

急冷 Al-Si 合金负磁阻效应的一个可能解释

吴杭生 顾一鸣

(中国科学技术大学)

1981年11月16日收到

提 要

管惟炎等人观察到的 Al-Si 急冷合金的负磁阻效应,实际上就是以 $R-H_c$ 曲线的形式表示出来的第二类超导膜的纵场峰值效应. 在磁通线切割模型基础上,对这个效应提出了一个可能的解释.

一

最近,管惟炎等人^[1]用喷射法将 Al-11.3at%Si 合金在单轴上制成淬火薄带,经 100°C/50 hr 热处理后,样品的临界温度 T_c 为 1.88K. 在样品上加以恒定电流 I ,并在平行 I 方向加一个磁场 H_c . 测量沿电流方向,样品两端的电压. 电压和电流比值被定义为样品的电阻 R . 测量是在 $T = 1.47K$ 进行的. 管惟炎等人发现:当 I 较小时(如小于 1mA), R 开始等于零;当 H_c 超过一定值后, R 不为零,并随磁场增大而单调地增加. 可是,当电流 I 数值达到数 mA 以上时, R 随 H_c 变化不再是单调的. 在 $R-H_c$ 曲线上,出现一个 R 随 H_c 增大而减小的区域. 他们把后一现象叫做负磁阻效应.

我们倾向认为,这个现象不是 Al-Si 超导合金特有的,而是足够薄的第二类超导膜的一个性质. 下面将指出,这个现象实际上就是以 $R-H_c$ 曲线的形式表示出来的第二类超导薄膜的纵场峰值效应. 在磁通线切割 (flux-line-cutting) 模型^[10]基础上,对此现象提出了一个可能的解释.

二

1. 从管惟炎等人测量到的 $R-H_c$ 曲线可以推断, Al-Si 急冷合金薄带的纵场¹⁾ 临界电流 I_c 应如图 1 中曲线 AMPC 所示意的那样,在单调下降的 I_c-H_c 曲线上,凸起一个峰 (peak). 同样,由图 1 中的 I_c-H_c 曲线也可得出:相应的 $R-H_c$ 曲线形状应如文献 [1] 中的图 1 所示. 实际上,这两种曲线是同一现象的两种不同的图表示. 这个事实在文献 [2] 中便已讲到.

在超导文献中,人们把如图 1 所示的 I_c-H_c 曲线叫做峰值效应 (peak effect)^[3]. 早在

1) 纵场指 $H_c \parallel I$; 横场指 $H_c \perp I$.

60 年代初,人们测量非理想第二类超导体在横场中的 I_c-H_c 曲线和 $R-H_c$ 曲线时,便观察到这个效应^[4,5,2]. 随后,很多作者对此效应进行了研究(见文献[3]及其所引的文献). 1969 年,Шмидт 从理论预言^[6],一个理想第二类超导薄膜(磁场平行膜表面,但和电流垂直)也具有峰值效应. 最近的实验证实了这个预言^[7]. 至于纵场峰值效应,只有少数人观察到^[8,9],并且都限于测量 I_c-H_c 曲线. 管惟炎等人是第一次用测量 $R-H_c$ 曲线方法观察到了这个效应.

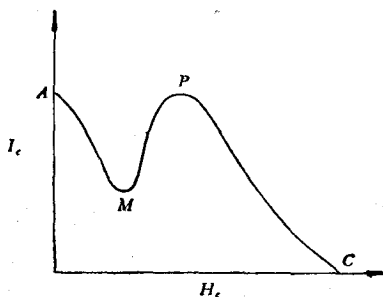


图 1 临界电流 I_c 随外磁场 H_c 变化曲线

2. 考虑一个平板形的理想第二类超导体. 它的长宽均为无限,厚度为 d . 取 x 轴沿着膜的厚度方向,坐标原点位于膜的中心点. 电流 I 和外磁场 H_c 均平行 z 轴. 在膜的表面($x = \pm d/2$),总磁场 H_0 的数值为 $(H_c^2 + H_I^2)^{1/2}$, 和 z 轴的夹角 θ 为

$$\theta\left(\pm \frac{d}{2}\right) = \pm \operatorname{tg}^{-1}(H_I/H_c), \quad (1)$$

其中 $H_I = \frac{2\pi}{c} I$.

当 $H_c \geq H_{c1}(d)$ 时¹⁾,即使在 $I = 0$ 时,超导膜已进入混合态. 当 $I = 0$ 时, $\theta(\pm d/2) = 0$,随着 I 增加, $|\theta(\pm d/2)|$ 逐渐增大. 当 $\frac{d\theta(x)}{dx} = \frac{1}{d} \left| \theta\left(\frac{d}{2}\right) - \theta\left(-\frac{d}{2}\right) \right|$ 超过一定临界值后,发生磁通线切割现象,因而在平行电流方向出现电压^[10]. 开始出现磁通线切割的电流就是临界电流 $I_c(H_c)$. 由文献[10]的分析知,由此机制决定的临界电流先随着 H_c 增加而增大,达到一个极大值后,再随 H_c 增加而减小,到 $H_c = H_{c2}$ 时, $I_c(H_c) = 0$.

可是,当 $H_c \approx 0$ 但足够小时,一个没有载流的超导膜仍然处于迈斯纳态. 随着 I 增加,膜表面的总磁场 $\left| H_0\left(\pm \frac{d}{2}\right) \right|$ 逐渐增大. 当 $\left| H_0\left(\pm \frac{d}{2}\right) \right|$ 超过 $H_{c1}(d)$ 后,磁通线在膜表面形成,并向膜内运动. 依照磁通线切割模型,只有当磁通线和 z 轴夹角 $\theta(x)$ 的梯度

$$\frac{d\theta(x)}{dx} \approx \frac{1}{d} \left| \theta\left(\frac{d}{2}\right) - \theta\left(-\frac{d}{2}\right) \right| = \frac{2}{d} \operatorname{tg}^{-1}(H_I/H_c) \quad (2)$$

小于一定临界值条件下,才能在超导体中建立起稳定的磁通线分布. 显然,只要 d 足够地小,和(或) H_c 足够弱时,总可使 $\frac{dH(x)}{dx}$ 超过临界值,从而只有在迈斯纳态,才具有无阻负载临界电流的能力. 因此,决定 $I_c(H_c)$ 的方程为

$$\frac{4\pi^2}{c^2} I_c^2 + H_c^2 = [H_{c1}(d)]^2. \quad (3)$$

可见,随着 H_c 从零逐渐增大, $I_c(H_c)$ 是单调减小的.

所以,一个足够薄的理想第二类超导膜的纵场临界电流应如图 1 所表示的. 图中 AM 段反映了超导体的迈斯纳态的性质,而曲线 MPC 反映了混合态的特性.

3. 我们知道,一个第二类超导体的纵场临界电流的机制和横场临界电流的完全不同,

1) $H_{c1}(d)$ 是超导膜的下临界磁场,见文献[11].

它不是由钉扎力决定的。所以,一个非理想第二类超导薄膜的纵场临界电流曲线也应如图 1 所表示的,至少在定性上,曲线的形状不会因钉扎中心存在而发生改变。

三

在管惟炎等人的实验中,被测试的样品有三种:(a) 急冷的 Al-11.3at%Si 合金。(b) 样品 (a) 经 100°C/50hr 退火。(c) 样品同 (a), 但经 200°C/100hr 退火。他们只是对样品 (b) 观察到负磁阻效应。

我们知道,合金的 GL 参量 κ 可用以下经验公式表示出来:

$$\kappa = \kappa_0 + 7.5 \times 10^{-3} \gamma^{1/2} \rho_n, \quad (4)$$

γ 是正常金属的电子比热系数,单位是 $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ 。 ρ_n 是剩余电阻,单位是 $\Omega \cdot \text{cm}$ 。取 κ_0 为 Al 的 GL 参量。掺入 Si 后, Al-Si 合金的 κ 将增加。考虑到 Si 的含量较少,仅 11.3 at%; 而 Al 的 κ_0 很小, 仅约 0.01, 我们合理地假设急冷的 Al-11.3at%Si 合金的 κ 仍小于 $1/\sqrt{2}$ 。样品经 100°C/50hr 退火后,析出弥散的颗粒状态 Si^[1], 电子自由行程减小, ρ_n 增大,从而 κ 将显著地增大。但是样品经 200°C/100hr 退火后, Si 大量析出,呈条状结构,出现聚集的 Si 块^[1], 导致对自由电子散射能力减弱。和样品 (b) 相比, 样品 (c) 的 ρ_n 和 κ 都反而下降了。因此,我们合理地假设仅样品 (b) 是第二类超导体, 样品 (a) 和 (c) 均是第一类超导体。由此,也就很容易解释为什么负磁阻效应只见于样品 (b)。

无疑,本文提出的只是一个可能的解释,尚有待进一步的实验验证。最直接的实验是测量样品 (b) 的纵场临界电流。通过这个实验可得到支持或否定本文解释的证据来。

管惟炎教授和作者进行过多次有益的讨论,谨向他表示深切的感谢。

参 考 文 献

- [1] 管惟炎、陈熙霖、王祖仑、易孙圣, 物理学报, **30**(1981), 1284.
- [2] W. DeSorbo, *Rev. Mod. Phys.*, **36**(1964), 90.
- [3] A. M. Campbell, J. E. Evetts, *Adv. in Phys.*, **21** (1972), 199.
- [4] M. A. R. LeBlanc, D. J. Griffiths, *Proc. of the 7th Inter. Conf. on Low Temp. Phys., Toronto: University of Toronto Press, (1961), p. 362.*
- [5] T. G. Berlincort, R. R. Hake, D. H. Leslie, *Phys. Rev. Letters*, **6**(1966), 671.
- [6] В. Шмидт, *ЖЭТФ*, **57**(1969), 2095.
- [7] Л. П. Ичкигидзе, В. И. Скобелкин, *ФНТ*, **7**(1981), 117.
- [8] J. W. Heaton, A. C. Rose-Innes, *Phys. Lett.*, **9**(1964), 112.
- [9] M. A. R. LeBlanc, *Phys. Lett.*, **16**(1964), 30.
- [10] J. R. Clem S. Yeh, *J. Low Temp. Phys.*, **39** (1980), 173.
- [11] А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ*, **46**(1964), 1464.

A POSSIBLE EXPLANATION FOR THE NEGATIVE MAGNETO-RESISTANCE EFFECT IN THE RAPIDLY COOLED Al-Si ALLOYS

WU HANG-SHENG GU YI-MING

(*University of Science and Technology of China*)

ABSTRACT

The analysis of the present letter shows that the negative magneto-resistance effect, observed by Guan Wei-yan et al. in rapidly cooled Al-Si alloys, is nothing but the longitudinal peak effect in films of type II superconductors displayed in the form of $R-H_c$ curves. Based on the flux-line-cutting model, a possible explanation for this effect is proposed.