

弱场下熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品 局域磁通蠕动的实验研究*

刘 峰¹⁾ 黄钧伟¹⁾ 刘 伟¹⁾ 肖 玲²⁾ 任洪涛²⁾ 焦玉磊²⁾ 郑明辉²⁾ 阎守胜¹⁾

¹⁾ (北京大学物理系和介观物理国家重点实验室,北京 100871)

²⁾ (北京有色金属研究总院,北京 100088)

(2001 年 4 月 14 日收到,2001 年 5 月 23 日收到修改稿)

利用半导体霍尔探头测量法在液氮温度下研究了低场下圆柱状熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 样品的局域磁通蠕动行为. 对瞬时加减场样品端面局域磁场的磁弛豫、磁滞回线以及不同扫场速率下局域磁场的变化进行了测量, 观察到了对数时间磁弛豫的行为, 发现由加场和去场数据所得的激活能 U_0 有明显的不同. 磁滞回线测量中, 局域点的磁场随外场几乎同步变化, 不同扫场速率下局域磁场随外场变化的差别不大. 实验结果表明, 外场除对样品侧面外, 对端面也有明显的穿透. 所得 U_0 的不同来源于磁通线与 ab 平面的位置关系. 实验结果表明弱磁场下的磁测量有可能进一步发展成为获得样品的钉扎特性的简单而有效的方法.

关键词: 局域磁通蠕动, 激活能, 磁弛豫

PACC: 7460G, 7560

1 引 言

高温超导体的热激活磁通蠕动是人们十分关心的一个研究主题. 在实验方面, 通常是通过磁测量等方法对样品做整体的研究^[1-3]. 虽然从这些实验中得到了许多有意义的结果, 如磁弛豫率随对数时间变化^[4], 巨磁通蠕动^[5,6]现象, 磁弛豫率与温度^[7]、磁场梯度^[8]和磁场变化速率^[9,10]等的关系, 但是也掩盖了一些具体的细节. Frankel 等人^[11,12]首先提出样品的尺寸效应, 此后实验中引入了许多不同的技术如磁光图像法^[13]和霍尔探头磁测量法^[14,15]等来探测局域磁场. Tamagai 等人^[16]利用一组霍尔探头测量了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 单晶样品的磁化曲线, 得到了与整体测量方法不同的结果. Abulafia 等人^[17]在 YBCO 单晶样品上, 利用一组微霍尔晶片测量了样品局部磁场分布随时间的变化过程, 不依赖于特定的理论模型, 确定了局域有效激活能 $U(x, t)$, 得到了对数时间尺度 t_0 随温度、外场和样品形状的变化规律, 证实了利用扩散方程求解得到对数关系的正确性. 同时, 实验结果清楚地显示了样品中不同位

置弛豫行为的差异. 随后, 局域磁测量实验得到了迅速发展.

利用霍尔探头法测量高温超导体局域磁弛豫的实验, 几乎都是在单晶样品上进行的. 然而和应用密切相关的块材, 无论从基础研究还是应用角度, 均值得关注的. 聂惠芬等人^[18]曾对于用熔融织构 (MTG) 工艺结合顶部籽晶法制备的 YBCO 柱状样品, 利用 Bi 膜霍尔探头得到了一些有意义的结果, 但由于所用的霍尔探头的有效面积较大, 尺寸不够精确, 难于进行精确分析. 本工作则采用具有更小的有效截面和较高的灵敏度的半导体霍尔探头进行测量. 本文给出了在低场下的局域磁场测量结果, 以及对结果的分析 and 讨论.

2 样品制备及实验步骤

实验样品为用顶部籽晶法结合 MTG 工艺制备的尺寸为 $\phi 16.0 \times 6.0$ 的单畴 YBCO 大块超导样品^[19]. 实验中采用有效截面积为 $0.1\text{mm} \times 0.1\text{mm}$, 灵敏度达到 $0.5 \times 10^{-4}\text{T}$ 的 8 个半导体霍尔探头. 由于探头的封装尺寸较大 ($\sim 2.0\text{mm} \times 2.0\text{mm}$), 8 个探头

* 国家自然科学基金(批准号: 19734001)及教育部博士点基金资助的课题.

设置在样品表面夹角为 45° 的两个直径方向上如图 1 所示. 每个探头均做了单独的磁场灵敏度的标定. 实验中采用恒流源分别提供稳定的励磁电流和霍尔探头的工作电流, 使用快速的 8 通道切换的数字电压表测量数据, 通道间的切换速率在 0.001s 以上, 测量电压的灵敏度为 $1 \times 10^{-9}\text{V}$.

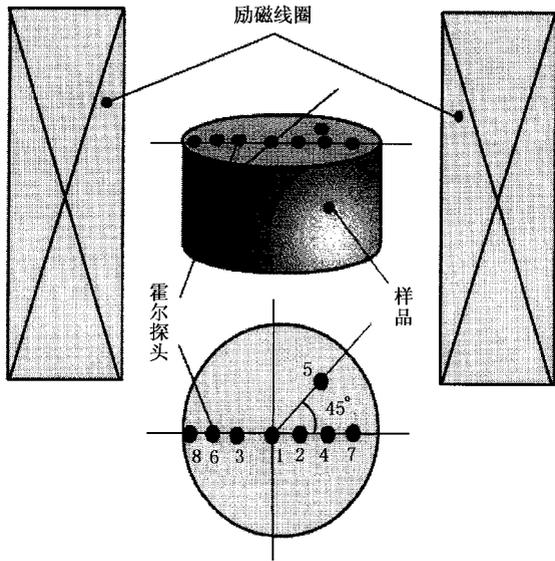


图 1 实验装置及霍尔探头位置

实验中的磁弛豫测量是首先将 YBCO 样品零场冷却至液氮温度之后, 通过励磁线圈瞬间加场至 0.03T , 每间隔一定时间, 记录各霍尔探头的霍尔电压值, 共连续测量约 3h . 瞬间去场的测量是在加场的基础上, 从原外场瞬时减小到零场, 用同样的方法记录测量结果. 磁滞回线的测量也是先将样品零场冷却至液氮温度, 在固定磁场变化速率下, 外场从零增加到 0.03T , 然后降场至 -0.03T , 最后回到 0T , 连续三次循环, 测量各霍尔探头的霍尔电压随外场的变化. 最后根据每个霍尔探头的灵敏度将霍尔电压转换为磁场, 得到样品表面各局域点的磁场随外场和时间的变化.

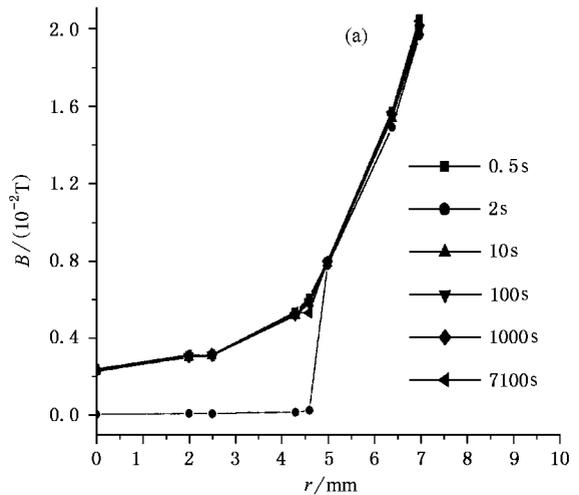
3 实验结果及讨论

首先, 我们检验了样品的均匀性. 实验中, 在相同的外场、温度等条件下, 固定霍尔探头的位置旋转样品进行测量. 测量结果表明在样品相同半径处得到了相同的实验结果, 说明样品的局域磁性质具有很好的轴对称性. 因而在下面对实验结果的叙述中, 将不同方向上的测量结果归结到同一个半径方

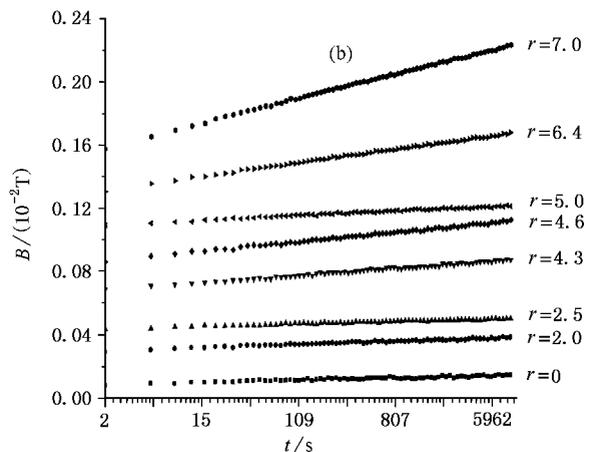
向上.

3.1 瞬时加场和瞬时减场测量

图 2, 3 是瞬时加场到 0.03T 和相继减场至 0T 时局域磁场 B 的测量结果. 从图 2(a) 和图 3(a) 可见, 样品表面各点的磁场只在加场或去场的 2s 前有较大的变化, 而 2s 以后则变化很小. 磁场分布并不像 Bean 模型所假设的随位置线性分布. 在去场实验结果中, 当外场为零后, 磁场分布依然是靠近边缘点的磁场高于中心点的磁场, 没有观察到 Tamegai 和 Abulafia 等人^[16, 17]报道的边缘点的磁场反向的现象, 也与聂惠芬等人^[20]和刘峰等人^[21]计算模拟的结果不同.

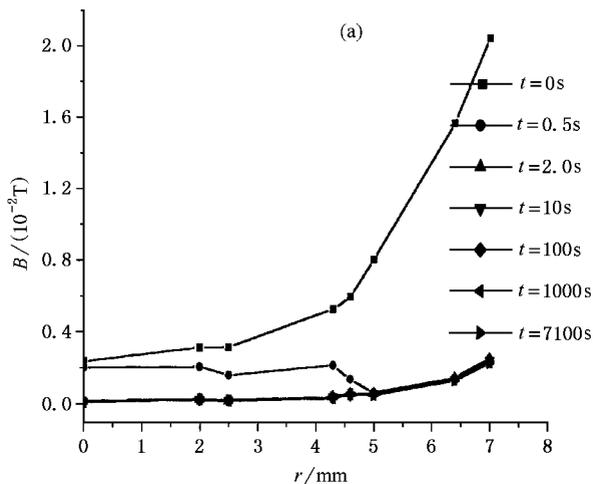


(a) 瞬时加场时不同时刻各点磁场的变化, 取表面中心点为原点, r 标记霍尔探头的位置

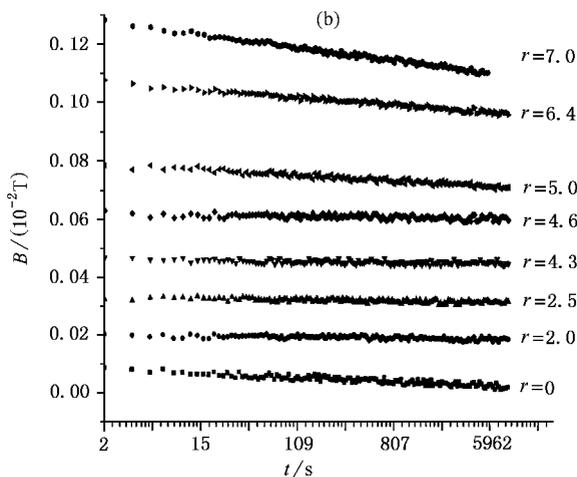


(b) 各点磁场随时间变化情况, 为避免重叠, 各曲线的位置做了线性平移

图 2



(a) 瞬时去场时不同时刻各点磁场的变化, r 标记霍尔探头的位置



(b) 线性平移后各点磁场随时间变化情况

图 3

产生上述现象的主要原因是所加的外场非常小. 取样品临界电流典型值 $J_c = 10^9 \text{ A/m}^2$, 当外场为 $B_e = 0.03 \text{ T}$ 时, 磁场穿入深度约为 $\Delta \sim B_e / \mu_0 J_c \sim 3.5 \times 10^{-5} \text{ m}$, 远小于样品的半径 $r = 8.0 \times 10^{-3} \text{ m}$, 即加场或去场时抗磁电流只存在于在样品圆柱面上很薄一层. 如果磁场只在侧面穿入一薄层, 那么样品的其他区域不会有磁场, 但实际上从图 3(a) 可以看出所有的霍尔探头都感受到了磁场的存在, 尽管其强度值比边缘附近的小得多. 因此我们推断在样品的端面也有磁场穿透.

分析一下加场情况下样品内的磁场和抗磁电流分布. 对于处在弱磁场下的圆柱形超导体, 假设其均

匀磁化, 则经过简单的计算可知圆柱体棱角处抗磁场最小. 这说明磁通线应首先从圆柱体的棱角处穿入, 并进一步向抗磁场较弱的地方扩散. 假设样品中等效抗磁电流分布近似如图 4 所示. 在样品的端面和侧面薄层内存在着大小为 $J(r, z) = J_c$ 抗磁电流. 应用毕奥-萨伐尔定理, 电流在空间 r_0, z_0 点产生的抗磁场的径向分量 B_r 和轴向分量 B_z 可通过下式得到

$$B_r = \frac{u_0}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{\kappa(z)}^R \int_0^\pi \frac{J(r, z) \kappa(r - r_0 \cos \varphi)}{[r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos \varphi + (z - z_0)^2]^{3/2}} \cdot d\varphi dr dz,$$

$$B_z = \frac{u_0}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{\kappa(z)}^R \int_0^\pi \frac{J(r, z) \kappa(z - z_0) \cos \varphi}{[r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos \varphi + (z - z_0)^2]^{3/2}} \cdot d\varphi dr dz. \quad (1)$$

这里取样品中心为柱坐标的原点, 其中 $\kappa(z)$ 为迈斯纳抗磁态与混合态的分界面. 此处忽略了迈斯纳抗磁电流的影响. 根据图 4 的抗磁电流分布图, 可得到样品表面磁场的垂直分量的分布如图 5 所示. 从图 5 中可见, 由图 4 的电流分布所确定抗磁场与外磁场相加后所得的合磁场与实验结果大体符合, 可见假设的等效电流分布比较合理. 这也证实了我们的推断, 即外场不仅穿入侧面薄层, 而且进入了上下端面.

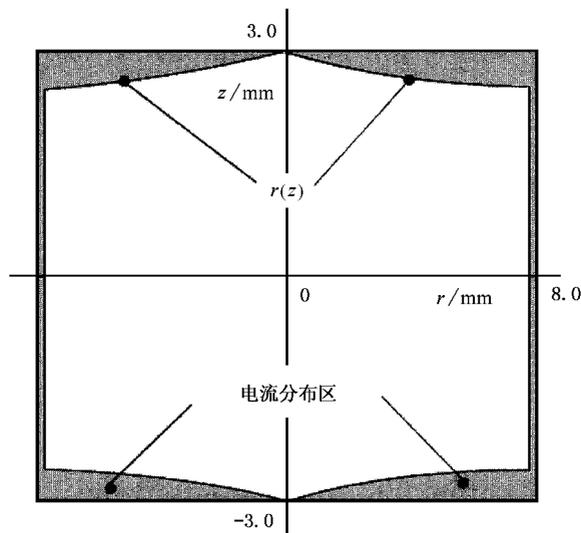


图 4 抗磁电流分布图(由灰白处表示电流分布区)

图 3(b) 和图 3(c) 是各点的局域磁场随时间变化的测量结果. 为了避免结果重叠, 将曲线作了一定的平移. 从图中明显可见各点的磁场变化与对数时间有较好的线性关系, 符合热激活的磁通蠕动模型.

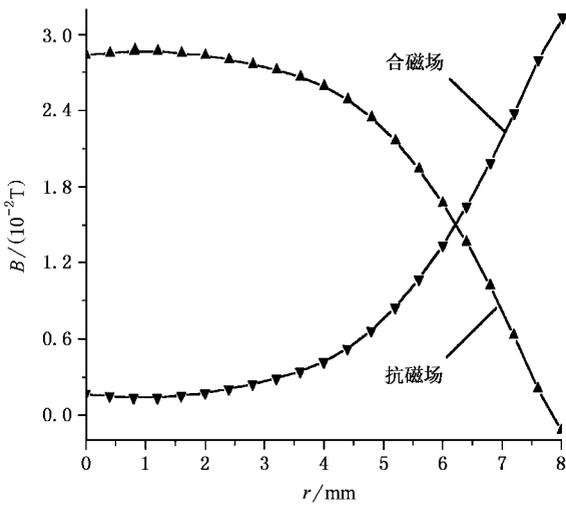


图 5 由电流分布得到的抗磁场以及与外场相加后的合磁场

根据实验结果对瞬时加场和去场做各点局域磁场随对数时间变化的线性拟合 利用公式^[22]

$$M(t) = M_0 \left[1 - \frac{k_B T}{U_0} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \right], \quad (2)$$

由于 $\mu_0 M(t) = B(t) - \mu_0 H$, H 为外场, 在瞬时加场后 $\mu_0 H = 0.03T$, 瞬时去场后 $\mu_0 H = 0T$, 可以得到 $B(t)$ 亦满足与对数时间的线性关系 即有 $B(t) = a - c \ln(1 + t/t_0)$ 表 1 中给出了各局域点所对应的 a 和 c . 拟合得到的初始时刻磁场为 $B(0) = a$. 与实验数据相比较发现这种线性拟合确定的初始时刻磁场与实际样品在加场和去场初始时刻的磁场有很大的差别. 引起这一个差别的原因目前还不清楚.

利用 Anderson-Kim 模型^[23] 约化磁弛豫率 S 有关系

$$S = - \frac{1}{M_0} \frac{dM}{d \ln t} = \frac{k_B T}{U_0}, \quad (3)$$

其中 M_0 为初始时刻磁化强度. 由此可得到有效激活能

表 1 瞬时加场和去场时由测量结果得到的各参数

位置 r/mm	瞬时加场				瞬时去场			
	a	c	S	$U_0/k_B T$	a	c	S	$U_0/k_B T$
0	0.0935	-0.0316	0.0108	91.80	0.13906	0.0288	0.2074	4.82
2.0	0.1227	-0.0416	0.0144	69.11	0.18172	0.0359	0.1978	5.05
2.5	0.1245	-0.0417	0.0145	68.84	0.17445	0.0359	0.2061	4.85
4.3	0.2045	-0.0721	0.0258	38.76	0.29408	0.0592	0.2015	4.96
4.6	0.2316	-0.0824	0.0298	33.56	0.32895	0.0634	0.1929	5.18
5.0	0.3824	-0.0924	0.0353	28.30	0.43069	0.0867	0.2015	4.96
6.4	0.7431	-0.1856	0.0822	12.15	0.85776	0.1657	0.1931	5.17
7.0	0.9532	-0.2442	0.1193	8.37	1.14971	0.2099	0.1825	5.47

$$\frac{U_0}{k_B T} = \frac{\mu_0 M_0}{c} = \frac{a - \mu_0 H}{c}. \quad (4)$$

表 1 中给出了计算结果. 从表中可见, 对于去场时各点的约化磁弛豫率 S 近似相等, $U_0/k_B T \approx 5.0$. 但在加场时, 约化磁弛豫率和有效激活能明显随位置而变化, 而且, 有效激活能均较去场时的值为大.

按照集体钉扎理论^[24, 25], 磁通线与 ab 平面的夹角为 ϑ 时, 如图 6, 它沿着 x 轴方向和与磁通线方向 z' 垂直的 y' 轴方向运动时, 受到的钉扎力相差一个系数 ϵ_ϑ , 即

$$f_p^{y'} = f_p^x / \epsilon_\vartheta, \quad (5)$$

其中 $f_p^{y'}$ 和 f_p^x 分别是磁通线沿着 x 和 y' 两方向运动时受到的钉扎力, 而 $\epsilon_\vartheta^2 = \epsilon^2 \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta$, ϵ^2 为各项异性系数, 在高温超导体中 $1/\epsilon \approx 50-100$. 同时当磁通

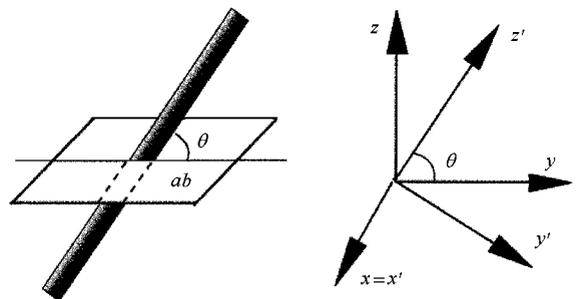


图 6 磁通线在超导体体内的位置

线在超导体体内发生弯曲时, 将产生弹性势能. 其弹性系数分别为

$$\epsilon^x \approx \frac{\epsilon^2 \epsilon_0}{\epsilon_\vartheta}; \quad \epsilon^{y'} \approx \frac{\epsilon^2 \epsilon_0}{\epsilon_\vartheta^3}. \quad (6)$$

其中 $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$. 由(5)式可见, 当磁通线与 ab 平面夹角较小时, $\varepsilon_0 \approx \varepsilon$, 如果沿着 y' 轴发生位移时, 弹性力将对磁通线运动起到很大的作用.

本实验中, 对于加场时的情形, 穿入端面的磁通线与 ab 平面的平均夹角 θ 较小. 由于磁通线在穿入时几乎垂直于其轴线的方向运动, 因而受到很大的钉扎以及弹性力的作用. 去场后, 等效电流将主要集中于样品的棱角处, 平均夹角 θ 增大, 使得钉扎力和弹性力均减小. 也就是说, 在加场时, U_0 较大, 而去场时, U_0 较小. 从而引起磁弛豫的相应变化. 另外, 由于去场后, 样品的磁场只由其边缘等效电流决定, 从(3)式可见, 除边缘部分区域外, 其余区域的约化磁弛豫率近似相等.

3.2 磁滞回线的测量

磁滞回线的测量结果表明, 各局域点的磁场随外场几乎同步变化, 而且, 各点的磁滞均较小, 中心点的磁滞小于边缘点. 为节省篇幅, 图 7 仅给出中心点和边缘点的磁滞回线图以及各点的磁场分布随外场的变化图. 与通常在外场变化时样品磁场有明显不同的原因是本实验中所加外磁场较小, 磁通线主要分布在圆柱的侧面及端面的薄层内, 穿入样品的总量比较小, 尽管各点的磁滞略有差别, 但是磁场几乎与外场同步.

3.3 不同扫场速率下的结果

本实验选取了三种扫场速率, 图 8 给出了中心点以及靠近边缘点的磁场随不同扫场速率的测量结果, 中心点局域磁场随外场几乎线性变化, 边缘点显示出小的非线性行为. 同时, 扫场速率大时局域磁场变化率较小, 但总体来说, 无论中心点还是边缘点, 在不同的扫场速率下, 测量结果相差不大. 这同样是由于外场只穿入样品表面薄层的结果.

另外, 由于本实验中的磁弛豫时间 t_0 较小, 使得局域磁场在短时间内就有大的响应而与外场同步, 而且主要的抗磁场产生于靠近边缘点的等效电流, 使得中心点较边缘点受扫场速率影响要小.

4 结 论

我们在弱场 ($H \leq 0.03\text{T}$) 下用多个半导体霍尔探头测量了液氮温度下圆柱形熔融结构 YBCO 大块样品端面的局域磁通运动行为. 通过对瞬时加场, 瞬时去场时端面局域磁场随时间变化的测量, 发现了加场实验所得 U_0 大于去场的结果. 在磁滞回线的

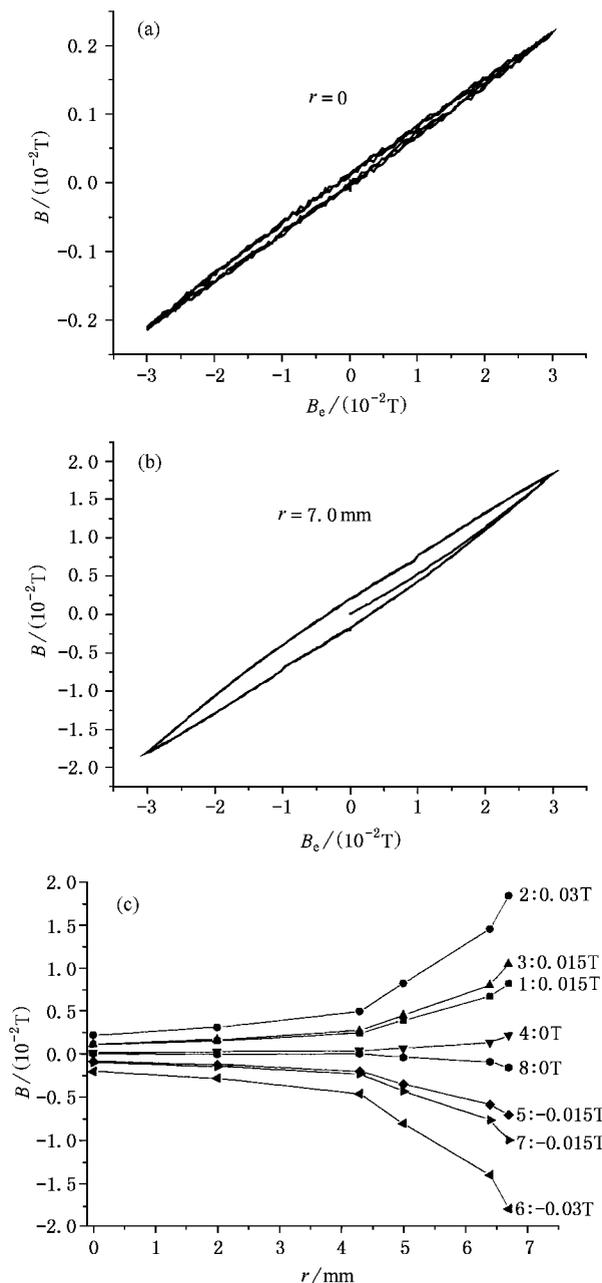


图 7 样品中心点 ($r=0\text{mm}$), 边缘点 ($r=7.0\text{mm}$) 及各点磁场分布随外场的变化

测量中, 样品端面各局域点的磁场几乎随外场同步的变化. 在样品的退磁效应不可忽略时, 如对于本实验所用的短圆柱状样品, 实验结果表明外磁场除进入样品的侧面薄层外并在端面有相当的穿入. 加场和去场情形下不同的磁弛豫率来源于磁通线与材料的 ab 平面夹角不同所受的钉扎强弱的差异. 本工作也表明利用样品在弱磁场下的局域磁弛豫测量, 大致可以获得样品的钉扎特性, 有可能发展成在弱磁场下检验大尺寸样品的磁通钉扎性质的有效手段.

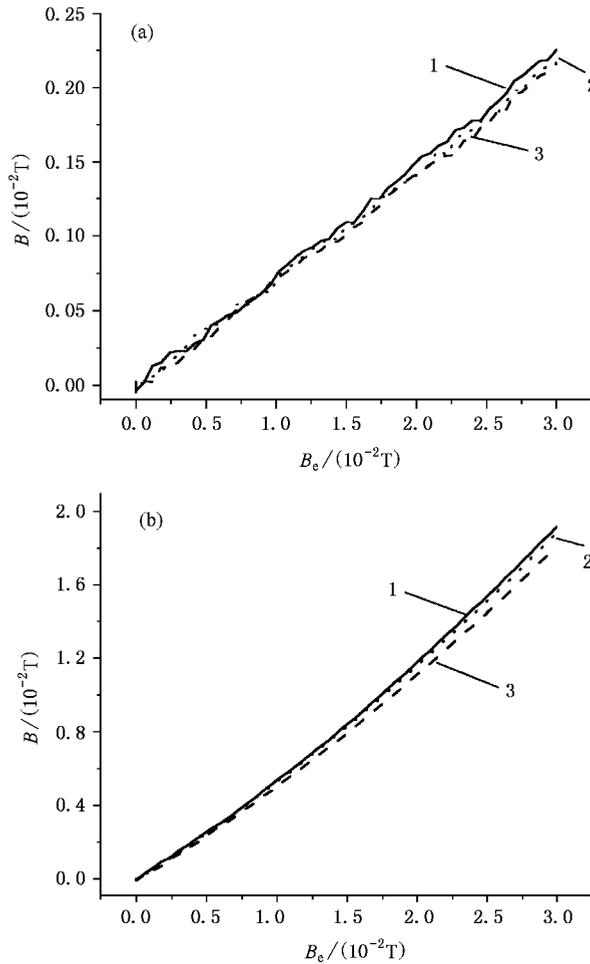


图 8 样品中心点(a)和边缘点(b)在不同扫场速率下磁场随外场的变化 (1 为扫场速率为 0.0005T/s, 2 为 0.001T/s; 3 为 0.0025T/s)

- [1] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.*, **66**(1994), 1125.
- [2] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.*, **68**(1996), 911.
- [3] Yong Feng, Lian Zhou, Lei Shi, Wan-min Yang, Xiao-zu Wu, *Chinese Physics* **8**(1999), 374.
- [4] Y. B. Kim, C. R. Hempstead, A. R. Strand, *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1962), 306.
- [5] Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2202.
- [6] A. P. Malozemoff, *Physica*, **C185 - 189**(1991), 264.
- [7] B. M. Lairson, J. Z. Sun, J. C. Brawman, T. H. Geballe, *Phys. Rev.*, **B42**(1990), 1008.
- [8] J. R. Thompson, Ren-sun Yang, A. P. Malozemoff, D. K. Christen, H. R. Kerchner, J. G. Ossandon, A. D. Marwick F. Holtzberg, *Appl. Phys. Lett.*, **59**(1991), 2612.
- [9] L. Pust, M. Jirsa, J. Kadlecova, S. Durcok, *Cryogenics* **30**(1990), 886.
- [10] Ren-seun Yang, J. R. Thompson, D. K. Christen, J. G. Ossandon, Y. J. Chen, A. Goyal, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 8480.
- [11] D. J. Frankel, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 5402.
- [12] M. Daeumling, D. C. Larbaestier, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 9350.
- [13] S. Gotoh, N. Koshizuka, *Physica*, **C176**(1991), 300.
- [14] V. N. Kopylov, A. E. Koshelev, I. F. Schegolev, *Physica*, **C170**(1990), 291.

- [15] L. Fruchter , A. P. Malozemoff , I. A. Campbell , J. Sanchez , M. Konczykowski , R. Griessen , F. Holtzberg , *Phys. Rev.* , **B43** (1991) , 8709 .
- [16] T. Tamegai , L. Krusin-Elbaum , P. Santhanam , M. J. Brady , W. T. Masselink , C. Feild , F. Holtzberg , *Phys. Rev.* , **B45** (1992) , 2589 .
- [17] Y. Abulafia , A. Shaulov , Y. Wolfus , R. Prozorov , L. Burlachkov , Y. Yeshurun , D. Majer , E. Zeldov , V. M. Vinokur , *Phys. Rev. Lett.* , **75** (1995) , 2404 .
- [18] Hui-fen Nie , Peng-cheng Song , Yu-lei Jiao , Ling Xiao , Hong-tao Ren , Shou-sheng Yan , *Chinese J. Low Temperature Physics* , **21** (1999) , 754 [in Chinese] 聂惠芬、宋鹏程、焦玉磊等 , 低温物理学报 **21** (1999) , 754] .
- [19] Ling Xiao , Hong-tao Ren , Yu-lei Jiao , Shi-an Chang , Ming-hui Zheng , *Chinese J. Low Temperature Physics* **20** (1998) , 142 [in Chinese] 肖 玲、任洪涛、焦玉磊等 , 低温物理学报 , **20** (1998) , 142] .
- [20] Hui-fen Nie , Yu-feng Liu , Yi-mei Huang , Shou-sheng Yan , *Chinese Physics* **9** (2000) , 141 .
- [21] Liu Feng , Yan Shou-sheng , *Acta Physica Sinica* , **49** (2000) , 1829 (in Chinese] 刘 峰、阎守胜 , 物理学报 **49** (2000) , 1829] .
- [22] C. N. Hagen , R. Griessen , Studies of High Temperature Superconductors , edited by A. V. Narliker (Nova Science Publishers Lmt. 1989) .
- [23] P. W. Anderson , Y. B. Kim , *Rev. Mod. Phys.* , **36** (1964) , 39 .
- [24] M. V. Feigel 'man , V. B. Geshkenbein , A. I. Larkin , V. M. Vinokur , *Phys. Rev. Lett.* , **63** (1989) 2303 ; *Phys. Rev.* , **B43** (1991) , 6263 .
- [25] G. B. Blatter , M. V. Feigel 'man , V. B. Geshkenbein , A. I. Larkin , V. M. Vinokur , *Rev. Mod. Phys.* , **66** (1994) , 1125 .

EXPERIMENTAL STUDY OF LOCAL FLUX CREEP ON A CYLINDRICAL MELTING-TEXTURED GROWN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ SAMPLE AT APPLIED FIELDS *

LIU FENG¹⁾ HUANG JUN-WEI¹⁾ LIU WEI¹⁾ XIAO LING²⁾ REN HONG-TAO²⁾
JIAO YU-LEI²⁾ ZHENG MING-HUI²⁾ YAN SHOU-SHENG¹⁾

¹⁾ (Department of Physics , Peking University , State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics , Beijing 100821 , China)

²⁾ (General Research Institution for Non-Ferrous Metals , Beijing 100088 , China)

(Received 14 April 2001 ; revised manuscript received 23 May 2001)

ABSTRACT

Using semiconductor Hall probes we studied the local flux creep on a cylindrical melting-textured grown $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sample at liquid nitrogen temperature and low applied field. The measurements on the top surface of the sample show that the local flux creep fits well the logarithmic time dependence in both the field-on and field-off cases. The obtained activation energy U_0 in the field-on case is greater than the field-off one. The local magnetization was almost changing with the applied field synchronously in the measurement of magnetic hysteresis loops. The field was almost identical at a fixed local point under various sweep ratios of the applied field. The results imply that besides the side surface the applied field penetrates into the upper and lower surfaces to a certain extent too. The disparity in U_0 results from the difference of the angle between the flux line and the ab plane. This study also shows that the measurement of flux creep at the low field has a potential to become a simple and effective method to investigate the pinning property in large size samples.

Keywords : local flux creep , activation energy , local magnetic relaxation

PACC : 7460G , 7560