

YBCO 颗粒膜的非平衡微波响应与 Kosterlitz-Thouless 相变*

徐克西 郁黎明 A. A. ESSA 周世平 鲍家善

(上海大学物理系, 上海 201800)

(1998 年 9 月 21 日收到; 1998 年 11 月 9 日收到修改稿)

报道了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) 颗粒膜的微波辐射 ($\lambda = 8 \text{ mm}$) 响应特征. 实验结果表明: YBCO 颗粒膜的微波响应行为不能用辐射热效应来描述, 而应当属于非平衡响应行为. 在超导转变温度 T_{∞} 以下温区, 非平衡微波响应信号电平随样品电阻 R 趋于零而消失, 并且对弱的外磁场十分灵敏. 在对样品的直流 I - V 特性进行了仔细测量后发现, 样品的电输运行为具有准二维结构特征, 可以用 Kosterlitz-Thouless (K-T) 相变模型加以描述. 在此基础上, 分析结果表明: YBCO 颗粒膜中的非平衡微波响应机制可能与磁通“涡旋-反涡旋”束缚对的激发态有关.

PACC: 7430G; 7420

1 引 言

高温超导体的高频电磁响应特性已经成为当今超导领域的一个研究热点^[1], 这是因为高温超导薄膜和高温超导弱连接结有望在非平衡辐射检测、高速光电开关器件以及光通讯等诸多领域得到应用. 有关高温超导体非平衡光响应行为的研究已有许多研究小组进行了报道^[2-7], 其光谱范围大多在红外与可见光波段. Hegemann 等^[6]报道了外延膜对波长 $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ 的 He-Ne 激光的非平衡响应行为的研究结果, 采用电光采样方法测得 YBCO 外延膜的响应时间小于 1.5 皮秒, 这一结果意味着该类光探测器的频率响应带宽可以达到 100 GHz. 最近 Huber 等^[7]又观察到 YBCO 外延膜对波长 $\lambda = 432 \mu\text{m}$ 远红外光的非平衡响应行为. 上述实验结果表明: 高温超导体在光探测领域的潜在应用不仅具有优良的频率特性而且同时还具有极其宽的光谱响应范围, 这是目前一种半导体光电材料所不具备的特性, 也是近年来有关高温超导体非平衡光响应行为之所以引起人们极大兴趣的原因之一.

尽管有关高温超导体光探测器的应用性研究正在积极地进行, 然而有关非平衡光响应的物理机制目前还没有达到一致认识, 各研究小组根据各自的实验结果提出了相应的理论模型进行解释. 目前较具代表性的有所谓“磁通蠕动模型”^[8], “动态电感模型”^[4], “光致准粒子激发模型”^[9], “K-T 相变模型”^[10]等等. 我们认为, 目前之所以出现多种理论

* 上海市教委科学技术发展基金(批准号: 97AJ08)资助的课题.

模型并存在局面很可能是因为上述诸模型所描述的物理过程均是导致高温超导体非平衡光响应的原因之一,只不过是在特定的条件下(如样品质量,测量手段等)其中某一物理过程起主要作用而已,当然也不排除多种物理过程共同作用的可能性.为了较深入地了解高温超导体非平衡光响应的物理实质,进一步从多方面展开研究高温超导体的光谱响应特性、频谱响应特性、入射光子与超导体内的磁通涡旋相互作用以及与超导电子对的相互作用等问题是十分必要的.

本文报道了 YBCO 颗粒膜对微波辐射($\lambda=8\text{ mm}$)的非平衡响应特征.实验结果表明:YBCO 颗粒膜的微波响应行为完全不能用辐射热效应来描述,也不同于光频辐射下的非平衡响应行为.在超导转变温度以下的低温区,微波响应电平随样品电阻 R 趋于零而消失,并且对弱的外磁场十分灵敏.在对样品的 I - V 特性进行了仔细测量发现,YBCO 颗粒膜的直流输运行为具有准二维结构特征,并可以用 K - T 相变模型来加以描述.相应的非平衡微波响应机制可能与磁通(涡旋-反涡旋)束缚对的激发有关.

2 实验测量过程及结果

2.1 样品制备

实验中所用 YBCO 颗粒膜的制备过程比外延膜的制备工艺较为简单.首先将 $T_c > 90\text{ K}$ 的 YBCO 超导粉末和 $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ 溶液按一定比例混合搅拌均匀,然后喷涂到 YSZ 基片上,烘干后在流动氧气氛下高温热处理约 1 h 即可得到超导转变温度 $T_c \approx 86\text{ K}$ 的超导膜,然后用机械刻蚀方法在制成的超导膜上刻蚀出长约 0.5 mm ,宽约 0.2 mm 的超导桥型结构,并在两端制备四个镀银电极供四引线测量之用.有关该颗粒膜样品的详细制备过程以及物理特性可以参见文献[11].

2.2 实验装置

实验测量中的低温环境由一台小型 G-M 制冷机提供,样品架冷头温度范围 $20\text{—}300\text{ K}$,控温精度 0.2 K .超导样品与样品架冷头之间用低温真空硅脂粘结,以保证良好的热接触.微波能量通过“窗口”耦合至超导样品的桥型区域.测量过程中始终给样品通以一不太大的恒定电流,经低频调制后的微波辐射能量入射至超导样品的桥型区域时,在超导桥区两端相应出现的微波响应电平则由锁相放大器检测,详细实验测量框图参见文献[12].

2.3 实验测量结果

首先,我们对 YBCO 颗粒膜样品的 R - T 特性曲线进行了测量.为了尽量减少电流对样品 R - T 曲线的扰动,电流设置在 $I=10\text{ }\mu\text{A}$,用四引线方法测量样品“桥区”两端的电压与电流比值随温度的变化,测量结果如图 1 所示.从图中可以明显地看出,在整个超导转变温区中随着温度的下降,样品电阻 R 出现了两次快速下降过程.第一次发生在 $T=88.4\text{ K}$ 附近,第二次发生在 $T=86.5\text{ K}$ 附近.从图中所给出的样品 R - T 曲线斜率 dR/dT 随温度变化关系曲线中可以很容易地发现上述两个快速下降过程.随着温度的进一步降

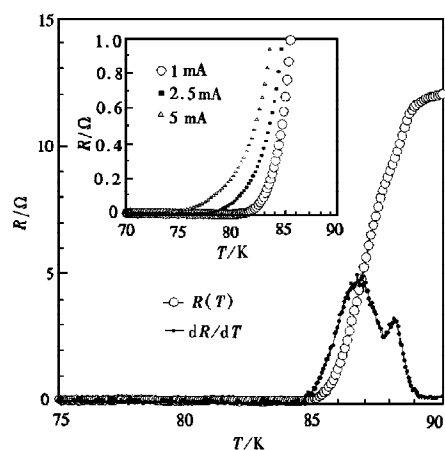


图1 YBCO 颗粒膜的 R - T 曲线 偏置电流 $I = 1.0$ mA. 插图中给出了不同电流下样品 R - T 曲线的低值部分, 随电流增大, R - T 曲线的底部依次上翘, 出现“拖尾”现象

mA, 2.5 mA, 5 mA 等不同偏置电流情况下对样品的 R - T 曲线进行了测量, 其结果如图 1 中的插图部分所示. 由图中可以发现, 随着偏置电流的增大, 相应的 R - T 曲线的底部依次上翘, 而样品的零电阻温度 T_c 则逐渐下移. 对于高温超导体的这一反常行为, 目前一般认为可能与高温超导体内的磁通(涡旋)运动有关^[13], 为了解释其物理机制也曾提出了诸多模型, 如磁通蠕动模型等. 我们之所以对 R - T 曲线的“拖尾”现象的物理机制感兴趣是因为实验中发现, 样品的非平衡微波响应基本上出现在 R - T 曲线的“拖尾”区域, 并随样品电阻 R 趋于零而消失. 因此, 有关两者之间是否存在内在的关联, 对进一步弄清高温超导体非平衡微波响应机制是值得关注的.

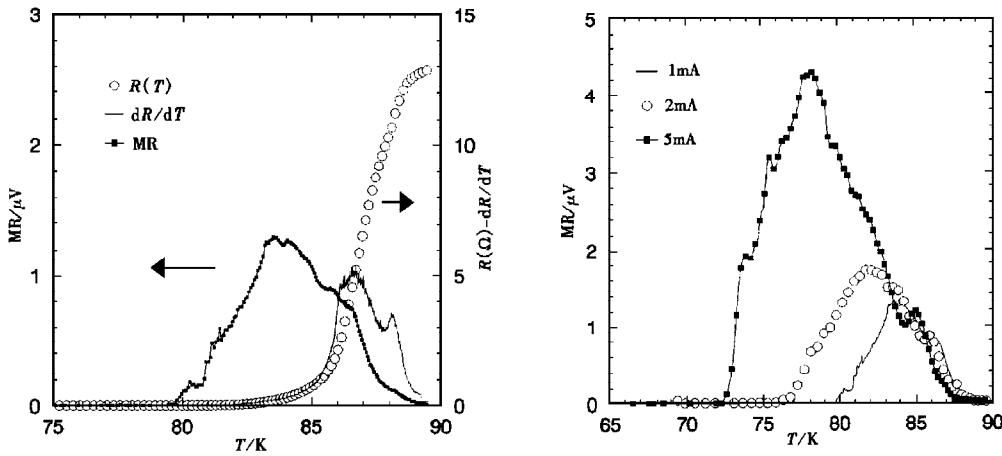
这里首先给出有关 YBCO 颗粒膜的微波响应实验测量结果, 如图 2 所示. 在图 2(a) 给出了偏置电流 $I = 1.0$ mA 的测量结果, 与此同时还给出了样品的 R - T 曲线及 dR/dT - T 曲线. 上述三条实验曲线是同时记录到的. 由图 2(a) 可以看出微波响应信号主要发生在超导转变温度 T_c 以下的低温区, 当 dR/dT 值随温度急剧下降时, 微波响应信号反而增强, 达到一个峰值后才开始逐渐减弱, 与样品的 R - T 曲线斜率没有正比关系. 仔细观察不难发现微波响应信号主要发生在 R - T 曲线的“拖尾”区域. 进一步测量发现, 这一行为在不同偏置电流条件下都是相似的. 从图 2(b) 中可以看出, 随着偏置电流的增大, 样品的零电阻温度依次减低, 而相应的微波响应信号的温度区域也朝低温区延伸. 有关这一现象的物理机制将在下面作进一步的讨论. 这里首先要弄清该微波响应信号是否属于非平衡响应性质?

按照有关辐射探测器理论, 对于辐射热作用引起材料电阻率变化的现象称为电阻-温度效应, 基于该效应的辐射热探测器响应电平 ΔV 一般定义为^[5]

$$\Delta V \propto \frac{dR}{dT} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad (1)$$

低, 样品的直流电阻 R 值在略低于 $T = 85$ K 附近趋于一个测量极限值. 颗粒膜样品所表现出的上述行为可以理解为: 在 $T = 88.4$ K 附近超导颗粒内部区域发生超导转变, 随着温度继续下降各颗粒之间的超导耦合逐渐增强以至当温度降到 $T = 86.5$ K 附近时样品整体发生超导转变. 在后面的讨论中我们将该超导转变温度定义为 T_{c0} .

由于高温超导体所特有的磁通动力学行为, 某些高温超导体样品的 R - T 曲线在平均场超导转变温度 T_{c0} 以下温区会出现“拖尾”现象, 即样品电阻 R 在温度 T_{c0} 以下并不迅速下降为零, 而是在一个较宽的温区范围缓慢趋于零. 对于我们实验中使用的 YBCO 颗粒膜样品来说, 实验发现随着偏置电流的增大, 上述“拖尾”现象就变得越发严重. 我们还分别在 $I = 1$



(a) YBCO 颗粒膜的微波响应电平(MR)随温度变化曲线 (偏置电流 $I=1.0\text{ mA}$, 同时给出了样品 R - T 曲线以及斜率 dR/dT 曲线, 以示比较)

(b) 不同偏置电流下微波响应电平随温度的变化关系 (随着电流的增大, 微波响应信号对应的温度区域依次增大并朝着低温区延伸)

图 2

其中, dR/dT 为材料的电阻-温度曲线斜率, ω 为入射光的调制频率, τ 为探测器的响应时间常数. Fardmanesh 等^[14]对高温超导体测辐射热计的研究结果指出:对于各种不同衬底材料(含 YSZ)的 YBCO 薄膜辐射热计(bolometer)器件,其响应时间常数 $\tau \approx 10^{-3}\text{ s}$ 量级.按照上述结果,当入射光调制频率 $f \geq 10^3\text{ Hz}$ 量级时,响应信号电平正比于 dR/dT 以及

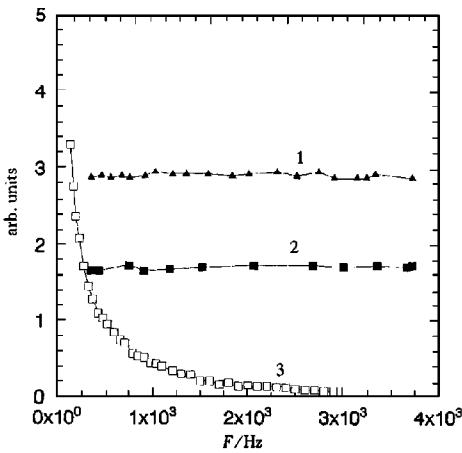


图 3 微波响应电平(MR)随调制频率的变化关系(曲线 1 和曲线 2),其中曲线 1 的测量温度 $T=82\text{ K}$, 曲线 2 的测量温度 $T=78\text{ K}$. 测量电流 $I=2.0\text{ mA}$. 曲线 3 为典型的辐射热效应响应曲线, 取自于文献[12]

f^{-1} . 实验测量结果表明,微波响应信号既不正比于 dR/dT , 也不正比于 f^{-1} . 如图 3 所示,在 0.1 kHz 至 4.0 kHz 的调制频率范围内响应曲线基本是平坦的. 根据以上测量结果

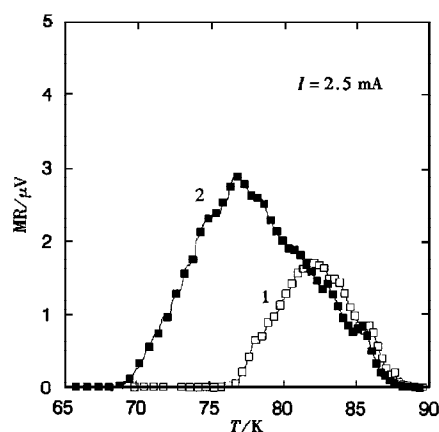


图4 弱磁场下的微波响应(曲线2)与无外磁场下的响应(曲线1)行为的比较 (可以看出微波响应对磁场是灵敏的,同时看出,磁场使得响应行为朝低温区伸展)

可以知道样品的响应时间常数 $\tau \leq 10^{-5}$ s. 这意味着 YBCO 颗粒膜的微波响应很难用辐射热效应来加以理解, 而应属于非平衡响应行为.

为了进一步考察样品的微波辐射响应, 在弱的外磁场中进行了同样的测量, 结果如图4所示. 从中看出, 在弱磁场作用下响应信号幅值增大, 并且响应温区进一步朝低温区延伸. 根据对高温超导体磁通动力学行为的认识, 可以认为发生在 YBCO 颗粒膜中的非平衡微波响应可能与高温超导体内的磁通(涡旋)运动有关. 目前关于高温超导体内磁通(涡旋)耗散运动的解释提出了诸如磁通蠕动模型、超导涨落模型、K-T 相变模型等. 基于对 YBCO 颗粒膜直流输运特性的实验测量结果, 我们发现该样品似乎更具有 K-T 相变模型所描述的特征, 为此我们将对这一问题作进一步讨论.

3 讨 论

3.1 YBCO 颗粒膜中的 K-T 相变

理论分析表明, 对于一个严格的二维系统, 在温度 $T > 0$ K 条件下不存在热力学意义上的相变过程^[13], 但是 Kosterlitz 和 Thouless 等认为^[15], 在这样的二维系统中可以发生另一种所谓无热力学反常的相变过程, 即在某一相变温度 T_{KT} , 系统的某一序参量发生拓扑有序转变. 对于准二维体系的超导体而言, 这种序参量的拓扑有序状态对应着超导体内磁通“涡旋-反涡旋”束缚对的冻结现象. 当温度 $T > T_{KT}$ 时, 由于热激发作用导致磁通涡旋束缚对的部分拆散, 从而在超导体内形成一定数量的自由涡旋, 在外场或电流的作用下自由涡旋发生阻尼运动, 产生损耗而形成宏观上的可测量电阻.

按照 K-T 相变模型, 超导体由正常态转变为零电阻态应经历两个物理过程, 即当温度 T 从室温降至通常意义上的平均场超导转变温度 T_{∞} 时, 超导体内发生了热力学意义上的相变, 此时伴随着体系的熵函数值的减小, 超导体的有序度参量迅速增大, 而体系的直流电阻 R 大幅度下降. 由于高温超导体其超导转变温度相对较高, 热扰动引起的超导序参量的涨落现象使得体系的直流电阻在超导转变温度 T_{∞} 以下附近温区仍然存在一定的可观察量值, 直至温度降至 T_{KT} , 此时超导体内各处的序参量相位发生相干, 使得体系进入零电阻状态.

按照 K-T 相变模型, 在相变温度 T_{KT} 附近, 体系的 I - V 关系具有如下特征^[16]:

$$V \propto I^{\alpha(T)}, \quad (2a)$$

其中幂指数 $\alpha(T)$ 具有以下形式:

$$\alpha(T) \begin{cases} > 3 & T < T_{KT}, \\ = 3 & T = T_{KT}, \\ = 1 & T > T_{KT}. \end{cases} \quad (2b)$$

在相变温度 T_{KT} 以下幂指数 $\alpha(T)$ 还应满足如下关系:

$$\alpha(T) = 3 + b \sqrt{1 - \frac{T}{T_{KT}}}, \quad (2c)$$

其中 b 为常数. 而体系在温度 T_{∞} 附近的电阻-温度关系表为

$$\frac{R(T)}{R_N} = a \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{b(T_{\infty} - T)}{T - T_{KT}}\right), \quad (3)$$

其中 R_N 为正常态电阻, a, b 为量级为 1 的常数, T_{∞} 为平均场超导转变温度.

图 5 给出了 YBCO 颗粒膜样品的 I - V 特性曲线的测量结果, 为了更清楚地反映电压-电流之间的幂指数关系, 图中采用了对数坐标. 幂指数 $\alpha(T)$ 的值可由图中 I - V 曲线的斜率确定. 随着温度的降低, $\alpha(T)$ 值由小逐渐变大, 在温度 $T=84.7$ K 附近 $\alpha(T) \approx 3$. 样品的 I - V 特性曲线基本符合 K-T 相变模型所描述的特征. 从图中还可以看出, 高温区的 I - V 关系曲线趋于线性关系 ($\alpha(T) = 1$), 这意味着此时超导样品内部主要发生欧姆损耗, 其原因可能是由于热激发导致“涡旋-反涡旋”束缚对的拆散, 使得自由涡旋在洛伦兹力作用下作阻尼运动所致. 而低温区的 I - V 曲线呈高度非线性关系, 这意味着此时非欧姆损耗占主要地位. 根据 K-T 相变理论, 低温下超导样品内的自由涡旋主要是由

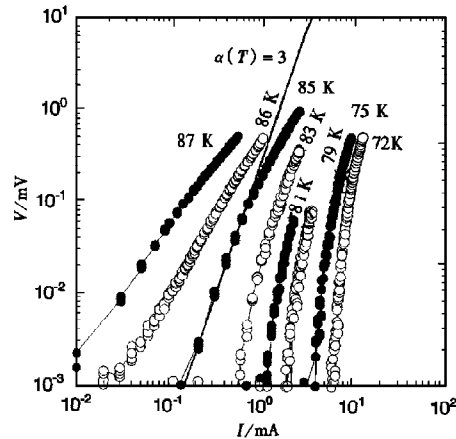


图 5 YBCO 颗粒膜的 I - V 特性曲线在不同温度下的测量值 (其中 $V \propto I^{\alpha(T)}$ 的幂指数关系基本得以体现. 在高温区 $\alpha(T) \approx 1$, 低温区 $\alpha(T) \gg 1$, 在 $T=84.7$ K 附近 $\alpha(T)=3$)

电流激发而形成, 热激发的作用则大大减弱. 为此, 可以认为电流激发产生的自由涡旋是导致超导样品 I - V 关系曲线呈非线性特性的主要原因. 实验测得的样品 I - V 关系曲线有些偏离 $V \propto I^{\alpha(T)}$ 幂指数规律, 这可能是由于低温下除了电流激发以外还伴有其他的激发损耗机制. 幂指数 $\alpha(T)$ 的大小反映了电流激发损耗的程度. 图 6 给出的 $\alpha(T)$ 随温度变化实验测量曲线显示, 在温度 $T = T_{KT}$ 处, 幂指数 $\alpha(T)$ 没有按照 2(b) 式所描述的在相变温度 T_{KT} 处发生跃变, 但可以看出随温度升高 $\alpha(T)$ 值趋于 1. Herbert 等^[17]指出, 幂指数 $\alpha(T)$ 在相变温度 T_{KT} 附近的“展宽”行为主要是由于实际样品的二维尺度效应所造成. 他们认为实际样品的有限尺度也将会引起“涡旋-反涡旋”束缚对的激发而产生附加的自由涡旋.

为了进一步考察样品的 K-T 相变性质, 将样品电阻 $R(T)$ 的实验测量值与 (3) 式进行了比较. 在作理论拟合曲线过程中 (3) 式中的各常数分别取为: $a = 0.75$, $b = 0.98$, $R_N = 12 \Omega$, $T_{\infty} = 87$ K, $T_{KT} = 84.7$ K. 比较结果示于图 7, 可以看出实验测量值与理论模

拟曲线吻合得非常好. 在确定 a, b 两常数时有一定的任意性, 但其数值都接近于 1, 完全落在 K-T 相变模型所给出的范围之内. 虽然我们不能就此而下结论, 但也不能归咎于纯属偶然的結果.

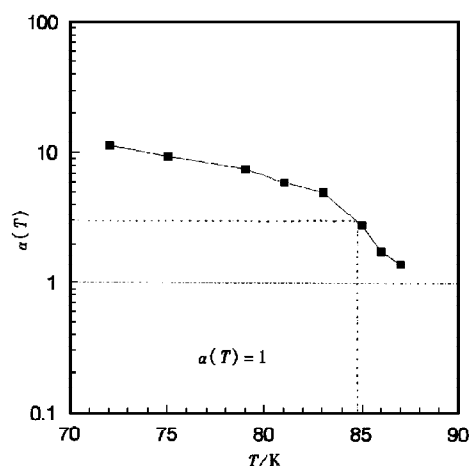


图 6 幂指数 $\alpha(T)$ 随温度的变化关系 (在 $T = T_{KT}$ 附近没有发生跃变, 随温度升高 $\alpha(T)$ 值趋于 1)

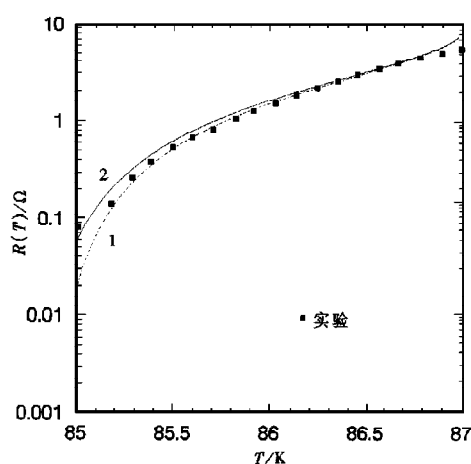


图 7 K-T 相变理论曲线 (曲线 1, 曲线 2) 与实验值的比较 (理论值根据 (3) 式而得, 其中各系数分别取值如下, $a = 0.75$, $b = 0.98$, $T_{\infty} = 87$ K, $R_N = 12$ Ω , T_{KT} 分别为 84.7 K 和 84.6 K)

根据磁通蠕动模型, 超导体内的磁通涡旋线在洛伦兹力作用下作定向阻尼运动, 由此产生的磁流阻 R_f 可表示为

$$R_f \propto \frac{1}{I} \exp\left(-\frac{U_0}{k_B T}\right) \cdot \sinh\left(\frac{I}{I_0(H, T)}\right), \quad (4a)$$

其中 U_0 为磁通涡旋线的激活能, k_B 为玻尔兹曼常数. 电压-电流关系则可表为

$$V \propto \sinh\left(\frac{I}{I_0(H, T)}\right). \quad (4b)$$

在电流不大的情形下, (4b) 式将直接给出 V - I 之间的线性关系. 因此, 热激发引起的磁通蠕动模型难以用来描述实验测量结果.

综上所述, 可以认为实验所用样品 YBCO 颗粒膜在超导转变温区具有明显的准二维体系特征, 对于发生在该温度范围内的非平衡微波响应行为似乎可以借助于 K-T 相变模型来进行讨论.

3.2 非平衡微波响应机制

仔细观察实验结果 (如图 2 所示) 不难发现, 非平衡微波响应信号基本上出现在平均场超导转变温度 T_{∞} 以下温区, 并随 R - T 曲线趋于零而消失. 这一行为不随偏置电流的大小而变化. 为了更清楚地显示上述结果, 我们改用对数坐标将测量结果重新画出, 以便使得 R - T 曲线的低值部分较清楚地展现出来. 图 8 显示, 随着偏置电流的增大, 样品 R - T 曲

线的“拖尾”区域逐渐向低温区延伸. 在电流 $I = 1.0 \text{ mA}$, 2.5 mA , 5.0 mA 三种情况下, 样品零电阻温度 T_c 分别为 79.5 K , 75.2 K , 72.5 K . 同时可以清楚地看到, 样品的微波响应信号基本上出现在 $R(T) \neq 0$ 的区域. 微波响应信号与样品的 R - T 曲线“拖尾”部分共存现象意味着两者之间是否存在一定的关联?

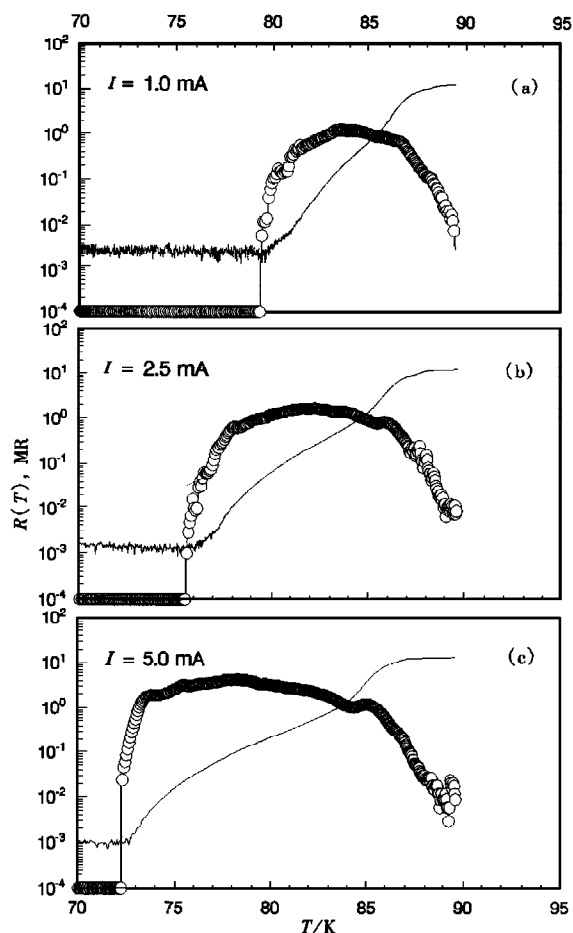


图 8 不同电流下微波响应信号随温度的变化关系(可以看出微波响应信号总是发生在样品 R - T 曲线的“拖尾”区域)

按照 K-T 相变模型, 高温超导体 R - T 曲线的“拖尾”现象主要是由于磁通涡旋束缚对的激发而形成的自由涡旋阻尼运动所致. 这种自由涡旋主要来自于热激发和电流激发两方面. 如果设 $T < T_{KT}$ 时热激发产生一个自由涡旋的概率用 P_f 表示, 自由涡旋的自由能用 $F(T)$ 表示, 根据热激发统计分布规律可以写出

$$P_f \propto A \exp\left(-\frac{F(T)}{k_B T}\right), \quad (5)$$

其中 A 为常数. 按照 K-T 相变模型, 自由涡旋之间的相互作用服从对数规律, 其表达式

为^[17]

$$U(r) = 2\pi E_J^*(T) \ln\left(\frac{L}{a_0}\right), \quad (6)$$

其中 E_J^* 为两涡旋之间的重整化相互作用能, L 为实际样品的线度, a_0 为单个磁通涡旋的线度. 如果将单个涡旋在二维平面系统中可能出现在不同地点的概率等效于该涡旋的微观相貌数的话, 则相应的熵函数可以表为

$$S(L) = k_B \ln\left(\frac{L^2}{a_0^2}\right). \quad (7)$$

再利用热力学关系 $F = U - TS$, 将(6)式和(7)式代入自由能表达式后, 考虑到单个涡旋的平均内能为 $U(r)/2$, 由(5)式可得出单个自由涡旋的热激发概率为

$$P_f \propto \exp\left\{\frac{-1}{k_B T} \left[\ln\left(\frac{L}{a_0}\right)^{\pi E_J^*} - \ln\left(\frac{L}{a_0}\right)^{2k_B T} \right]\right\}. \quad (8a)$$

利用关系式 $\pi E_J^*(T_{KT}) = 2k_B T_{KT}$, (8a)式可以化简为

$$P_f \propto \left(\frac{L}{a_0}\right)^{2\left(1 - \frac{T_{KT}}{T}\right)}. \quad (8b)$$

由(8b)式可以看出, 在温度 $T < T_{KT}$ 条件下, 如果体系为二维无限平面 ($L \rightarrow \infty$), 则自由涡旋的热激发概率为零, 这一结果正是 K-T 相变模型的结论. 而对于实际有限的二维体系, 在 $T < T_{KT}$ 温区, 自由涡旋的热激发概率并不为零. 于是在 $T < T_{KT}$ 温区, 热激发自由涡旋密度 n_f 可表为

$$n_f \propto A' P_f \propto A' \left(\frac{L}{a_0}\right)^{2\left(1 - \frac{T_{KT}}{T}\right)}, \quad (9)$$

其中 A' 为一与体系几何尺度有关的系数. 由前面讨论知道, 热激发自由涡旋密度 n_f 将直接对应于 $T < T_{KT}$ 温区下的欧姆损耗.

基于上述讨论, 可以认为在相变温度 T_{KT} 以下温区, 高温超导样品内的直流损耗主要由热激发损耗和电流激发损耗两部分构成. 电流激发损耗构成非欧姆损耗部分, 其电压表现形式为 $V \propto I^{\alpha(T)}$. 如果将热激发损耗考虑近来, 我们尝试性地写出

$$V(T) = C_1 \cdot \left(\frac{L}{a_0}\right)^{2\left(1 - \frac{T_{KT}}{T}\right)} \cdot I^{\alpha(T)}, \quad (10)$$

其中 C_1 为待定常数. 若令 $R_0 = V/I$ 为样品的实验测量等效电阻, 则有

$$I(T) = \left[\left(\frac{R_0}{C_1}\right) \cdot \left(\frac{a_0}{L}\right)^{2\left(1 - \frac{T_{KT}}{T}\right)} \right]^{\frac{1}{\alpha(T)-1}}. \quad (11)$$

当选取 R_0 作为样品进入零电阻态的实验判据 (一般取实验测量极限值) 时, (11) 式则给出了临界电流随温度的变化关系. 为了满足 $T \rightarrow 0$ 时, 临界电流值 $I_c(0) \rightarrow$ 有限, 以及 $T \rightarrow T_{KT}$ 时, $I_c(T_{KT}) \rightarrow 0$ 的条件, 将(11)式修正为

$$I_c(T) = \frac{R_0}{\beta} \cdot \left[\left(\frac{a_0}{L}\right)^{\left(\frac{T-T_{KT}}{\alpha(T)-1}\right)} - 1 \right], \quad (12)$$

其中 β 为待定常数. 图 9 给出了根据(12)式作出的理论曲线以及实验测量值的比较结果. 理论模拟计算过程中(12)式中各常数的取值见图 9 中文字说明. 从图中的比较结果看, 理论值与实验值随温度的变化趋势基本一致, 这意味着 YBCO 颗粒膜样品在低温下的损耗机制基本可以用 K-T 相变模型来进行分析. 然而, 理论与实验值的吻合程度并不理想, 这反映了实际情况可能更为复杂. 因此, 进一步的深入研究是十分必要的.

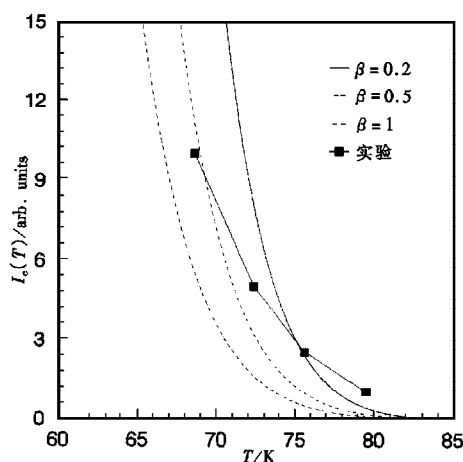


图 9 根据(12)式作出的临界电流 I_c 随温度的变化(其中各系统取值如下: $R_0 = 0.001 \Omega$, $L/a_0 = 1000$, $\alpha(T) = 25(1 - T/T_{KT})^{1/2}$, β 值分别取为 0.2, 0.5, 1.0, 与实验结果比较, 两者变化趋势基本一致)

4 结 论

以上较详细地考察了 YBCO 颗粒膜的电输运行为以及低温下的微波响应行为, 实验发现该类样品在超导转变温度附近的直流损耗行为与 Kosterlitz-Thouless 相变模型所描述的二维体系的输运行为很相似, 这可能与高温超导材料(YBCO)本身所具有的准二维(Cu-O 面)电输运特征有一定关联. 为此, 对于样品 R-T 曲线的“拖尾”现象似乎可以用 K-T 相变模型来加以解释. 在相变温度 T_{KT} 以下, 由于热激发和电流激发的共同作用, 使得高温超导体内磁通“涡旋-反涡旋”束缚对部分激发而形成自由涡旋的阻尼运动. 对微波响应信号的测量结果表明, 微波响应电平与样品 R-T 曲线的斜率没有正比关系, 而且随调制频率的变化几乎是平坦的. 实验还发现微波响应信号基本上出现在样品 R-T 曲线的“拖尾”区域, 且随着样品进入零电阻态而消失. 另外, 在弱的外磁场下微波响应信号明显发生变化. 根据上述结果可以认为, YBCO 颗粒膜的微波响应行为应当属于非平衡响应性质, 其响应机制可能与 K-T 相变模型中的磁通“涡旋-反涡旋”束缚对的激发态有关. 实验测量结果还表明, 高温超导体(YBCO)非平衡电磁响应具有极其宽的光谱响应范围, 除了在可见光、红外和远红外波段范围外, 在毫米波波段也可望具有应用前景.

感谢南京大学电子工程系吴培亨教授, 许伟伟副教授以及超导电子学研究小组有关老师在样品制

备方面给予的支持.

- [1] B. J. Batlogg *et al.*, *Journal of Superconductivity*, **10**(1997), 583.
- [2] J. Demsar, M. Zavrtanik, B. Podobnik, V. I. Dediu, D. Mihailovic, *Journal of Superconductivity*, **5**(1997), 455.
- [3] D. Van. Vechten *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **71**(1997), 1415.
- [4] F. A. Hegmann, J. S. Preston, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 16023.
- [5] Z. M. Zhang, A. Frenkel, *Journal of Superconductivity*, **7**(1995), 871.
- [6] F. A. Hegmann, D. Jacobs-Perkins, D. C. Wang, S. H. Moffat, R. A. Hughes, J. S. Preston, M. Currie, P. M. Fauchet, T. Y. Hsiang, R. Sobolewski, *Appl. Phys. Lett.*, **67**(1995), 285.
- [7] W. H. Huber, M. Berr, A. Kalbeck, W. Prettl, *Appl. Phys. Lett.*, **68**(1996), 3338.
- [8] A. Frenkel, *Phys. Rev.*, **B48**(1993), 9717.
- [9] Y. Enomoto, T. Murakami, *J. Appl. Phys.*, **59**(1986), 3807.
- [10] J. C. Culbertson, U. Strom, S. A. Wolf, W. W. Fuller, *Phys. Rev.*, **B44**(1991), 9609.
- [11] P. H. Wu, Q. H. Cheng, S. Z. Yang *et al.*, *Japanese Journal of Applied Physics*, **26**(1987), L1579.
- [12] 夏荣明、A. A. Essa、徐克西、鲍家善, 低温物理学报, **20**(1998), 235 [Xia Rong-ming *et al.*, *Chinese Journal of Low Temperature Physics*, **20**(1998), 235(in Chinese)].
- [13] Kazuo Kadowaki, Yuan Songliu, Koichi Kitazawa, *Supercond. Sci. Technol.*, **7**(1994), 519.
- [14] M. Fardmanesh, A. Rothwarf, K. J. Scoles, *J. Appl. Phys.*, **77**(1995), 4568.
- [15] J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless, *J. Phys.*, **C6**(1973), 1181; A. T. Flory, F. Hebard, *Phys. Rev.*, **B28**(1983), 5075.
- [16] Q. Y. Ying, H. S. Kwok, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 2242.
- [17] S. T. Herter, Y. Jun, R. S. Newrock, C. J. Lobb, K. Ravindran, H. -K. Shin, D. B. Mast, S. Elhamri, *Phys. Rev.*, **B57**(1998), 1154.

NONEQUILIBRIUM MICROWAVE RESPONSE AND KOSTERLITZ-THOULESS TRANSITION IN YBCO GRANULAR FILMS

XU KE-XI YU LI-MING A. A. ESSA ZHOU SHI-PING BAO JIA-SHAN

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 201800)

(Received 21 September 1998; revised manuscript received 9 November 1998)

ABSTRACT

The characteristic of microwave radiation ($\lambda = 8 \text{ mm}$) response of YBCO granular films was reported. Experimental results show that the response behavior can be described with nonequilibrium response effect, instead of thermal effect model. Near below the transition temperature T_{∞} , nonequilibrium microwave response signal decays gradually and disappears with the sample resistance becoming zero. It was also found that the response signal is very sensitive to a weak magnetic field. The sample I - V curve was studied carefully, and the Kosterlitz-Thouless transition model can be used to describe the two-dimensional transport characteristic of the YBCO granular films. Based on the analysis and experimental results, we believe that the mechanism of nonequilibrium microwave response may be related with the breaking of the vortex-antivortex pair in high T_c superconductor.

PACC: 7430G; 7420

* Project supported by the Education Committee of Shanghai (Grant No. 97AJ08).