

YBa₂Cu₃O_{7-δ} 薄膜热激发磁通蠕动研究*

张贻瞳 金 新 张长贵 金继荣 姚希贤

南京大学物理系, 南京, 210008

吉争鸣 孙志坚 杨森祖

南京大学信息物理系, 南京, 210008

1990 年 7 月 9 日收到

本文选择两块零电阻温度分别为 82K 和 71K 超导性能不同的薄膜样品, 同步进行了电阻在外磁场中展宽的测量, 并用 Palstra 所提出的 Arrhenius 定律研究两样品热激活能的差别. 实验发现样品热激活能随磁场增加线性下降. 由测量结果推出的不可逆线仍有 $B^*-(1-T^*/T_c)^{3/2}$ 形式.

PACC: 7475; 7460G

一、引 言

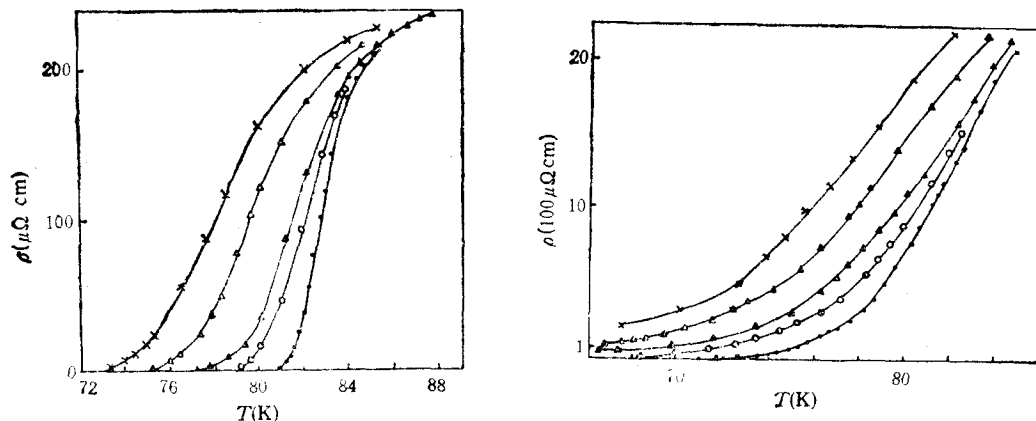
继 Yeshurum^[1] 等人提出高 T_c 超导体巨磁通蠕动概念后, Tinkham^[2] 用磁通线跳跃滑移相移理论成功地解释了高 T_c 超导体在外磁场中电阻依赖于温度曲线的展宽现象. 与此同时, Palstra^[3] 发现 Bi_{2.2}Sr₂Ca_{0.8}Cu₂O_{8+δ} 热激活能 U_0 满足 Arrhenius 定律 $\rho = \rho_0 \exp(U_0/T)$, 其后众多作者^[4] 用该结果讨论了高 T_c 超导体的磁通蠕动和流动的耗散机理.

本文选择了两块零电阻温度分别为 82K 和 71K 超导性能不同的 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 薄膜样品, 同步进行了电阻在外磁场中展宽测量, 并用 Palstra 推荐的 $\rho = \rho_0 \exp(U_0/T)$ 关系研究两块样品热激活能 U_0 的差别. 实验发现零电阻温度为 82K 的 1 号样品在垂直于薄膜样品面外磁场中, 磁场数值在 0.5—8T 范围内, 其 U_0 变化范围为 5880—1960K, 而零电阻温度为 71K 的 2 号样品, U_0 变化范围为 1000—446K. 并发现两样品 U_0 随外磁场变化并不呈现 Yeshurum 等人指出的反比关系, 而是都随外磁场线性下降. 由电阻在外磁场中展宽曲线我们还找出了样品的不可逆线外磁场 H^* 与相应温度 T^* 满足 $B^*-(1-T^*/T_c)^{3/2}$ 关系. 扩展了 Yeshurum^[1] 等人的观察结果.

二、实 验 方 法

薄膜样品分别在 ZrO(100) 和 SrTiO₃(100) 基片上用磁控溅射原位加热法制备. 基底加温到 600—700℃, 罩中充有压强为 40Pa 30% 的氧和氩气混合气体. 样品膜厚为

* 国家超导技术联合研究开发中心基金资助的课题.



(a) 1号样品在外磁场下电阻率随温度的变化关系

(b) 2号样品与1号样品同步测得的结果

图 1

● 为 0.5T; ○ 为 2T; ▲ 为 4T; △ 为 6T; × 为 8T

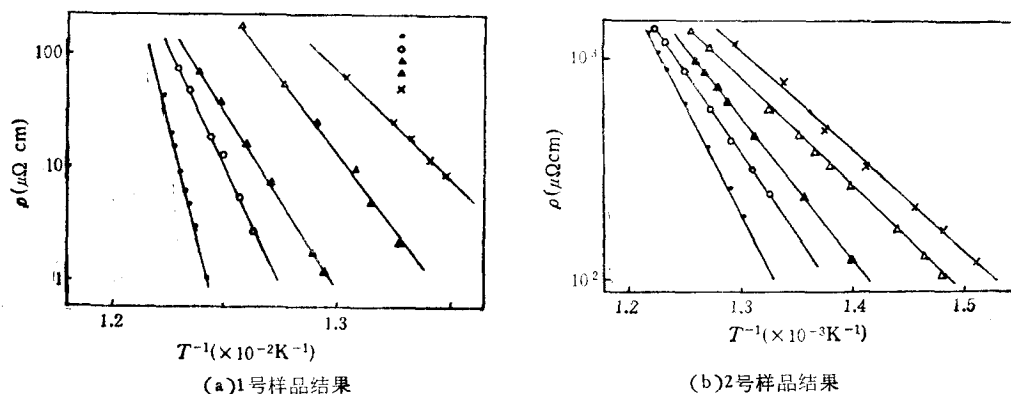
0.2 μm , X射线衍射谱表明具有 c 方向垂直基底结构。

R - T 曲线测量采用标准四引线法, 触点镀银后压钢。两电压测量触点间样品刻成 $25 \times 20 \mu\text{m}^2$, 其室温电阻率 1 号样品为 $5.61 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}$, 2 号样品为 $5.42 \times 10^{-4} \Omega\text{cm}$, 在零磁场下测得 1 号样品零电阻温度为 82K, 2 号样品为 71K。

测量样品的恒温器是借用英国牛津公司生产的法拉第磁秤。磁体和温度计都经过定标和校正。恒温器的控温精度为 0.1K。测量用恒流源输出电流为 $10 \mu\text{A}$, 被测样品膜面都与外磁场垂直, 图 1 中每根等磁场线都在恒温器中进行逐点测量。图 1(a)和(b)分别为 1 号样品和 2 号样品测量结果。其外磁场分别选为 0.5, 2, 4, 6 和 8T。在实验过程中, 1 号和 2 号样品置于恒温器铜块紧靠位置。在固定外磁场下进行逐点同步测量。

三、讨 论

我们利用 Palstra 等人相同的方法, 用关系式 $\rho = \rho_0 \exp(U_0/T)$ 从图 1(a)和(b)结



(a) 1号样品结果

(b) 2号样品结果

图 2 图 1 中电阻率在同一外磁场所表现出的 Arrhenius 关系 各直线的斜率即为相应外磁场下的 U_0 值; 符号同图 1

果分别作 $\ln \rho - T^{-1}$ 关系曲线, 其结果如图 2(a) 和 (b) 所示. 在温度不太高情况下, $\ln \rho - T^{-1}$ 确有良好的线性关系. 对于不同的外磁场, 由图 2(a) 和 (b) 数据求得热激活能如表 1 所示.

表 1 1 号和 2 号样品热激活能随外磁场变化关系

外磁场 $B(T)$	热激活能	1 号样品 $U_0(K)$	2 号样品 $U_0(K)$
0.5		5880	1000
2		4760	806
4		3130	694
6		2860	493
8		1960	446

图 3 示出表 1 的结果. 可见两块样品热激活能和外磁场依赖关系都为线性下降, 该结果与 Palstra^[3] 观察的 $\text{Bi}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Ca}_{0.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$ 的外磁场磁感应强度 B 与 U_0 关系 $U_0 \sim B^{-1}$ 有异. 我们认为高 T_c 超导体产生钉扎的机理是多方面的, 但就我们的实验结果看较符合 Matsushita^[5,6] 等人在高 T_c 超导体提出的孪晶面和晶粒界面电子散射机理所产生钉扎效应的结论. 考虑电子散射贡献, 磁通线单位长度的元钉扎力 f_p 为

$$f_p = (AB_c^2/\mu_0)\xi_0(1 - B/B_{c2}). \quad (1)$$

式中 A 为常数, ξ_0 为 BCS 相干长度, B_{c2} 为上临界场. 若以 ξ 记 $G-L$ 相干长度, 那么热激活能 U_0 应有如下形式:

$$U_0 = A(B_c^2/\mu_0)\xi_0\xi(1 - B/B_{c2}). \quad (2)$$

该结果与图 3 所示实验结果一致.

本文的实验结果表明两块样品热激活能 U_0 依赖于外磁场的函数关系是相同的, 说明它们起主导作用的钉扎机理是相同的. 但是两者数值又相差较大, 如在 0.5T 外磁场下, 1 号样品的 U_0 将近是 2 号样品的 6 倍, 在 8T 外磁场下, 1 号样品 U_0 也是 2 号样品的 4

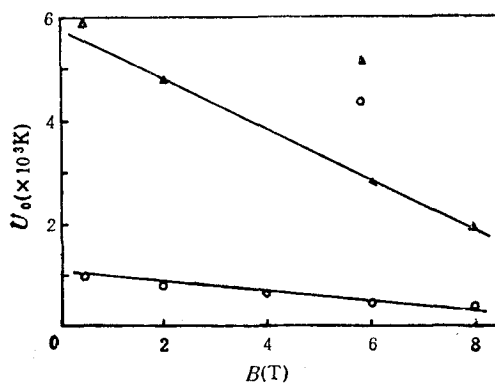


图 3 样品热激活能 U_0 与外磁场的依赖关系
△ 为 1 号样品结果; ○ 为 2 号样品结果

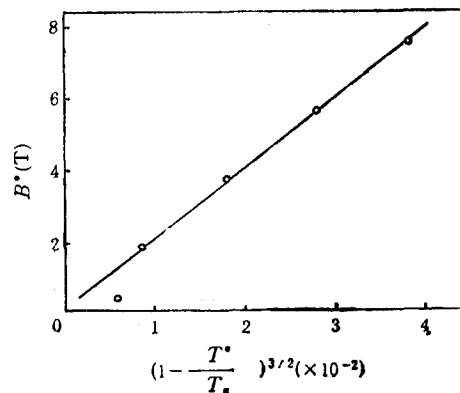


图 4 1 号样品 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 薄膜的不可逆线
外磁场垂直于样品表面

倍多。这个差别是一个很值得讨论的问题。据实验观察结果,两样品所表现出的差别有两个。一个是零电阻温度不同,它们在同一外磁场下, U_0 数值应该有差别。但是 Palstra^[3] 认为, U_0 依赖于温度效应较弱。从文献[1]推荐的 U_0 和温度函数关系看, $U_0 \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$, 其中 T_c 为样品的转变中点温度。据测量,1号样品 T_c 为 85K, 2号样品 T_c 为 81K。它们 T_c 的差别应当是造成 U_0 差别的原因之一,但由此估计不会造成 U_0 4到6倍的差别。样品另一个差别是颗粒界面及孪晶面的不同。据 SEM 观察,1号样品颗粒尺寸远小于2号样品,而且1号样品颗粒界面也较致密完整。我们认为样品的颗粒界面和孪晶面一样,是面钉扎中心。1号样品颗粒界面及孪晶面的钉扎作用较2号样品为强,是造成它们 U_0 差别的更为重要的原因。总之,从两块样品的差别寻找产生热激活能差别的原因,从而改进样品制备工艺,是提高 T_c 超导薄膜质量的重要途径。

最后,我们利用图1给出的不同外磁场下曲线和相应的零电阻温度,找出了样品的不可逆线 B^* 和 T^* 的关系。据图1(a)中的实验数据拟合得到图4,并由此得到1号样品不可逆线为

$$B^* = 210 \left(1 - \frac{T^*}{T_c} \right)^{3/2}. \quad (3)$$

式中 B^* 单位为 T,可见1号样品在外磁场 0.5—8T,且垂直于样品表面时仍有与 Yeshurum^[1] 观察到的同样的结果。值得注意的是(3)式中比例系数为 210,而 Yeshurum 测得 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 单晶结果为 10。可见(3)式所示的不可逆线更靠近 B_{c2} 曲线,说明1号样品钉扎力强于单晶。对于2号样品,在图1(b)上仅给出两条曲线的零电阻温度,其它三条曲线的零电阻温度可由外推法近似给出,这样得出的不可逆线为 $B^* = 47 \left(1 - \frac{T^*}{T_c} \right)^{3/2}$ 。与(3)式比较,只是比例系数小得多,说明1号样品的钉扎力强于2号样品,和前面分析的结果一致。同理也可说明2号样品的钉扎力仍然强于单晶。

在完成该工作中,得到王自钧高级工程师、马翔和刘洽默工程师的合作,在此表示感谢。

- [1] Y. Yeshurum, A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.
- [2] M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1658.
- [3] T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1662.
- [4] J. Z. Sun, K. Char, M. R. Hahn, T. H. Geballe and A. Kapitulnik, *Appl. Phys. Lett.*, **54**(1989), 663; N. Kobayashi, H. Iwasaki, H. Kawable, K. Watanabe, H. Yamane, H. Kurosawa, H. Masumoto, T. Hirai and Y. Moto, *Physica C*, **159**(1989), 295; E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, R. J. Gambino and M. W. Mcelfresh, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 26.
- [5] T. Matsushita, K. Yamafuji, *Cryogenics*, **29**(1989), 384.
- [6] R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1674.

A STUDY ON MAGNETIC THERMALLY FLUX CREEP OF $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ THIN FILM

ZHANG YI-TONG JIN XIN ZHANG CHANG-GUI JIN JI-RONG YAO XI-XIAN

Department of Physics, Nanjing University, Nanjing, 210008

Ji ZHENG-MING SUN ZHI-JIAN YANG SEN-ZU

Department of Information Physics, Nanjing University, Nanjing, 210008

(Received 9 July 1990)

ABSTRACT

Two high T_c superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films, the zero resistance temperature of which were 82K and 71K respectively, were selected for measurement about resistance broadening. The difference in thermal activation energy of the two samples was analyzed with Arrhenius law suggested by Palstra. We found that the activation energy decreased depending upon increasing magnetic field. The irreversibility line was $B^*-(1 - T^*/T_c)^{3/2}$ deduced from our data.

PACC: 7475;7460G