

# 层状铜氧化物超导体的有限温 Landau 理论

吴建宝

(池州师范专科学校物理系, 池州 247000)

(2005 年 6 月 17 日收到, 2005 年 10 月 28 日收到修改稿)

采用有限温的 Landau 理论来描述层状铜氧化物超导体中的竞争序和层间 Josephson 隧道效应. 通过讨论单层和双层铜氧面结构的超导体中序参量的相图, 并与实验相比较来确定理论中唯象参数的合理范围, 同时也解释了在最佳掺杂区附近能隙的转变温度远高于与之对应的能量尺度这个颇具疑惑的实验事实. 再将理论应用到多层的超导体系, 计算了超导转变温度  $T_c$ . 随体系层数  $N$  的变化, 在合理的参数空间里, 最佳掺杂区附近的计算结果与现有的实验相一致, 而在极度欠掺杂区和极度过掺杂区的单调性上升可作为理论预言.

关键词: 竞争序, 层间 Josephson 隧道效应, 电荷不平衡, 能隙

PACC: 7420M, 7470J, 7450

## 1. 引 言

随着 Bednorz 和 Müller<sup>[1]</sup>的开拓性工作, 包括 Bi 系和 Tl 系在内的 4 个系列的高温超导氧化物相继问世后, 使得高温超导的研究一直成为凝聚态物理中较热门的课题. 高温超导的重要现象是高温超导的转变温度  $T_c$  随掺杂浓度  $x$  的相图是倒钟形的并伴有正常态能隙的出现. 同时, 实验证实这些高温超导氧化物都具有以  $\text{CuO}_2$  面为基础的层状结构以及很强的二维特性, 而  $\text{CuO}_2$  面在高  $T_c$  的氧化物超导体中扮演着重要的角色, 如 Hg 系<sup>[2]</sup>的  $T_c(N)$  相图 (即  $T_c$  随  $\text{CuO}_2$  面层数  $N$  的变化) 也是倒钟形的, 并在  $N=3$  或 4 的体系<sup>[2,3]</sup>中出现  $T_c$  的最大值. 如今这些现象的产生机制对于研究者而言仍然是个挑战.

所有新发现的铜氧化物高温超导体都是经由反铁磁绝缘体的母体化合物掺杂而形成<sup>[4,5]</sup>, 以及  $T_c$  随掺杂浓度的非单调性变化均表明超导体中电子间的强关联作用是非常重要的<sup>[6]</sup>. 可是常规超导的电声机理是否适用高温超导至今未能明确<sup>[7,8]</sup>. 这就表明不能完全用 Bardeen-Cooper-Schrieffer 的平均场理论来描述高  $T_c$  的铜氧化物超导体. Chakravarty, Kee 和 Völker 对此的解决方案<sup>[9]</sup>是在引入竞争序的基础上提出一个零温的 Landau 理论, 重点强调竞争序 (如 DDW 序)<sup>[10]</sup>对超导序的抑制和层间 Josephson 隧

道效应对超导序的增强<sup>[11]</sup>, 该理论较好地解释了高温超导的  $T_c(x)$  和  $T_c(N)$  相图. 然而对于零温理论还有一些值得商榷的地方: (1) 当两种序参量之间出现竞争时, 零温超导序参量与超导的转变温度之间是否有着明确的联系仍然未知, 即使是在超导序参量单独存在时也是如此. (2) 在多层超导体系中, 尽管有人假定零温的超导序参量与超导转变温度是一个线性关系, 随着体系中层指标的变化, 用序参量的哪一种表示来联系超导转变温度仍不清楚. (3) 超导电性中竞争序提出的潜在动机是依赖于能隙与配对能隙是相互独立的实验设想. 从文献 [12] 中具体的实验数据看, 能隙的能量尺度在掺杂浓度为  $x=0.19$  时外推到零, 但在同样的掺杂情况下能隙现象在温度  $T > T_c$  仍然会出现. 这些就已经揭示出表征能隙的零温竞争序与能隙序的转变温度并非是一种线性的关系. 为解释这个反常现象, 文献 [9] 的作者采用超导序  $\Psi$  和竞争序  $D$  的组合形式  $\sqrt{\Psi^2 + D^2}$  来定义能隙, 一般而言没有微观的理论依据来支持能隙的这种组合. (4) 忽略了这些序参量的量子涨落, 这是平均场理论的不足之处, 也是平均场理论自身无法克服的.

文献 [13] 在非平均场的理论框架下采用自旋波来分析各向异性的 XY 模型, 清楚地解释了 Hg 系超导体的转变温度  $T_c$  随铜氧面层数  $N$  变化趋势的实验事实. 基于以上所述关于零温 Landau 理论的前三点不足之处, 本文在平均场的理论框架下采用一个有限温 Landau 理论来描述层状结构铜氧化物超导

体中竞争序和层间隧道效应,并能唯一地确定两种序参量的转变温度.首先是讨论超导序参量和 DDW 序参量单独存在时的有限温理论形式,再引入两种序参量间的耦合,通过考虑无电荷重新分布<sup>[14]</sup>的单层体系和双层体系超导体来重新认识零温的序参量和转变温度之间的关系,同时也确定有限温理论中唯象参数的取值范围.最后,再推广到多层体系超导体的情况并计算得到  $T_c(N)$  的相图.在合理的参数空间里,理论结果与实验<sup>[2]</sup>相一致并对零温 Landau 理论<sup>[9]</sup>作了有力的补充.

## 2. 单层和双层超导体

首先考虑超导序是唯一序参量的简单情况,已经知道的是对于弱耦合的 s 波超导体零温能隙和转变温度的普适关系式为  $2\Psi_0/T_c = 3.52$ ; 而弱耦合 d 波超导体为  $2\Psi_0/T_c = 4.16$ . Landau 型的理论可以由一个有效的微观模型推导得到,但要得到零温极限的理论是非常困难的.所以考虑在转变温度  $T_c$  附近与微观理论的结果相符具有标准的 Landau 理论的形式,该形式可以给出一个定性的序参量与温度的关系并能定出一个正确的  $\Psi_0/T_c$  的比值.不失一般性,重新标度温度使得  $\Psi_0/T_c = 1$ , 那么超导序的自由能密度函数可表示如下:

$$f_s = [\alpha(x) + \beta T^2] |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4, \quad (1)$$

式中采用了文献 9 中的参数  $\alpha(x) = 10(x - 0.3)$ ,  $\beta = 2$ . 从 (1) 式中可由自由能极小的条件得到  $T_c = \Psi_0 / \sqrt{-\alpha(x)\beta}$ . 此时在  $T_c$  附近  $|\Psi|^2$  前的系数可表示为  $2\beta T_c(T - T_c)$ , 显然这是 Landau 理论的常见形式.

以上的讨论同样可以推广到 DDW 序是唯一序参量的情形,那么 DDW 序的自由能密度函数也可表示为

$$f_D = [\alpha(x) + qbT^2] D^2 + \frac{b}{2} D^4, \quad (2)$$

式中仍采用文献 9 中的参数  $\alpha(x) = 27(x - 0.22)$ ,  $b = 2$  而  $q$  是新引入的唯象参数. 这里 DDW 序单独存在时的转变温度为  $T_D = \sqrt{-\alpha(x)qb} = D_0/\sqrt{q}$ ,  $D_0$  是零温时的序参量. 因为已经设定了  $\Psi_0/T_c = 1$ , 那么就没有更多的自由度来设定  $q = 1$  事实上  $q$  的值是由  $q = (D_0/T_D)^2 (\Psi_0/T_c)$  来决定的. 这样,较小的  $q$  值即意味 DDW 序更能容忍热涨落的抑制. $q$

的取值范围将在下面的讨论中来确定.

在上述讨论的基础上将两种序参量耦合在一起即可得到单层  $\text{CuO}_2$  面结构超导体的自由能密度函数表达式,

$$f = [\alpha(x) + \beta T^2] |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + [\alpha(x) + qbT^2] D^2 + \frac{b}{2} D^4 + gD|\Psi|^2 \quad (3)$$

式中  $g = 1.2$  为两序参量的耦合系数. 由 (3) 式可求得零温时两种序参量关于掺杂浓度  $x$  的函数式  $\Psi_0(x)$  和  $D_0(x)$ , 同时也可唯一地确定这两种序参量的转变温度  $T_c(x)$  和  $T_D(x)$ . 这样,避免了文献

[9] 中采用  $T_D \propto \sqrt{\Psi_0^2 + D_0^2}$  来定义能隙,正如以上所述能隙的这种组合是没有微观理论的支持,况且转变温度  $T_D$  与组合能隙的联系也是未知的. 根据自由能极小条件超导序参量  $\Psi$  的转变温度  $T_c$  可由下式确定:

$$\alpha(x) + \beta T_c^2 + gD^2 = 0. \quad (4)$$

(4) 式中竞争序  $D$  在  $T = T_c$  时的函数形式为

$$D = \sqrt{-[\alpha(x) + qbT_c^2] \beta}. \quad (5)$$

同样竞争序的转变温度  $T_D$  可由下式确定:

$$\alpha(x) + qbT_D^2 + g\Psi^2 = 0. \quad (6)$$

(6) 式中超导序  $\Psi$  在  $T = T_D$  时的函数形式为

$$\Psi = \sqrt{-[\alpha(x) + \beta T_D^2] \beta}. \quad (7)$$

(4)–(7) 式中  $T_c$  和  $T_D$  更简洁的形式不能给出,因为 (5) 和 (7) 式中还必须考虑到  $D \geq 0$  和  $\Psi \geq 0$ . 根据 (4)–(7) 式在参数取  $q = 0.1, 0.6, 1.0, 1.5$  时作出两种序参量及其转变温度的曲线如图 1(a)–(b) 所示. 在整个的掺杂区内图 1(b) 始终有  $\Psi_0/T_D = 1$  成立,而在其他的几个取值情况即在图 1(a)–(c)–(d) 中则不成立,而同样在图 1(b) 中  $D_0/T_D$  的比值却不是一个常数. 图 1(b) ( $q = 0.6$ ) 的情况之所以是个特例是由于其中的参数满足等式  $qb - g = 0$ , 正是由于满足此等式使得零温的超导序参量与其转变温度之间呈线性关系. 另外,当图 1(a)–(d)  $q$  值太小或太大时,  $T_c$  随掺杂浓度  $x$  的变化是倾斜的,而非高温超导相图比较对称的倒钟形曲线. 根据以上的讨论,参数  $q$  的合理取值范围应是  $0.6 \leq q < 1.0$ .

这里再讨论  $q = 0.6$  时(图 1(b))的有趣特征: 在低掺杂区竞争序的转变温度  $T_D$  一直处于  $T_c$  之上而在掺杂量  $x = 0.198$  时突然降为零,同时在此掺杂浓度附近零温 DDW 序也消失了. 从曲线的变化

趋势可知,在  $x = 0.198$  处序参量  $D$  的消失并非热效应的抑制,而是由于超导序的竞争所产生的抑制.这也就很好地解释了此前疑惑:隙能隙的能量在掺

杂量  $x = 0.19$  处外推到零,但在同样的掺杂情况下,隙能隙现象在温度  $T > T_c$  仍会出现,这可作为此平均场理论的一个成功之处.

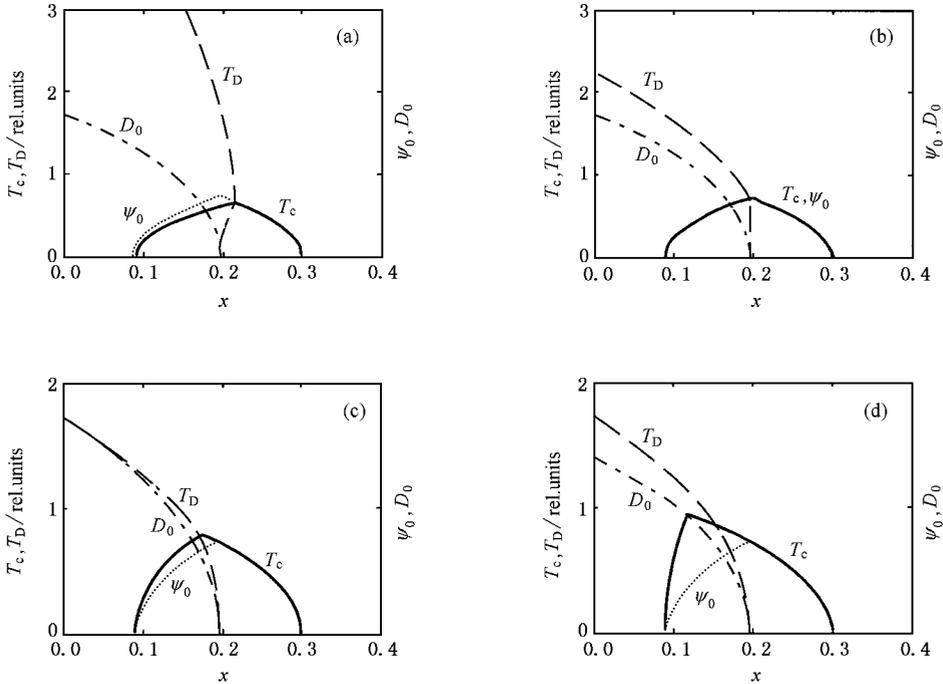


图 1 单层体系零温超导序  $\Psi_0$  和竞争序  $D_0$  及两种序参量的转变温度  $T_c$  和  $T_D$  随掺杂浓度  $x$  的变化曲线 (a) $q=0.1$  (b) $q=0.6$  (c) $q=1.0$  (d) $q=1.5$

接着再考虑双层  $\text{CuO}_2$  面结构的超导体.对体系自由能密度函数的调整是引入了层间隧道效应项,

$$f = \sum_{n=1}^2 \left( [\alpha(x) + \beta T^2] |\Psi_n|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi_n|^4 + [\alpha(x) + qbT^2] D_n^2 + \frac{b}{2} D_n^4 + gD_n^2 |\Psi_n|^2 - \mathcal{K} \Psi_1^* \Psi_2 + \text{c.c.} \right), \quad (8)$$

式中,参数  $J=0.3$  是层间隧道效应的能量系数,  $\Psi_n$  和  $D_n$  表示体系中各  $\text{CuO}_2$  面层中的序参量.根据序参量的数值关于层指标的对称性,两种序参量及其转变温度随掺杂浓度变化的分析处理与单层体系相同.在参数同样的取值条件下得到的曲线如图 2 所示.图 2 的曲线变化行为与单层体系几乎相同.同时,满足等式  $qb - g = 0$  的图 2(b) (即  $q = 0.6$ ) 仍然是个特例.层间隧道效应项的引入增强了超导序使其上限增加到  $x = 0.33$ , 同时又抑制了竞争序使其上限降至  $x = 0.188$ , 而对超导序的增强可由  $\alpha(x) - J \rightarrow 1(\alpha(x) - 0.33)$  很好地来理解.

### 3. 多层超导体系

以上讨论了单层和双层超导体系,再将其推广到多层超导体系,则体系的自由能密度函数可表示为

$$f = \sum_{n=1}^N \left( [\alpha(x) + \beta T^2] |\Psi_n|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi_n|^4 + [\alpha(x) + qbT^2] D_n^2 + \frac{b}{2} D_n^4 + gD_n^2 |\Psi_n|^2 - \mathcal{K} \Psi_n^* \Psi_{n+1} + \text{c.c.} \right), \quad (9)$$

式中,  $N$  为体系的总层数,  $n$  是体系中的层指标.由于层间电荷的不平衡分布使得体系每层中的掺杂浓度  $x_n$  与体系的平均掺杂浓度  $x$  不同.根据文献 [9, 14] 多层超导体系中外层 ( $n = 1$  或  $n = N$ ) 中的掺杂浓度  $x_{\text{out}}$  和内层 ( $1 < n < N$ ) 中的掺杂浓度  $x_{\text{in}}$  可由下式来表示:

$$\begin{aligned} x_{\text{out}} &= [1 + \varepsilon/2]x, \\ x_{\text{in}} &= [1 - \varepsilon(N - 2)]x, \end{aligned} \quad (10)$$

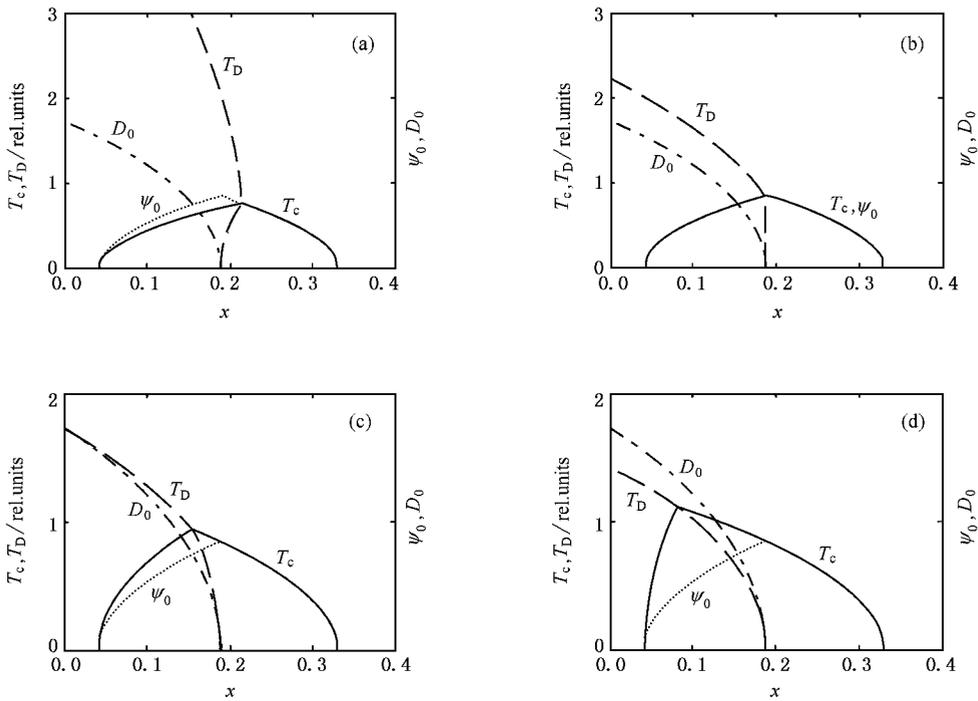


图2 双层体系中零温超导序  $\Psi_0$  和竞争序  $D_0$  及两种序参数的转变温度  $T_c$  和  $T_D$  随掺杂浓度  $x$  的变化曲线 (a)  $q=0.1$  (b)  $q=0.6$  (c)  $q=1.0$  (d)  $q=1.5$

式中,  $x$  为多层体系的平均掺杂浓度, 参数  $\epsilon = 0.085, 0.39, 0.61$  分别对应于  $N=3, 4, 5$  的多层超导体. 以上描述层间的不平衡掺杂关系的(10)式, 实验上主要是在  $x \geq 0.18$ <sup>[14]</sup> 掺杂区域测得的, 但对于层数确定的体系参数  $\epsilon$  的取值可以认为是不变的, 这样就可以外推得到欠掺杂区和过掺杂区的  $x_n$ . 根据自由能极小的条件可得到决定  $T_c$  的线性方程,

$$[\alpha(x_n) + \beta T^2 + gD_n^2] \Psi_n - J(\Psi_{n+1} + \Psi_{n-1}) = 0, \tag{11}$$

式中,  $D_n^2 = \max\{0, -[\alpha(x_n) + qbT^2]b\}$ , 层指标取值为  $n = 1, 2, \dots, N$ . 方程(11)有非零解的条件是线性方程的行列式为零, 从而唯一地确定  $T_c$ . 而非文献[9]中用超导序参数的三种形式来联系  $T_c$ . 考虑到超导序  $\Psi_n$  在多层体系中关于层指标  $n$  的对称性, 这减少了独立变量  $\Psi_n$  的个数. 下面给出表示  $N = 1-5$  超导体系中序参数的线性方程.

1)  $N=1$ , 单层体系只含有唯一的超导序参量,

线性方程是一元的,

$$[\alpha(x) + \beta T^2 + gD^2] \Psi = 0. \tag{12}$$

2)  $N=2$ , 由对称性可知双层体系也只含有一个独立的超导序参量, 线性方程也是一元的,

$$[\alpha(x) + \beta T^2 + gD^2] \Psi - J\Psi = 0. \tag{13}$$

3)  $N=3$ , 由对称性可知三层体系含有两个独立的超导序参量, 线性方程组是二元的,

$$\begin{pmatrix} \alpha(x_{out}) + gD_{out}^2 & -J \\ -J & \alpha(x_{in}) + gD_{in}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = 0. \tag{14}$$

4)  $N=4$ , 由对称性可知四层体系也只含有两个独立的超导序参量, 线性方程组也是二元的,

$$\begin{pmatrix} \alpha(x_{out}) + gD_{out}^2 & -J \\ -J & \alpha(x_{in}) + gD_{in}^2 - J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = 0. \tag{15}$$

5)  $N=5$ , 由对称性可知五层体系含有三个独立的超导序参量, 线性方程组是三元的,

$$\begin{pmatrix} \alpha(x_{out}) + gD_{out}^2 & -J & 0 \\ -J & \alpha(x_{in}) + gD_{in}^2 & -J \\ 0 & -2J & \alpha(x_{in}) + gD_{in}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \end{pmatrix} = 0. \tag{16}$$

(12)–(16)式中,  $x_{in}$  和  $x_{out}$  是层间电荷不均匀分布所对应的内层和外层  $\text{CuO}_2$  面中的掺杂浓度,  $D_{in}$  和  $D_{out}$  所对应的是内层和外层中的竞争序。(12)–(16)式有非零解的条件是其行列式为零, 由此可唯一地定出多层超导体系的  $T_c$ 。

### 3.1. 最佳掺杂区

在最佳掺杂区附近的  $x = 0.16, 0.20, 0.22$  掺杂浓度处, 参数  $q$  可在合理范围(即  $q = 0.6–1.0$ )内取值, 计算得到的曲线如图 3 所示。由图 3 可见, 当  $x = 0.20$  时,  $T_c$  随掺杂浓度  $x$  的变化是非单调的, 并在  $N = 3$  或  $N = 4$  时出现极值。结果定性上与文献

[2] 中的实验结论相一致。当  $x = 0.16$  时,  $T_c(N)$  也有相同的变化趋势。对于超导转变温度的这种非单调性变化, 是由于具有多层  $\text{CuO}_2$  结构的超导体中层间 Josephson 隧道效应和电荷不均匀分布相互合作的结果。层间 Josephson 隧道效应增强超导序使得  $T_c$  上升, 而层间的电荷不均匀分布诱导出与超导序相竞争的竞争序——竞争序 (DDW 序为其中一种) 从而削弱超导序, 这就使得  $T_c$  呈现先上升后下降的非单调性变化。当  $x = 0.22$  时,  $T_c(N)$  是单调上升的, 原因是此时 DDW 序很弱或已不存在, 这可参见过掺杂区的情况。

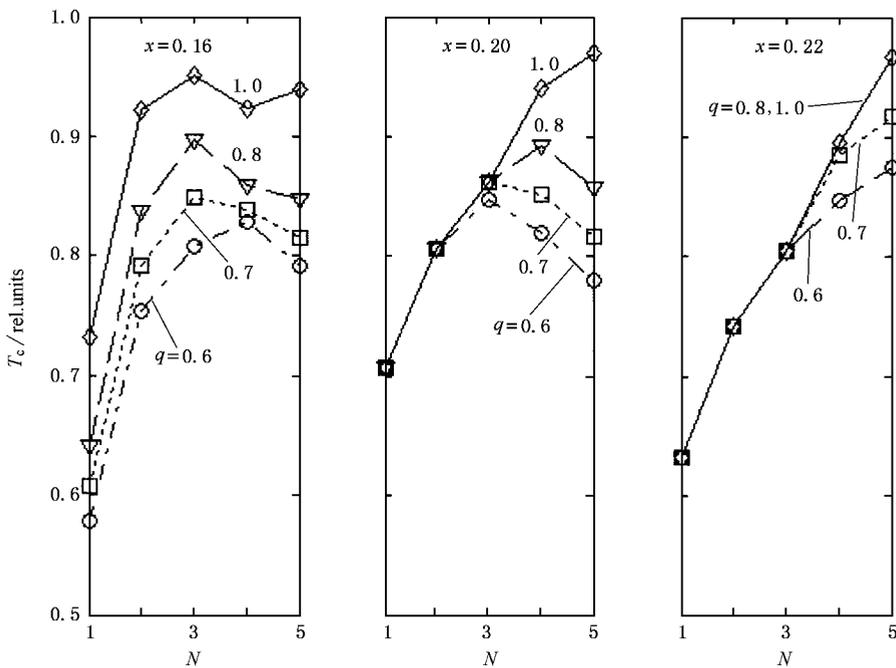


图 3 最佳掺杂区在  $x = 0.16, 0.20, 0.22$  处的  $T_c(N)$  曲线 参数的取值范围为  $q = 0.6–1.0$

### 3.2. 欠掺杂区

在欠掺杂区  $x = 0.10, 0.12, 0.14$  处, 参数  $q$  的合理取值为  $q = 0.6–1.0$ , 计算得到的  $T_c(N)$  曲线如图 4 所示。由图 4 可见, 在相对较低掺杂浓度(  $x = 0.10$  和  $x = 0.12$  )的情况下  $T_c$  随  $N$  的变化是单调的。这是由于较低的掺杂浓度时 DDW 序比较大, 各层中的竞争序几乎是不变的。由此可近似地把 DDW 序视为一个不变的背景, 那么层间 Josephson 隧道效应对超导序的增强就使得  $T_c$  随  $N$  单调上升。而相对较高的掺杂浓度(  $x = 0.14$  )  $T_c$  的变化是非单调的, 且在  $N = 3$  或  $N = 4$  时出现峰值。这是由于此时

DDW 序相对较弱已不能再视为不变的背景, 从而就对  $T_c$  产生调制作用。由于在欠掺杂区没有相关的实验数据, 故此数值结果可作为理论的预言。

### 3.3. 过掺杂区

在过掺杂区(  $x = 0.25, 0.28, 0.30$  ), 计算得到的  $T_c(N)$  曲线如图 5 所示。由图 5 可见, 在  $q$  的整个取值区间里,  $T_c$  随  $N$  的变化是单调的且  $T_c$  不再随  $q$  取值的改变而变化。这是由于在过掺杂区 DDW 序已不存在或是非常弱, 也就不能再对超导序产生抑制作用, 所以  $q$  的取值就失去对  $T_c$  的调制作用。这里  $T_c(N)$  的变化定性上也与实验<sup>[14]</sup>相一致, 在文献

[14] 中给出了在过掺杂区 ( $x = 0.25$ ), 三层体系 ( $N = 3$ ) 的  $T_c = 77$  K, 而四层体系 ( $N = 4$ ) 的  $T_c = 117$  K, 与图 5 中的  $T_c(3) < T_c(4)$  相一致. 而对于  $N > 5$  的

多层体系和掺杂浓度为  $x > 0.25$  的  $T_c$  目前还没有相关的实验数据, 因此在极度过掺杂区  $T_c$  随  $N$  的变化是单调上升的也可作为此理论的预言.

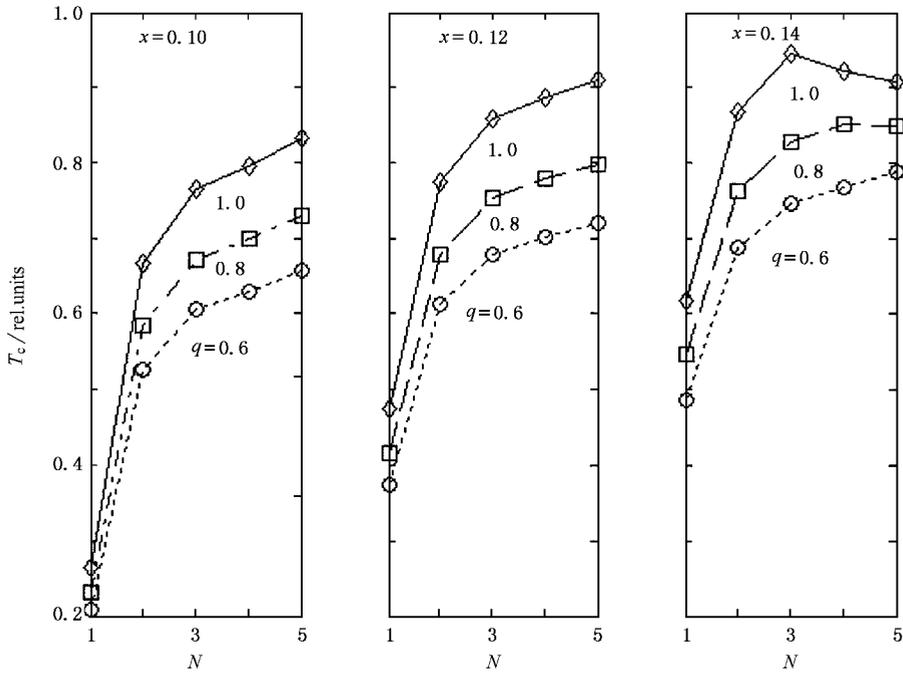


图 4 欠掺杂区在  $x = 0.10, 0.12, 0.14$  处的  $T_c(N)$  曲线 参数的取值为  $q = 0.6, 0.8, 1.0$

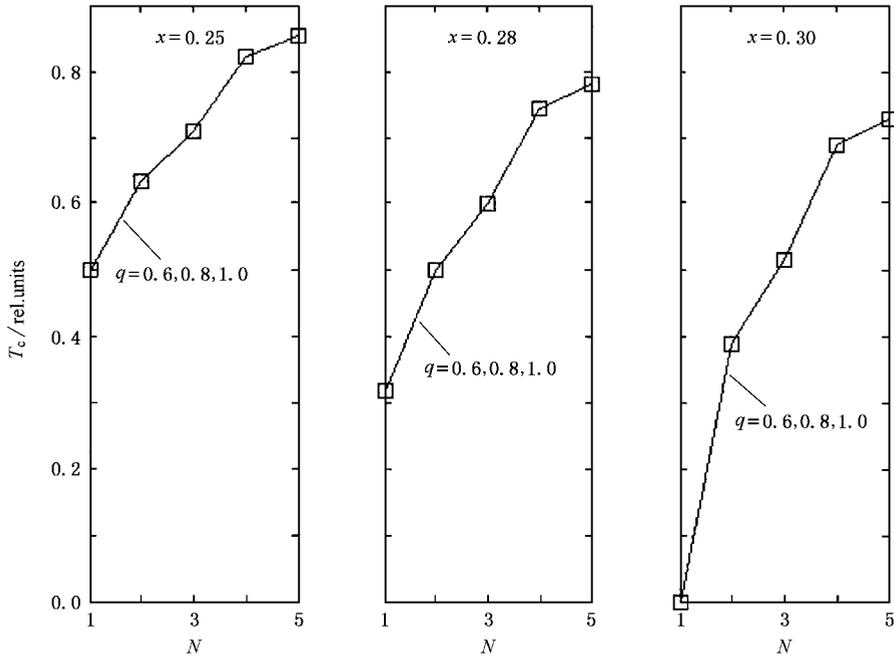


图 5 过掺杂区在  $x = 0.25, 0.28, 0.30$  处的  $T_c(N)$  曲线 参数的取值为  $q = 0.6, 0.8, 1.0$

### 3.4. 电荷不平衡的重要性

当导电层无电荷重新分布时,各层的载流子浓度均是相同的.不失一般性,考虑在掺杂浓度  $x = 0.14, 0.20, 0.25$  时,参数  $q$  在合理取值范围内取  $q = 0.6, 0.8, 1.0$ ,计算得到  $T_c(N)$  的变化如图 6 所

示.由图 6 可见,层间隧道效应对超导序的增强使得  $T_c$  随  $N$  的变化几乎是线性的.由此表明,电荷的重新分布对于多层超导体而言是非常重要的,它与层间 Josephson 隧道效应均是多层  $\text{CuO}_2$  面结构超导体的  $T_c$  随  $\text{CuO}_2$  面层数  $N$  非单调性变化的重要原因.

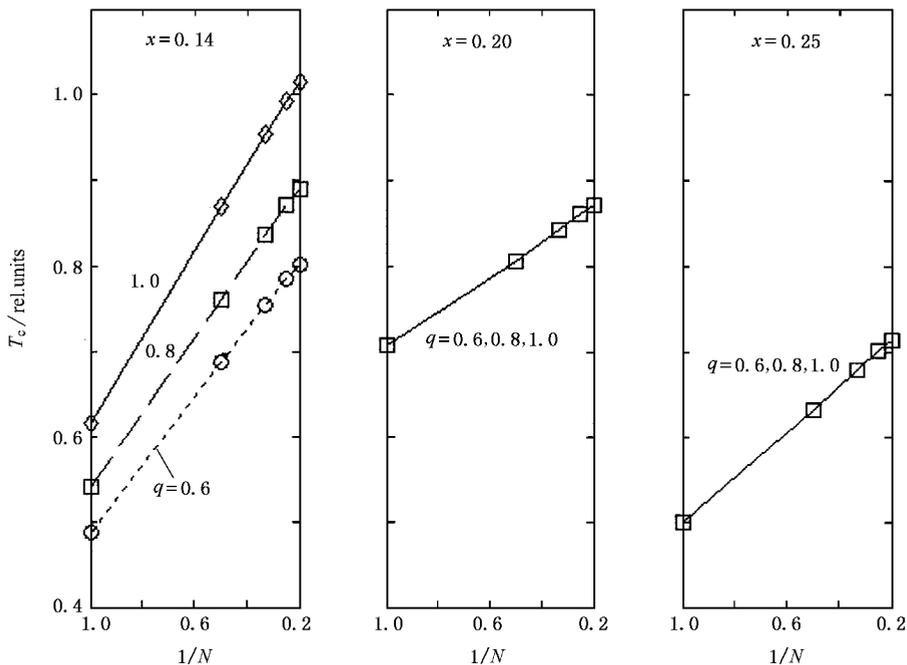


图 6 电荷均匀分布的情况下在掺杂浓度  $x = 0.14, 0.20, 0.25$  处的  $T_c(N)$  曲线. 参数的取值为  $q = 0.6, 0.8, 1.0$ .

## 4. 结 论

本文提出的有限温 Landau 理论较好地描述铜氧化物导体中的竞争序以及层间隧道效应,它是零温 Landau 理论的推广和有力补充,在合理参数范围内可以唯一地定出超导的转变温度  $T_c$ . 对于单层和双层体系,讨论了存在竞争序时零温序参量与其相联系的转变温度的关系,同时也解释了在最佳掺杂区附近能隙温度远高于与其相对应的能量尺度这样一个颇具疑惑的实验事实. 将理论应用到多层体系中计算了  $T_c(N)$  的变化关系,在合理参数范围内最佳掺杂区附近  $T_c$  的非单调性变化与已有的实

验结果相一致,并预言了在极度欠掺杂区和极度过掺杂区铜氧化物高温超导体的  $T_c$  随  $\text{CuO}_2$  面层数  $N$  的变化是单调上升的.

这里需指出的是,以上所提到 DDW 序是作为竞争序的一种,采用的处理方法也是一般的;DDW 序的一个特殊性质是其能在动量空间产生一个 d 波对称的能带型能隙<sup>[9]</sup>,这点已被角分辨光电子发射谱实验<sup>[15]</sup>所证实. 而关于 DDW 序的其他性质还需要进一步的实验对其进行研究.

衷心感谢南京大学物理系王强华教授对本文工作的指导和帮助.

[1] Bednorz J G, Müller K A 1986 *Z. Phys.* B **64** 189

[2] Scott B A, Suard E Y, Tsuei C C *et al* 1994 *Physica C* **230** 239

[3] Kuzemskaya I G, Kuzemsky A L, Cheglokov A A 2000 *J. Low Temp. Phys.* **118** 147

- [ 4 ] Anderson P W , Baskaran G , Zou Z *et al* 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2790
- [ 5 ] Feng S P 1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 1492( in Chinese ) [ 冯世平 1989 *物理学报* **38** 1492 ]
- [ 6 ] Anderson P W 1987 *Science* **235** 1196
- [ 7 ] Tan M Q , Tao X M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1193( in Chinese ) [ 谭明秋、陶向明 2001 *物理学报* **50** 1193 ]
- [ 8 ] Yang H S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1197( in Chinese ) [ 杨宏顺 2001 *物理学报* **50** 1197 ]
- [ 9 ] Chakravarty S , Kee H Y , Völker K 2004 *Nature* **428** 53
- [ 10 ] Chakravarty S , Laughlin R B , Morr D K *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **63** 094503
- [ 11 ] Wheatley J M , Hsu T C , Anderson P W 1988 *Nature* **333** 121  
Chakarvarty S , Sudio A , Anderson P W *et al* 1993 *Science* **261** 337
- [ 12 ] Tallon J L , Williams G V M , Lom J W 2000 *Physica C* **338** 9
- [ 13 ] Zaleski T A , Kopeć T K 2005 *Phys. Rev. B* **71** 014519
- [ 14 ] Kotegawa H , Iokunaga Y , Ishida K *et al* 2001 *Phys. Rev. B* **64** 064515
- [ 15 ] Damascelli A , Hussain Z , Shen Z X 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 473

## A finite-temperature Landau theory for multilayered cuprate superconductors \*

Wu Jian-Bao

( Department of Physics , Chizhou Teachers College , Chizhou 247000 , China )

( Received 17 June 2005 ; revised manuscript received 28 October 2005 )

### Abstract

A finite-temperature Landau theory is proposed to describe competing orders and interlayer tunneling in multilayered cuprate superconductors. For mono- and double-layered superconductors , the zero temperature order parameters and transition temperatures are calculated as functions of doping concentration. By comparing such phase diagrams with relevant experiments , the phenomenological parameters in the theory are determined. Then we apply the theory to multilayered superconductors and determine the superconducting transition temperature as a function of layer number  $N$  in the underdoped , nearly optimally doped and overdoped region , respectively. In a reasonable parameter space the result of optimally doped region turns out to be in agreement with experiment , and as theoretical predictions , in the very underdoped and very overdoped case ,  $T_c$  increases monotonically with  $N$ .

**Keywords** : competing orders , Josephson interlayer tunneling , charge imbalance , pseudo-gap

**PACC** : 7420M , 7470J , 7450