

熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 晶体中磁通涡旋锁定转变反常行为研究

吴董杰 徐克西 唐天威

Abnormal behaviors in lock-in transition of the vortices in melt textured growth of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals

Wu Dong-Jie Xu Ke-Xi Tang Tian-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 077401 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.077401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.077401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳米微粒 $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ 掺杂对单畴超导块材 $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 性能的影响

Effect of $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ nanoparticles doped on the properties of single domain $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ high-temperature superconductors

物理学报.2015, 64(24): 247401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247401>

Ni_2O_3 掺杂对新固相源顶部籽晶熔渗生长法制备单畴 GdBCO 超导块材超导性能的影响

Effect of Ni_2O_3 doping on the properties of single domain GdBCO bulk superconductors fabricated by a new modified top-seeding infiltration and growth process

物理学报.2015, 64(7): 077401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.077401>

晶粒细化对 MgB_2 超导临界电流密度的作用

Grain refinement influence on the critical current density of the MgB_2 superconductor sample

物理学报.2014, 63(6): 067401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.067401>

熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 晶体中磁通涡旋锁定转变反常行为研究*

吴董杰 徐克西[†] 唐天威

(上海大学物理系, 上海 200444)

(2015年12月14日收到; 2016年1月11日收到修改稿)

通过改变磁场与 c 轴方向夹角测量了熔融织构 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 晶体的磁力矩信号响应, 观察到了磁通涡旋系统的锁定 (lock-in) 转变行为以及锁定转变角正比于外磁场强度的反常现象. 基于 Ginzburg-Landau 理论和磁通涡旋线 Kink 结构模型, 对上述锁定转变反常现象进行了分析讨论, 提出了熔融织构 YBCO 晶体中存在平行于 a - b 面的延展性关联缺陷结构假设, 导出了锁定转变临界角与温度和磁场之间的关系, 理论分析模型结果与实验测量结果基本符合.

关键词: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 单畴晶体, 磁通涡旋结构, 锁定转变

PACS: 74.62.Dh, 74.25.Wx, 74.25.Ha, 74.72.-h

DOI: 10.7498/aps.65.077401

1 引言

高温超导体中的磁通涡旋锁定 (lock-in) 转变是一种本征钉扎效应, 尤其在层状各向异性超导体中这一效应显得格外显著. 有关磁通涡旋与本征钉扎势阱之间的相互作用过程引起了人们的极大兴趣, 尤其是锁定转变的反常行为更是受到高度重视, 相关的最新研究报道参见文献 [1—13].

层状各向异性氧化物超导体混合态磁化行为具有如下特征: 当外磁场 \mathbf{H} 方向与铜氧面层 (a - b 面) 之间夹角接近某一临界角 θ_L 时, 磁通涡旋线将从三维结构向二维结构转变, 形成所谓的锁定转变现象. 此时, 磁通涡旋完全沿着 a - b 面方向排列, 磁感应强度 \mathbf{B} 沿 c 轴方向分量等于零. 产生锁定转变的物理机理一般认为是源于垂直于 Cu-O_2 面方向的 Meissner 效应 [1], 但也有观点认为是磁通涡旋被关联缺陷俘获后能量线性化所导致的结果 [2]. 事实上, 磁通涡旋的锁定转变现象不仅仅发生在 CuO 面层之间的超导弱耦合区, 在诸如孪晶晶界、柱状

缺陷等延展性钉扎势阱结构附近都可能发生, 已经有许多研究工作 (理论与实验) 证实了高温超导体中存在与晶体微结构相关的锁定转变行为 [3—8]. 开展磁通涡旋的锁定转变行为的研究, 将有利于深入了解各向异性高温超导体磁通涡旋点阵结构以及磁通钉扎性质.

由于层状高温超导体的各向异性, 当外磁场 \mathbf{H} 方向与晶体样品 c 轴之间成 φ 角时, 样品内磁感应强度 \mathbf{B} 方向并不沿着 φ 方向, 两者之间存在一定夹角 $\delta\varphi$, 由此产生一个横向力矩作用于晶体样品. 基于三维各向异性 London 方程, Kogan [9] 推导出了各向异性超导体磁力矩 $\tau(\varphi)$ 公式. 当发生锁定转变时, 磁通涡旋点阵将从三维结构转变为二维结构, 力矩信号也从非线性转变为线性行为. Farrell 等 [3] 采用力矩测量手段观察到了 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 单晶中磁通涡旋二维结构转变; 继 Farrell 实验之后, 还有很多实验小组利用磁力矩测量证实了各向异性高温超导体中存在磁通涡旋锁定转变现象 [10—13].

按照 Meissner 效应模型 [1], 当磁通涡旋点阵发

* 上海市高温超导重点实验室开放课题基金 (批准号: 14DZ2260700) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: kxxu@staff.shu.edu.cn

生锁定转变时,磁感应强度沿 c 轴方向分量 $B_z = 0$, 外磁场沿 c 轴分量 $H_z \approx H_{c1z}$; 对应的锁定转变临界角可以表示成为 $\sin \theta_L \approx H_{c1z}/H$, 如果考虑到 H_{c1z}/H 约为 10^{-2} 量级, 可估算出 $\theta_L \sim 1^\circ$. 虽然这一理论值与文献 [3, 5] 测量结果相近, 但并不是所有测量结果都是如此 [10,13].

本文采用磁力矩测量方法对熔融织构 YBCO 单畴晶体的锁定转变行为进行了系统测量, 观察到沿 a - b 面方向的反常锁定转变. 这些反常现象包括: 1) 锁定转变临界角 θ_L 在 3° — 9° 范围内远大于上述 Meissner 效应模型所给出的结果; 2) 锁定转变临界角正比于外磁场, $\theta_L \sim H$, 也背离了上述模型. 锁定转变的反常现象反映了磁通涡旋与晶体缺陷之间存在更加复杂的相互作用过程, 并不能简单地归结为 Meissner 效应. 本文认为, 熔融织构 YBCO 晶体中的锁定转变反常可能源于晶体内部某种延展性关联缺陷结构, 这些关联缺陷结构平行于 a - b

平面, 具有周期性分布特点, 在晶体内部形成层状磁通钉扎势阱. 类似的延展性关联缺陷在孪晶晶界附近和重离子辐照样品中都存在, 并且具有较强各向异性钉扎特性 [2]. 当磁通涡旋线与其发生相互作用时, 可能会诱发磁通涡旋线的 Kink 结构或者锁定转变. 本文将在上述图像下对熔融织构 YBCO 单畴晶体的反常锁定行为进行分析与讨论.

2 实验

2.1 YBCO 单畴晶体制备过程

用于磁力矩测量的 YBCO 晶体样品采用熔融织构生长工艺制备 [14], XRD- 2θ (X 射线衍射) 扫描结果显示样品具有完好 Y123 相特征 (图 1 (a)), XRD- ϕ 扫描结果显示晶体面内取向基本一致 (图 1 (b)), 样品单晶结构特征明显; 有关熔融织构 YBCO 晶体生长详细情况参见文献 [15].

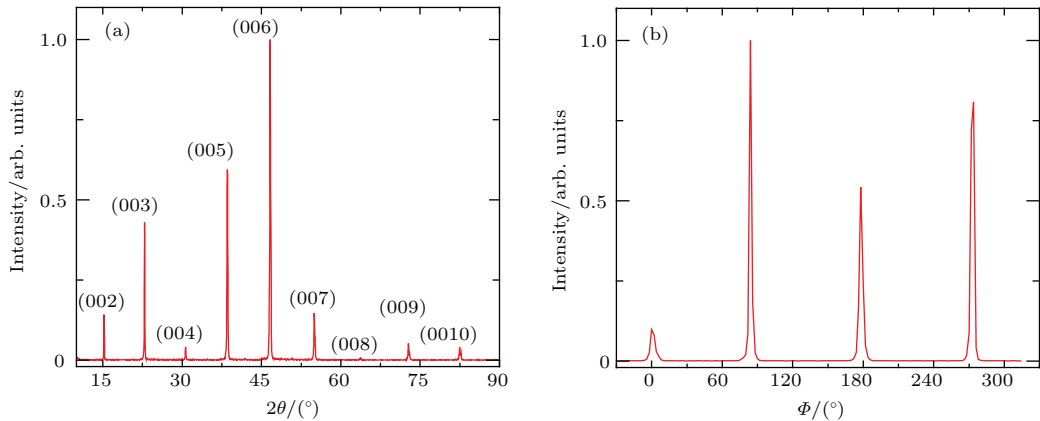


图 1 熔融织构 YBCO 晶体微结构分析 (a) XRD- 2θ 扫描; (b) XRD- ϕ 扫描

Fig. 1. Microstructure analysis for metal texture growth YBCO crystal: (a) XRD- 2θ scanning; (b) XRD- ϕ scanning.

2.2 力矩测量过程描述

被测样品尺寸为 $a \times b \times c = 0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$, 从单畴母体解理得到: $T_c \approx 91 \text{ K}$. 磁力矩测量采用 Quantum Design PPMS-9 力矩测量选件进行, 被测晶体样品 a - b 面 (宽面) 与样品架平台平面重合, 平台平面可绕水平方向转轴 360° 旋转, 外磁场方向垂直于水平轴. 初始位置时, 晶体样品 c 轴平行于外磁场 H , 两者之间夹角 $\varphi = 0^\circ$; 当样品 c 轴垂直于外场 H 时, 两者之间夹角 $\varphi = 90^\circ$. 样品架平台可以绕转轴沿顺时针方向或者逆时针方向旋转, 转动角步进精度在 0.005° — 2° 可调. 在外磁场方向与 c 轴之间夹角为 φ 时, 晶体各向异性导致

出现横向磁矩矢量 M ; 随着外磁场方向变化, 磁矩 M 也随之变化; 根据力矩公式 $\tau(\varphi) = M \times \mu_0 H$, 通过测量力矩可以了解被测样品的磁化行为.

由晶体各向异性诱发产生的磁矩是可逆的, 为了规避各种钉扎机理引起的磁化行为不可逆性, 可以分别测出顺时针周期 ($\varphi: 0^\circ \rightarrow 180^\circ$) 磁力矩 $\tau^+(\varphi)$ 和逆时针周期 ($180^\circ \rightarrow 0^\circ$) 磁力矩 $\tau^-(\varphi)$, 然后通过 (1a) 和 (1b) 式得到可逆力矩分量和不可逆力矩分量:

$$\tau_{\text{rev}}(\varphi) = \frac{\tau^+(\varphi) + \tau^-(\varphi)}{2}, \quad (1a)$$

$$\tau_{\text{irr}}(\varphi) = \frac{\tau^+(\varphi) - \tau^-(\varphi)}{2}. \quad (1b)$$

3 分析与讨论

3.1 熔融织构YBCO晶体反常力矩实验结果

在下面的讨论中用 θ 表示磁场方向与 a - b 平面之间的夹角, θ 与 φ 之间的关系可以表示为 $\theta = \varphi - \pi/2$.

3.1.1 层状结构本征锁定转变的磁力矩行为

YBCO 高温超导体 c 轴方向与 a 轴(或 b 轴)之间存在较强的各向异性, 也被近似看作单轴超导体. 基于三维各向异性 London 模型, Kogan [9] 导出了单轴各向异性超导体混合态 ($H_{c1} \leq H \leq H_{c2}$) 磁力矩表达式:

$$\tau(\varphi) = A \frac{\sin 2\varphi}{\varepsilon(\varphi)} \ln \left(\frac{\gamma \eta H_{c2}^\perp}{H \varepsilon(\varphi)} \right), \quad (2)$$

式中, A 为比例系数, γ 为各向异性参数, η 为接近于 1 的系数, H_{c2}^\perp 为沿 c 轴方向的上临界磁场, $\varepsilon(\varphi) = (\sin^2 \varphi + \gamma^2 \cos^2 \varphi)^{1/2}$.

Farrell 等 [3] 测量了 YBCO 单晶的磁力矩随外磁场方向变化关系 $\tau(\varphi)$, 发现力矩 $\tau(\varphi)$ 行为基本遵守 (2) 式的描述. 但是, 当外磁场 \mathbf{H} 方向与晶体 a - b 面之间夹角 $\theta < 2^\circ$ 时, 尤其在温度低于 80 K 情况下, 力矩信号明显偏离 (2) 式, 呈现线性下降趋势. Farrell 等 [3] 认为这种线性力矩行为是磁通涡旋点阵向二维结构转变的证据. 基于层状各向异性超导体磁通涡旋二维结构模型, Bulaevskii [6] 通过引入二维磁通涡旋饼 (pancake vortices) 的超导凝聚能, 重新推导出修正后的磁力矩公式, 很好地解释了线性力矩行为. Bulaevskii 的理论模型给出了磁通涡旋发生锁定转变的临界角 $\theta_L(T, H)$ 表达式 [6], 对于 YBCO 晶体而言, 在 $T = 75$ K, $H = 1.0$ T 条件下 $\theta_L \approx 0.1^\circ$.

3.1.2 熔融织构YBCO晶体反常力矩测量结果

本文对熔融织构 YBCO 晶体的磁力矩行为进行了系统测量, 在 $T = 75$ K, $H = 0.7$ T 条件下测得的可逆磁力矩分量随外磁场方向角变化的结果如图 2 所示. 图中力矩信号实验值用空心圆符号表示, 实线代表 Kogan 力矩公式拟合曲线, 拟合过程中各参量 (A , γ , H_{c2} 等) 取值如下:

$A = 9.3 \times 10^{-7}$, $\gamma = 9$, $H_{c2} = 26$ T, 取值范围与文献 [3] 中关于 YBCO 单晶情况基本一致. 从图 2 可以发现, 可逆力矩信号幅度关于 90° 轴对称, 因此只需在 $90^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ 区间讨论即可. 在 $\varphi > 100^\circ$ 区间, 力矩信号基本遵守 (2) 式, 意味着该区间中的磁通涡旋满足 London 模型描述, 具有三维结构特征. 当 $\varphi < 100^\circ$ 时, 力矩信号开始偏离 (2) 式, 信号幅度也随之迅速增强, 达到峰值后斜率突然改变, 以线性方式递减; $\varphi = 90^\circ$ 时力矩信号衰减为零. 力矩行为在峰值附近发生突变意味着磁化强度的突然变化, 由此可以推断峰值附近磁通涡旋点阵结构发生了相变. 从力矩信号幅度线性递减行为可以认为磁通涡旋体系进入锁定状态. 值得注意的是, 峰值位置偏离 90° 轴大约 6° , 远大于 Bulaevskii 模型给出的 $\theta_L \approx 0.1^\circ$ 结果 [6], 也大于 Farrell 在 YBCO 单晶中测得的 $\theta_L \approx 2^\circ$ 结果 [3]. 为了确认这一结果, 本文对 90° 轴附近力矩行为进行了系统测量, 图 3 给出了相应的测量结果. 从图 3 可以发现: 力矩信号峰值随温度升高向 90° 轴靠近; $H = 0.7$ T 条件下, $T = 89$ K 对应的锁定转变角 $\theta_L \approx 3^\circ$; 当温度降至 $T = 75$ K 时, 增大至 $\theta_L \approx 6^\circ$; 随着外场增强 ($H = 1.4$ T), 相应温度下的临界转变角呈现出继续增大的趋势. 上述测量结果给出的锁定转变角远大于 Bulaevskii 给出的理论计算值 [6], 也明显大于 Farrell 在 YBCO 单晶中测得的结果 [3], 意味着熔融织构 YBCO 晶体中磁通涡旋锁定转变机制需要重新认识.

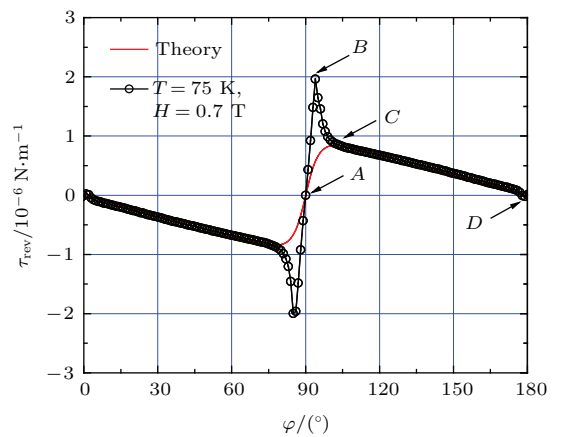


图 2 (网刊彩色) 可逆磁力矩分量测量值(空心圆)与 Kogan 力矩公式计算值(实线)的比较
 Fig. 2. (color online) Comparison between the reversible component of torque measurements (circle line) and the calculation (solid line) based on Kogan.

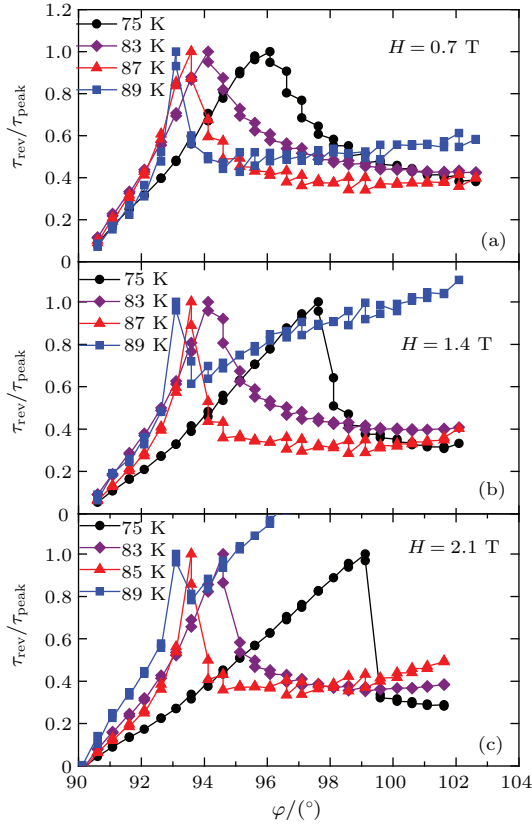


图3 (网刊彩色) 不同外磁场下锁定转变临界角随温度的变化 (a) $H = 0.7$ T; (b) $H = 1.4$ T; (c) $H = 2.1$ T; 纵坐标力矩信号采用相对值 $\tau_{\text{rev}}/\tau_{\text{peak}}$ 表示

Fig. 3. (color online) Temperature dependence of the lock-in angle θ_L at various applied magnetic field: (a) $H = 0.7$ T; (b) $H = 1.4$ T; (c) $H = 2.1$ T. The torque signal is presented as the ratio of $\tau_{\text{rev}}/\tau_{\text{peak}}$ in longitudinal axis.

3.1.3 基于 c 轴方向 Meissner 效应的分析

按照 Meissner 效应模型, 锁定转变临界角应满足关系 $H \sin \theta_L = H_{c1}^\perp$. 对于熔融织构 YBCO 晶体, Murakami 等^[16] 采用直流磁化率实验测得下临界场 H_{c1}^\perp (77 K) ~ 0.02 T; 当外磁场 $H = 0.7$ T 时, 可以算出 θ_L (77 K) $\approx 1.6^\circ$, 这与实验测量结果相差较大. 另外, Meissner 效应模型要求 $\theta_L \sim H^{-1}$, 从测量结果中发现 $\theta_L \sim H$, 完全背离了 Meissner 效应模型. 图 4 给出了 $\varphi \rightarrow 90^\circ$ 轴附近力矩信号随外磁场变化测量结果. 可以看出力矩峰值随磁场增强而远离 90° 轴; 更有趣的是, 在相对低温 (75 K) 下磁场效应非常明显, 当磁场增加至 $H = 2.1$ T 时, 临界转变角增大至 $\theta_L \approx 9^\circ$; 当温度升高至 T_c 附近 (89 K) 时, 磁场效应明显减弱, θ_L 保持在 3° 附近没有明显变化. 这些反常现象在其他小组的力矩测量中也被观察到^[7,12,13], 但一直没有得到合理的解释.

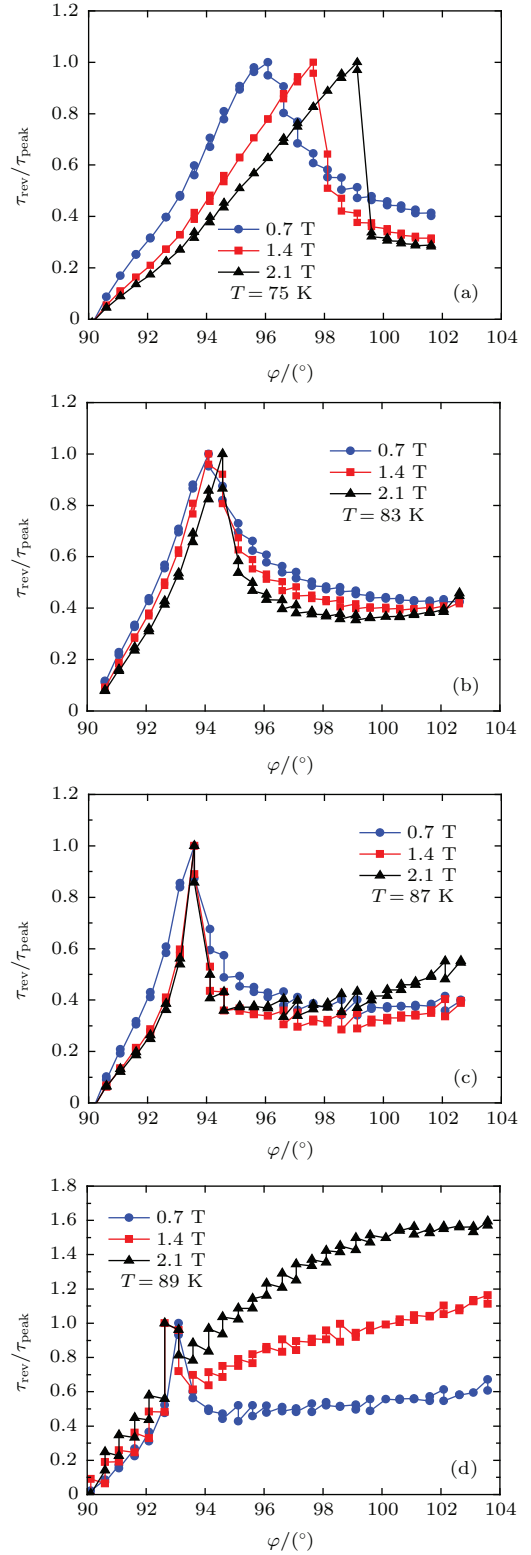


图4 (网刊彩色) 不同温度下锁定转变临界角随磁场的变化 (a) $T = 75$ K; (b) $T = 83$ K; (c) $T = 87$ K; (d) $T = 89$ K; 纵坐标力矩信号采用相对值 $\tau_{\text{rev}}/\tau_{\text{peak}}$ 表示

Fig. 4. (color online) Magnetic field dependence of the lock-in angle θ_L at various temperatures: (a) $T = 75$ K; (b) $T = 83$ K; (c) $T = 87$ K; (d) $T = 89$ K. The torque signal is presented as the ratio of $\tau_{\text{rev}}/\tau_{\text{peak}}$ in longitudinal axis.

3.1.4 延展性关联缺陷附近的磁通涡旋结构

Blatter^[2]讨论了YBCO孪晶晶界的磁通钉扎性质,认为处于孪晶晶界附近的磁通涡旋线也可能发生锁定转变;磁化测量方法也观察到高温超导体内部延展性关联缺陷附近的锁定转变^[17]以及磁通涡旋线的Kink结构^[18].当外磁场 \mathbf{H} 方向与延展性关联缺陷(比如孪晶晶界面)夹角小于某一临界角时,直线型磁通涡旋线受到孪晶晶界钉扎和外磁场驱动的共同作用,一部分被钉扎势阱俘获沿着孪晶晶界排列,另一部分折出钉扎势阱进入超导体,形成所谓的Kink结构.随着夹角进一步减小,磁场驱动力不足以抵抗钉扎势阱的吸引力时,磁通涡旋系统完全“滑入”孪晶晶界面内,形成锁定转变.

依据孪晶晶界的这一特性,本文认为,反常力矩行为可能与熔融织构YBCO晶体内部存在某种延展性关联缺陷结构有关,它们平行于晶体 a - b 面方向,具有类似于孪晶晶界的磁通钉扎机制.

3.2 磁通涡旋线Kink结构模型

3.2.1 磁通涡旋Kink结构分析及其锁定转变临界角引入

为了简化讨论过程,本文作如下假设:1)平面延展性缺陷具有间距为 d 的周期性结构,平行于YBCO晶体 a - b 平面;2)磁通涡旋线不是刚性的,具有有限的弹性模量;3)缺陷区域中的超导有序度参量低于相邻超导体,该区域中的磁通涡旋具有相对低的能量.设超导体中的磁通涡旋能量为 E_L (考虑到磁通线折出角度很小,晶体各向异性引起的能量变化可以用一个平均值 E_L 等效而不至于引起较大误差),位于势阱中的涡旋能量为 E_T .当外磁场 \mathbf{H} 方向平行势阱平面时,磁通涡旋完全沿平面方向排列.整个磁通涡旋线的结构如图5所示,当外磁场 \mathbf{H} 方向偏离势阱平面时,磁通涡旋线将同时受到钉扎势阱“吸引力”和外磁场“驱动力”的共同作用,形成长度为 r 部分涡旋线被钉扎在势阱中,长度为 s 部分涡旋线以 θ_T 角度折出势阱的Kink结构,以达到能量最优化.

设外磁场 \mathbf{H} 与势阱平面夹角为 θ_H ,磁感应强度 \mathbf{B} 与平面夹角为 θ_B ,由图5中所示的折线几何关系可以知道, $s = [(d \cot \theta_B - r)^2 + d^2]^{1/2}$.在小

角度情况下有 $\sin \theta_B \approx \theta_B$,简单计算后可得

$$s = \frac{d - r\theta_B}{\theta_B} \left[1 + \frac{r\theta_B^3 d}{2(d - r\theta_B)^2} \right]. \quad (3)$$

于是,一个Kink结构对应的磁通涡旋线能量为 $E(r, \theta_B) = rE_T + sE_L$,将(3)式代入后可以得到以 r, θ_B 为变量的磁通涡旋能量表达式:

$$E(r, \theta_B) = rE_T + \left\{ \frac{d - r\theta_B}{\theta_B} \times \left[1 + \frac{r\theta_B^3 d}{2(d - r\theta_B)^2} \right] \right\} E_L. \quad (4)$$

令 $\frac{\partial}{\partial r} E(r, \theta_B) = 0$,可以求得 r, θ_B 之间的关系为

$$r = d \left(\frac{1}{\theta_B} - \frac{1}{\theta_T} \right), \quad (5)$$

其中

$$\theta_T \equiv \sqrt{2 \left(1 - \frac{E_T}{E_L} \right)}. \quad (6)$$

可以看出,当磁感应强度 \mathbf{B} 与势阱平面夹角 $\theta_B = \theta_T$ 时,被束缚在钉扎势阱中的磁通涡旋长度 $r = 0$,这意味着角度 θ_T 对应于磁通涡旋发生Kink结构的临界角,其数值由 E_T 和 E_L 的比值决定.

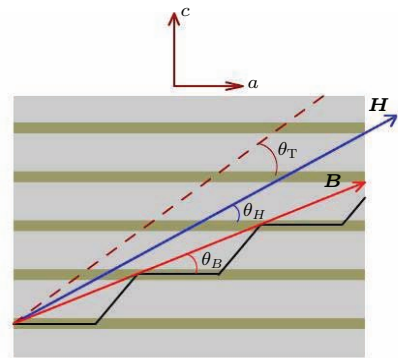


图5 磁通涡旋线结构示意图

Fig. 5. The schematic diagram of flux vortex line structure.

为了找出外磁场 \mathbf{H} 与磁感应强度 \mathbf{B} 之间的方向角关系,必须考虑平衡态下磁通涡旋系统的自由能 $F(\theta_B, \theta_H)$ 表达式.设每一磁通涡旋线Kink结构单元对应的体积 $v = a_0^2 t$,其中 a_0^2 为磁通涡旋线的截面积, t 为kink结构有效长度.于是可以写出单位体积内的磁通涡旋能量密度:

$$\bar{E}(r, \theta_B) = \frac{1}{v} E(r, \theta_B). \quad (7)$$

系统自由能密度可以表示为

$$F(\theta_B, \theta_H) = \frac{B}{\varphi_0} \left[\frac{E_L (\theta_T - \theta_B) \theta_B}{2} + E_T \frac{\theta_T - \theta_B}{\theta_T} + E_L \frac{\theta_B}{\theta_T} \right] - \frac{HB \cos(\theta_H - \theta_B)}{4\pi}, \quad (8)$$

平衡态时应有 $\frac{\partial}{\partial \theta_B} F(\theta_B, \theta_H) = 0$, 可以求得 $\theta_B \sim \theta_H$ 之间的关系为

$$\theta_B = \frac{\theta_H - \theta_L}{\theta_T - \theta_L} \cdot \theta_T \quad (\theta_T \geq \theta_H \geq \theta_L), \quad (9)$$

其中,

$$\theta_L \equiv \frac{E_T}{E_L} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_T}{E_L} \right)}, \quad (10)$$

被称为锁定转变临界角, 其数值也由 E_T 和 E_L 的比值决定. 从(5)和(9)式可以看出, 磁通涡旋 Kink 结构发生在 $\theta_T > \theta_H > \theta_L$ 范围. 当外磁场 \mathbf{H} 方向 $\theta_H \rightarrow \theta_T$ 时, 磁感应强度方向 $\theta_B \rightarrow \theta_T$, $r \rightarrow 0$, \mathbf{H} 与 \mathbf{B} 两者方向接近平行; 当 \mathbf{H} 方向 $\theta_H \rightarrow \theta_L$ 时, $\theta_B \rightarrow 0^\circ$, $r \rightarrow \infty$, 磁通涡旋沿着钉扎势阱平面排列, 系统发生锁定转变. 对于本文中的实验样品, 如果假设 $E_L : E_T \approx 0.97$ (近似于 YBCO 孪晶晶界情况^[2]), 根据(6)和(10)式可以得到 $\theta_T \approx 14^\circ$, $|\theta_T - \theta_L| \approx 0.4^\circ$, 可以发现两者之间间隔非常小, 实验上不容易将 θ_T 与 θ_L 清晰地分辨开来. 当磁通涡旋系统处于锁定状态 ($0^\circ < \theta_H < \theta_L$) 时, 沿 c 轴方向磁感应强度分量 $B_z = 0$, 同时考虑到垂直穿过钉扎势阱平面 (c 轴方向) 的电流密度要远小于超导层面 (a - b 面方向), 故有 $M_z \gg M_{xy}$. 若略去 M_{xy} 对力矩的贡献, 由关系式 $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ 以及力矩公式 $\boldsymbol{\tau} = \mathbf{M} \times \mathbf{H}$, 可以得到锁定状态下力矩表达式:

$$\tau(\theta_H) \sim \frac{H^2}{2} \sin 2\theta_H, \quad (11)$$

由于此时 $\theta_H \leq \theta_L$, 可以认为力矩随外磁场方向近似呈线性关系, $\tau(\theta_H) \sim \theta_H$.

3.2.2 对典型力矩信号行为进行分析, 并对 $\theta_L(E_T, E_L)$ 定性讨论

图2中的力矩测量结果可以分为三段讨论; AB 段显示测量值与理论计算值之间比较符合, 表明该区间的力矩响应信号基本来自于 YBCO 晶体的本征各向异性, 类似相关研究报道参见^[19,20]. 当外磁场方向 $\theta_H \rightarrow \theta_T$ 时, 磁通涡旋线由直线转变

为折线, 形成 Kink 结构, 实验测量值明显强于理论计算值, 两者之间发生偏离. 联合(6), (9), (10)式可以发现, 在 $\theta_H \rightarrow \theta_L$ 过程中 \mathbf{H} 与 \mathbf{B} 之间的夹角 $\Delta\theta \equiv \theta_H - \theta_B$ 迅速增大 (如图6所示), 随着 \mathbf{H} 与 \mathbf{B} 之间夹角增大, 垂直于 \mathbf{H} 方向的横向磁化强度 M_\perp 也随之增强, 力矩信号迅速增强 (BC 段), 直至 $\theta_H \rightarrow \theta_L$; 当外磁场方向越过 θ_L 偏向势阱平面时, 系统进入锁定状态, 力矩响应行为符合(11)式所描述的线性力矩特征 (CD 段).

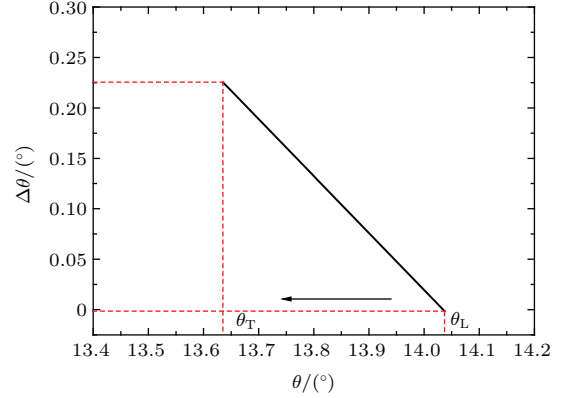


图6 θ_H 与 θ_L 之间的差值 θ_H 的变化

Fig. 6. The angle's relation between the θ_H and the θ_B .

3.2.3 不同温度下 $\theta_L(E_T, E_L)$ 行为的模型拟合

力矩信号峰值两边分别呈现出非线性行为和线性行为, 可以近似认为峰值位置对应于锁定转变临界角 $\theta_L(T)$. 从图3和图4可以看到, θ_L 值随温度升高而减小. 为了讨论 $\theta_L(T)$ 的温度特性, 假设钉扎能 $\Delta E = E_L - E_T$ 主要源于超导有序度参量受到抑制. 设超导体中的有序度参量为 Ψ_L , 关联缺陷区中的有序度参量为 Ψ_T , 当温度 $T < T_C$ 时, 有 $|\Psi_T(T)|^2 < |\Psi_L(T)|^2$. 基于 London 模型, 在弱磁场条件下^[2],

$$E_T/E_L = |\psi_T(T)|^2/|\psi_L(T)|^2. \quad (12)$$

为了找出 $\Psi_L(T)$, $\Psi_T(T)$ 之间的关联考虑 Ginzburg-Landau (GL) 方程给出的边界条件:

$$-\left(i\hbar\nabla + \frac{e}{c}A\right)\psi|_n = 0, \quad (13a)$$

(13a)式适用于超导/绝缘边界. de Gennes^[21]基于微观理论导出了修正边界条件:

$$-\left(i\hbar\nabla + \frac{e}{c}A\right)\psi|_n = i\frac{\hbar}{b}\psi. \quad (13b)$$

(13b) 式中等号右侧参数 b 的数值取决于与超导体接触的介质性质; 绝缘体对应于 $b \rightarrow \infty$, 磁介质对应于 $b \rightarrow 0$, 一般金属对应于 $0 < b < \infty$. 基于 (13b) 式, Blatter 等^[22] 对孛晶晶界中的 $|\Psi_T(T)|^2$ 进行了分析, 认为低温下 ($T \rightarrow 0$) 孛晶晶界中的有序度参量基本没有受到抑制, 即 $|\Psi_T(T)|^2 \approx |\Psi_L(T)|^2$, 高温下 ($T \rightarrow T_c$) 有序度参量演化为 $|\Psi_T(T)|^2 \ll |\Psi_L(T)|^2$. 根据该结果可以推导出 Kink 结构临界角 θ_T 应该随温度升高而增大, 这一结论并没有得到实验结果支持; 相反, 锁定转变临界角 θ_L 随温度升高而减小的现象已经被力矩测量所证实^[11,13].

为了解释上述临界角的温度行为, 在零外场前提下 ($A = 0$), 本文尝试性地将 (13b) 式重新表示为

$$\frac{\bar{\psi}_T - \bar{\psi}_L}{\delta} = -\frac{\bar{\psi}_L}{b(t)}, \quad (13c)$$

其中, 参数 b 改写为温度函数 $b(t) \sim b/(1-t)^\alpha$, $\alpha > 0$ 为测量结果决定的拟合系数; δ 为超导/缺陷界面厚度, 其量值约等于相干长度 $\xi(0)$; $\bar{\psi}_L$, $\bar{\psi}_T$ 分别对应于超导体和关联缺陷区中有序度参量的平均值. 如果作粗略近似, $\bar{\psi}_L \rightarrow \Psi_L$, $\bar{\psi}_T \rightarrow \Psi_T$, 根据 (13c) 式可以写出

$$\frac{|\psi_T(T)|^2}{|\psi_L(T)|^2} = \left[1 - \frac{\delta}{b} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^\alpha \right]^2. \quad (14)$$

从 (14) 式可以得到: 当 $T \rightarrow T_c$ 时, $\Psi_T = \Psi_L$, 这意味着边界两边有序度参量连续. 这是因为在 T_c 附近超导体和缺陷晶界边界都趋于正常相, 超导有序度参量随之趋于零. 当 $T < T_c$ 时, 边界两边的有序度参量平均值不连续, $\Psi_T < \Psi_L$; 当 $T \rightarrow 0$ 时, $(\Psi_L - \Psi_T)/\Psi_L = \delta/b$, 意味着超导有序度参量抑制程度取决于超导/缺陷界面厚度 δ , 界面层越厚、超导区/缺陷区两者之间的有序度参量相差越大. 它属于晶体微结构对超导有序度产生的本征影响, 不应该与温度有关.

利用 (10), (12), (14) 式, 可以写出临界角 $\theta_L(T)$ 依赖于温度的关系:

$$\theta_L(T) \approx \left[1 - \frac{\delta}{b} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^\alpha \right]^{3/2} \times \left[\frac{\delta}{b} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^\alpha \right]^{1/2}. \quad (15)$$

应该指出, (15) 式只能定性地反映锁定转变临界角随温度变化的趋势, 定量地描述需要确切了解参

数 b , α , δ 的准确数值, 这在本文中是难以实现的. 图 7 给出了临界角 θ_L 的实验测量值以及根据 (15) 式计算拟合的结果, 两者在数值上基本符合.

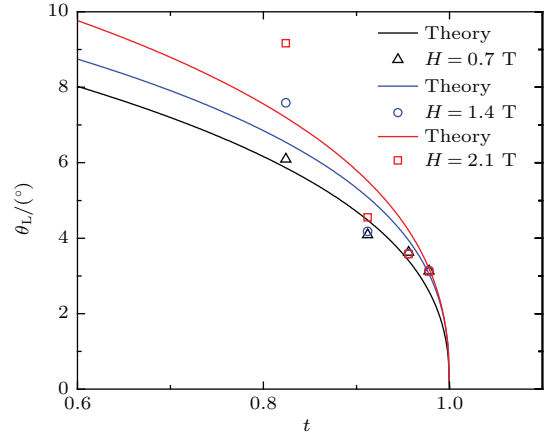


图 7 (网刊彩色) 临界角 θ_L 的实验测量值以及理论拟合的结果

Fig. 7. (color online) The Experimental measurements of the critical angle θ_L and the results of theoretical fitting.

3.2.4 不同磁场下 $\theta_L(E_T, E_L)$ 行为的模型拟合

同样, 本文也尝试对临界角在外磁场中的变化行为进行分析. 根据 GL 理论, 在弱场近似下超导有序度参量与磁场之间存在关系:

$$\frac{|\psi|^2}{|\psi_\infty|^2} = 1 - \frac{H}{H_{c2}}, \quad (16)$$

其中, ψ_∞ 为 London 有序度参量, 与磁场无关; H_{c2} 为上临界场. 考虑到被测样品中超导体区域和关联缺陷区域在超导本征性能方面存在差异, 相应的上临界场也应当不同, 为此分别用 H_{c2}^L , H_{c2}^T 表示. 应用 (16) 式可以得到

$$\frac{|\psi_T|^2}{|\psi_L|^2} = \frac{1 - H/H_{c2}^T}{1 - H/H_{c2}^L}. \quad (17)$$

利用 (10), (12), (17) 式, 可以写出临界角 $\theta_L(H)$ 依赖于磁场的关系:

$$\theta_L(H) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{k} \left(\frac{kH_{c2}^L - H}{H_{c2}^L - H} \right) \right] \times \left[1 - \frac{1}{k} \left(\frac{kH_{c2}^L - H}{H_{c2}^L - H} \right) \right]^{1/2}, \quad (18)$$

其中, $k = H_{c2}^T/H_{c2}^L$ 为上临界场之比, 对于关联缺陷区域来说应当有 $H_{c2}^T < H_{c2}^L$, 故 $k < 1$. 同样, (18) 式也只能定性地反映临界角随磁场变化趋势.

图8给出了临界角 θ_L 的实验测量值以及根据(18)式计算拟合的结果.

从图7和图8可以发现, 理论曲线与实验测量数据之间存在一定差距. 造成这一结果的原因可能在于没有同时考虑温度和磁场对超导有序度参数的影响作用. 图7中的理论曲线是根据(15)式拟合得到的, 从中可以发现磁场较弱 ($H = 0.7$ T) 时理论计算结果与测量数据是比较符合的; 随着磁场增强, 两者之间差距逐渐增大. 造成这一现象的原因可能是没有同时考虑磁场对有序度参数的影响. 如果假设随着磁场增强, (14)式等号左边有序度参数比值随之减小, 则可以发现理论计算曲线将向上方偏移, 与实验测量数据趋于符合. 从图8可以发现, 低温 ($T = 75$ K) 下理论曲线与实验数据具有相同变化趋势, 随着温度升高, 两者之间变化趋势发生明显差距. 造成这一结果的原因可能是没有同时考虑温度对有序度参数的影响作用. 如果假设随着温度升高 ($T \rightarrow T_c$), 超导体内各处的上临界场趋于同一数值, 即(18)式中的比值 $k \rightarrow 1$, 同时假设有序度参数比值为略小于1的常数, 则可以发现临界角随磁场的变化曲线((18)式)将趋于平缓, 与高温下得到的测量数据变化趋势基本一致. 有关力矩测量数据的定量描述有待进一步的研究工作给出.

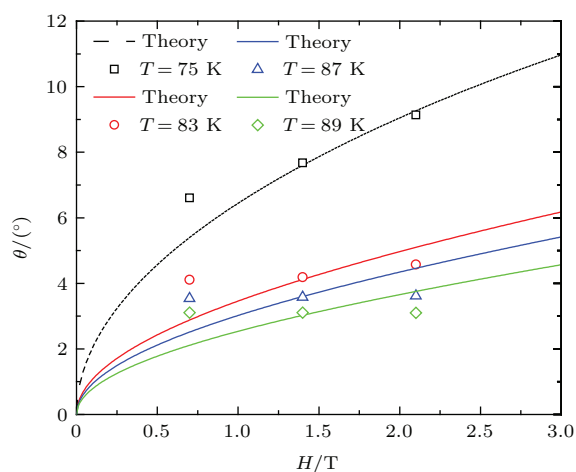


图8 (网刊彩色) 临界角 θ_L 的实验测量值以及理论拟合的结果
Fig. 8. (color online) The Experimental measurements of the critical angle θ_L and the results of theoretical fitting.

4 结 论

根据力矩测量结果及其GL理论模型分析, 熔融织构YBCO单畴晶体中可能存在平行于 a - b 面的延展性关联缺陷结构, 在空间分布上类似于孪晶晶

界, 但是方向垂至于 c 轴. 由于弱超导特性, 关联缺陷区域中的超导有序度参数低于超导体母体, 这一特性一直维持至低温区 ($T \rightarrow 0$). 位于关联缺陷区域附近的磁通涡旋线将受到超导/缺陷边界钉扎势阱作用而被部分俘获, 形成Kink结构. 当外磁场的驱动力不足以平衡掉钉扎势阱的吸引力时, 磁通涡旋线将沿着势阱平面排列, 形成锁定状态. 发生锁定转变的临界角取决于磁通涡旋分别处于超导体母体和钉扎势阱中的能量差, 引起这一能量差的主要原因是两个区域中的超导有序度参数存在差别; 尽管有序度参数会受到温度和磁场的影响, 但有序度参数之间的差别在 $T \rightarrow 0$, $H \rightarrow 0$ 情况下仍然存在, 这是由于关联缺陷区域的微结构畸变引起的本征效应.

参考文献

- [1] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* (New York: Dover Publication, Inc) pp314-383
- [2] Blatter G 1994 *Rev. Mod. Phys.* **66** 1285
- [3] Farrell D E, Rice J P, Ginsberg D M, Liu J Z 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1573
- [4] Feinberg D, Villard C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 919
- [5] Kwok W K, Welp U, Vinokur V M, Fleshler S, Downey J, Crabtree G W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 390
- [6] Bulaevskii L N 1991 *Phys. Rev. B* **44** 910
- [7] Sonin E B 1993 *Phys. Rev. B* **48** 10487
- [8] Zhukov A A, Perkins G K, Thomas J V, Caplin A D, Kupfer H, Wolf T 1997 *Phys. Rev. B* **56** 3481
- [9] Kogan V G 1988 *Phys. Rev. B* **38** 7049
- [10] Vulcanescu V, Collin G, Kojima H, Tanaka I, Fruchter L 1994 *Phys. Rev. B* **50** 4139
- [11] Zech D, Rossel C, Lense L, Keller H, Lee S L, Karpinski J 1996 *Phys. Rev. B* **54** 12535
- [12] Kohout S, Schneider T, Roos J, Keller H, Sasagawa T, Takagi H 2007 *Phys. Rev. B* **76** 064513
- [13] Bosma S, Weyeneth S, Puzniak R, Erb A, Keller H 2012 *Phys. Rev. B* **86** 174502
- [14] Babu N H, Jackson K P, Dennis A R, Shi Y H, Mancini C, Durrell J H, Cardwell D A 2012 *Supercond. Sci. Technol.* **25** 075012
- [15] Tang T W, Wu D J, Wu X D, Xu K X 2015 *Physica C* **519** 159
- [16] Murakami M 1992 *Melt Processed High-Temperature Superconductors* (Singapore: World Scientific) pp101-105
- [17] Silhanek A, Civale L, Candia S, Nieva G 1999 *Phys. Rev. B* **59** 13620
- [18] Avila M A, Civale L, Silhanek V, Ribeiro R A, Lima O F, Lanza H 2001 *Phys. Rev. B* **64** 144502
- [19] Kortyka A, Puzniak R, Wisniewski A, Zehetmayer M, Weber H W, Cai Y Q, Yao X 2010 *Supercond. Sci. Technol.* **23** 065001

- [20] Kortyka A, Puzniak R, Wisniewski A, Zehetmayer M, Weber H W, Tang C Y, Yao X, Conder K 2010 *Phys. Rev. B* **82** 054510
 [21] de Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and*

- Alloys* (New York: Benjamin W A) p227
 [22] Blatter G, Feigel'man M V, Geshkenbein V B, Larkin A I, Vinokur V M 1994 *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125

Abnormal behaviors in lock-in transition of the vortices in melt textured growth of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals*

Wu Dong-Jie Xu Ke-Xi[†] Tang Tian-Wei

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

(Received 14 December 2015; revised manuscript received 11 January 2016)

Abstract

The magnetization behavior of the layered anisotropic high- T_c superconductor in the mixed state $H_{c1} < H < H_{c2}$ has a feature that when the angle θ between the applied magnetic field H and the CuO plane (a - b plane) is less than a critical value ($\theta \leq \theta_L$), the vortex lattice is converted from three-dimensional structure into two-dimensional structure, forming a phenomenon so called the “lock-in” transition, where the flux lines are completely parallel to the a - b plane, and the vertical component of the magnetic induction B_{\perp} (perpendicular to the a - b plane) is consequently zero. So far, there have still existed the differences in the physical explanation of the lock-in phenomenon. For the lock-in phenomenon occurring in the region between the CuO planes, it can be considered to be caused by the transverse Meissner effect. However, for the one occurring in other extended correlated defect areas, such as twin boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) crystal, this phenomenon is believed to be the results of the energy linearization of the vortices trapped in the defect channels. Many theoretical and experimental studies have revealed the existence of the lock-in behaviors related to the microstructure properties of the superconductor crystals. Therefore, the research of the lock-in transition behavior will be helpful to understand the intrinsic pinning properties of the layered anisotropic superconductors, and the phase transition process in the vortex system.

In this paper, we systematically measure the magnetic torque signal in melt texture growth YBCO (MTG-YBCO) bulk and observe an abnormal lock-in transition behavior in the vortex system. The critical angle of the lock-in transition is found to be directly proportional to the strength of the magnetic field, which is contrary to the observations in the common cases. According to the framework of the Ginzburg-Landau theory and the kink structure model of the vortex line, we discuss the abnormal phenomenon, and propose that there is a type of extend-correlated defect structure, which is parallel to the a - b plane, in the MTG-YBCO crystal. The relationship between the critical angle of the lock-in transition to the temperature and the magnetic field is established theoretically, and the theoretical results coincide well with the torque measurements.

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, flux vortices structure, lock-in transition

PACS: 74.62.Dh, 74.25.Wx, 74.25.Ha, 74.72.-h

DOI: 10.7498/aps.65.077401

* Project Supported by the Opening Project of Shanghai Key Laboratory of High Temperature Superconductors, China (Grant No. 14DZ2260700).

[†] Corresponding author. E-mail: kxxu@staff.shu.edu.cn