} \right)^2 + U(\sigma) + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3K (\vec{K}^2 + M^{\#2})^{1/2} [n_k(T) + \bar{n}_k(T)] \quad (2.15)$$

$$P = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_\nu}{\sigma_0} \right)^2 - U(\sigma) + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3K \frac{k^2}{(\vec{K}^2 + M^{\#2})^{1/2}} [n_k(T) + \bar{n}_k(T)] \quad (2.16)$$

作者已将  $\frac{1}{V} \sum_{\vec{k}}$  换成  $\frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3K$ . 由  $\Omega = E - TS - \mu B$ , 求得比熵

$$s = \frac{S}{B} = \beta \left( \frac{\varepsilon + P}{\rho_\nu} - \mu \right). \quad (2.17)$$

### 三、不同温度区域的热力学量

#### 1. 低温高密度情形

当核子处于低温高密度时,核子间相互作用占主导地位,而单个核子的热运动效应并不突出,因此系统的费米面形状与零温时相比变化不大,化学势  $\mu = g_w^2 \rho_\nu / m_w^2 + \alpha(M^\#)$  ( $\alpha > M^\#$ ) 相当于非相对论近似下化学势大于零的情形. 合理地可把  $\alpha(M^\#)$  取为  $(k_F^2 + M^{\#2})^{1/2}$ . 这时核子矢量密度可表示为:

$$\rho_\nu = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3K \frac{1}{1 + \exp\{\beta[(k^2 + M^{\#2})^{1/2} - (k_F^2 + M^{\#2})^{1/2}]\}} \quad (3.1)$$

令  $y = (k^2 + M^{\#2})^{1/2} - M^\#$ , 则(3.1)可简化为:

$$\rho_\nu = \frac{2}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{(y^2 + 2M^\#y)^{1/2} (M^\# + y) dy}{1 + \exp\{\beta[y + M^\# - (k_F^2 + M^{\#2})^{1/2}]\}} \quad (3.1a)$$

这是类似于一般统计力学中的费米积分形式. 当  $\beta\mu_{eff} \gg 1$ , 亦即系统处于低温高密度时,(3.1a) 精确到  $T$  四次方项有:

$$\rho_\nu = \frac{2M^{\#3}\eta^3}{3\pi^2} + \frac{2M^\# \left( \frac{1}{2} + \eta^2 \right)}{3\beta^2\eta} + \frac{7\pi^2}{60\beta^4\eta^5 M^\#} \quad (3.1b)$$

式中  $\eta = K_F/M^\#$ . 同样可求出类似于 (3.1b) 的  $\rho_s$  表示式,代入(2.7)式并忽略高阶项,得到[8]的(3.19)式. 求解该四次方程,可得到核子有效质量.  $P$ 、 $\varepsilon$ 、 $S$  等量可类似于(3.1b) 求出.

#### 2. 低温低密度情形

当核子处于低温低密度时,尽管系统的温度低以至于可以忽略反粒子效应,但只要系统的密度足够的低,单个核子的热运动将占据主导地位,此时费米面的形状与零温时相比有很大的变化,化学势  $\mu = g_w^2 \rho_\nu / m_w^2 + \alpha(M^\#)$  ( $\alpha \leq M^\#$ ), 相当于非相对论近似下化学势小于等于零的情形,此时系统的标量密度和矢量密度及其它热力学量可展开成级数形式:

$$\rho_\nu = \frac{2M^{\#2}}{\pi^2\beta} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{n} \exp[n\beta\alpha(M^\#)] K_2(n\beta M^\#) \quad (3.2a)$$

$$\rho_s = \frac{2M^{\#2}}{\pi^2\beta} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{n} \exp[n\beta\alpha(M^\#)] K_1(n\beta M^\#) \quad (3.2b)$$

其中  $K_1(x)$ 、 $K_2(x)$  依次为一阶和二阶变型贝塞尔函数; 代入(2.7)式可知核子的有效质量和  $\sigma_0$ . 从而可计算如下物理量:

$$P = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_\nu}{\sigma_0} \right)^2 - \left[ \frac{\lambda^2}{4} (\sigma_0^2 - \nu^2)^2 - \varepsilon\sigma_0 - U(0) \right]$$

$$+ \frac{2M^{\#2}}{\pi^2\beta} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{n^2} \exp[n\beta\alpha(M^{\#})] K_2(n\beta M^{\#}) \quad (3.2c)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \frac{1}{2} \left( \frac{\rho_\nu}{\sigma_0} \right)^2 + \left[ \frac{\lambda^2}{4} (\sigma_0^2 - \nu^2)^2 - \epsilon_{\sigma_0} - U(0) \right] \\ & + \frac{2M^{\#2}}{\pi^2\beta^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{n^2} \exp[n\beta\alpha(M^{\#})] [n\beta M^{\#} K_1(n\beta M^{\#}) \\ & + 3K_2(n\beta M^{\#})] \end{aligned} \quad (3.2d)$$

$$\begin{aligned} S = & \beta \left\{ \frac{2M^{\#2}}{\pi^2\beta^2\rho_\nu} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{n^2} \exp[n\beta\alpha(M^{\#})] \right. \\ & \left. \cdot [n\beta M^{\#} K_1(n\beta M^{\#}) + 4K_2(n\beta M^{\#})] - \alpha(M^{\#}) \right\} \end{aligned} \quad (3.2e)$$

### 3. 核子-反核子等离子体情形

超高温的核物质必然以核子-反核子等离子体形态存在。这是因为在超高温情况下,核物质中正负核子对大量产生,其对数甚至大大超过正常核密度的核子数。对这样的高温系统,为处理方便,我们可作零密度近似,即核子-反核子等离子体近似:  $\rho_\nu = 0$ 。因而化学势为零。这时核子的标量密度  $\rho_s$  为:

$$\rho_s = \frac{\gamma x^2 M^3}{\pi^2} \theta \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} / n K_1\left(\frac{nx}{\theta}\right) \quad (3.3a)$$

式中  $x = M^{\#}/M$ ,  $\theta = T/M$ 。代入方程(2.7)知:

$$\lambda^2 \sigma_0 (\sigma_0^2 - \nu^2) + \frac{g_s \gamma x^2 M^3}{\pi^2} \theta \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} / n K_1\left(\frac{nx}{\theta}\right) - \epsilon = 0 \quad (3.3b)$$

求解此方程,可得  $\sigma_0$  和核子的有效质量  $M^{\#}$ ; 进而代入  $\varepsilon$ 、 $P$  的表达式

$$\begin{aligned} \varepsilon = & \left[ \frac{\lambda^2}{4} (\sigma_0^2 - \nu^2)^2 - \epsilon_{\sigma_0} \right] - U(0) + \frac{\gamma \theta x^3 M^4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} [(-1)^{n+1} / n] \\ & \cdot \left[ K_1\left(\frac{nx}{\theta}\right) + \left(\frac{3\theta}{nx}\right) K_2\left(\frac{nx}{\theta}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.3c)$$

$$P = - \left[ \frac{\lambda^2}{4} (\sigma_0^2 - \nu^2)^2 - \epsilon_{\sigma_0} \right] + U(0) + \frac{\gamma \theta^2 x^2 M^4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} [(-1)^{n+1} / n^2] K_2\left(\frac{nx}{\theta}\right) \quad (3.3d)$$

可求出  $\varepsilon$ 、 $P$ 。

由于  $T \rightarrow \infty$  时,  $x \rightarrow 0$ , 则由

$$\lim_{y \rightarrow 0} K_1(y) = \frac{1}{y}, \quad \lim_{y \rightarrow 0} K_2(y) = \frac{2}{y^2}$$

知

$$\lim_{T \rightarrow \infty} P = \frac{7\pi^2 \gamma \theta^4 M^2}{360} = \frac{1}{3} \lim_{T \rightarrow \infty} \varepsilon = \frac{1}{3} \varepsilon_{SB} \quad (3.4)$$

故超高温系统满足 Stefan-Boltzman 分布规律, 这时系统总能量  $E(T \rightarrow \infty) = E^{SB} =$

$V\epsilon_{SB}$ , 从 (3.3c) 和 (3.4) 知, 量  $E(T)/E^{SB}$  反映核子有效质量  $M^{\#}$  趋近于零的量度, 可求出  $M^{\#}$  的温度变化率为:

$$\frac{dx}{d\theta} = \frac{-g_s \gamma x^2 M^3 / \pi^2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} / n \frac{nx}{\theta} K_2\left(\frac{nx}{\theta}\right)}{\lambda^2 \left[ 3 \left( \frac{M}{g_s} \right)^2 x^2 - v^2 \right] \frac{M}{g_s} + g_s \frac{\gamma x M^3}{\pi^2} \theta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n} \left[ K_1\left(\frac{nx}{\theta}\right) - \frac{nx}{\theta} K_0\left(\frac{nx}{\theta}\right) \right]} \quad (3.5)$$

#### 四、数值计算结果与讨论

在计算中选取  $m_{\sigma} = 650 \text{ MeV}$ ,  $g_s = 8.25$ , 使理论给出的饱和点 ( $\rho_0 = 0.145 \text{ fm}^{-3}$ ,  $E_{b, n}/B = -15 \text{ MeV}$ ) 与经验值一致, 而  $m_{\pi}, M$  用标准数值 ( $m_{\pi} = 140 \text{ MeV}$ ,  $M = 940 \text{ MeV}$ ). 求解平均场方程 (2.7), 得到  $\sigma_0$  和有效质量  $M^{\#}$ . 然后在不同温度区域, 计算有效化学势随密度的变化. 对于密度一定的核物质, 随着系统温度的增加, 有效化学势逐渐减小; 对应于  $\rho = \rho_0$  的核物质,  $T = 38 \text{ MeV}$ ,  $\mu_{\text{eff}} = 0$  (相应于非相对论近似下, 化学势为零情形), 图 1 给出了用费米积分的数值积分所计算的在温度  $T$  为 0、10、20、30、40 和 50 MeV 时核物质中单个核子的束缚能; 从图中可以看出, 几乎所有的极小点都在  $\rho \cong \rho_0$  处, 最低点对应于饱和点; 当温度高到一定数值时, 束缚能恒大于零, 这时系统是不束缚的. 图 2 给出了压强随密度的变化曲线, 显然低温低密区出现(液)(气)共存相; 当  $T > 23 \text{ MeV}$  时液相消失, 液-气相变临界温度  $T_c \cong 23 \text{ MeV}$ , 接近文献 [10] 用 Skyrme 力和格林函数方法所算得的临界温度上限. 从图 3 给出的比熵曲线可看出, 对温度恒定的核物质, 比熵随密度增大而减小; 这时密度的增加, 降低了热运动的作用, 而比熵恰恰反映了系

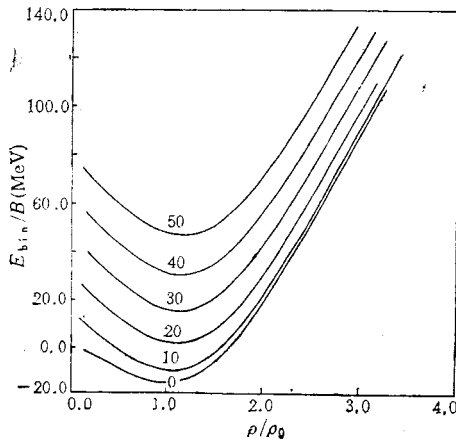


图 1 核物质中单个核子的束缚能曲线  
(图中各曲线上标明的数字系温度  $T(\text{MeV})$ )

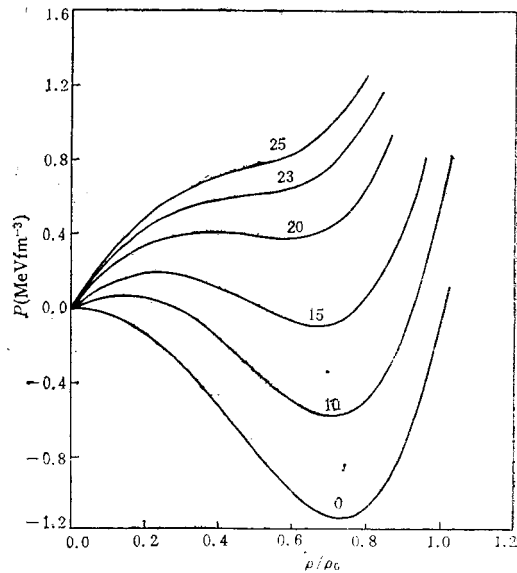


图 2 核物质液-气相变图  
(图中各曲线上标明的数字系温度  $T(\text{MeV})$ )

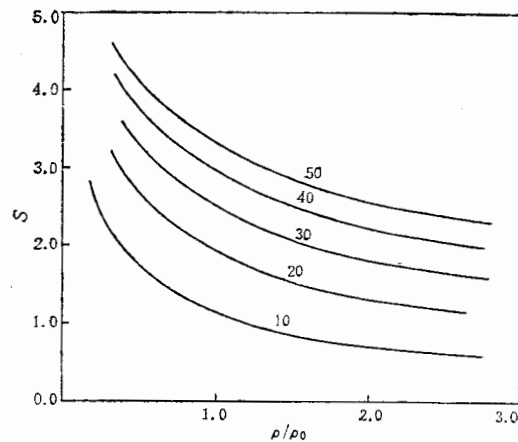


图 3 比熵随核物质密度的变化 (图中各曲线上标明的数字系温度  $T(\text{MeV})$ )

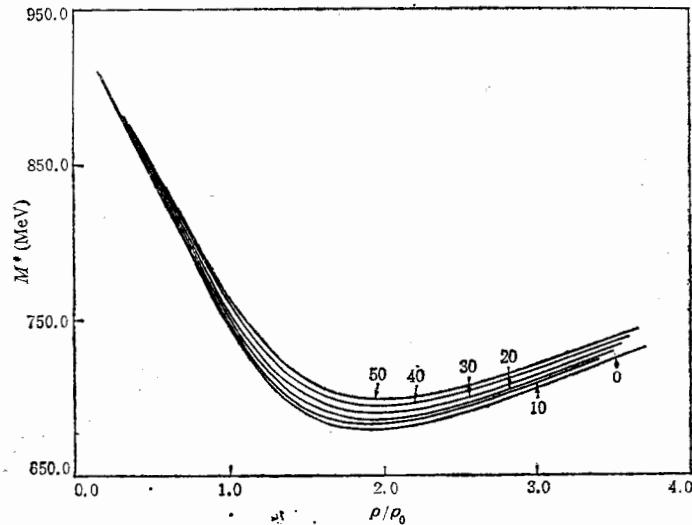


图 4 核子有效质量随核密度的变化 (图中各曲线上标明的数字系温度  $T(\text{MeV})$ )

统的无序性;文献[8]给出的比熵曲线在恒温低密区域随核物质密度减小而减小,这在物理上显然是不合理的。图 4 给出了核子有效质量  $M^*$  在不同温度时随密度的变化,可以看出当核物质处于一定温度时,核子的有效质量并不随核物质密度增加而单调下降,这与通常 RMFT 结论不一致。将费米积分的数值结果与低温高密近似下级数展开结果作了比较,发现当  $T \leq 25\text{MeV}$  且  $\beta\mu_{\text{eff}} > 2.4$  时,束缚能和有效质量曲线簇中相应曲线基本重合,这就是文献[8]的适用范围。图 5 给出了核子-反核子等离子体情形下核子有效质量  $M^*$  (相对于  $M$ ) 随温度变化曲线。可以看到,当温度  $T < 150\text{MeV}$  时,  $M^* \sim M$ ,称为自由核子气相 I; 当  $T > 200\text{MeV}$  时,  $M^* \sim 0$ ,可称为零质量核子相 II。在相 I 和相 II 间存在着一个回弯区域,同一温度对应于不同  $M^*$ ,显然这时  $\frac{dM^*}{dT}$  是不连续的。此外我们对系统压强  $p$ 、能量密度  $T$  的变化也在  $T \sim 150-200\text{MeV}$  给出了类似的回弯

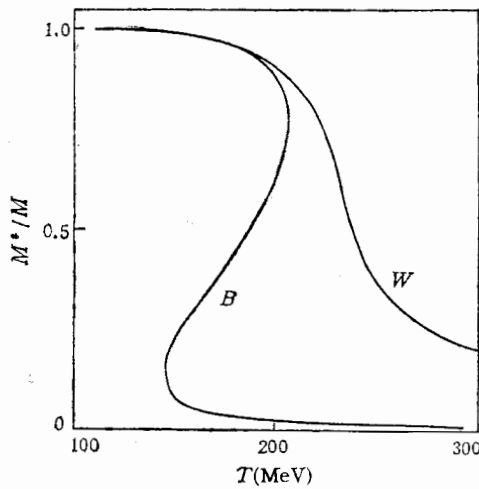


图5 核子-反核子等离子体近似下,核子有效质量随温度的变化

(图中曲线B是用手征破缺模型计算的结果,而曲线W是用Walecka模型( $\sigma + \omega$ )计算的结果)

曲线,而相应的Walecka模型(当 $g_s < 12.8$ )不存在这类回弯曲线<sup>[7]</sup>. 必须指出的是相II并非是夸克-胶子等离子体,因为在RMFT框架下并没有引进夸克自由度. 不过这与高温下可能出现夸克-胶子相变的一些结论并不发生什么矛盾. 根据我们现在的计算很可能在 $T \sim 150-200\text{MeV}$ 区域存在两种不同类型的相变. 即一种是通常所说的夸克-胶子等离子体相变,一种是本文所述的核子所处状态的相变,(从自由核子气相转变为零质量核子相).

作者在此基础上,将进一步考虑真空涨落对核物质热力学性质的影响.

### 参 考 文 献

- [1] J. D. Walecka, *Ann. Phys.*, (N. Y.) **83**(1974), 491.
- [2] J. Boguta and A. R. Bodmer, *Nucl. Phys.*, **A292**(1977), 413.
- [3] J. Boguta, *Phys. Lett.*, **B120**(1983), 34.
- [4] J. D. Walecka, *Phys. Lett.*, **B59**(1975), 109.
- [5] R. A. Freedman, *Phys. Lett.*, **B79**(1977), 27.
- [6] C. S. Warke et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **9**(1983), 1083.
- [7] J. Theis et al., *Phys. Rev.*, **D28**(1983), 2286.
- [8] Safayet Karim Chowdhury et al., *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 314.
- [9] M. Gell-Mann and M. Levy, *Nuovo Cimento*, **16**(1960), 705.
- [10] R. K. Su, S. D. Yang and T. T. S. Kuo, *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 1539.

## THERMOSTATIC PROPERTIES OF NUCLEAR MATTER IN A SATURATING CHIRAL BREAKING FIELD THEORY

CUI YUNLONG QIU XIJUN

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The saturating chiral breaking field theory are used to study thermostatic properties of nuclear matter for different regions of temperature in the framework of mean-field theory. The results given by Chowdhury et al. are improved and developed. By using the numerical integration for the Fermi integral, we find the low temperature approximation taken by Chowdhury et al. to be valid only when  $\beta\mu_{\text{eff}} > 2.4$ . The critical temperature  $T_c$  for the liquid-gas phase transition is obtained to be about 23MeV and the phase transition of the nucleon-antinucleon plasma is found in the range from  $T=150\text{MeV}$  to  $T=200\text{MeV}$ .