

YBaCuO 超导陶瓷的有效钉扎力*

丁世英 颜家烈 余 正 童红武 史可信 邱 里

南京大学物理系, 南京, 210008

1989年7月17日收到

提出了有效钉扎力的概念, 并由此建立了描述有大量内界面的陶瓷样品滞迴行为的方法. 测量了烧结 YBaCuO 陶瓷样品的剩余磁化强度与磁化场及温度的关系, 并用有效钉扎力方法从中萃取了有效钉扎力, 它有两项: 一项与磁化电流相联系, 并受界面间的弱连接控制; 另一项来自颗粒体内的钉扎中心控制. 弱外磁场中前一种起主要作用, 强场中后一种居主导.

PACC: 7460G; 7460J

一、引 言

烧结 YBaCuO 陶瓷质超导体, 由大量颗粒构成. 样品的颗粒性伴生了内部有大量的内表面(颗粒表面)和弱连接(颗粒之间). 内表面在电磁性质上实质上和外表面相似; 弱连接则导致很小的传输临界电流密度及对外磁场十分敏感, 和很弱的屏蔽外磁场能力, 使十奥斯特数量级的外磁场便能透入体内^[1,2], 尽管下临界场比外磁场大很多. 按 Maxwell 理论, 样品体内的电流密度 J 与磁通密度 B 的不均匀性相联系, $\nabla \times B = \mu_0 J$. 不均匀的磁通密度将导致磁压力的梯度, 驱动超导样品中的磁通量子线运动. 驱动力密度为 $J \times B$. 不受任何阻力作用的磁通线将在此驱动力作用下运动, 使样品出现电阻(流阻). 因此样品必须有阻止磁通运动的力才能实现无电阻电流. 如果样品体电流密度达到了临界值 J_c , 它对磁通线的驱动力密度恰好等于阻力的体密度 F ,

$$F + J_c \times B = 0. \quad (1)$$

阻力有两种机制: 一种是晶体缺陷(钉扎中心)和磁通线的相互作用, 就是通常的钉扎力密度 F_p ; 另一种是晶体点阵直接作用于磁通, 其体密度记作 F_q . Campbell 和 Evetts 提出了验证 F_q 的实验^[3]. 这样力平衡方程(1)也可以写成

$$F_p + F_q + J_c \times B = 0. \quad (2)$$

J_c 也有两类构成, 即磁化电流密度(束缚电流) J_{cm} 和自由电流(传导电流)密度 J_{ct} . 对以上两类力和电流, Ullmaier 曾作过详细论证^[4].

在 Meissner 态的常规超导样品中, 体内没有磁场和电流, 只存在于表面穿透深度层中. 穿透层中磁通受到的驱动力有使其向体内运动的趋势, 但是这些力直接传递给晶体点阵, 即 $F_p = 0, F_q \approx 0$. 在处于混合态的理想 II 类超导体中, 无磁通密度梯度, 磁通不受

* 国家超导电研究发展中心资助的课题.

到驱动力作用, $F_p = 0, F_q = 0$. 在非理想 II 类超导体中有传输电流或处在外磁场中, 除在 H_{c1} 附近, 钉扎作用很强, $F_p \gg F_q$, 因而可以略去 F_q 和 J_{cm} , (2) 式变为

$$\mathbf{F}_p + \mathbf{J}_{ct} \times \mathbf{B} = 0. \quad (3)$$

这正是临界态方程, $\mathbf{J}_{ct} \times \mathbf{B}$ 是 Lorentz 力密度, $\mathbf{J}_{ct} = \nabla \times \mathbf{H}$ 是传导电流密度^[4], H 是外磁场强度.

象 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 这类高 T_c 超导体是高 κ 的 II 类超导体^[5], 烧结样品中的大量颗粒导致了大量的体内表面积, J_m 和 F_q 不仅在外表面, 这是和常规超导体不同的. 尤其在外磁场小于颗粒的 H_{c1} 时, 钉扎力基本上为零, 样品有电流或磁场时 J_m 和 F_q 显得更重要. 此时样品的总电流可以看成由 J_m 合成, 磁通受到的驱动力主要由 F_q 来平衡, 而 (2) 式变为

$$\mathbf{F}_q + \mathbf{J}_{cm} \times \mathbf{B} = 0. \quad (4)$$

这表明, 在研究高 T_c 材料的低场临界电流性质时, 不能象常规的硬超导体那样归结为晶体缺陷的钉扎效应. 在一般情况下应该用方程 (2).

但是, 假如只要进行唯象描述, (1) 和 (3) 式在形式上没有区别. 只要记住, $\mathbf{F}$ 不仅包括钉扎力, 也包括晶体点阵力, $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$, 不仅包括传导电流而是总电流. 可以把 F 叫有效钉扎力. Campbell 已经建议过用有效钉扎力的概念^[6], 丁世英等人则已用这一概念来解释 YBaCuO 的磁化强度和电流的滞迴现象^[7]. 本文将先提出剩余磁化强度的实验结果, 然后以本节的理论为基础求出 F 的形式, 最后进行有关讨论.

二、实 验

样品是用标准烧结方法制备的 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, 零电阻转变温度 T_c . 用标准的四引线法测量, 直流磁化率测量 T_c . 得到相同的结果. 本实验所用 48# 样品的 $T_c = 89\text{K}$.

测量剩余磁化强度 M_r 的方法是先测量磁滞迴线, 然后取外磁场 $H = 0$ 的磁化强度, 按定义这就是剩余磁化强度, 简称剩磁. 固定温度改变磁滞迴线的最大外磁场 H_m 值, 得到一定温度下剩磁与最大外磁场的关系 $M_r(H_m)$. 固定 H_m 改变样品温度 T , 测得了一定磁化场下的 $M_r(T)$. 测量磁滞的样品为长圆柱, 柱半径为 2.5mm . 样品置于恒温

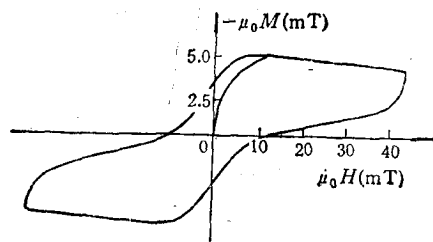


图 1 48# 样品在 80K, 最大外磁场为 45mT 时的磁滞迴线 竖直轴上截距是 $\mu_0 M_r$

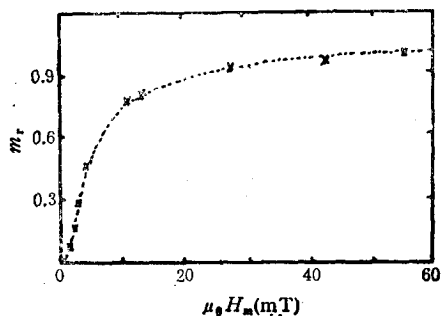


图 2 48# 样品在 80K 时, 约化剩磁与最大磁化场的关系 $\mu_0 M_r(54\text{mT}) = 6\text{mT}$; $\times$ 是实验值; $\cdots$ 是理论拟合值

室中,恒温室置于低温冷剂中。室内温度用精密控温仪控制。紧贴在样品端点的温度计指示的温度恒定 30min 后测量一次磁滞回线、回线的扫描周期为 10s。测量的 10s 内温度没有变化。

图 1 是 $T = 80\text{K}$, $\mu_0 H_m = 45\text{mT}$ 的磁滞回线。图 2 是 80K 温度下改变 H_m 后得到的 $m_r(H_m)$ 曲线。 $m_r(H) \equiv M_r(H)/M_r(54\text{mT})$, 是约化剩磁。由图 2 可见,在 1mT 以下剩磁很少,几乎为零,随后迅速增加,在 H_m 接近于 $H_{c1}(80\text{K})$ (约为 5mT) 附近 m_r 增加得最快。在 40mT 以上逐渐接近饱和。

Nalika 等人曾研究过冷加工量 α 对 Nb 和 Nb 合金的剩磁的影响^[6]。比较他们的 $m_r(\alpha)$ 与图 2 的 $m_r(H_m)$ 就可发现两者非常相似。这就暗示磁化场强度 H_m 对 YBaCuO 的影响和冷加工强度对 Nb 合金的影响在产生剩磁方面是相似的。已经清楚,冷加工强度的增加使 Nb 合金样品的钉扎力增加,钉扎力增加是位错密度增加的结果。同时剩磁即外磁场撤到零后样品中捕获的磁通量。所以 H_m 的增加导致样品捕获磁通量的增加。

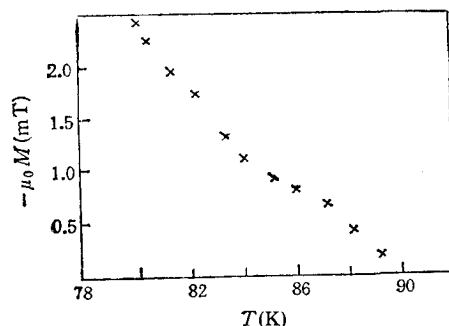


图 3 剩磁与温度的关系 48# 样品, $\mu_0 H_m = 45\text{mT}$

图 3 是 H_m 一定时样品捕获磁通能力随温度降低而增加的情况。值得注意的是 $m_r(T)$ 关系在 T_c 附近与低温情况有所不同。预示着可能有不同的捕获磁通的机制在起作用,并且不同机制作用大小随温度而变化。

三、有效钉扎力

常规硬超导体的钉扎物理研究中有标准的方法从磁化强度的实验结果萃取钉扎力 F_p 的具体形式^[9]。以下用同样的方法来萃取有效钉扎力 F 。具体说就是假定 F 后代入方程(1),以求得 $B(r)$, 由 $B(r)$ 便可求得 $M_r(H_m)$, 于是可以与实验结果比较。通过迭代法调整 F 的形式和参量以使理论的 M_r 与实验结果一致,便求得 F 。因此这是一种迭代方法。

本实验中样品是长圆柱,外磁场在轴向。采用柱坐标 (r, θ, z) , 则 H 和 B 只有 z 分量,电流只有 θ 分量,力 F 只有 r 分量,即 $\mathbf{J}_c \times \mathbf{B} = \left(\pm \frac{B}{\mu_0} \frac{dB}{dr}, 0, 0 \right)$, $\mathbf{F} = (F, 0, 0)$, 即方程(1)取一维形式

$$\pm (B dB) / (\mu_0 dr) = F. \quad (5)$$

(5)式中“+”号表示升场,“-”号表示降场。因为 48# 样品在 $\mu_0 H = 0.4\text{mT}$ 时初始磁化曲线已偏离线性,故外表面的屏蔽效应极小,(5)式边界条件可取为

$$B = \mu_0 H_m \quad \text{当 } r = R \text{ 时}. \quad (6)$$

R 是样品半径 (2.5mm)。

为了求出样品中的磁通密度 $B(r, H_m)$, 需要知道 F 。这是迭代法中最困难之处。

根据物理洞察来正确选取 F 的形式可以大大减少冗长的数值计算。我们选取的 F 是

$$F = F_1 + F_{20}[1 - \exp(-H_m/H_p)], \quad (7)$$

式中 F_1 , F_2 和 H_p 对特定样品仅是 T 的函数, 因而在 80K 的 48# 样品, $F = F(H_m)$. 指定 H_m 后 F 是常量. 联合(5),(6)和(7)式, 对具体场历史, 譬如降场, (5) 式中取“-”号, 可以解出 $B^-(r, H_m)$. 根据定义, 对大 H_m 有 $\mu_0 M_r^- = B^-$ (注意 M_r 指 $H=0$ 的 M), 所以

$$\mu_0 M_r^-(H_m) = \int_0^R B^-(r, H_m) \cdot 2\pi r dr / \pi R^2. \quad (8)$$

原则上把(8)式的 $M_r^-(H_m)$ 与图 2 的实验值比较就可以定出 F_1 , F_2 和 H_p . 附录中给出用解析法求 M_r 的步骤. 对 F 不是常量的情况可以用数值解法求 M_r . 但是由于图 2 显示出在大 H_m 时 M_r 与 H_m 关系甚小, 这必定是(7)式取 $F \approx F_1 + F_{20}$ 的结果, 于是容易得: $F_1 + F_{20} = 2 \times 10^3 \text{N/m}^3$. 在 $H_m \ll H_p$ 时, $F \approx F_1$, 易定得 $F_1 = 10^2 \text{N/m}^3$. 对整个曲线的迭代, 得到 $\mu_0 H_p = 10 \text{mT}$. 显然这些量都是结构敏感量, 要随样品和处理条件而变. 当然也是温度函数.

四、讨 论

从实验萃取出的有效钉扎力 F , 从(7)式看随磁化场增加而增加. 当 $\mu_0 H_m \lesssim 1 \text{mT}$ 时 $F \approx F_1$, 近于常量. F_1 不可能是颗粒内钉扎中心贡献的钉扎力, 因为颗粒的 H_{c1} 在 80K 时在 5mT 左右, 加上颗粒本身有一定钉扎力, 1mT 左右的低场下磁通不能进入一般颗粒. 所以在弱外磁场或自场情况只有弱连接能捕获磁通. 被捕获的磁通应当在颗粒外的空隙间, 包括不超导物质区. 所以可以认为弱连接的捕获能力表现为有效钉扎力的小值 F_1 .

可以把 $F_{20}[1 - \exp(-H_m/H_p)]$ 解释为颗粒内钉扎中心贡献的钉扎力. 颗粒形状的随机性导致它们有不同的退磁因子 D . 设无限大样品 ($D=0$) 的下临界场为 H_{c1} , 则一个颗粒的实际值为 $H'_{c1} = (1-D)H_{c1}$. 各颗粒 D 的分布将导致 H'_{c1} 的分布. YBaCuO 的下临界场是各向异性的, 各颗粒的结晶学取向不同也导致它们的 H'_{c1} 变化. 此外, 各颗粒的钉扎力也不尽相同, 这也使颗粒有不同的抵抗磁通进入它内部的能力. 至少上述几点原因都可能导致各颗粒允许磁通穿透的场不同, 也就是外磁场变化时各颗粒中钉扎中心将在不同磁场下开始起作用. 因子 $(1 - \exp[-H_m/H_p])$ 反映在外磁场 H_m 下能起钉扎作用的那一部分, 而 F_{20} 是所有钉扎中心都起作用的钉扎力密度, H_p 表示上述分布的性质, 也即大多数钉扎中心在 $H_m = H_p$ 附近开始起作用. 当 $H_m \gg H_p$ 时 $F_0 \approx F_{20}$, 所有钉扎中心都起作用, 弱连接贡献 F_1 可以忽略. 当 $H_m \ll H_p$ 时

$$F_{20}(1 - \exp[-H_m/H_p]) \approx 0,$$

只有弱连接有贡献, 因为磁通还未遇到钉扎中心, $F \approx F_1$. $\mu_0 H_p \approx 10 \text{mT}$, 略大于 $\mu_0 H'_{c1}$, 也比较合理, 因为钉扎力也排斥磁通, 导致较高的穿透颗粒场. 磁场增加时 M_r 增加是参加捕获磁通的颗粒数增加, 这与合金超导体中冷加工量增加导致钉扎中心(位错数和其不均匀性)增加从而再导致捕获磁通增加在效果上相似, 这就是本文结果与 Nalakar 等人

的结果有相似性的原因。

当温度降低时 F_1 和 F_{20} 都增加, F 也增加, M_r 也增加, 这与图 3 定性一致。假如两种机制的有效钉扎力 F_1 和 F_{20} 随温度变化规律不同, 实际上人们也没有理由认为它们相同, 这就定性说明图 3 中 M_r 随温度变化规律显示出的改变。

在低场下, 通过弱连接网络的电流实际上是颗粒表面电流的合成。因此它们捕获磁通实际上是表面电流捕获磁通。弱连接的微小载流能力限制了颗粒表面电流相互交换的数值。弱连接如果不连接(指超导连通), 表面电流只能在颗粒范围形成闭合环。所以传输电流受弱连接行为的控制, 即(7)式中的 F_1 项决定了弱连接允许的 J_c 。钱永嘉、高澎等人的实验证明, $J_c B = \text{常量}^{[10,11]}$, 支持我们的结论。

附 录

有效钉扎力为常量 F , 半径为 R 的长圆柱在经历轴向外磁场 H 的最大值 H_m 磁化后的剩余磁化强度 M_r , 按 H_m 的大小可分三种情况计算。

1. $H_m \leq (2FR/\mu_0)^{1/2}$

H_m 不能穿透样品, 磁通密度 $B(r)$ 的分布如附录图 1(a)。升场时(5)式取“+”号, 注意条件(6)式得 $B^+(r)$ 为

$$B^+(r) = [\mu_0^2 H_m^2 - 2\mu_0 F(R-r)]^{1/2} \quad r > r_c, \quad (\text{A.1})$$

r_c 是磁通到达的位置, 即 $B^+(r_c) = 0$, 故可得 $r_c = R - \mu_0 H_m^2 / 2F$ 。

H 从 H_m 降到零后, (5)式取“-”号, 边界条件(6)式变为 $B(R) = 0$, 故

$$B^-(r) = [2\mu_0 F(R-r)]^{1/2}. \quad (\text{A.2})$$

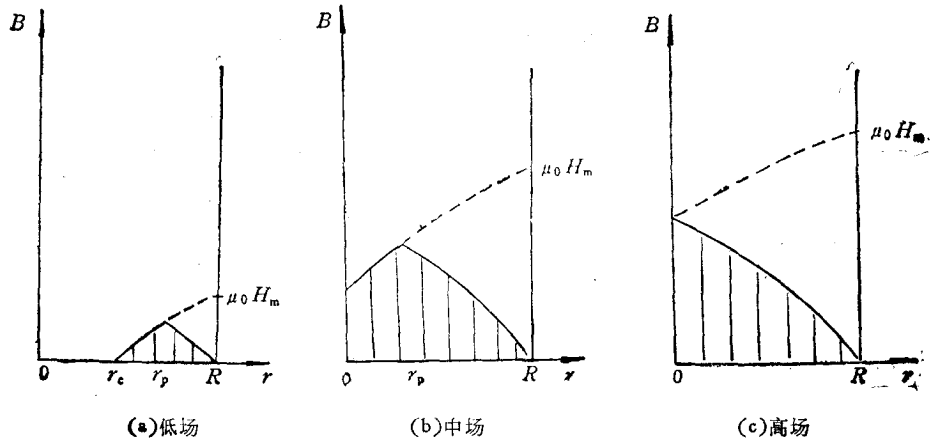
在 $r = r_p$ 处 $B^+ = B^-$ 。由 (A.1) 和 (A.2) 式得 $r_p = R - \mu_0 H_m^2 / 4F$ 。剩余磁通位于附录图 1(a) 的阴影部分, 为

$$\begin{aligned} \mu_0 M_r &= \left(\int_{r_c}^{r_p} B^+ 2\pi r dr + \int_{r_p}^R B^- 2\pi r dr \right) / \pi R^2 \\ &= \sqrt{2} \mu_0^2 H_m^2 (R - \mu_0 H_m^2 / 4F) / 3R^2 F. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

2. $(2FR/\mu_0)^{1/2} \leq H_m \leq (4FR/\mu_0)^{1/2}$

此时 H_m 较大, 穿透整个样品(严格说, 从微观看颗粒内部不一定有磁通), 见附录图 1(b)。 M_r 仍由阴影区决定,

$$\mu_0 M_r = \left(\int_0^{r_p} B^+ 2\pi r dr + \int_{r_p}^R B^- 2\pi r dr \right) / \pi R^2$$



附录图 1 长圆柱 YBaCuO 样品在纵场磁化后磁通密度分布示意图
阴影区是剩磁大小;点线表示磁场历史

$$= \sqrt{2} \mu_0^2 H_m^3 (R - \mu_0 H_m^2 / 4F) / 3R^2 F + 8(2\mu_0^2 RF)^{1/2} (\mu_0 H_m^2 / 2RF - 1)^{1/2} / 15. \quad (\text{A.4})$$

3. $(4RF/\mu_0)^{1/2} \leq H_m$

由附录图 1(c) 的阴影区有

$$\mu_0 M_z = \int_0^R B^{-2} 2\pi r dr / \pi R^2 = 8(2\mu_0 RF)^{1/2} / 15. \quad (\text{A.5})$$

如 F 不是常量, 不能求得以上解析解. 但是采用数值积分仍可解出. 所以常 F 不过仅使计算简化.

- [1] S. Y. Ding, J. L. Yan, K. X. Shi, Z. Yu, J. Chen, L. Qiu and H. W. Tong, *Modern Phys. Lett.*, **B1**(1987), 309.
- [2] H. Zhang, S. S. Yan, J. L. Peng, H. Ma, Y. X. Sun, G. Z. Li, Q. G. Wen and W. B. Zhang, *Solid State Commun.*, **65**(1988), 1125.
- [3] A. M. Campbell and J. E. Evetts, *Adv. Phys.*, **21**(1972), 232.
- [4] H. Ullmaier, "Irreversible Properties of Type II Superconductors", Springer Tracts in Modern Physics **76**, Springer Verlag, (1975), p. 8—13.
- [5] Reference [4], p. 13—15.
- [6] A. M. Campbell, Preprint.
- [7] S. Y. Ding, Z. Yu, L. Qiu, J. L. Yan, K. X. Shi and H. W. Tong, to be published in *Physica C*.
- [8] A. V. Nalikaar and D. Dew-Hughes, *J. Mater. Sci.*, **1**(1966), 317.
- [9] F. Irie and K. Yamafuji, *J. Phys. Soc. Japn.*, **23**(1967), 255.
- [10] B. Zhou, J. W. Qiu, Z. M. Tong, B. C. Mio and Y. J. Qian, *Inter. J. Phys. B*, **1**(1987), 521.
- [11] 高澎、程鹰、范宏昌、余正、丁世英、姚希贤, 低温物理学报, **9**(1987), 222.

THE EFFECTIVE FLUX PINNING FORCE OF SUPERCONDUCTING CERAMIC YBaCuO

DING SHI-YING YAN JIA-LIE YU ZHENG TONG HONG-WU SHI KE-XING QIU LI

Department of Physics, Nanjing University, Nanjing, 210008

(Received 17 July 1989)

ABSTRACT

Based on the concept of effective flux pinning force proposed by the present authors, a method describing hysteresis of superconducting ceramic samples with great number of interfaces has been established. The dependences of residual magnetization on magnetizing field and temperature were measured and the effective flux pinning force was extracted from the magnetizations according to the method mentioned above. The force consisted of two types, one of which results from interface magnetic currents which conduct the force to crystal lattice directly, and governed by weak links if there are. The other arises from the flux pinning of intragrain pinning centres. The former is important in small fields whereas the later is dominant in high fields.

PACC: 7460G; 7460J