

研究简报

A-15 超导材料的高场钉扎机制¹⁾

蔡学榆 尹道乐 李传义

(北京大学物理系)

1981年12月14日收到

提 要

本文考虑了晶粒边界对磁通线格子面钉扎作用的强烈各向异性,指出磁通线格子在切变中存在着对弱钉扎中心的脱钉过程。这一弱钉扎作用在 H_{c2} 附近可能有较大的影响。

一、引 言

目前有不少作者在描述 A-15 超导材料的高场钉扎机制时引用了 Kramer 模型^[1]。这个模型假设在临界态时磁通线格子由于 Lorentz 力的作用围绕着排成方阵的平行于磁场的线钉扎中心作切向塑性流动,这些线钉扎中心对磁通线来说是不可脱钉的。因此磁通线格子自身的最大允许切向弹性应力限制了这些钉扎中心的作用,在高场区载流中成为主要因素。Kramer 从动力学钉扎力的基本公式出发,给出了下面高场体钉扎力公式:

$$F_s = C_s \frac{H_{c2}^2}{k^2} b^{\frac{1}{2}} (1 - b)^2, \quad (1)$$

式中 $b \equiv B/B_{c2}$; C_s 是一个和线钉扎中心间距有关的值,取在 0.14—0.56 之间; k 为 GL 参数。

(1) 式给出的量级以及体钉扎力和约化磁场 b 的关系与目前对部分 A-15 材料的测试基本符合。

自 Kramer 的理论发表以来,许多作者指出了它的不足之处。首先是 Kramer 所假设的线钉扎中心物理意义不明确^[2]。现在已有大量的实验证明 A-15 超导化合物的主要钉扎中心是晶粒边界,它和 Kramer 所假设的线钉扎中心有什么联系呢? 其次,这个模型完全否定了高场范围的脱钉过程,这一点也难以令人接受^[3]。如果把晶粒边界理解为 Kramer 的强钉扎中心,它们是不可跨越的,那么除非是平行于 Lorentz 力的柱状晶粒结构,磁通线格子在多晶体材料中的塑性流动就根本是不可能的。

本文考虑了晶粒边界对磁通线格子面钉扎作用的强烈各向异性,指出磁通线格子在切流变中存在着对弱钉扎中心的脱钉过程,给出一个可能的 A-15 材料钉扎模型。按这个模型, A-15 材料中的弱钉扎中心在某种条件下对体钉扎力和约化磁场的关系有着不

1) 本文主要内容曾在 1981 年 9 月 28 日北京大学物理系硕士学位论文答辩会上报告。

可忽视的影响.

二、晶粒边界各向异性模型

A-15 材料的性质与其有序程度密切相关, 因此, 作为晶格剧烈畸变的晶界区域, 其超导性质和晶粒内部相比有很大的差别. 这种差别使得当磁通线跨过晶界时, 由于自由能的变化而受到很大阻力, 即一般钉扎理论中的“芯”相互作用力^[4]. 然而, 当磁通线沿着晶界运动时, 显然, 这种阻力和上述情形相比要小得多, 因而遍及于整个材料的各个晶粒边界面依其法线相对于 Lorentz 力取向的不同, 对磁通线的钉扎阻力有很大的不同, 呈现出十分复杂的情形.

按照 GL 理论^[4], 磁通线格子的切变模量 C_{66} 为

$$C_{66} = \frac{0.13}{k^2} \mu_0 H_{c2}^2 (1 - b)^2. \quad (2)$$

Frenkel 指出, 晶格承受的最大切应力为 $\tau_{\max} \doteq C_{66}/2\pi$, 当晶格受到的切应力大于 $\tau_{\max}$ 时, 将发生塑性切变^[1]. 由于 C_{66} 和 $\tau_{\max}$ 在高场下降得很快, 因此磁通线格子易于发生塑性流动, 这种状况限制了强钉扎中心对体钉扎力的贡献. 根据前面对晶界各向异性的分析, 并考虑到晶界的连续性, 可以自然地想到, 这种塑性流动将首先沿阻力较小的晶界发生. 这些晶界的法线方向垂直或近于垂直 Lorentz 力方向, 它们是晶粒边界面钉扎中的“薄弱点”, 限制了超导材料的高场载流.

为了处理上的简单, 假设垂直于磁场的横截面上晶界的分布为正六角形, 如图 1 所示.

在如图 1 所示的晶界位形下, $\cdots ABCDEFGHI \cdots$ 和 $\cdots A'B'C'D'E'F'G'H'I' \cdots$ 等晶界对磁通线的阻力较小. 由于平移对称性, 我们只须考虑这些晶界上任意一段, 例如 AB 段的磁通线的受力状态.

AB 段单位体积的磁通线格子受到的力有平均 Lorentz 力 $\bar{f}_L$, AB 晶界的法向和切向阻力 f_n , f_t 以及 AB 段磁通线格子附近的磁通线对它的切向弹性应力 f_e , 如图 2 所示.

假设 AB 长度为 D , 厚度为 d , 并且由于在高场区磁通线格子的压缩模量 C_{11} 很大^[4],

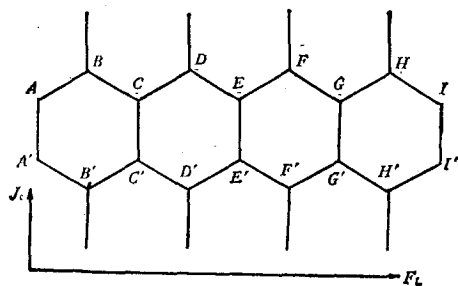


图 1

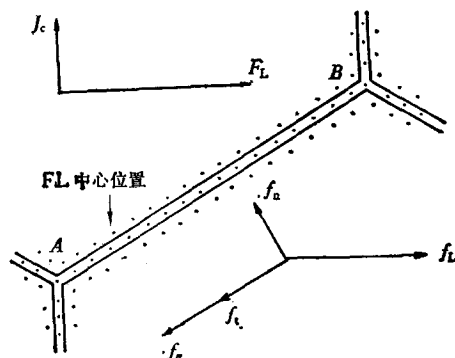


图 2

认为它对压缩是刚性的,则有下列的力平衡方程组:

$$\begin{cases} \bar{f}_L \cdot Dd \cdot \cos 30^\circ = f_n Dd, \\ \bar{f}_L \cdot Dd \cdot \sin 30^\circ = f_t Dd + 2f_c D. \end{cases} \quad (3)$$

$$\bar{f}_L \cdot Dd \cdot \sin 30^\circ = f_t Dd + 2f_c D. \quad (4)$$

对充分大的 b , (3) 式恒能满足,在 (4) 式中令 $f_c = \tau_{\max}$, 则得到磁通线格子能承受的最大 Lorentz 力的表达式

$$\bar{f}_L = \frac{2}{\pi d} C_{\omega} + 2f_t. \quad (5)$$

晶界的钉扎作用将影响到一系列磁通线的范围^[3], 可以认为 $d \sim a$. $a_0 = (2\phi_0 / \sqrt{3} B)^{1/2}$, 为磁通线格子的晶格常数, ϕ_0 为磁通量子数.

这样体钉扎力表达式 ($F_p = f_L$) 为

$$\begin{aligned} F_p &= \frac{2 \times 0.13}{\pi} \sqrt{\frac{\sqrt{3} \mu_0^3}{2\phi_0}} \cdot \frac{H_{c2}^{5/2}}{k^2} b^{1/2} (1-b)^2 + 2f_t \\ &= 2.4 \times 10^{-3} \frac{H_{c2}^{5/2}}{k^2} b^{1/2} (1-b)^2 + 2f_t \text{ (牛顿/米}^3\text{)}. \end{aligned} \quad (6)$$

f_t 的计算要考虑到晶界的具体物理状况, 由于晶界本身已是剧烈畸变区, 其非均匀程度不可能很大, 因此 f_t 总是比较小的. 作为一个特殊的例子, 假设 f_t 来自于脱溶物沉积颗粒, 并且它们的钉扎力满足 Dew-Hughes 的 Δk 点钉扎公式^[5]

$$2f_t = 2 \frac{\mu_0 V_f H_{c2}^2}{2.32 a k^2} \Delta k b^2 (1-b). \quad (7)$$

$V_f \sim \left(\frac{a}{l}\right)^3$; a, l 分别为沉积物颗粒的平均尺寸和平均间距. 在这一特殊情形下, 体钉扎力的最后表达式为

$$F_p = 2.4 \times 10^{-3} \frac{H_{c2}^{5/2}}{k^2} b^{1/2} (1-b)^2 + \frac{2\mu_0 V_f H_{c2}^2}{2.32 a k^3} \Delta k b^2 (1-b) \text{ (牛顿/米}^3\text{)}. \quad (8)$$

三、讨 论

由 (6) 式可以看到 A-15 材料的体钉扎力由两部分组成. 第一项在形式与量级上和 Kramer 给出的结果十分接近, 是那些法线方向和 Lorentz 力平行的晶粒边界的强钉扎作用结果; 第二项则是 Kramer 没有考虑的晶粒边界的弱钉扎作用.

为了从数量上对这两项加以比较, 我们利用 (8) 式作一个估算. Dew-Hughes 给出的沉积物颗粒典型数据为 $a \sim 50$ 埃, $l \sim 200$ 埃^[3]; Δk 主要来自于电子平均自由程的变化, 在晶界无序区电子平均自由程约为晶格原子间距, 所以 $\Delta k/k \sim \Delta l/l$, l 为晶格常数, 取 $\Delta l/l \sim 0.1$. 将上述数值代入 (8) 式第二项, 得到

$$2f_t = 3.5 \times 10^{-1} \frac{H_{c2}^2}{k^2} b^2 (1-b). \quad (9)$$

再将 (8) 式第一项与第二项相除, 得到

$$\eta = 7 \times 10^{-3} H_{c2}^{1/2} \frac{1-b}{b^{3/2}}. \quad (10)$$

设 $H_{c2} \sim 220000$ 高斯, $b \sim 0.6$, 则 $\eta \sim 25$, 即在 b 不是充分接近 1 时, 第二项比第一项小很多. 所以决定高场载流的主要因素是第一项.

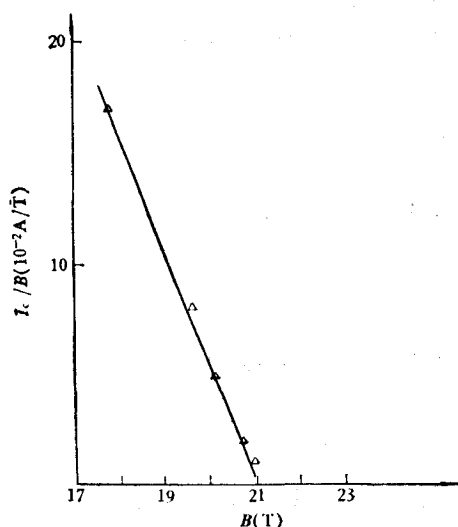


图3 CVD Nb₃Sn 带 J_c/B 对 B 的曲线

但是, 由于第一项以 $(1 - b^2)$ 关系很快减少, 第二项在 H_{c2} 附近有可能和第一项大小相当, 或甚至于超过第一项, 特别是在第二项随磁场的增加减少得比 $(1 - b^2)$ 慢的时候. 因此 A-15 材料的弱钉扎作用在 H_{c2} 附近有可能表现出来.

体钉扎力在 H_{c2} 附近的行为偏离 Kramer 所给出的关系, 这一现象很早就有作者指出^[5]. 最近, Rupp^[6] 更加仔细地从事实验上研究了多芯 Nb₃Sn 线的体钉扎力在 H_{c2} 附近的下降趋势, 发现当 $b > 0.8$ 时显著偏离 $b^{1/2}(1 - b)^2$ 关系, 形成一个下降较慢的“拖尾”, 并且由 Kramer 关系外推的 H_{c2} 比其它较为准确的方法测得的 H_{c2} 低 2T 左右. 我们对一种 CVD Nb₃Sn 带的 H_{c2} 附近的 J_c 作了脉冲场测量, 发现 $F_p - b$ 在 H_{c2}

附近满足 (8) 式第二项所给出的 $b^2(1 - b)$ 关系, 见图 3.

由此可见, 体钉扎力在 H_{c2} 附近的行为很可能和 A-15 材料中的某种弱钉扎作用有关. 如果经过更多的研究进一步证实了本文提出的这种钉扎机制, 则自然的结论将是: 设法改变晶粒间界的结构不均匀性来增强高场钉扎是有潜力的.

参 考 文 献

- [1] E. J. Kramer, *J. Appl. Phys.*, **44**(1973), 1360.
- [2] J. Muller, *Rep. Prog. Phys.*, **43**(1980), 643.
- [3] D. Dew-Hughes, *Treatise on Materials Science and Technology*, **14**(1979), 137.
- [4] H. Ullmaier, *Spring Tracts on Modern Physics*, (1975), p. 76.
- [5] D. Dew-Hughes, *Philos. Mag.*, **30**(2) (1974), 293.
- [6] G. Rupp *et al.*, *IEEE, MAG-17*(1) (1981), 370.

THE FLUX PINNING MECHANISM OF A-15 SC MATERIALS AT HIGH FIELD

CAI XUE-YU · YIN DAO-LE · LI CHUAN-YI

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

Having considered the anisotropic property of the interaction between grain-boundaries and flux line lattice, we point out that the shearing flow of FLL along grain-boundaries is accompanied by the depinning of FLS from weak pinning centers on GB, and this may be responsible for the “tail” of F_p at the vicinity of H_{c2} .