

超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 中局域的有阻态

周先意 张其瑞 管惟炎

(中国科学技术大学物理系)

1987 年 9 月 1 日收到

本文系统地研究了在无外磁场时,超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 的 $I-V$ 特性. 观察到电流引起的由超导态向正常态的转变是以阶梯跃变的方式完成的. 阶梯的出现是局域的, 且与电流扫描速率有关. 分析表明, 有阻态阶梯的出现, 是由于材料本身的不均匀性而导致热斑出现的结果. 一维热流方程可以用来描述金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 局域的有阻态, 但必须计及各热斑间的相互作用和样品本身的自吸热等效应.

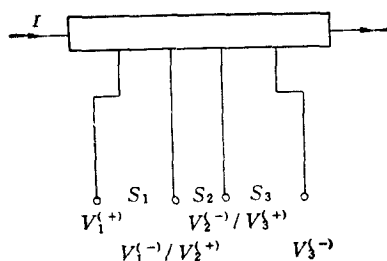
一、引 言

平均场理论预言, 对处于超导态的一维超导细丝通以电流 I , 若 I 值小于样品的临界电流 I_c , 即 $I < I_c$, 样品处于完全的超导态; 当 $I > I_c$ 时, 则样品处于完全正常态. 实际上, 以电流破坏其超导电性的问题并非如此简单. 实验表明, 除完全的超导态或正常态外, 还存在着一种既非均匀超导又非完全正常的状态, 即所谓的有阻态, 这是一种超导和正常共存的状态. 如第 I 类超导体的中间态和第 II 类超导体的磁通流动状态, 就是最为常见的有阻态. Huebener 和 Gallus 指出^[1], 电流引起超导电性的破坏, 除了应当考虑电磁效应外, 在电流密度很大时, 热效应也起着重要作用, 有时甚至起着决定性的作用. 大量实验观察到, 在低维超导体中, 有阻态的最显著特征是, 由电流引起的由超导态向正常态的转变过程呈现为一系列阶梯结构. Skocpol, Beasley 和 Tinkham (以下简称 SBT) 提出了相位滑移中心 (phase-slip center, 以下简称 PSC)^[2] 和热斑 (hot-spot) 模型^[3] 分别解释了靠近 T_c 和远离 T_c 时这些有阻态阶梯的特征. 管惟炎等人在急冷的 Al-Si^[4] 和 Al-Si-Ge^[5] 超导合金中, 观察到了类似的阶梯结构. 在其它大块材料中未见报道, 对阶梯出现的规律没有系统的研究, 对于大块超导体中这种有阻态阶梯的起因也缺乏了解. 因此探讨大块超导材料中有阻态阶梯结构的物理起源, 是十分必要的.

本文系统地研究了金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 在无外磁场时的 $I-V$ 特性, 在非晶态合金中观察到 $I-V$ 转变曲线上呈现出阶梯结构, 并对这些有阻态阶梯出现的物理机制作了讨论.

二、实 验 方 法

实验所用的样品是用 melt-spinning 方法制得的、并时效两年的金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 条带, 经 X 射线衍射证明其仍为非晶态结构. 用恒流源给样品提供电流, 电流的数值取自于标准电阻上的电压值. 在同一条样品上做了四根电压引线, 以便比较同一条样品中三个

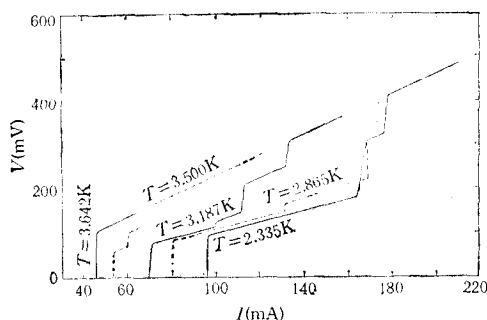
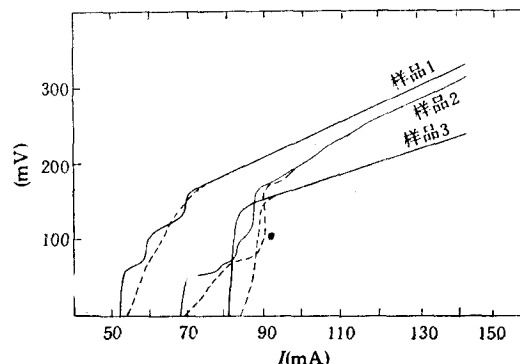
图1 金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 分段性质测量示意图

不同部分的性质(如图1)。用四笔 X-Y 记录仪同时记录样品的第一部分、第二部分以及第三部分(以下简称样品1、样品2和样品3)在给定温度下的 $I-V$ 曲线。利用低温温度自动控制减压系统,对液氦池减压并自动调节温度,使实验期间温度变化小于 1mK ; 用经过标定的 Ge 电阻温度计,测量样品所在处液氦池的温度。

三、结果与讨论

图2给出了样品1在不同温度下,以相同的电流扫描速率所得到的 $I-V$ 曲线中的典型曲线。由图2可见,电流引起的由超导态向正常态的转变是以阶梯跃变的方式完成的。每一个阶梯都有一个确定的微分电阻。阶梯的数目及宽度与温度有关。随着温度的增高,阶梯的宽度变窄,以致当 $T \geq 3.640\text{K}$ 时,除了相应于完全正常态的阶梯外,低电压阶梯不复出现。为了叙述简便,以下按阶梯电压由低到高的顺序分别称为第一阶梯、第二阶梯……。

我们采用了四笔 X-Y 记录仪同时记录了样品1、样品2和样品3的 $I-V$ 超导态向正常态转变曲线,其典型结果如图3所示。图3表明,在 $T = 3.495\text{K}$, 样品1的第一阶梯所对应的电流为 52mA , 样品2的为 69mA , 而样品3的为 81mA ; 同时可以看出,样品

图2 超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 的 $I-V$ 曲线(样品1)图3 超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 局域的有阻态特性及其与扫描电流速率的关系
---为快扫描; —为慢扫描; $T = 3.500\text{K}$

1 经过三次跃变过渡到完全正常态, 样品 2 经过了四次跃变, 而样品 3 仅一次跃变就完成了从完全超导态到完全正常态的转变. 换言之, 在同一样品的不同部分, 第一阶梯出现所对应的电流 $I_i^{(j)}$ ($i = 1, 2, 3$, 上标为样品号, 下标为阶梯序号, 下同) 及阶梯数目等均有所差异. 这就是说, 阶梯的出现是样品的局域特性, 并非整体特性. 比较图 3 中实线和虚线部分即可看出: 有阻态阶梯的性质还和电流扫描速率有关.

在一维或二维超导体中, 局域有阻态的出现, 一般都归结为相位滑移中心或热斑的作用. SBT 指出^[2]: 由 PSC 产生的阶梯, 只能在浴温 T_b 充分接近 T_c 时才能观察到, 且其高度均在 1mV 以下. 金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 的结果指出, 温度离 T_c 越远, 阶梯越明显, 而且阶梯的高度一般都在 10mV 以上, 这些都与相位滑移中心的事实不相符合. 将适用于低维系统的相位滑移中心理论加以推广来解释金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 在无外磁场时的有阻态行为是不合适的. 在远离 T_c 处, 局域的相位滑移中心扩展成热斑^[3,12], 电压阶梯的出现是由热斑的加热效应引起的. SBT 将热斑简单地视为正常区, 用一维热流方程来描述一维超导体中有阻态的传热和加热过程^[3]. 该理论指出导致热斑产生的最小电流即热斑电流 I_t 的平方与浴温 T_b 呈线性关系. 他们的模型, 很好地描述了一维锡微桥在远离 T_c 处的有阻态特征^[3]. Huebener 等人的实验证明了该模型也能描述二维锡膜的有阻态行为^[6,7].

为了检验 SBT 的热斑模型对经过两年时效处理的金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 的适用性, 图 4 分别标明各样品热斑电流的平方 $I_t^{(i)2}$ ($i = 1, 2, 3$) 与浴温 T_b 的关系. 由图 4 可见, 样品 1 的热斑电流 $I_t^{(1)2}$ 与浴温 T_b 的关系与 SBT 模型一致. 将直线外推至 $I_t^{(1)} = 0$, 得出 $T_c = 3.84K$, 与电阻法测量结果一致^[11], 说明这种线性关系是合理的. 但样品 2 和 3 的热斑电流不遵从 SBT 模型所给的规律. 由此可以看出, SBT 的热斑模型能很好地描述样品 1 的有阻态行为, 却不能描述样品 2 和样品 3 的有阻态特性. 我们注意到, $I_t^{(1)} < I_t^{(2)} < I_t^{(3)}$, 样品 1 是最先出现热斑的. 在该部分出现热斑时, 样品 2 和 3 仍然是完全超导态, 对于样品 1 所出现的热斑没有影响, 因而样品 1 的热斑电流符合 SBT 模型. 样品

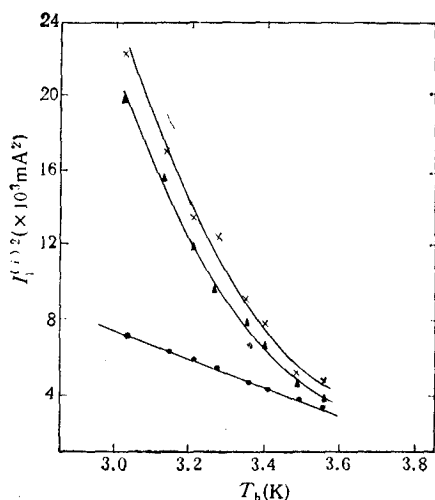


图 4 热斑电流 $I_t^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) 与浴温 T_b 的关系
●为 $i = 1$; ▲为 $i = 2$; ×为 $i = 3$

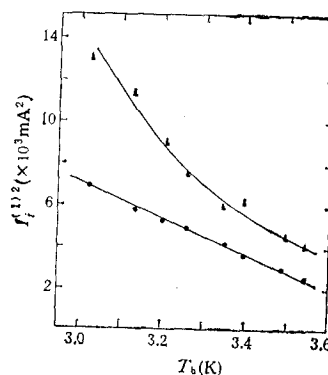


图 5 样品 1 的阶梯跃变电流 $I_j^{(1)2}$ ($j = 1, 2$) 与浴温 T_b 的关系
●为 $j = 1$; ▲为 $j = 2$

2 和 3 中出现的热斑, 必然要受到已存在于样品 1 中热斑的影响. SBT 的热斑模型中没有考虑各热斑间的相互作用, 故样品 2 和 3 的热斑行为与 SBT 模型相偏离. 在同一样品中, 也只有第一阶梯符合 SBT 模型, 而后出现的阶梯, 由于受到已出现热斑的影响, 而不再有 $I_c^{(j)}$ 与 I_b 的线性关系. 样品 1 的第一阶梯和第二阶梯所对应的电流 $I_c^{(j)} (j = 1, 2)$ 正是如此(如图 5 所示). 由此可见, SBT 的一维热流方程不仅可以描述一维和二维超导材料中有阻态的自加热效应, 也可用来描述仅存在一个热斑或各热斑间的相互作用可以忽略不计的三维超导材料的有阻态行为. 我们认为, 经过室温两年时效的超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 中出现有阻态阶梯, 是局域的热斑造成的. 每个阶梯相应于一个热斑. 浴温 T_b 越低, 热斑电流 I_b 越大, 热斑加热效果就越显著, 正如我们在图 2 中所看到的, 温度越低, 有阻态阶梯就越明显.

在 SBT 的热斑模型中, 是用定态方程来描述热斑的自加热效应的, 它没有计及热斑的自加热而引起样品本身温度的升高. 这是一个与加热时间有关的效应. 加热时间越长, 样品吸收的热量越多, 自加热效果就越显著. 这就是慢电流扫描要比快扫描阶梯明显的内因所在. 当然, X-Y 记录仪的惯性是导致这种现象的外界原因.

图 2 表明, 同一条金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 中不同部分的临界电流有着明显的差别. 在所有的测量温度下, 总有 $I_c^{(1)}(T) < I_c^{(2)}(T) < I_c^{(3)}(T)$, 但它们的数值变化是不成比例的, 即 $I_c^{(1)}(T_1): I_c^{(2)}(T_1): I_c^{(3)}(T_1) \approx I_c^{(1)}(T_2): I_c^{(2)}(T_2): I_c^{(3)}(T_2) (T_1 \approx T_2)$, 这说明临界电流的差别不是由尺寸效应造成的, 而是由于样品各部分的临界电流密度 $j_c^{(i)}$ 不同引起的. 作者在文献 [8] 和 [9] 中指出, 在原始淬火态的超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 中, 除均匀的非晶母体外, 还存在着两类预结晶核: 一类趋向于热力学平衡时的 ω -Zr 相, 另一类则趋向于 Zr_2Co 相. 在原始淬火态这些结晶核的线度很小, 且均匀分布. 经两年时效, 虽经 X 射线衍射检验确定样品仍为非晶态衍射特征, 但有更多的相分离发生, 且使晶核长大. 这些长大了的预晶核, 并不是均匀地分布于整个样品的. 由于这些预晶核和非晶母体有各自不同的超导临界参量值, 导致样品截面上形成许多超导“弱区”(weak spot), 使得该处的临界电流密度 j_c 小于其它截面部分. 当电流增加时, 超导体首先在该处形成有阻区, 从而产生了热斑.

四、结 语

通过上面的分析讨论可以看出, 由于微观结构的不均匀性, 使得超导体的某些部分形成了超导弱区, 在这些区域中出现热斑, 是导致经两年时效的超导金属玻璃 $Zr_{78}Co_{22}$ 的有阻态阶梯的根源. 在无其它热斑出现时, 可用 SBT 的热斑模型来描述其自加热效应. 一旦样品中同时存在多个热斑时, SBT 热斑模型不再适用. 事实上, 存在多个热斑的超导体, 是一个复杂的非平衡超导体. 既有超导体各部分和环境的热交换, 又存在样品本身的自加热效应; 既存在热斑间的相互作用, 又有有阻区和超导区之间的准粒子扩散^[10], 同时还有样品本身的热吸收. 必须用考虑了上述各个因素的一维动态热流方程来描述体系的有阻态行为.

本工作得到中国科学院青年奖励研究基金的资助.

- [1] R. P. Huebener and D. E. Gallus, *Phys. Rev.*, **B7**(1973), 4089.
- [2] W. J. Skocpol, M. R. Beasley and M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.*, **16**(1974), 145.
- [3] W. J. Skocpol, M. R. Beasley and M. Tinkham, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 4054.
- [4] Guan Weiyan *et al.*, *J. Low Temp. Phys.*, **46**(1982), 237.
- [5] 赵光林、郑家祺、王祖伦、陈熙琛、管惟炎, *物理学报*, **32**(1983), 299.
- [6] R. P. Huebener, *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 4982.
- [7] H. J. Schulze and K. Keck, *Appl. Phys.*, **A34**(1984), 243.
- [8] 管惟炎等, *低温物理学报*, 将发表.
- [9] Guan Weiyan *et al.*, *Japanese J. Appl. Phys.*, **26**((1987), Supplement 26-3, 1315.
- [10] B. I. Ivlev, N. B. Kopnin, C. J. Pethick, *J. Low Temp. Phys.*, **41**(1980), 297.
- [11] Q. R. Zhang, H. U. Krebs, H. Freyhardt, *Proc. XVII Intern. conf. on Low Temp. Phys.*, eds. U. Eckern *et al.*, North-Holland, Amsterdam, (1984), p. 1313.
- [12] M. Stuivinga, T. M. Klapwijk, J. E. Mooij, A. Bezuijen, *J. Low Temp. Phys.*, **53**(1983), 673.

LOCALIZED RESISTIVE STATE IN SUPERCONDUCTING METALLIC GLASS $Zr_{78}Co_{22}$

ZHOU XIAN-YI ZHANG QI-RUI GUAN WEI-YAN

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

ABSTRACT

In this paper, we have studied systematically the I - V characteristic of the superconducting metallic glass $Zr_{78}Co_{22}$ without applied magnetic fields. It is observed that the transition from superconducting states to normal states is completed in steps as the current increasing. The properties of steps are localized and depend on current scanning rate. It is shown that the occurrence of resistive steps is because of the inhomogeneity of materials which leads to the appearance of hot-spots. The equation of one-dimensional thermal flow may be used to describe the localized resistive state of superconducting metallic glass $Zr_{78}Co_{22}$, in case of considering the effects of interaction between hot-spots, selfabsorbing-heat of the sample itself, and so on.