

高 J_c Tl 系 2223 相银包套带材的 磁通钉扎和耗散*

孙玉平 张发培 姜建义 胡安明 王迎枫 杜家驹

(中国科学院固体物理研究所, 合肥 230031)

张 裕 恒

(中国科学技术大学结构分析开放研究实验室, 合肥 230026)

盛 正 直

(美国阿肯色大学物理系, 阿肯色 72701, 美国)

(1993 年 8 月 25 日收到)

测量了 Tl 系 2223 相银包套超导带 ($J_c = 1.5 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$, 77K, 0T) 在 0—0.8T 磁场下电阻转变展宽, 实验结果引用热激活磁通蠕动模型加以解释。磁场平行于带面 ($H \parallel ab$ 面) 和磁场垂直于带面 ($H \perp ab$ 面) 两种情况下, 激活能与磁场之间满足幂指数关系: $U_{0\parallel} = 0.21 H^{-0.3} (\text{eV})$, $U_{0\perp} = 0.15 H^{-0.4} (\text{eV})$, 其中 H 的单位为 kG。对 $H \parallel ab$ 面, $H \parallel l$ 时出现的与宏观洛伦兹力无关的耗散进行了讨论。

PACC: 7469G; 7480J

1 引 言

同传统超导体一样, 氧化物高温超导体在混合态, 磁通束会由于热激活和洛伦兹力的作用而运动, 出现能量耗散, 然而由于高温超导体临界温度远高于传统超导体, 使其在液氮温区磁通运动要比低温超导体严重得多, 存在所谓的“巨磁通蠕动”^[1]; 另一方面, 由于高温超导体极短的相干长度以及很强的各向异性, 使得高温超导体的磁通钉扎和磁通运动变得更加复杂。磁通运动引起的能量耗散严重限制了高温超导体在磁场下的输运大电流能力, 因此为了使高温超导体在液氮温区走向实用化, 有必要对高温超导体的磁通钉扎和耗散机制进行研究。迄今, 人们已在 Bi 系 2212 单晶、薄膜以及 Y 系单晶、薄膜上作了大量的工作^[2-4], 最近 Hu 等^[5]又在 Bi 系 2223 相银包套带材上作了类似的工作。对于迄今零电阻温度最高的 Tl 系超导体, 由于 Tl 的易挥发性和剧毒性, 仅对块材作过初步研究^[6], 而对其复合带材这方面的研究工作尚未见报道。

我们采用 powder-in-tube 法, 制备出 J_c 高达 $1.5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ (77K, 0T) 的银包套

* 国家超导技术联合研究开发中心资助的课题。

Tl 系 2223 相超导带,带中晶粒具有较好的 c 轴取向,本文报道了 Tl 系 2223 相银包套带在磁场下的电阻转变展宽,并用热激活磁通蠕动模型解释实验结果,给出在 0—0.8T 磁场下的激活能。对 H, I 处在同一平面且 $H//I$ 时电阻展宽现象进行了讨论。

2 实验方法

首先采用固态反应法制备出 $T_{c0} = 120\text{ K}$ 的 Tl-Ba-Ca-Cu-O 的 2223 单相块材^[7],然后将块材粉化,采用粉末填管方法制备出厚度为 0.12—0.14mm 的薄带,具体制备工艺见文献[8]。将超导带表面银剥离后所做的 X 射线衍射图样显示带中超导芯是高 T_c 的 2223 相,并结合 SEM 形貌观察表明,带中超导晶粒具有一定的 c 轴取向。

样品的电阻测量采用直流四引线法,样品的几何尺寸为 $25\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 0.12\text{ mm}$,采用循环氮气稀释致冷机致冷,致冷温度范围为 10—300K。0—1T 稳恒磁场连续可调;样品置于致冷机冷端,并可按不同要求与磁场方向呈不同夹角。热电偶压在样品上,以保证测量温度的准确性,温度直接从致冷机上读出,精度为 0.1K,测量电流为 100mA。

在不考虑银与超导芯的接触电阻情况下,测得的电阻值是银与超导芯的复合电阻,因此测得的电阻应扣除银电阻后才是超导芯电阻,具体方法见文献[5]。

3 实验结果与讨论

图 1 是超导带中超导芯在不同磁场下电阻转变展宽曲线,其中图 1(a) 为磁场平行于带面并垂直于测量电流情形 ($H//ab$ 面, $H \perp I$); 图 1(b) 为磁场垂直于带面情形 ($H \perp ab$ 面, $H \perp I$)。从图 1 可以看出,随磁场增大,电阻明显变宽,同时也显示了 Tl 系 2223 相银包套带材的能量耗散具有较强的各向异性,磁场垂直于带面的电阻展宽比磁场平行于带面时明显,说明磁通线沿 ab 面钉扎比垂直 ab 面时要强。

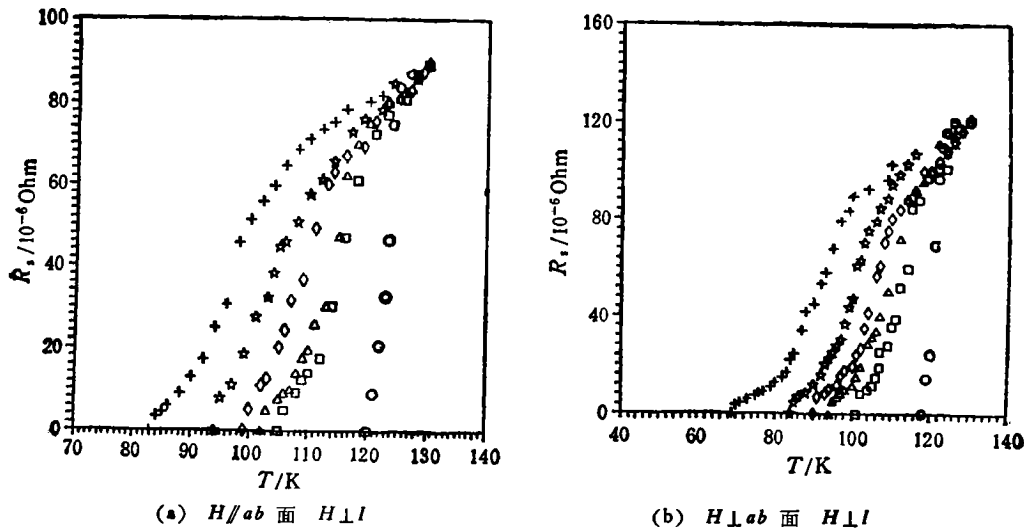
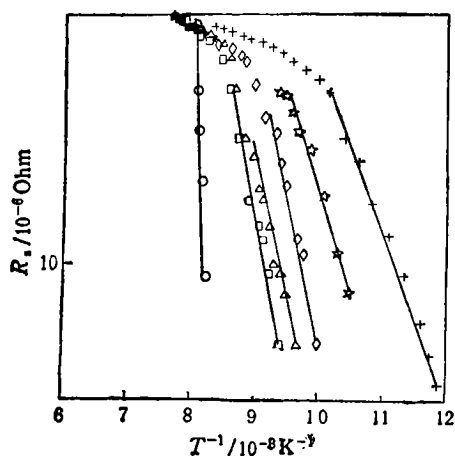
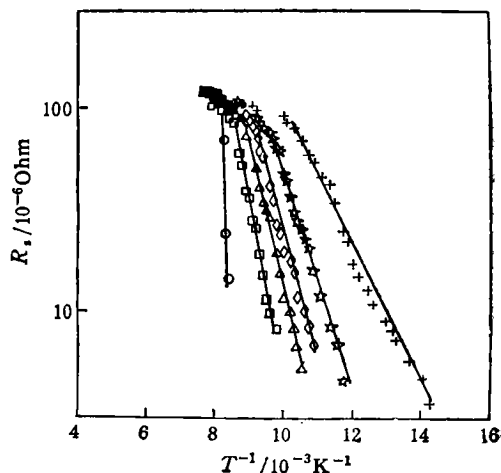


图 1 电阻展宽与磁场大小及方向的关系 场强大小从右至左依次为 0, 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8T



(a) $H//ab$ 面, $H \perp I$

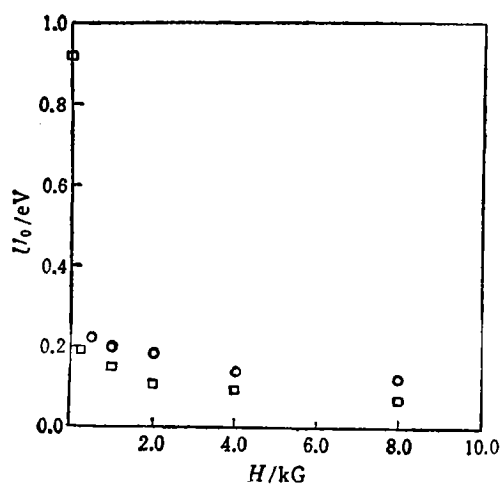


(b) $H \perp ab$ 面, $H \perp I$

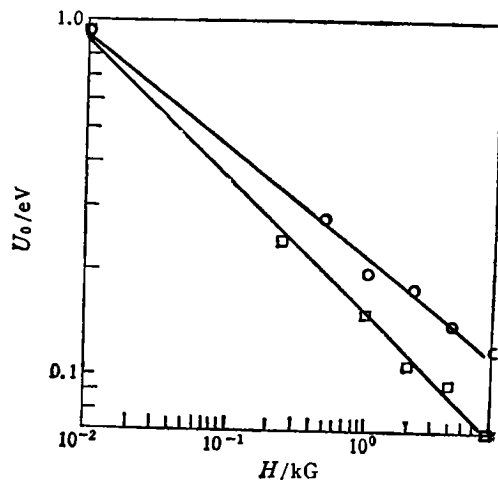
图2 $R(T)$ 曲线的 Arrhenius 关系图

将图1中电阻与温度的关系曲线画成 Arrhenius 形式图,如图2所示,则当 $R_s(H//ab \text{ 面}, H \perp I) < 50\mu\Omega$, $R_s(H \perp ab \text{ 面}, H \perp I) < 100\mu\Omega$ 时, $\ln R_s$ 与 T^{-1} 呈线性关系,当 $T^{-1} \rightarrow 0$ 时,所有直线都通过一个共同点, $R_0(H//ab \text{ 面}, H \perp I) \approx 10^6\Omega$, $R_0(H \perp ab \text{ 面}, H \perp I) \approx 10^8\Omega$, 即说明 R_s-T 可表示成 Arrhenius 定律的形式: $R_s = R_0 \times \exp(-U_0(H)/kT)$, 其中 R_0 为常数。这表明电阻随温度指数地趋于零,说明热激活磁通运动是能量耗散机制,因此 Tl 系 2223 相银包套超导带在磁场下电阻转变展宽可以用热激活磁通蠕动模型来解释。这与 Palstra 等^[2]在 Bi 系 2212 单晶以及 Hu 等^[3]在 Bi 系 2223 相银包套带材上得到的结果相类似。

由图2中直线斜率可计算出样品的激活能 $U_0(H)$, 结果如图3所示,由图3可看出,当 $H < 200\text{G}$, 随磁场增加激活能迅速降低,当 $H > 200\text{G}$ 时,激活能下降趋缓,为



(a) 线性坐标



(b) 双对数坐标

图3 磁通运动激活能与磁场的关系 $\circ$ 为 $H//ab$ 面; $\square$ 为 $H \perp ab$ 面

得到 U_0 与 H 的关系,将图 3 中坐标换成对数坐标(零场时考虑自场影响),得图 3(b),经拟合得 U_0 与 H 之间满足幂指数关系

$$\begin{aligned} U_{0\parallel} &= 0.21H^{-0.3}(\text{eV}) & (H\parallel ab \text{ 面}, H\perp I), \\ U_{0\perp} &= 0.15H^{-0.4}(\text{eV}) & (H\perp ab \text{ 面}, H\perp I), \end{aligned}$$

其中 H 单位为 kG 。

结果表明,当磁场垂直于带面时,激活能降低远比磁场平行于带面时快。可以认为这是由于 Tl 系 2223 相银包套带材的各向异性及不同钉扎机制所致。正如 Clem^[9] 所述:高温超导体中的涡旋线可以看成是导电层 (Cu-O 层) 间 Josephson 涡旋和导电层中的二维 (2D) 饼状涡旋的一种叠加,当 $H\perp ab$ 面时,2D 饼状涡旋存在 Cu-O 层中,此时起钉扎作用的是点缺陷;当 $H\parallel ab$ 面时,涡旋线位于导电层 Cu-O 面之间的绝缘层中时自由能最低,状态最稳定,即 Cu-O 面之间的绝缘层是钉扎中心,涡旋线越过 Cu-O 面非常困难,可等价认为 Cu-O 面起了很强的面钉扎作用,因此 $U_{0\parallel} > U_{0\perp}$ 。

图 4 为磁场、测量电流均位于带面,且磁场平行于测量电流方向时的电阻转变曲线,对比图 4 与图 1(a),可以发现 $H\parallel ab$ 面时, $H\parallel I$ 和 $H\perp I$ 两种情况下电阻转变展宽基本一致,经典的 Anderson-Kim 模型不能解释这一实验结果,因为 $H\parallel I$ 时,不存在宏观洛伦兹力,也就是说出现了与宏观洛伦兹力无关的能量耗散。这种现象 Iye 等^[10] 在 Bi 系 2212 取向薄膜、Ando 等^[11] 在 Bi 系 2212 单晶、Hu 等在 Bi 系 2223 相银包套带材,以及 Kim 等^[12] 在 Tl 系 2212 薄膜上都曾观察到过。对这种耗散机制人们提出了磁场与 Cu-O 面错排模型^[13],2D 涡旋-反涡旋拆对模型^[14]等来解释。针对我们制备的 Tl 系 2223 相带材特点,可以认为这种与宏观洛伦兹力无关的能量耗散是一种集体效应。首先,因为尽管带中的晶粒具有一定的取向,但是毕竟是多晶带,带中还存在着与带面不相平行的晶粒,对这部分晶粒,虽然磁场平行于带面,但存在着垂直于 Cu-O 面的磁场分量,即存在着饼涡旋,饼涡旋在微观洛伦兹力作用下要发生运动,引起能量耗散。其次,对于严格平行于带面的晶粒,即磁场严格平行于 Cu-O 面的晶粒,虽然由于较强的本征面钉扎作用使磁通线很难从 Cu-O 面间一个绝缘层穿过 Cu-O 面运动到另一个绝缘层,但由于电阻转变测量是在较高温度下进行的,虽然绝缘层中的 Josephson 涡旋线不能整个穿过 Cu-O 面,但是涡旋线中的一小段可以被热激活^[14]穿过 Cu-O 面,形成 2D 饼状涡旋-反涡旋对 (pancake vortex-antivortex), 此时加电流平行于 Cu-O 面,不论电流方向与磁场方向之间组态如何,穿越 Cu-O 面的饼涡旋部分都受到微观洛伦兹力作用而发生运动引起耗散;当然对

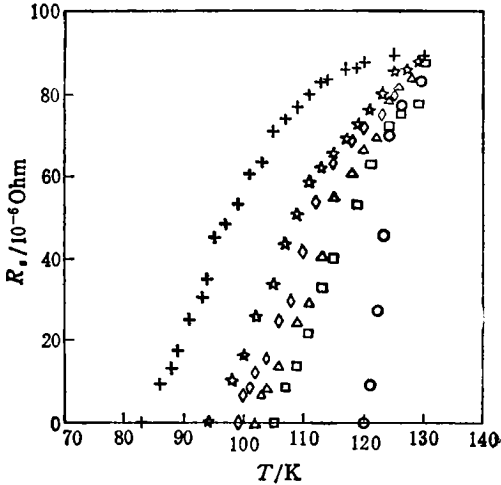


图 4 电阻展宽与磁场关系 $H\parallel ab$ 面, $H\parallel I$; 场强大小自右至左依次为 0, 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.8 T

于与带面不平行的晶粒,这种耗散也同样存在,因此可以认为实验观察到的与宏观洛伦兹力无关的能量耗散是前面讨论的两种耗散的集体效应,并且认为后一种耗散起主要作用。

因此, $H//ab$ 面时,不论 $H \perp I$, 还是 $H//I$, 在宏观洛伦兹力不足以使绝缘层中的磁通线整个穿越 Cu-O 面运动时,电阻转变展宽主要是热激活产生 2D 饼状涡旋-反涡旋,以及这种涡旋在微观洛伦兹力作用下运动所致,因此,从物理本质上讲,这种宏观洛伦兹力无关的能量耗散与经典热激活磁通运动引起的耗散是一致的。

通过以上分析讨论,可以认为热激活磁通运动耗散是高温超导体走向实用化的最大障碍之一,克服这种障碍的途径就是在弄清层状超导体本征及非本征钉扎机制基础上来提高其钉扎强度。

4 结 论

1. Tl 系 2223 相银包套带材在磁场下电阻转变展宽可用热激活磁通运动模型来解释;在磁场平行带面和垂直带面两种情况下,激活能与磁场之间关系满足: $U_{0H} = 0.21 H^{-0.3}(\text{eV})$, $U_{0\perp} = 0.15 H^{-0.4}(\text{eV})$, H 单位为 kG.

2. Tl 系 2223 相银包套带材在 H , I 同处 Cu-O 面时出现的宏观洛伦兹力无关的耗散,本质上仍属于一种热激活磁通运动耗散。

- [1] Y.Yeshurun, A.P. Molozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.
- [2] T.T. M. Palstra, B.Batlogg, L.F. Schneemeyer and J.V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1662.
- [3] Y. Iye, T. Tamegai, H. Takeya, H. Takei, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**(1987), 1057.
- [4] Y. Iye, A. Fukushima, T.Tamegai, *Physica C*, **185-189**(1991), 297.
- [5] Anming Hu, Jianyi Jiang, Yuping Sun, Faipai Zhang, Yinfong Wang, Jiaju Du, submitted to *Physica C*.
- [6] A. Dascoulidou, M. Galfy, C. Hohn, N. Knauf and Freimuth, *Physica C*, **201**(1992), 202.
- [7] Z.Z. sheng A.M. Herman, A. Eiali, C. Almasan, J. Estrda and T. Datta, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 937.
- [8] Yuping Sun, Faipai Zhang, Jianyi Jiang, Anming Hu, Yinfong Wang, Jiaju Du, Yuheng Zhang, Z.Z. Sheng, to be published in *Physica Status Solidi (a)*.
- [9] J.R. Clem, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 7837.
- [10] Y. Iye, S. Nakamura and T. Tamegai, *Physica C*, **159**(1989), 433.
- [11] Y. Ando, N. Motohira, K. Kitazawa, J. Takeya and Akita, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 1063.
- [12] D.H. Kim, K.E. Gray, R.T. Kampwirth and D.M. McKay, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 6249.
- [13] P. H. Kes, J. Aarts, V.M. Vinokur and C.J. Vander Beek, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1063.
- [14] M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin V.M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 2303; S. Chakraborty, B. Ivlev and Y.N. Ovchinnikov, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 3187; G. Blatter, B. Ivlev and J. Rhyner, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2392.

FLUX PINNING AND DISSIPATION IN Tl (2223) Ag-SHEATHED TAPE WITH HIGH J_c

SUN YU-PING ZHANG FA-PEI JIANG JIAN-YI HU AN-MING WANG YING-FENG DU JIA-JU
(*Institute of Solid State Physics, Academia Sinica, Hefei 230031*)

ZHANG YU-HENG

(*Laboratory of Structure Analysis University of Science and Technology of China, Hefei 230026*)

Z.Z. SHENG

(*Department of Physics, University of Arkansas, Fayetteville, Arkansas 72701, USA*)

(Received 25 August 1993)

ABSTRACT

The dependence of resistance on temperature was measured for a Tl (2223) Ag-sheathed tape with high J_c ($J_c = 1.5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$, 77K, 0T) in an applied magnetic field range from 0 to 0.8T. The experimental results were explained in terms of the thermally activated flux creep model. The relationship between activation energy U_0 and the applied magnetic field H oriented parallel to and perpendicular to the ab plane is respectively $U_{0\parallel} = 0.21H^{-0.3}(\text{eV})$ and $U_{0\perp} = 0.15H^{-0.4}(\text{eV})$. The unit of H is in 0.1T. The dissipation independent of a macroscopic Lorentz force for H and measuring current I lying in the same ab plane and H parallel to I was discussed.

PACC: 7469G; 7480J