

YBa₂Cu₃O_{7-δ} 熔融织构样品的磁响应研究*

王 峰^{1,2)} 孙国庆¹⁾ 孔祥木¹⁾ 单 磊²⁾ 金 新²⁾ 张 宏³⁾

¹⁾ 曲阜师范大学物理系, 曲阜 273165)

²⁾ 南京大学物理系, 南京 210093)

³⁾ 中国科学院上海冶金研究所, 上海 200050)

(2001 年 1 月 1 日收到, 2001 年 2 月 26 日收到修改稿)

对 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 熔融织构样品在不同温度、不同磁场、不同外场扫描速率下进行了磁滞回线测量, 获得了电流密度 $J(T, B)$ 、 $\ln E - \ln J$ 曲线以及热激活能 $U_0(T, B)$ 随温度、磁场的变化关系, 从而分析了该样品磁响应特性, 特别是第二峰(简称峰)受外场扫描速率的影响, 探讨了峰形成的真正原因, 以及影响峰位置、大小的各种因素.

关键词: 磁响应, 熔融织构, 峰效应, 临界电流密度

PACC: 7460G

1 引 言

高温超导体混合态相图研究一直是人们比较关心的课题, 由于强的热涨落效应, 其相图较常规超导体有着更加丰富的内容. 近年来, 随着理论研究的不断深入和实验技术的飞速发展, 人们对高温超导体相图的研究越来越细致化. 实验发现, 即使对于原来定义的同个相区内部, 超导体又表现出明显不同的磁通动力学行为, 意味着可能存在新的相变线, 磁通物质相图因而可能变得更加复杂. 自从在对高温超导体的磁性测量中发现第二峰, 人们不但对其物理机理的研究给予广泛关注, 而最近以之为界, 把固体区重新分区的探讨, 更为磁通物质的研究提供了新的研究课题^[1, 2].

在高温超导体研究中, 人们已经提出很多不同的理论来解释鱼尾效应, 这种反常磁通钉扎行为, 至今仍未定论^[2, 3-5]. 然而, 由于在一般磁测量中, 都是对样品进行的宏观测量, 观察其整体磁响应, 从磁滞回线上观察到的峰宽而平, 人们很难把它与相变联系起来. 但引人注目的是, 最近, 由于局域测量技术的发展, 陡峰在 YBa₂Cu₃O_{7-δ}、Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} 等多种不同样品中被发现, 而且峰点 $H_p(T)$ 接近于磁通格子的一级融化线, 越来越多的人认为第二峰可能对应了相图上的一条相变线^[6-8]. 一些人提出第二峰

存在于所有具有弱无规分布点无序(weak random-point disorder)的高温超导体中, 它把固体区分成布喇格玻璃区(一个弱无序的准晶相)和涡旋玻璃区(高度无序的缠绕固体区). 现在很多重要的文献都在讨论与第二峰有关的相图问题, 如同人们起初把由动力学测量得到的不可逆线 $H_m(T)$ 赋予静力学的含义(磁通固态的融化线), 认为 $H_p(T)$ 线是磁通玻璃区中的一条相变线而试图把它写入到静力学相图. 从相图上来看^[2], 如果峰点 $H_p(T)$ 真正对应了一条相变线——涡旋玻璃区与布喇格玻璃区的分界, 我们在同一温度下逐渐增场, 就有可能观察到从布喇格玻璃区到涡旋玻璃区再到涡旋液体区三个不同相区的磁通动力学行为, 如此丰富的物理内容是很值得研究的.

通常情况下提到的临界电流密度 $J(T, B)$ 是利用比恩模型, 从磁滞回线宽度算得的, 而磁滞与测量过程紧密相关, 我们得到的 $J(T, B)$ 并非真正的临界电流密度 $J_c(T, B)$, 特别是对于高温超导体而言, 因巨磁通蠕动问题, 它的弛豫是很明显的, 实际测量所得到的 $J(T, B)$ 应比 $J_c(T, B)$ 小得多^[9], 那么从实验上观察到的峰是否是超导体本身具有的, 还是 $J_c(T, B)$ 根本不存在峰, 而只是由于其他原因造成的? 为此, 我们利用一台自制的振动样品磁强计(VSM), 对一块掺入 Y₂BaCuO₅(Y-211)相的

* 国家自然科学基金(批准号: A040204)和国家超导技术联合研究开发中心资助的课题.

YBa₂Cu₃O_{7-δ} 熔融结构块材进行测量,以利用实验观察对该样品进行磁响应的研究,寻求影响峰点的各种因素,探讨该样品在不同温区不同磁场及外场扫描速率下的磁通动力学行为。

2 样品制备与测量

实验用的样品是熔融结构的 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 块材,是将分析纯的 Y₂O₃,BaCO₃,CuO 按名义成分 YBa₂Cu₃O_{7-δ} + 30mol% Y-211 混合配制,采用一般的控氧压熔法(OCMG)制备。我们所用样品临界转变温度为 $T_c = 92\text{K}$,尺寸为 $3.78\text{mm} \times 2.40\text{mm} \times 0.86\text{mm}$ 。实验数据是利用自制振动样品磁强计进行测量获得的,首先使样品零场冷却到所测试的温度点,然后再加磁场,场方向平行于 c 轴。在测量中我们利用恒温仪控温,使得温度波动小于 0.1K 。实验中共测量了 6 个温度点 51,57,62,67,72,77K。每个温度点又用不同速率 dB/dt 扫描,从几高斯到几百高斯不等,图 1 为对应 77K 温度的典型的 5 个速率下的磁滞回线。

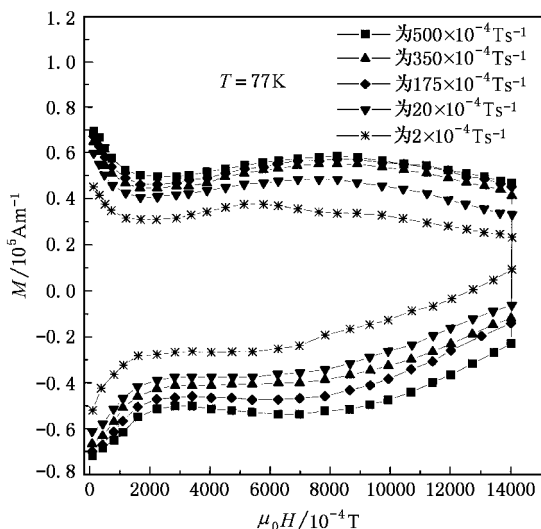


图 1 熔融结构 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 样品在 77K 温区,不同外场扫描速率下测得的磁滞回线,由里至外,对应速率不断增大,分别用不同的符号标志

3 实验结果与分析

3.1 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 磁响应

随温度降低,磁通有效钉扎势会迅速增强,图 2

给出了该样品在固定外场扫描速率 $6 \times 10^{-4}\text{T/s}$ 下,对应不同温度的典型磁滞行为。但需要注意的是,在该样品中的随温度变化的峰移现象特别明显:77K 时峰点 $H_p(T) \approx 0.54\text{T}$,当温度降至 62K 时 $H_p(T) \approx 1.1\text{T}$,而温度再稍微降低,峰点就移出了我们的测量范围,表现出了峰移对温度的强烈依赖关系,这也说明该样品的峰效应难以用匹配机理或维度特性的转变^[5,10]来解释。

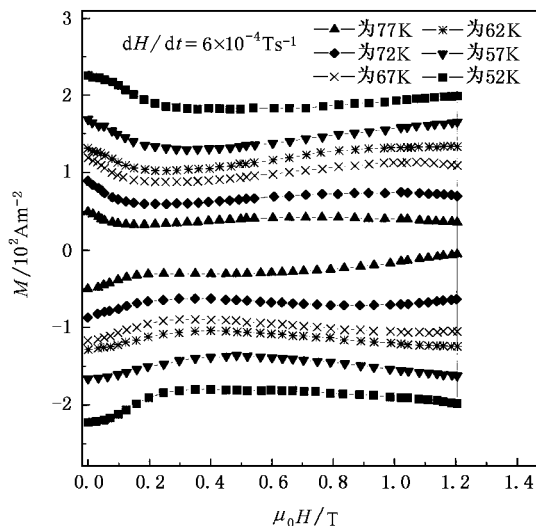


图 2 熔融结构 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 样品在外场扫描速率为 $6 \times 10^{-4}\text{T/s}$ 时,在不同温度下测得的磁滞回线,由里至外,对应温度不断降低,分别用不同的符号标志

在该样品中,由于 Y-211 相的掺入,其程度大约比相关长度大两个量级(在 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 样品中,相关长度 $\xi_c \approx 0.3\text{nm}$, $\xi_{ab} \approx 1.5\text{nm}$,而 Y-211 颗粒直径为 $0.1\text{—}1\mu\text{m}$)^[11],大大增强了样品的有效钉扎势,使得该样品的磁滞是比较强的,而且峰效应也很明显^[12,13]。这从 77K 温区下不同外场扫描速率的磁滞回线看出(如图 1 所示),只是峰过于宽而平,这是由于我们进行的是宏观测量,整块样品性质是不均匀的,特别是由样品中 Y-211 相引入的任意分布的有效钉扎中心更增加了该样品的不均匀性^[12,14],即使在同一温度下,各处到达峰点 $H_p(T)$ 对应值是不一样的,但整块样品的峰效应并未被淹没,这对我们研究 YBa₂Cu₃O_{7-δ} 块材对外场扫描速率的磁响应是基本没有影响。首先,随着外场扫描速率从 $2 \times 10^{-4}\text{T/s}$ 增加至 $8 \times 10^{-2}\text{T/s}$ 过程中,磁滞迅速增大,对应回线变大,结果和其他大量实验结果是一致的,这来自于弛豫效应。但值得注意的是,峰点也随外场扫描速率的变大而后移,这一点,也可从不同外场扫描速

率下的电流密度 $J(T, B)$ 曲线看出, 如图 3 所示. 其中利用了扩展的比恩模型有关矩形样品的计算公式^[15] (由于主要考虑峰附近高场下的磁通行为, 我们忽略了样品的自场效应)

$$J(T, B) = \frac{\chi(M^+ - M^-)}{b(1 - b/3a)}, \quad (1)$$

其中 M^+ , M^- 分别对应同一磁场下磁滞回线上下两条的磁矩; a , b 分别为样品的长和宽. 随外场扫描速率的增大, 峰移还是比较明显的, 峰点 $H_p(T)$ 从外场扫描速率为 $2 \times 10^{-4} \text{ T/s}$ 的 0.52T, 增加至 0.08 T/s 的 0.65T. 峰点不单纯是温度的函数, 它还强烈依赖于外场扫描速率. 另外, Yeshurun 小组在对 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 单晶做局域弛豫时也观察到类似现象^[16].

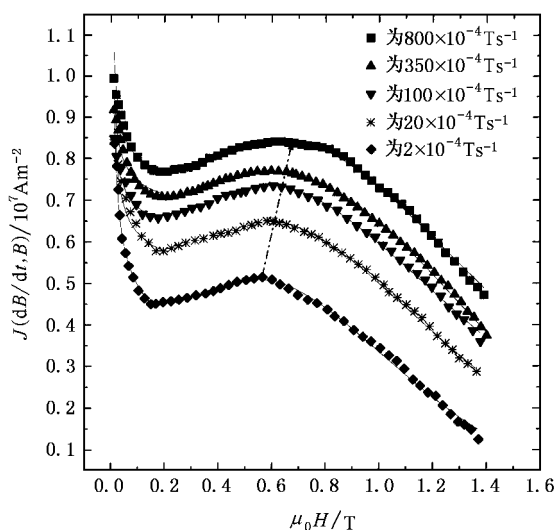


图3 77K 温度下对应 5 个外场扫描速率 800, 350, 175, 20, $2 \times 10^{-4} \text{ T/s}$ 的 $J(T, B)$ 实验曲线. 分别用不同的点符号标志. 我们用虚线来标示峰的移动及在谷点前(用 $J(T, B) \propto B^{-1/2}$)与峰点后(用 $J(T, B) \propto \exp(-cB^{3/2})$)进行拟合的结果(以实线标志)

除峰移之外, 更主要的实验事实在于, 对应每一磁场下的电流密度的宽度 ΔJ (即每一磁场下外场扫描速率最高为 0.8 T/s 对应的电流密度减去外场扫描速率为 $2 \times 10^{-4} \text{ T/s}$ 电流密度的值) 在测量的磁场范围内是不一样的: 在磁场 $H < H_p(T)$ 电流密度宽度 ΔJ 要明显小于 $H > H_p(T)$ 区 ΔJ . 由此, 我们应该认识到, 各段 $J(T, B)$ 数值不单独是由真正的临界电流密度 $J_c(T, B)$ 决定的, 还应与各区的弛豫有密切关系, 峰点之前的磁弛豫率要明显小于峰之后的磁弛豫率.

根据集体钉扎理论, 第一峰点对应了从单磁通

钉扎到集体钉扎区的过渡. 超导体内存在氧空穴等近程无序的大量钉扎中心, 当这些无序钉扎密度足够大时, 被集体钉扎的磁通的相关体积的尺寸 L 将小于磁通之间的距离 γa_0 (这里 $\gamma = (m_{ab}/m_c)^{1/2} < 1$ 为样品的各向异性系数), 这时将形成单磁通钉扎, 磁通晶格的相关体积变为磁通方向的相关长度 L_c , 对应玻璃态指数为 $\mu = 1/7$, 其特点为电流密度 $J(T, B)$ 行为主要为样品弛豫所决定. 这时, $J(T, B) \propto B^{-1/2}$, 这与我们的实验结果符合很好(见图 3). 我们选择了比较典型的几个外场扫描速率下 $J(T, B)$ 曲线, 在谷点前低场区的拟合曲线是严格按照该式进行的数据拟合, 拟合曲线(实线)与实验数据(点)几乎完全重合. 当电流降低时, 磁通晶格的相关体积也随之增大, 当 $L > \gamma a_0$ 时, 单个独立的磁通将形成磁通束, 单磁通钉扎逐步过渡到小磁通束集体钉扎区, 对应 $\mu = 3/2 - 7/2$, 弛豫率变小, 因而可以说谷点 $H_m(T)$ 对应了弛豫率最大点^[11]. 在 $H < H_p(T)$ 时, $J(T, B)$ 表现出明显的集体钉扎特性, 而 $H > H_p(T)$ 时, 这种 $J(T, B)$ 随外场升高而降低的现象是不符合集体钉扎理论的, 一般认为是进入了塑性蠕变区, 对应的弛豫率再次增大, 而这种弛豫率的转变导致了峰的形成. 另有实验结果证实, 峰点之后 $J(T, B) \propto \exp(-cB^{3/2})$ ^[11], 这与我们的实验结果基本符合(见图 3). 在峰点后高场区的数据拟合, 我们按照该式进行拟合, 得到的拟合曲线(实线)与实验数据(点)基本重合. 在进一步的数据拟合中, 我们放开上式中磁感应强度 B 的次幂, 发现对应 $B^{-1.7}$ 是最符合我们的实验数据, 这时拟合曲线几乎与实验数据完全重合.

对于该掺有 Y-211 相的强钉扎样品而言, 我们知道在峰前处于集体钉扎区时, 弛豫率相对较小, 而外场扫描速率的增加实际是导致弛豫时间的相对减少, 使得这种从不同钉扎区转变得以延迟至较高磁场. 较高的外场扫描速率对应较大的电流密度使得磁通晶格相关体积变化迟缓, 就进一步阻碍这种转变^[11]. 从以上现有实验结果分析, 我们无法获得真正的临界电流密度, 就无法确定它本身是否就存在峰点, 又因峰移与外场扫描速率密切相关, 我们无法将峰点与相变直接相联系, 不足以把 $H_p(T)$ 定义为相图上的一条相变线. 我们认为一方面弛豫有可能是造成峰的重要原因, 从而使得外场扫描速率的变化影响了峰点位置, 另一方面, 弛豫率在不同区的差异也造成不同外场扫描速率下进入不同钉扎区的先

后,在不同的外场扫描速率下,第二峰都对应了一种钉扎区到另一种钉扎区的过渡,已表现出明显的特性转变.

3.2 E-J 曲线

人们研究相图问题,习惯利用电测量方法得到不同相区的 $\ln E - \ln J$ 曲线,进而从其对应曲率的变化直接观察超导体的相变行为^[1].但在电测量中,外加电流受样品不均匀性影响很大,降低了信号探测准确度,而磁测量中感应电流不受外部因素的影响,更能反映样品的本身性质,而且能达到一般电测量中不能达到的精度^[17].为此,我们以磁测量为基础,获得该样品峰点附近的 $\ln E - \ln J$ 曲线,进一步研究峰点前后的磁通动力学行为.

一般情况下,磁通动力学行为可用 Anderson 的热激活磁通蠕动模型来描述^[18]:

$$v = v_0 \exp \left[- \frac{U_{\text{eff}}(T, B, J)}{kT} \right], \quad (2)$$

其中 v 为磁通跳跃速率, v_0 为尝试速率, $U_{\text{eff}}(T, B, J)$ 为磁通一点跳到下一点的有效势垒(或热激活能).我们可以认为磁通线像普通的液体一样,采用类似一般流体守恒方程得到

$$\frac{\partial B}{\partial t} = - \nabla \cdot \mathbf{D}, \quad (3)$$

其中 \mathbf{D} 为磁通蠕动密度,可表示为

$$\mathbf{D} = - \frac{\nabla B}{|\nabla B|} B v_0 L \exp \left[- \frac{U_{\text{eff}}(T, H, J)}{kT} \right]. \quad (4)$$

由此,我们可得到不同样品的统一磁通守恒方程^[19]即

$$\frac{\partial \langle B \rangle}{\partial t} = \beta v_0 L \mu_0 H \exp \left[- \frac{U_{\text{eff}}(T, H, J)}{k_B T} \right], \quad (5)$$

其中 β 是与样品的几何形状及外加磁场有关的形状因子,不同样品的形式可见文献^[19].另外,从 Anderson 相滑移理论^[20]出发可得到电测量中常用到的扩散方程

$$E = v_0 L \mu_0 H \exp \left[- \frac{U_{\text{eff}}(T, H, J)}{k_B T} \right]. \quad (6)$$

通过(5)和(6)两式,可得到重要的函数关系

$$\frac{d \langle B \rangle}{dt} = \beta E. \quad (7)$$

这样就把磁测量与电测量结合到一起.利用该关系式,我们得到在高场范围内 77 和 72K 两个温区下 $\ln E - \ln J$ 曲线,如图 4(a)和(b)所示.

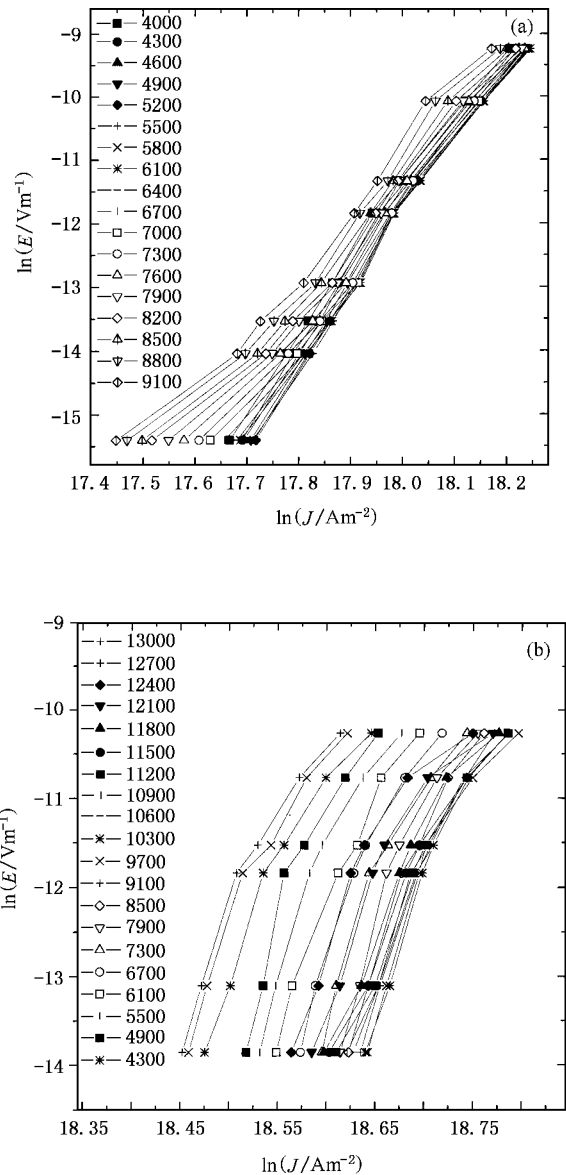


图4 77K(a)和72K(b)温度下的 $\ln E - \ln J$ 曲线

我们不难发现,对于 77K 温区所取峰点及两侧的 18 个不同磁场下 $\ln E - \ln J$ 曲线,峰附近不同磁场下的点,在 $\ln E - \ln J$ 曲线图上基本重合到一起,在峰附近 $E - J$ 表现为明显的幂函数关系^[21].当然,从图 4 中也不难发现,由于峰移及两边弛豫率的不同,在 $\ln E - \ln J$ 曲线在峰两侧发生了明显的交错,意味着曲线斜率随着磁场变化不是单调变化的,相对应的热激活能也呈现不同的行为(这可由下面求得的 $U_{\text{eff}}(T, B)$ 数值进一步看出).可以推断,在该温区下,应有一磁场与曲线斜率或热激活能的转变点相对应,但因测量条件的限制,我们只能得到样品整体的宏观效应,无法找到这一转变磁场.从相图上来

看 在峰点附近近似直线关系 $\ln E - \ln J$ 的很大磁场范围对应了磁通物质的涡旋固体区^[22, 23]. 随着磁场进一步增强 到达 0.7T 以后 曲线开始下凸 进入缠绕磁通液体相. 而对于 72K 温区 $\ln E - \ln J$ 曲线 表现出与 77K 温区类似的行为 如图 4(b) 所示 峰前区域呈现正曲率 曲线上凸 而在峰附近也基本上呈现直线关系 但在测量范围内没有发现固-液相变.

为了进一步研究峰两侧的磁通变化行为 我们试图求出两温区下的热激活能随磁场的变化关系. 在峰点附近磁通钉扎可用 Zeldov 的电流弛豫模型:

$$U_{\text{eff}}(T, B, J) = U_0(T, B) \ln \left[\frac{J_c(T, B)}{J} \right] \quad (8)$$

来描述 结合(6)式 我们可得到

$$E = E_c \left[\frac{J}{J_c(T, B)} \right]^{U_0(T, B)/kT} \quad (9)$$

其中 $E_c = Bv_0 L$ 为对应于磁通蠕动到磁通流动转变临界电场 利用 $E-J$ 表幂函数关系 热激活能可直接由 $\ln E - \ln J$ 曲线斜率求得

$$\frac{U_0(T, B)}{kT} = n(T, B) = \frac{d \ln E}{d \ln J} \quad (10)$$

图 5 为我们按照幂函数关系 $E-J$ 得到两温区下的标志峰附近热激活能随外场变化曲线 在峰两侧出现了明显的热激活能行为变化 在峰之前 热激活能随磁场的增加而增加 在其之后 随磁场的增加而减小 呈现出不同的钉扎性质. 在峰点附近的很大范围内热激活能变化缓慢 并未出现人们在其他样品中观察到的陡的突变^[2] 只是在磁场进一步增强的情况下 热激活能下降较为迅速 这与我们样品中含有任意分布的 Y-211 相钉扎中心以及孪晶、位错等在熔融结构样品制备过程中造成的无序有关.

4 结 论

利用实验室自制振动样品磁强计得到不同磁场、温区及不同外场扫描速率下的磁滞回线 我们对不同相区动力学性质受外场扫描变化的影响作了初步的研究 得到了随速率变化的电流密度 $J(H, T, \dot{H})$ $\ln E - \ln J$ 曲线关系 通过分析 我们认识到第二峰效应与样品的弛豫紧密相关 其位置随外场扫描速率不同而改变. 同时 从现有实验结果来看 不同外场扫描速率下的峰点分别对应了不同钉扎区的过渡 从而导致了峰点两侧的热激活能的明显变化 由于样品质量及测试手段的限制 我们没能观察到峰前后明显的磁通行为的突变 我们不能得到静力学相图上一条确切的峰点 $H_p(T)$ 对应的相变线 但为第二峰对应相变的论证提供了一定实验依据.

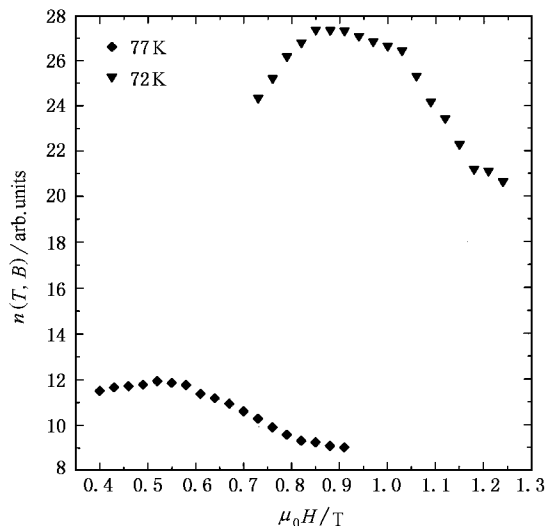


图 5 72 和 77K 两温区下 $n(T, B)$ 随磁场的变化曲线

[1] G. Blatter, G. Feigelman, M. V. Geshkenbein, V. B. Larkin et al., *Mod. Phys.* **66** (1994), 1125.
 [2] Terukazu Nishizaki, Norio Kobayashi, *Supercond. Sci. Technol.*, **13** (2000), 1.
 [3] S. Kokkakiaris, P. A. J. de Groot, S. N. Gordeev, A. A. Zhukov, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), 5116.
 [4] D. Giller, A. Shaulov, Y. Yeshurun, J. Giapintzakis, *Phys. Rev.*, **B60** (1999), 106.
 [5] A. A. Zhukov, H. Küpfer, H. Claus, H. Wühl, M. Kläser, G. Müller-vogt, *Phys. Rev.*, **B52** (1995), R9871.
 [6] T. Giamarchi, P. Le Doussal, *Phys. Rev.*, **B52** (1995), 1242; *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994), 1530.

[7] E. Zeldov et al., *Europhys. Lett.*, **30** (1995), 367.
 [8] D. Ertas, D. R. Nelson, *Physica*, **C272** (1996), 79.
 [9] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992), 2280.
 [10] T. Tamegal, Y. Iye, Y. Kotaka, K. Yamafuji, *Physica*, **C213** (1993), 33.
 [11] B. Martinez, X. Obradors, A. Gouis, S. Pinol, J. Fontcuberta, *Phys. Rev.*, **B53** (1996), 2797.
 [12] J. J. Sha, Z. W. Yao et al., *Acta Phys. Sin.*, **49** (2000), 1356 (in Chinese) 沙建军、姚仲文等 物理学报 **49** (2000), 1356].
 [13] Y. Feng, L. Zhou et al., *Acta Phys. Sin.*, **49** (2000), 146 (in Chinese) 冯勇、周廉等 物理学报 **49** (2000), 146].

- [14] T. Puig , F. Galante , E.M. Gonzalez , J.L. Vicent , B. Martinez , X. Obradors , *Phys. Rev.* , **B60**(1999) , 13099 .
- [15] E.M. Gyorgy , R. B. van Dover , K. A. Jackson , L. F. Schneemeyer , J. V. Waszczak , *Appl. Phys. Lett.* , **55**(1989) , 282 ; H. P. Wiesinger , F. M. Sauerzopf , H. W. Weber , *Physica* , **C202** (1992) , 121 .
- [16] Y. Abulafia *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **77**(1996) , 1596 .
- [17] H. L. Ji , Z. X. Shi , X. Jin , X. X. Yao , X. S. Rong , Y. M. Ni , Z. X. Zhao , *J. Appl. Phys.* , **75**(1994) , 1671 .
- [18] P. W. Anderson , *Phys. Rev. Lett.* , **9**(1962) , 309 .
- [19] F. Wang , X. N. Xu , Y. L. Tang , W. M. Chen , X. Jin , L. J. Shen , C. C. Lam , *Phys. Stat. Sol. (b)* , **219**(2000) , 141 .
- [20] X. Jin , X. N. Xu , Y. L. Tang , L. Shan , F. Wang , L. K. Xu , N. L. Chen , *Chin. J. Low Temp. Phys.* , **21**(1999) , 692 .
- [21] E. Zeldov , N. M. Amer , G. Koren , A. Gupta , M. W. Mcelfresh , *Appl. Phys. Lett.* , **56**(1990) , 680 .
- [22] R. H. Koch , V. Foglietti , W. J. Gallagher , G. Koren , A. Gupta , M. P. A. Fisher , *Phys. Rev. Lett.* , **63**(1989) , 1511 .
- [23] H. Kumakura , H. Kitaguchi , T. Mochiku , K. Togano , S. Okaya-su , *Physica* , **C324**(1999) , 57 .

MAGNETIC RESPONSE OF MELT-TEXTURED YBa₂Cu₃O_{7-δ} BULK SUPERCONDUCTOR *

WANG FENG^{1,2)} SUN GUO-QING¹⁾ KONG XIANG-MU¹⁾ SHAN LEI²⁾ JIN XIN²⁾ ZHANG HONG³⁾

¹⁾ Department of Physics , Qufu Normal University , Qufu 273165 , China)

²⁾ Department of Physics , Nanjing University , Nanjing 210093 , China)

³⁾ Shanghai Institute of Metallurgy , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 200050 , China)

(Received 1 January 2001 ; revised manuscript received 26 February 2001)

ABSTRACT

We carried out magnetization loop measurements on melt-textured YBa₂Cu₃O_{7-δ} sample at various temperatures with the magnetic sweep method by using a vibrating sample magnetometer (VSM). We derived the curves of $J(T, B)$, $\ln E - \ln J$ and thermal excited potential $U_0(T, B)$, and analyzed the magnetic response of this sample, especially the influence of field sweep rates to the second peak. The peak effect of the sample, as well as the factors affecting the magnitude and position of the second peak, is discussed.

Keywords : magnetic response , melt-texture , peak effect , critical current density

PACC : 7460G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. A040204) by the National Center for Research and Development on Superconductivity of China.