

熔融织构(Nd-Eu-Gd)₃Ba-Cu-O 超导体的各向异性 磁通跳跃及其不稳定性研究^{*}

池长昀¹⁾ 张金仓^{1)†} 李领伟¹⁾ 刘 芬¹⁾ 黎文峰¹⁾
敬 超¹⁾ 曹世勋¹⁾ Miryala Muralidhar²⁾ 姚 忻³⁾

¹⁾ 上海大学物理系, 上海 200436)

²⁾ Superconductivity Research Laboratory (SRL), ISTE, Japan)

³⁾ 上海交通大学物理系, 上海 200436)

(2004 年 9 月 8 日收到, 2004 年 10 月 2 日收到修改稿)

对 *c* 轴择优取向的熔融织构样品(Nd_{0.33}Eu_{0.33}Gd_{0.33})Ba₂Cu₃O_{7-δ}(含 Gd(211)相)的磁通跳跃现象进行了系统研究. 结果表明, 在外加磁场平行于样品 *c* 轴条件下, 在 2 到 3 K 的温度范围内明显观测到了部分磁通跳跃现象, 而在 5 K 及以上温区并未出现. 在磁场垂直于样品的 *c* 轴情况, 在 2 K 到 *T_c* 的整个温区都没有观察到磁通跳跃现象. 这种各向异性磁通跳跃现象可归因于各向异性钉扎力和几何退磁因子的结果. 随着温度的增加, 磁通跳跃数目减少, 且 *M(H)* 曲线的第三象限是磁通跳跃的最不稳定过程. 最后, 研究了磁通跳跃对磁场扫描速率的依赖关系, 并讨论了磁通蠕动对磁通跳跃的影响.

关键词: (Nd_{0.33}Eu_{0.33}Gd_{0.33})Ba₂Cu₃O_{7-δ} 超导体, OCMG 方法, 磁通跳跃

PACC: 7400, 7470P, 7127

1. 引 言

磁通跳跃是在传统超导体和高温超导体中都观察到的一种磁通不稳定性. 无论是从基础研究观点, 还是从应用角度来看, 超导材料的磁通不稳定性都是很值得研究的一个重要课题. 由于临界尺寸的存在, 高温超导体的磁通跳跃只有在比较大的单晶或者高临界电流的高度织构化样品中才能被观测到. 一般考虑两种类型的磁通跳跃, 全局的磁通跳跃(global flux jump)和局部的磁通跳跃(local flux jump). 全局的磁通跳跃使得涡旋在整个样品内运动, 而局部的磁通跳跃发生在样品内部的一个小部分. 在众多超导材料中, 目前普遍认为 REBa₂Cu₃O_{7-δ}(其中 RE = 稀土元素)是在高温区下最有应用前景的材料. 本研究合作者日本国际超导工业技术研究中心(ISTEC)超导工学研究所(SRL)的 Muralidhar 等人^[1-6]曾合成研究了大量种类的

REBa₂Cu₃O_{7-δ}超导体(其中 RE 既可以是单种稀土元素, 也可以是各种稀土元素按一定比例的混合), 其中 (Nd_{0.33}Eu_{0.33}Gd_{0.33})Ba₂Cu₃O_{7-δ} 因其所具有的高临界电流密度(在液氦温区最高能达到 10⁵ A cm⁻² 量级)以及在液氧温区的极佳性能而被认为具有相当大的潜在应用价值. 因此, (Nd_{0.33}Eu_{0.33}Gd_{0.33})Ba₂Cu₃O_{7-δ} 超导体的磁通不稳定性系统研究, 在阐明磁通动力学机理和未来应用具有非常重要的意义. 本文报告了作者对 *c* 轴择优取向的织构样品 (Nd_{0.33}Eu_{0.33}Gd_{0.33})Ba₂Cu₃O_{7-δ} 的磁通跳跃现象的系统研究结果. 观测到了各向异性磁通跳跃现象和不稳定性的存在, 同时, 研究了磁通跳跃对于温度和磁场扫描速率的依赖关系, 及其磁通蠕动对磁通跳跃的影响.

2. 样品制备及实验细节

实验样品由 ISTEC 的 SRL 提供, 样品是通过

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10274049)、上海市教委曙光计划项目(批准号:03SG35)、上海市教委科技发展基金(批准号:02AK42)和上海市教委重点学科建设项目资助的课题.

[†] E-mail: jczhang@staff.shu.edu.cn

OCMG (oxygen-controlled melt-growth) 方法制备的^[1], 其名义组分为 $(\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (含 Gd-211 相, 两相的摩尔比为 NEG-123 : Gd-211 = 1:0.5), 生长后样品经适当的热处理后即获得具有良好超导性能的织构化样品. 通过断裂及再加工得到尺寸为 $0.248\text{ cm} \times 0.22\text{ cm} \times 0.054\text{ cm}$ 的片状样品, 最薄的方向平行于 c 轴. 结构分析在 18KW D/max-2250 型 X 射线衍射仪上进行 (Cu- $K\alpha$ 辐射), X 射线衍射结果表明样品具有很好的织构化取向. 使用美国 Quantum Design 公司的物性测量系统 PPMS-9 进行了磁化测量, 该物性测量系统最大外加磁场可达到 9T, 温度测试范围为 1.8—300 K, 温度测量精度为 0.01 K. 磁测量通过提拉磁强计选件进行, 特有的校准线圈组在逐点测量并消除装置的背景向漂移, 通过补偿线圈消除环境噪声, 在线圈绕组内集成温度计精确地控制样品的温度, 直流磁化强度灵敏度为 $2.5 \times 10^{-5}\text{ emu}$, 外磁场可以通过扫描模式 (即磁场以一定的扫描速率变化, 在每个测量点附近不停滞) 改变. 不同温度下的磁滞曲线在 $50 \times 10^{-4}\text{ T/s}$ 的扫描速率下测得. 实验结果具有很好的重复性.

3. 结果与分析

图 1 给出了实验样品交流磁化率测量的实验结果, 由此所给出样品的临界转变温度为 92 K, 非常接近于该体系的最佳 T_c 值, 结合 XRD 结构分析的实验结果, 表明实验样品的高度可靠性.

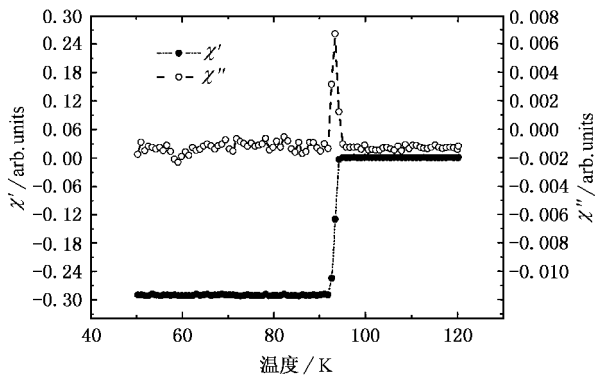


图 1 NEG-123 样品在 50—120 K 的温度范围内的交流磁化率的测量结果 ($0.11 \times 10^{-4}\text{ T}$, 1500 Hz 的交流磁场平行于样品的 c 轴)

图 2 表明了样品磁化测量的实验结果, 这里, 外加磁场是平行于样品的 c 轴, 测量温度范围在 2 K 到 5 K 之间, 所有的测量都是在零场冷之后进行的.

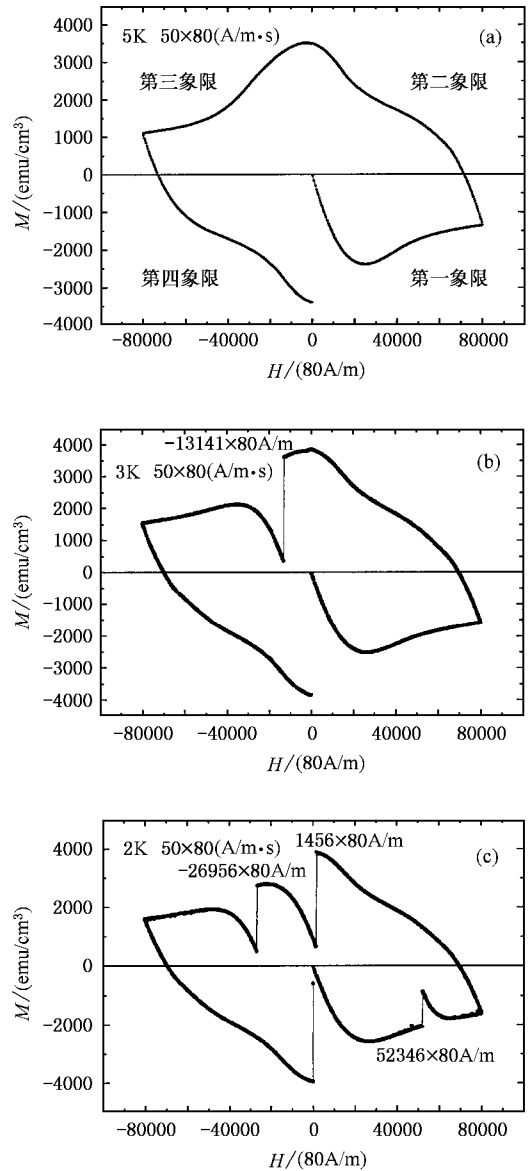


图 2 NEG-123 样品在 2—5 K 的温度范围内的磁滞曲线 (外磁场平行于样品的 c 轴, 磁场逼近模式为扫描模式, 扫描速率为 $50 \times 10^{-4}\text{ T/s}$)

外加磁场的扫描模式为“0T—8T—0T—-8T—0T”而完成一个循环. 可以看到, 在 2 K 到 3 K 的温度范围内观测到了磁通跳跃现象, 而在 5 K 时磁通跳跃并未出现. 在 5 K 以上至 T_c 之间的所有测量也都没有观测到磁通跳跃的发生. 对于磁场平行于样品表面 (即垂直于样品的 c 轴) 的情况, 也作了同样的测量. 在 2 K 到 T_c 的整个温区都没有显示出磁通跳跃. 这可能归因于各向异性钉扎力和几何退磁因子的影响. 另一方面, 从图 2 的结果还可以看出, 曲线具有一定的对称性, 并且在存在相连几次跳跃的曲线中, 几次跳跃的磁场间隔都近似相等, 这证明这里

所观测到的磁通跳跃现象并非是随机发生的,这种在 c 轴方向所表现出的多重磁通跳跃反映了 $(\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} + 0.5\text{Gd}$ (211) 体系的磁通不稳定性。

事实上,对全局的磁通跳跃和局部的磁通跳跃而言,全局磁通跳跃又存在两种性质上不同的形式,即完全磁通跳跃 (complete flux jump) 和部分磁通跳跃 (partial flux jump)。在磁通跳跃发生过程中,由于磁通线运动引起能量的损耗,发生磁通跳跃时超导体本身的温度增高 (从 T 增加到 $T + \Delta T$)。如果温度增高过大而使得超导体温度 $T + \Delta T$ 超过临界转变温度 T_c , 则超导体将转变为正常相,此时发生的磁通跳跃叫完全磁通跳跃;而如果 $T + \Delta T$ 仍小于临界转变温度,此时发生的磁通跳跃则称为不完全磁通跳跃即部分磁通跳跃。作为一个简单的例子可以方便地说明磁通跳跃的产生过程。按照所谓的比恩临界态模型,这里,使用一个在变化磁场 B_y 下的超导平板 (B_y 平行于样品表面即 yz 面,如图 3 所示)。

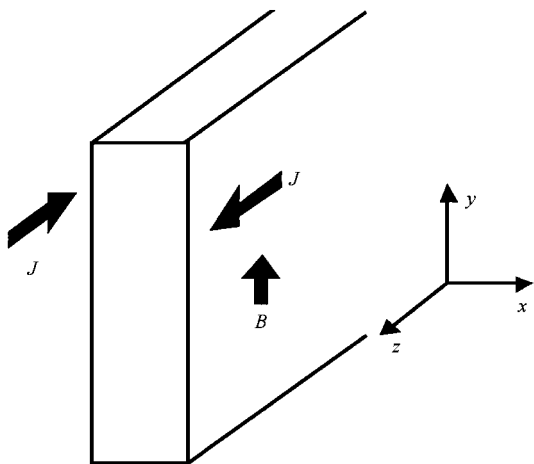


图 3 变化磁场 B_y 下的超导平板

假定平板在 z 和 y 方向无穷大 (简化为一维问题), dB/dt 引起感应电场 E , 感应电场 E 引起屏蔽电流, 这一屏蔽电流大小为临界电流密度 J_c 。对于一维无穷大平板, 麦克斯维方程给出超导体内磁通的空间分布服从方程

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = -\mu_0 J_z = \mu_0 J_c. \quad (1)$$

现在假定一个很小的热涨落 ΔT_1 导致临界电流密度适当地减小, 接着导致了超导体的屏蔽电流的减少, 这使得额外的磁通进入到样品内部。这些额

外的磁通导致了热扩散, 使得超导体的温度产生了另一个数量为 ΔT_2 的额外增长。如果 $\Delta T_2 > \Delta T_1$, 这样就形成了一个放大的正反馈循环, 就会引起一个以磁通跳跃的形式出现的雪崩过程^[7]。磁通跳跃中磁通以及温度的重新分布依赖于磁扩散时间常数 t_m 与热扩散时间常数 t_k 的之间的比值 $\tau = t_m/t_k$ 。且无量纲参数 $\tau = \mu_0 \frac{\lambda\sigma}{C}$ 称为扩散系数, 其中 λ 是热导率, σ 是电导率, C 是比热。对于 $\tau \ll 1$ ($t_m \ll t_k$), 磁通的快速传播伴随着超导体的绝热加热, 也即没有足够的时间去重新分布和转移磁通运动释放出来的热量。对于 $\tau \gg 1$ ($t_m \gg t_k$), 快速加热的过程中磁通的空间分布保持固定。绝热近似和动态近似是处理磁通跳跃问题的基础^[8], 并且磁通跳跃很大地依赖于热导率 λ 、比热 C 和电导率 σ (由 $j-E$ 曲线的斜率定义) 三者之间的关系。

为了解释高温超导体中的磁通跳跃现象, 人们发展了一个所谓的绝热模型^[7-11]。根据绝热模型, 磁通跳跃主要与磁场变化率和弛豫时间有关。磁场变化率越快, 弛豫时间越短的话, 磁通跳跃就越容易发生。磁通跳跃发生的温度及磁场范围根据两个参数来确定。第一个参数是不稳定场 $B_{\beta 1}$ 。在很低的温度下, 超导体的比热和第一次磁通跳跃对应的不稳定场 $B_{\beta 1}$ 随着温度而增加。传统第二类超导体在 4.2 K 时 $B_{\beta 1}$ 的典型值为 0.1 T 量级。因而, 从应用观点来看, 磁通跳跃限制了超导材料在低温区的性能。影响磁通跳跃性质的第二个参数是超导体的临界尺寸^[12], 即磁通跳跃发生的最小样品尺寸。样品的临界尺寸依赖于样品的形状、样品与外磁场的相对方向、以及 $B_{\beta 1}$ 与完全渗透场 B^* 的关系。对于无限大平板形状样品或者无限长圆柱状样品 (外加场平行于平板样品表面或者圆柱状样品轴线), 临界尺寸取决于样品的厚度或者直径。当临界电流密度不依赖于磁场时, 对于厚度或直径小于临界值的样品, 不论测量 (零场冷) 得到的是否是初始磁化曲线还是磁滞回线的其他部分, 在任何温度和任何外加磁场下都不会发生磁通跳跃。然而, 当临界电流密度依赖于磁场时, 情形就会变得复杂。由于临界电流密度的磁场依赖性引起了超导样品剖面磁场分布的改变, 这能导致所谓的“孤立跳跃”^[11]。这时即使初始磁化曲线没有发生磁通跳跃, 跳跃也可能会在外场方向反转时出现。当临界电流密度并不是磁场的单调函数时

(即所谓鱼尾效应),在适当的条件下,所谓“孤立跳跃”也有可能出现.但是,在所有的情形中,都存在样品临界尺寸,并且对于尺寸小于临界尺寸的样品,在任何温度或者磁场下都没有发生磁通跳跃.

对于本实验结果,从图 2 可以看出,随着温度的增加,观测到的跳跃数目减少,而发生第一次磁通跳跃的磁场值在整个测量曲线中的位置向后移.样品显示的磁通跳跃行为是典型的第二类超导体热激活磁通跳跃,实验结果与上述的磁通跳跃绝热理论是一致的^[9].本实验结果显示所观测到的磁通跳跃是不彻底的,也就是说,跳跃中释放的能量并不足以使得超导体进入有阻抗的状态,这也就是意味着能量不足以增加样品的温度到达临界电流密度消失的值,发生的是部分磁通跳跃.实际上,对高温超导体而言,要使其的临界电流密度减小到零,并不需要使得超导体升温到 T_c 以上,而只需要升温到涡旋融化温度以上,因为此时涡旋已经不被钉扎了.另外,需要引起我们注意的是,从图 2 还可以看到磁历史对磁通跳跃的显著影响.在 2 K 测量得到的 $M-H$ 磁滞曲线中,可以看到在曲线图的第一象限(即当外场从 0 增到 9T 时)只观测到一次跳跃.在曲线图的第二象限(即当外场从 9T 减小到 0 时)没有观测到跳跃.随后在第三象限(即当外场从 0 变化到 -9T 时)观测到两次跳跃.而在 3 K 测量得到的磁滞曲线中可以看到只有在 $M(H)$ 曲线图的第三象限(即当外场从 0 增到 -9T 时)看到一次跳跃.在 $M(H)$ 曲线图的其他象限没有观测到跳跃.可见第三象限的临界态是不稳定的,因为在第三象限,在超导体中存在方向相反的磁通线区域.两个反平行磁通线是相互吸引的,若无钉扎中心的限制,两根反平行磁通线将逐渐靠近,最后重合在一起,两者的磁场和电流相互抵消,出现磁通线湮没现象.而当外界扰动使得超导体温度增加 δT_0 ,导致一些磁通线脱离钉扎中心进行运动,就会导致反平行磁通湮没,磁通线湮没后,它们的能量转变为热能,引起超导体温度更大的增加,经过反馈,造成更多的反向磁通线湮没,最后导致磁通跳跃的发生.

Muller 等人曾从绝热理论出发,就磁历史对磁通跳跃的影响进行了解释^[11].他们将临界电流密度作为磁场的函数,结果发现,如果临界电流密度随着磁场的增加而减少,磁通跳跃将首先在 $M(H)$ 曲线的第三象限出现.因此 $M(H)$ 曲线的第三象限是最

不稳定的.对于不同温度下的磁滞曲线的比较可以看出,随着温度的下降,磁通跳跃也出现在 $M(H)$ 曲线的第一象限以及第二象限的最后部分.而 $M(H)$ 曲线的第二象限是最稳定的.从图 2 可以看出,每次跳跃后,磁化强度突然减少,随后磁化强度又会逐渐恢复.这样,就会产生这样的问题:1)是否仅仅由于温度的升高是导致磁化强度减少的唯一原因?2)是否跳跃发生后低温的重新获得而导致了磁化强度的逐渐恢复?事实上,我们认为超导体内涡旋物质的状态还应是要考虑的重要因素.这是因为,对于每次磁通跳跃,首先是局部不稳定性引起热量的释放,然后额外的热量不仅导致了温度的升高,还导致了超导体内部涡旋的相变,如涡旋固态的融化.这里,涡旋状态可能转变为涡旋液态或者涡旋玻璃态.所以,磁化强度在磁通跳跃时的降低不仅仅归因于样品温度的升高,还归因于样品中涡旋的重新分布^[13].磁化强度在磁通跳跃发生之后的恢复,也是磁通格子从亚稳态到稳态的相变过程.作用于磁通格子上的作用力以及额外的热量是影响磁通跳跃的最主要的因素.当外加磁场增加达到一个临界值时,超导体中的磁通格子将会从一个结构转变为另一个结构.转变的驱动力就是相互作用力.因此,在一个磁通跳跃发生之后,随着磁场变得更大时,磁通线之间的相互作用又会增加.当它达到下一个临界值时,又一个磁通跳跃发生了.这就是为什么两个跳跃之间的磁场间隔几乎是相同的原因.

为了进一步澄清磁场对磁通跳跃的影响,我们在 3 K 温度下,研究了磁场扫描速率与磁通跳跃的关系,实验结果如图 4 所示.可以看到,磁通跳跃对扫描速率有显著的依赖性.随着磁场扫描速率的增加,观测到的磁通跳跃数目增加,而发生第一次磁通跳跃的磁场值在测量曲线中的位置前移.我们可以看到,跳跃发生的时间间隔比两个实验数据点的时间间隔(大约 5 s)要短.关于磁通跳跃对于扫描速率依赖性的原因,可能归因于磁通蠕动的结果.为了分析磁通蠕动对磁通跳跃的影响,我们测量了样品的磁通弛豫.测量过程:首先,零场冷样品至 3 K,然后样品以 50×10^{-4} T/s 从零场增加到 2.5T.然后进行 1 h 的磁化强度测量,结果在图 5 中给出,横轴的时间选用了取对数坐标.可以看到,除了初始阶段的时间外,磁矩的弛豫与时间的对数表现出较好的线性依赖关系.在 1 h 之后,所观测到样品的磁矩值比最初减小了 7%.也就是说,NEG-123 样品具有比较强的

由磁通蠕动导致的磁弛豫. 如此强的磁通蠕动预示着磁通跳跃对扫描速率的依赖性. 磁通蠕动的存在改变了当外场扫描变化时磁通在超导样品中的分布. 磁通蠕动存在时, 由外场涨落引起的超导样品热量的产生要比磁通蠕动不存在时小得多^[14]. 这一事实影响着临界态的稳定性条件. 当磁场的变化率减小时, 磁通蠕动现象能充分使超导体磁通跳跃减弱而变得稳定. 本实验结果充分证明了这一点.

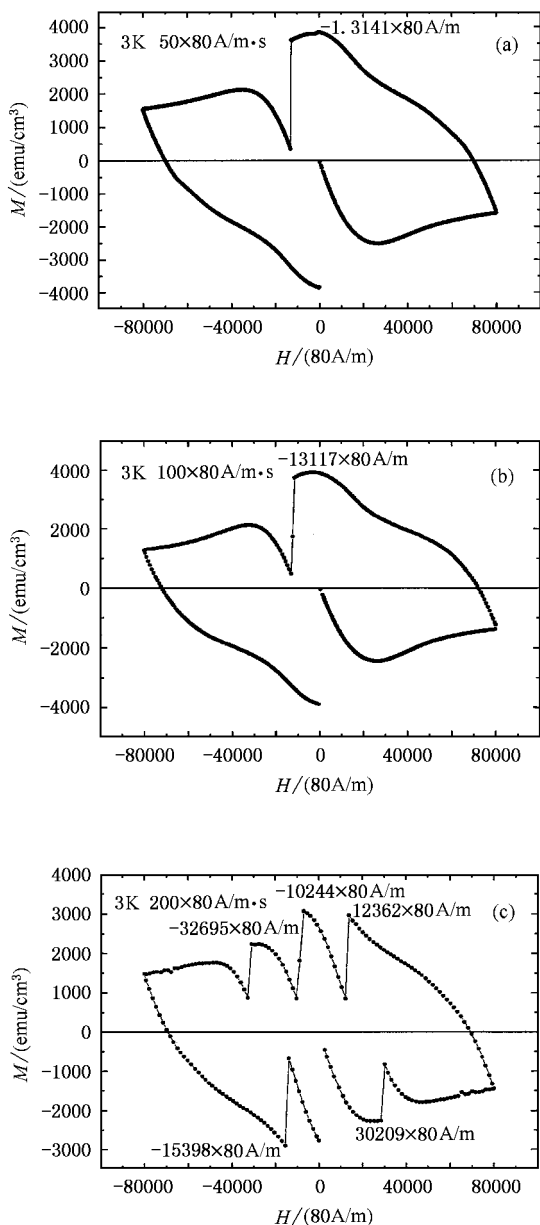


图4 NEG-123 样品在不同磁场扫描速率下的磁滞曲线(温度为 3 K, 外磁场平行于样品的 c 轴, 磁场逼近模式为扫描模式, 扫描速率分别为 $50 \times 10^{-4} \text{T/s}$, $100 \times 10^{-4} \text{T/s}$, $200 \times 10^{-4} \text{T/s}$)

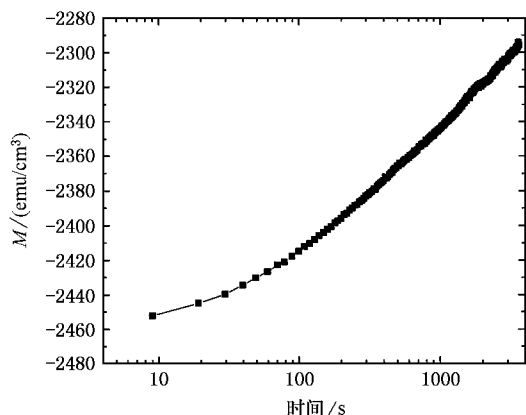


图5 温度为 3 K 时, 在 2.5 T 的外磁场下样品磁化强度的弛豫

4. 结 论

对 c 轴择优取向的熔融结构样品($\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)的磁通跳跃现象进行了初步研究. 可以得出如下结论:

1. 在外加磁场平行于样品 c 轴的条件下, 在 2 到 3 K 的温度范围内明显观测到了部分磁通跳跃现象, 而在 5 K 及以上温区磁通跳跃尚未出现. 在磁场垂直于样品的 c 轴情况, 在 2 K 到 T_c 的整个温区都没有观察到磁通跳跃现象. 这种各向异性磁通跳跃现象可归因于各向异性钉扎力和几何退磁因子的结果.

2. 随着温度的降低, 观测到的磁通跳跃数目增加. 磁通跳跃将首先在 $M(H)$ 曲线的第三象限出现. 即 $M(H)$ 曲线的第三象限是磁通跳跃的最不稳定过程. 对于不同温度下磁滞曲线的比较可以看出, 随着温度的下降, 磁通跳跃也出现在 $M(H)$ 曲线的第一象限以及第二象限的最后部分. $M(H)$ 曲线的第二象限是最稳定的. 我们从磁通湮没及绝热理论出发, 解释了磁历史对磁通跳跃和超导体内涡旋物质的状态的影响规律.

3. 通过在 3 K 温度下磁场扫描速率对磁通跳跃影响的研究, 揭示了磁通跳跃对扫描速率的依赖关系. 随着磁场扫描速率的增加, 所观测到的磁通跳跃数目增加, 发生第一次磁通跳跃的磁场值在测量曲线中的位置前移. 磁通弛豫测量实验证明, 样品具有比较强的由磁通蠕动导致的磁弛豫现象.

- [1] Muralidhar M , Chauhan H S , Saitoh T , Kamada K , Segawa K and Murakami M 1997 *Supercond . Sci . Technol .* **10** 663
- [2] Muralidhar M , Koblishka M R , Saitoh T and Murakami M 1998 *Supercond . Sci . Technol .* **11** 1349
- [3] Koblishka M R , Muralidhar M and Murakami M 1998 *Appl . Phys . Lett .* **73** 2351
- [4] Pradhan A K , Muralidhar M , Murakami M and Koshizuka N 2000 *Supercond . Sci . Technol .* **13** 761
- [5] Jirsa M , Muralidhar M , Murakami M , Noto K , Nishizaki T and Kobayashi N 2001 *Supercond . Sci . Technol .* **14** 50
- [6] Awaji S , Isono N , Watanabe K , Muralidhar M , Murakami M , Koshizuka N and Noto K 2004 *Supercond . Sci . Technol .* **17** S6
- [7] Mints R G 1996 *Phys . Rev . B* **53** 12311
- [8] Mints R G and Rakhmanov A L 1981 *Rev . Mod . Phys .* **53** 551
- [9] Wipf S L and Lubell M S 1965 *Phys . Lett .* **16** 106
- [10] Wipf S L 1991 *Cryogenics* **31** 936
- [11] Muller K H and Andrikidis C 1994 *Phys . Rev . B* **49** 1294
- [12] Nabialek A , Niewczas M , Dabkowska H , Dabkowski A , Castellan J P and Gaulin B D 2003 *Phys . Rev . B* **67** 024518
- [13] Xing Y T , Wang Y Z , Tang H , Yang Z Q , Su X D , Jia Z Y , Huap L , Qiao G W , Bruck E and Boer F R 2000 *Physica C* **337** 200
- [14] McHenry M E , Lessure H S , Maley M P , Coulter J Y , Tanaka I and Kojima H 1992 *Physica C* **190** 403

Flux jumps in textured $(\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor with high content Gd-211 phase^{*}

Chi Chang-Yun¹⁾ Zhang Jin-Cang^{1)†} Li Ling-Wei¹⁾ Liu Fen¹⁾ Li Wen-Feng¹⁾

Jing Chao¹⁾ Cao Shi-Xun¹⁾ Miryala Muralidhar²⁾ Yao Xin³⁾

¹⁾*Department of Physics , Shanghai University ,Shanghai 200436 , China)*

²⁾*Superconductivity Research Laboratory (SRL) , ISTEK , Japan)*

³⁾*Department of Physics , Shanghai Jiaotong University ,Shanghai 200436 , China)*

(Received 8 September 2004 ; revised manuscript received 2 October 2004)

Abstract

Flux jumps behavior in textured $(\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (with high content of Gd-211 phase) have been studied . With the magnetic field parallel to the c axis , partial flux jumps have been observed in the temperature range 2—3 K , and there were no jumps found above 5 K . When ab plane is parallel to the field direction , no flux jumps have been observed in the whole temperature range (from 2 K to T_c). The anisotropic flux instability may be due to the anisotropic pinning force and geometrical demagnetization factor . As the temperature increases , the number of flux jumps is decreased , and the third quadrant of $M(H)$ curve is the most flux instability quadrant . Finally we have studied the magnetic field sweep rate dependence of flux jump , and discussed the influence of flux creep on flux jump .

Keywords : $(\text{Nd}_{0.33}\text{Eu}_{0.33}\text{Gd}_{0.33})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor , oxygen-controlled melt growth method , flux jump

PACC : 7400 , 7470P , 7127

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10274049) , the Dawn Project (Grant No. 03SG35) , the Science & Technology Development Foundation (Grant No. 02AK42) of the Education Committee of Shanghai Municipality and the Shanghai Leading Academic Discipline Program .

[†]E-mail : jczhang@staff.shu.edu.cn