

高温超导的压力效应研究*

梁芳营^{1)†} 刘 洪¹⁾ 李英骏¹⁾

1) 中国矿业大学(北京), 北京 100083)

2) 烟台大学光电信息科学技术学院, 烟台 264005)

(2005 年 9 月 26 日收到, 2006 年 1 月 11 日收到修改稿)

从修正的依赖时间的金兹堡-朗道方程出发研究高温超导体的压力效应, 考虑序参量为一个复数. 在外界压力作用下, 理论上获得了压强与高温超导温度的一些表达式. 在一些特殊情况下, 得到高温超导的临界温度 T_c 随外压强的增加而降低, 在另外某些条件下高温超导的临界温度 T_c 随外压强的增加而增加. 外部施加的压强, 只有一部分反映在高温超导态.

关键词: 高温超导, 压强, 临界温度

PACC: 7400, 7410, 7430L, 7460M

1. 引 言

近几年, 在压力作用下, 超导体的研究有明显的增加. 最近在 UGe_2 中发现超导的压力效应, 这个发现是十分有趣的, 因为当 UGe_2 还是铁磁态时, 在 1.0 GPa 到 1.6 GPa 的压强范围出现超导电性. 这是第一次发现相同的 $5f$ 电子对同时有序化^[1,2].

非传统超导体的发现使超导研究再次成为挑战, 使凝聚态物理各个方面的研究异常活跃. 不仅刺激了基础理论到现象的研究, 而且大大扩展了对新技术应用的研究. 在重费米材料^[3-15]和有机超导体^[16,17]以及铜氧化物等等^[18-26]发现有不同的行为. 这些发现认为载荷之间的旋转依赖相互作用是基本的^[14]. 然而, 当在很接近反铁磁性处出现超导电性时, 超导的本性和磁性仍然不清楚. 超导电性的机理和序参量的对称性是将来超导研究的主要方面.

本文考虑修正的依赖时间的金兹堡-朗道模型, 在外界压力作用下, 研究高温超导体的特性.

2. 模 型

Dorsey, Klemm, Ivlev 和 Kopnin 等都利用金兹

堡-朗道理论讨论高温超导的涡旋运动^[27-30]. 在外界压强作用下, 我们考虑修正的金兹堡-朗道模型去研究高温超导体的压力效应, 考虑序参量为一个复数. 因为作用在高温超导体上的外压强, 将对高温超导体做功, 同时超导的内能和自由能也将发生改变. 那么高温超导体的修正的金兹堡-朗道自由能可写为^[27-29]

$$F = \int dV \left\{ a_0 (T/T_c - 1) |\Psi(\mathbf{r})|^2 + \Omega_0 (p_0 - p) |\Psi(\mathbf{r})|^2 + \frac{1}{2} b |\Psi(\mathbf{r})|^4 + \frac{\hbar^2}{2m} \left| \left(-i\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \Psi(\mathbf{r}) \right|^2 + \frac{H^2}{8\pi} \right\}, \quad (1)$$

超导序参量 $\Psi(\mathbf{r}, t)$ 满足的方程为^[27]

$$\left[\partial_t + \frac{i\tilde{\mu}}{\hbar} \right] \Psi = -\Gamma \frac{\delta F}{\delta \Psi^*}, \quad (2)$$

这里, 令 $a = a_0 (T/T_c - 1) + \Omega_0 (p_0 - p)$. T 是绝对温度, T_c 是临界温度, a_0 和 Ω_0 是常量, p_0 是初始压强, p 是压强; b 是通常的朗道参数, $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$; m 是准粒子运动的有效质量, V 是高温超导的总体积; \mathbf{A} 是外部磁矢势, \mathbf{H} 是外磁场; $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 是磁感应强度, $\mathbf{h} = \nabla \times \mathbf{A}$ 是微磁场; Ψ 是序参量. $\Gamma = \Gamma_1 + i\Gamma_2$ 是一个无维关系比率的复数; $\tilde{\mu} = \mu + 2e\Phi_e + \delta H / \delta n_s$ 是高温超导体的总化学势, Φ_e 是电势, μ 是化学势. 我们忽略高温超导的各项异

* 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2002CB412705)资助的课题.

† E-mail: Liangyangming882@126.com

性^[18-20]. 序参量通常表示为 $\Psi = f \exp[i\delta(r, t)]$, f 是振幅. 这涡旋运动没有柱对称, 于是仅在涡旋中心 δ 是等角变量.^[27, 30-34]. 由安培定律 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = 4\pi(\mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s)$, 于是有 $\nabla \cdot (\mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s) = 0$, 所以磁场有涡旋结构. 我们有

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{2ie}{c} \mathbf{A} \right)^2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{2ie\hbar}{mc} \mathbf{A} \cdot \nabla + \frac{(2e)^2}{2mc^2} A^2.$$

从方程(1), 可得

$$\frac{\delta F}{\delta \Psi^*} = \int dV \left\{ a \Psi + b |\Psi|^2 \Psi - \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial}{\partial r} - \frac{2ie}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi \right\}. \quad (3)$$

要精确求解上面的方程是不可能的, 通常可以求得它们的数值解. 然而基于 Dorsey 和 Albert Schmid 的方法^[27, 35], 近似接近的解是可以求解出, 只要选一个合适^[29, 35-37]的 f , 那么上面方程就可以求解出.

Dorsey 和 Albert Schmid 选 $f(r) = \frac{Kar}{[r^2 + \xi_v^2]^{1/2}}$ 的形式^[27, 35], K 是一个常数; ξ_v 是序参量的拟合长度^[28], 并且数值上接近于 1.

3. 热力学特性

从量子统计物理可知自由能 $F = U - TS$, 内能

$U = F - T \frac{\partial F}{\partial T}$, $dF = -SdT - pdV$, 膨胀系数 $\alpha =$

$\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$, 压缩系数 $\kappa = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$, 定容热容量

$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V$, $C_p = \left(\frac{dQ}{dT} \right)_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p$, 熵

$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V$, 因此有

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S = \frac{TV\alpha}{C_p} = \frac{TV\alpha}{C_V + TV\alpha^2/\kappa}, \quad (4)$$

在绝热过程中, 从方程(4), 可得

$$\int_{T_0}^T \left[\frac{C_V}{TV\alpha} + \alpha/\kappa \right] dT = p - p_0. \quad (5)$$

这里 T_0 是初始温度. 由方程(5)可知外部压强增加, 高温超导的体积减小, 高温超导的内能随外部压强增加而增加.

在绝热过程时, 如果系数 α/κ 不是温度的函

数, 或者 α 和 κ 都是常数时, 我们能把方程(5)写为

$$\frac{\alpha}{\kappa} T + \frac{1}{\alpha} \int_{T_0}^T \frac{C_V}{TV} dT = \Delta p + \text{const}. \quad (6)$$

当压强是常量时, 如果 α 不是温度的函数或 α 是常数时, 由 $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$, 可得 $V/V_0 = \exp[\alpha(T - T_0)]$, 这里 V_0 是高温超导的初始体积.

从 $dF = -SdT - pdV$, $F = U - TS$, $U = F - T \frac{\partial F}{\partial T}$ 和 $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$, 这里和前面一样, 即与 Dorsey

和 Albert Schmid 一样选^[29, 35] $f(r) = \frac{Kar}{[r^2 + \xi_v^2]^{1/2}}$, 那么可得

$$F = \int \left\{ \Psi^* \Psi \left[a + \frac{b}{2} \frac{(Kar)^2}{[r^2 + \xi_v^2]} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{2\xi_v^2(\xi_v^2 - 3r^2)}{r^2[r^2 + \xi_v^2]^2} + \frac{2ie\hbar A}{mc} \times \frac{2\xi_v^2}{r[r^2 + \xi_v^2]} + \frac{(2e)^2 A^2}{2mc^2} \right] + \frac{H^2}{8\pi} \right\} dV \\ \approx V \left\{ a + \frac{b}{2} \frac{(Kar)^2}{[r^2 + \xi_v^2]} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{2\xi_v^2(\xi_v^2 - 3r^2)}{r^2[r^2 + \xi_v^2]^2} + \frac{2ie\hbar A}{mc} \frac{2\xi_v^2}{r[r^2 + \xi_v^2]} + \frac{(2e)^2 A^2}{2mc^2} + \frac{H^2}{8\pi} \right\}, \\ p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T = -\left\{ a_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) + \left[a_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) \right]^2 \times \frac{\hbar(Kr)^2}{4[r^2 + \xi_v^2]} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{2\xi_v^2(\xi_v^2 - 3r^2)}{r^2[r^2 + \xi_v^2]^2} + \frac{2ie\hbar A}{mc} \frac{2\xi_v^2}{r[r^2 + \xi_v^2]} + \frac{(2e)^2 A^2}{2mc^2} + \frac{H^2}{8\pi} \right\}. \quad (7)$$

如果 $r \gg 1$, 那么 $\frac{r^2}{r^2 + \xi_v^2}$ 趋近 1, $\frac{r}{r^2 + \xi_v^2}$ 趋近 0. 从

表达式(7), 可得

$$p = -\left\{ a + a^2 \frac{bK^2}{2} + \frac{(2e)^2}{2mc^2} A^2 + \frac{H^2}{8\pi} \right\}. \quad (8)$$

下面考虑两个特殊情况:

第一种情况: 当外界压强是一常量时, $a = a_0(T/T_c - 1)$.

由方程(8), 可得

$$p = a_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) - a_0^2 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^2 \frac{bK^2}{2}$$

$$-\frac{(2e)^2}{2mc^2}A^2 - \frac{H^2}{8\pi}, \quad (9)$$

这里 $T \leq T_c$.

第二种情况:当外界压强是一变量时, $a = a_0(T/T_c - 1) + \Omega_0(p_0 - p)$.

由方程(8)可得

$$p = - \left\{ a_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) \right. \\ \left. + \left[a_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) \right]^2 \frac{bK^2}{2} \right. \\ \left. + \frac{(2e)^2}{2mc^2}A^2 + \frac{H^2}{8\pi} \right\}, \quad (10)$$

这里 $T \leq T_c$. 由方程(10)得

$$1 = - \left\{ a_0 \frac{1}{T_c} \frac{dT}{dp} - \Omega_0 \right. \\ \left. + bK^2 \left[a_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) \right] \right. \\ \left. \times \left[a_0 \frac{1}{T_c} \frac{dT}{dp} - \Omega_0 \right] \right\}, \\ 0 = - \left\{ \frac{a_0}{T_c} \frac{d^2T}{dp^2} + \left[\frac{a_0}{T_c} \frac{dT}{dp} - \Omega_0 \right]^2 \right. \\ \left. + bK^2 \left[a_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) \right] \right. \\ \left. \times \frac{a_0}{T_c} \frac{d^2T}{dp^2} \right\}.$$

当 dT/dp 等于 0 时, 温度 T 取极值, 可得

$$p = p_0 + \frac{a_0}{\Omega_0} \left(\frac{T_c}{T_c} - 1 \right) + \frac{\Omega_0 - 1}{bK^2 \Omega_0^2}, \quad (11)$$

$$\left\{ 1 + bK^2 \left[a_0 \left(\frac{T_c}{T_c} - 1 \right) + \Omega_0 (p_0 - p) \right] \right\} \\ \times \frac{a_0}{T_c} \frac{d^2T}{dp^2} = -\Omega_0^2, \quad (11')$$

这里 T_c 是极值温度.

由方程(11), 有

$$\frac{dT_c}{dp} = -\frac{a_0 T_c}{\Omega_0} \frac{1}{T_c^2} \quad (12)$$

当极值温度 T_c 是常量时, 临界温度 T_c 随外压强变化为

$$T_c^3 = T_{c0}^3 - \frac{3a_0 T_c}{\Omega_0} (p - p_0).$$

4. 讨论和与前人工作的比较

由方程(5)和方程(6)可知, 在绝热过程中外部压强增加, 高温超导的体积减小, 高温超导的内能随

外部压强变化而变化, 高温超导的热容量变化与外界作用在高温超导体上的压强呈正比关系.

当外界压强是一常量时, 方程(9)是高温超导温度 T 的二次关系式. 外界压强 p 和超导温度 T 是二次曲线的关系. Movshovic 等等获得超导温度与压强的一些实验曲线, 这些实验曲线关于压强和温度是二次曲线的关系^[8-15].

当外界压强是一变量时, 由方程(10)可知, 作用在超导的外部压强同高温超导体的温度是由一个二次方程联系起来. 由方程(12)可知高温超导体的温度 T 在一定的条件下随外界压强 p 的增加而增加, 如我们得到 $\frac{dT_c}{dp} = -\frac{a_0 T_c}{\Omega_0} \frac{1}{T_c^2}$, 当 $-\frac{a_0}{\Omega_0} > 0$, 临界温度 T_c 随外压强增加而增加. 在某些条件下高温超导体的温度 T 随外界压强 p 的增加而降低, 如当 $\frac{a_0}{\Omega_0} > 0$ 时, 随外压强增加, 高温超导体的临界温度 T_c 就要降低.

Tateiwa 对铁磁性超导体 UGe_2 在高压下的热容量和磁化强度进行了测定, Kobayashi 等在一些压强下也测量到类似的实验值^[38]. 现在的结果认为超导的热力学临界点是重要的^[35]. 同时有许多科学家对 f 电子化合物作了大量的工作而且显示非传统超导性发生或接近于一个量子临界点, 在静水压强作用下, 磁序作为格构密度的函数在低温时消失^[7-10]. Modak 等发现压强一直上升到 28GPa, 频率同压强是线性变化的. 他们指出用第一性原理为基础估计声子频率时要包括非线性项^[39]. 如由方程(11)可得

$$p = p_0 + \frac{\Omega_0 - 1}{bK^2 \Omega_0^2} + \frac{a_0}{\Omega_0} \frac{T_c - T_c}{T_c},$$

而 Khasanov 等对 $YBa_2Cu_3O_8$ 研究^[40]得到的 $\Delta T_c/T_c = 0.0068p$. 当外界压强是一变量时, 由方程(11)和

方程(12)可知, 当 $\frac{a_0}{\Omega_0} > 0$ 时, 随外压强增加, 高温超导体的临界温度 T_c 就要降低. Saito 等发现外压强从低慢慢增加到 1.4GPa, 超导 MgB_2 的临界温度 T_c 随外压强准线性减小 (-2.0 K/GPa). 他们发现超导 MgB_2 的临界温度 T_c 具有负的压力系数^[41]. Lorenz 等发现^[42]临界温度 T_c 以 $dT_c/dp = -1.6K/GPa$ 随压强线性减小 (如果临界温度减小 9K, 则外压强 p 增加 5.625GPa; 如果临界温度减小 6K, 则外压强 p 增加 3.75GPa; 如果临界温度减小 5K, 则外压强 p 增加 3.125GPa; 如果临界温度减小 3K, 则外压强 p 增

加 1.875GPa). 而这里如果取 $\frac{a_0 T_c}{\Omega_0} = 1960\text{K}^3/\text{GPa}$, 当初始临界温度 $T_{c_0} = 39\text{K}$ 和 $p_0 = 1.0\text{GPa}$, 由方程 (12) 可知, 如果临界温度减小 9K, 则外压强 p 增加 5.496GPa, 如果临界温度减小 6K, 则外压强 p 增加 3.977GPa, 如果临界温度减小 5K, 则外压强 p 增加 3.404GPa, 如果临界温度减小 3K, 则外压强 p 增加 2.154GPa. 它们与 Lorenz 等的结果^[42] 非常接近. 我们这里如果外压强变化范围很小则临界温度随外压强的变化可看作线性变化. Tomita 等发现超导 MgB_2 的临界温度 T_c 与作用在超导体上的静水压强有 $dT_c/dp \approx -1.11 \pm 0.02\text{K}/\text{GPa}$ 的关系^[43]. 但是我们这里得到 $\frac{dT_c}{dp} = -\frac{a_0 T_c}{\Omega_0} \frac{1}{T_c^2}$, 当 $-\frac{a_0}{\Omega_0} > 0$, 临界温度 T_c 随外压强增加而增加; 如果外压强变化范围很小则临界温度随外压强的变化可看作线性变化. 我们得到的结论与 Tomita 等发现超导 MgB_2 的临界温度随外压强的变化的结论的区别, 有可能是我们在理论计算过程作了些近似, 以及我们所使用的模型有些因素没有考虑到. Chen 等在 18 GPa 的压强下, 研究了 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 的超导临界温度与压强的关系^[44], 他们发现开始临界温度随压强的增加而增加, 然而当达到 8.5GPa 的压强后临界温度随压强的

进一步增加反而适当地减小.

5. 结 论

总之, 从理论上得到高温超导温度同作用高温超导体上的压强的一些表达式, 得到高温超导临界温度与作用在高温超导体上压强的关系. 理论上得到一些条件下高温超导的临界温度 T_c 随外压强的增加而降低, 如当外界压强是一变量时, $p = p_0 + \frac{a_0}{\Omega_0} \left(\frac{T_c}{T_c} - 1 \right) + \frac{\Omega_0 - 1}{bK^2\Omega_0^2}$ 和 $\frac{dT_c}{dp} = -\frac{a_0 T_c}{\Omega_0} \frac{1}{T_c^2}$, 当 $\frac{a_0}{\Omega_0} > 0$ 随外压强增加, 高温超导体的临界温度 T_c 就要降低. 某些条件下高温超导的临界温度 T_c 随外压强的增加而增加, 如有 $\frac{dT_c}{dp} = -\frac{a_0 T_c}{\Omega_0} \frac{1}{T_c^2}$, 当 $-\frac{a_0}{\Omega_0} > 0$, 临界温度 T_c 随外压强增加而增加. 高温超导体在外部压强的作用下, 外部施加的压强, 只有一部分反映在高温超导态. 如通过改变了部分载流子配对的有效相互作用而影响到高温超导态, 电-声相互作用导致的电子配对, 反铁磁作用导致的电子配对等等. 相信这里的结果提供了一个阐明反铁磁性和高温超导性的基本原理的线索.

- [1] Saxena S S, Agarwal P, Ahilan K *et al* 2000 *Nature* (London) **604** 587
- [2] Huxley A, Sheikin I, Ressouche E *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **63** 144519
- [3] Steglich F, Aarts J, Bredl C D *et al* 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 1892
- [4] Ott H R, Rudigier H, Fisk Z, Smith J L 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1595
- [5] Stewart G R, Fisk Z, Willis J O, Smith J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 679
- [6] Smith J L, Willis J O, Batlogg B, Ott H R 1984 *J. Appl. Phys.* **55** 1996
- [7] Jaccard D, Behnia K, Sierro J 1992 *Phys. Lett. A* **163** 475
- [8] Movshovich R, Graf T, Mandrus D, Thompson J D, Smith J L, Fisk Z 1996 *Phys. Rev. B* **53** 8241
- [9] Mathur N D, Grosche F M, Julian S R *et al* 1998 *Nature* **394** 39
- [10] Hegger H, Petrovic C *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4986
- [11] Taguchi Y, Hisakabe M, Ohishi Y, Yamanaka S, Iwasa Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 104506
- [12] Thomas F, Thomasson J, Ayache C, Geibel C, Steglich F 1993 *Physica B* **186-188** 303
- [13] Kawasaki Y, Ishida K, Mito T *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **63** R140501
- [14] Kawasaki Y, Ishida K, Kawasaki S *et al* 2004 *J. Phys. Soc. Jpn.* **73** 194
- [15] Muramatsu T, Tateiwa N, Kobayashi T C *et al* 2001 *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** 3362
- [16] Jerome D, Mazaud D, Ribault M, Bechgaard K 1980 *J. Physique Lett.* **41** L95
- [17] Jerome D, Schulz H J 2002 *Adv. Phys.* **51** 293
- [18] Bednorz J G, Müller K A 1986 *Z. Phys. B* **64** Bednorz J G, Müller K A 1988 *Rev. Mod. Phys.* **60** 585
- [19] Wu M K *et al* 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 908
- [20] Cava R J, Batlogg B, Kiyano K *et al* 1994 *Phys. Rev.* **49** 11890
- [21] Wang S F, Zhu Y B, Zhang Q *et al*, 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 842 (in Chinese)[王淑芳、朱亚彬、张 芹等 2002 物理学报 **51** 842]
- [22] Li L W, Cao S X, Li W F *et al*, 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3844 (in Chinese)[李领伟、曹世勋、黎文峰等 2005 物理学报 **54** 3844]

- [23] Yang Z H, Shi D N, Luo D F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3908 (in Chinese) [杨志红、施大宁、罗达峰 2004 物理学报 **53** 3908]
- [24] Zhao Z W *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10**
- [25] Zhang J *et al* 2001 *Chin. Phys.* **10**
- [26] Chen L 2000 *Chin. Phys.* **9**
- [27] Dorsey A T 1992 *Phys. Rev. B* **46** 8376
- [28] Klemm R A, Luther A, Beasley M R 1975 *Phys. Rev. B* **12** 877
- [29] Ivlev B I, Kopnin N B 1989 *J. Low Temp. Phys.* **77** 413
- [30] Kopnin N B, Ivlev B I, Kalatsky V A 1993 *J. Low Temp. Phys.* **90** 1
- [31] Liang F Y, Li Z H 2002 *Commun. Theor. Phys.* (Beijing, China) **38** 379
- [32] Liang F Y, Jiang W Z 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2431 (in Chinese) [梁芳营、姜文植 1997 物理学报 **46** 2431]
- [33] Liang F Y, Qing X, Zhong Y R, Ding S H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2588 (in Chinese) [梁芳营、青 心、钟玉荣、丁双红 2003 物理学报 **52** 2588]
- [34] Liang F Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 898 (in Chinese) [梁芳营 2002 物理学报 **51** 898]
- [35] Albert Schmid 1966 *Phys. Kondens. Materie* **5** 302
- [36] Liang F Y *et al* 2004 *Physica C* **406** 115
Liang F Y *et al* 2004 *Physica C* **411** 89
- [37] Liang F Y 2004 *Physica C* **402** 174
- [38] Tateiwa N, Kobayashi T C, Amaya K *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **69** 180513 (R)
- [39] Modak P, Verma A K, Gaitonde D M *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **70** 184506
- [40] Khasanov R, Schneider T, Keller H 2005 *Phys. Rev. B* **72** 014524
- [41] Saito E, Taknenobu T, Ito T *et al* 2001 *J. Phys. : Condens. Matter* **13** L267
- [42] Lorenz B, Meng R L, Chu C W *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **64** 012507
- [43] Tomita T, Hamlin J J, Schilling J S *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **64** 092505
- [44] Chen X J, Viktor V. Struzhkin *et al* 2004 *Phys. Rev. B* **70** 214502

Study of high temperature superconduction under pressure^{*}

Liang Fang-Ying^{1,2)†} Liu Hong¹⁾ Li Ying-Jun¹⁾

¹ *China University of Mining and Technology, Beijing 100085, China*

² *Institute of Science and Technology for OPTO-Electronic Information of Yantai University, Yantai 264005, China*

(Received 26 September 2005 ; revised manuscript received 11 January 2006)

Abstract

We used a time-dependant Ginzburg-Landau modified model to calculate the model under pressure. We obtained some expressions for the relation between the external pressure and the temperature of superconductivity. In some special cases, the critical temperature decreases with applied pressure. In some other cases, the critical temperature increases with applied pressure.

Keywords : high temperature superconductor, pressure, critical temperature

PACC : 7400, 7410, 7430L, 7460M

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2002CB412705).

[†] E-mail : Liangyangming882@126.com