

强耦合超导薄膜的临界场*

张裕恒

(中国科学技术大学物理系)

迄今,许多作者^[1-7]都是用 Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gorkov (以下简称 GLAG)理论研究强耦合的非晶态超导薄膜的临界场。但是 GLAG 理论是定域理论,它描述薄膜的临界场 H_c 时,不论是对强耦合超导薄膜,还是对弱耦合超导薄膜, H_c 与膜厚度 d 的关系总是

$$\frac{H_c(T)}{H_{cm}(T)} = 2\sqrt{6} \frac{\lambda(T)}{d}, \quad (1)$$

式中 $H_{cm}(T)$ 是指大块物质的临界场,这里的 H_c 和 H_{cm} 是膜与大块超导体恢复正常的场,所以对于强耦合超导体就是 $H_{c2}(T)$; $\lambda(T) \equiv mc^2/4\pi e^2\Psi$ 是穿透深度,在强和弱超导体中, $\lambda(T)$ 是不同的,对于强耦合, $m_a = m_e(1 + \lambda)$ (a 指非晶, e 指自由电子),当然强耦合超导体和弱耦合超导体在零场中的有序参量 Ψ 也是不同的,但 $\lambda(T)$ 总归是物质常数,它只依赖于温度而与膜的厚度 d 无关。 $H_c \propto d^{-1}$ 的线性关系是定域理论的必然结果。

如果令

$$H_c(T) = Ad^n, \quad (2)$$

A 是不依赖于 d 的常数,对于 GLAG 理论, $A = 2\sqrt{6} \lambda(T) H_{cm}(T)$, 对 (2) 式取对数

$$\ln H_c(T) = \ln A + n \ln d, \quad (3)$$

作 $\ln H_c - \ln d$ 曲线,则得到一条斜率

是 n 、截距是 $\ln A$ 的直线。如 $n = -1$, 则是定域的 GLAG 理论的结果; 如 $n = -\frac{3}{2}$, 则

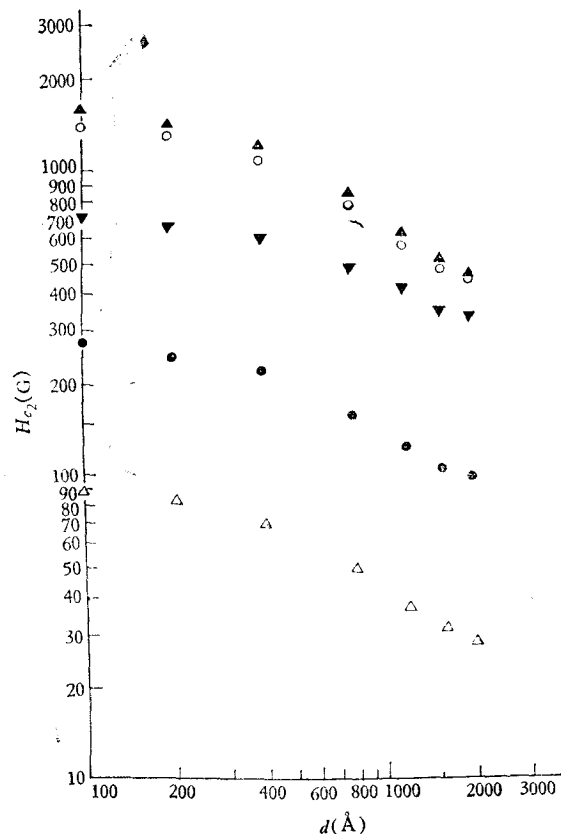


图1 不同厚度强耦合超导薄膜的临界场 H_{c2} ▲为 Si/Cu; ○为 Pb(Al 型); ▼为 Sn/Pd; ●为 Sn/Ag; △为 Ge/Cu

* 1979年1月24日收到。

是非定域理论的结果。

目前关于强耦合的非晶薄膜临界场的实验工作甚少, H_c - d 关系的实验就更少。Reale^[7] 测量了低温 (4.2 K) 淀积在微晶 Cu 衬底上的不同厚度 d 的 Si 和 Ge 膜、在微晶 Pd 和 Ag 衬底上不同厚度 d 的 Sn 膜和直接蒸发淬火在底板上并使之有常态 Al 型结构的不同厚度 Pb 膜的临界场, 并与 GLAG 理论作了比较, 得出一致于 GLAG 理论的结果。

我们把 Reale 的实验结果作出 $\ln H_c$ 和 $\ln d$ 的关系绘在图 1 上, 发现实验结果既不给出 $n = -1$, 也不给出 $n = -\frac{3}{2}$ 。这说明强耦合超导薄膜的临界场既不适用于定域, 也不适用于非定域理论。

二

文献[8]已经分析了 GLAG 理论不能用于描述弱耦合的结晶态超导薄膜的临界场, 并提出用 $\lambda \gg$ 相关长度 ξ 或 $\lambda \leq \xi$ 作为判断定域或非定域的标准, 只是对大块物质才是对的。对于薄膜只有在 $\xi \ll \lambda$, $\xi \ll d$ 的情况下才适用。

作者用 $\lambda \gg \xi$ 的条件, 已解出了在薄膜极限下的 Pippard 方程, 得出^[8]

$$\lambda^2 = \frac{4}{3} \frac{\xi_0 \lambda_L^2}{\xi} \frac{1}{\frac{2}{3} (1 - e^{-d/2\xi}) - \frac{1}{6} \left(\frac{d}{2\xi}\right) e^{-d/2\xi} \left(1 - \frac{d}{2\xi}\right) - \left[\frac{d}{2\xi} - \frac{1}{6} \left(\frac{d}{2\xi}\right)^3\right] \text{Ei}\left(-\frac{d}{2\xi}\right) - \text{Ei}(-u)} \quad (4)$$

$$- \text{Ei}(-u) = \int_0^\infty \frac{e^{-ux}}{x} dx$$

λ_L 是 London 穿透深度, ξ_0 是纯超导体的相关长度,

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}. \quad (5)$$

在纯的结晶超导体中, 电子平均自由程 l 可达几微米到几十微米, 而 ξ_0 是 2000 Å 量级, 所以 $l \gg \xi_0$ 。在膜中 l 主要受到膜厚度 d 的限制, $l = d$ 。如果 $\xi_0 \gg d$, 则 $\xi = d$, 那么, (4) 式变成

$$\lambda^2 = \frac{4}{3} \frac{\xi_0 \lambda_L^2}{d} \left\{ \frac{2}{3} (1 - e^{-\frac{1}{2}}) - \frac{1}{24} e^{-\frac{1}{2}} - \frac{23}{48} \text{Ei}\left(-\frac{1}{2}\right) \right\}^{-1}. \quad (6)$$

显然, 在结晶膜中 λ 不是 GLAG 的与 d 无关的结论, 而是 $\lambda \propto d^{-\frac{1}{2}}$ 。因而 GLAG 理论不适用于结晶薄膜。吴杭生^[9] 的非定域理论与实验上测得的 $\lambda \propto d^{-\frac{1}{2}}$ 关系很好地相符合。

如果除了 $\lambda \gg \xi$ 的条件之外, 再加上一个 $d \gg \xi$ 的条件, 则(4)式变成

$$\lambda^2 = \lambda_L^2 \frac{\xi_0}{\xi}. \quad (7)$$

(7)式给出 λ 与 d 无关, 定域条件满足, 则在 $\lambda \gg \xi$ 和 $d \gg \xi$ 的膜中 GLAG 理论才适用, 不过这时的结晶膜已不是薄膜而是厚膜了。因为 $l = d$, 由(5)式, 当 $l \gg \xi$ 时, $\xi = \xi_0$, 则 $d \gg 2000 \text{ Å}$ 。

我们知道, 用低温淀积获得的非晶膜大都是强耦合超导体, 它们的电子平均自由程 l 都很短 (2—10 Å), 由(5)式得到 $\xi = l$, 那么, $\lambda \gg \xi$, $d \gg \xi$ 的条件是满足的, 则(4)式

变成

$$\lambda^2 = \lambda_L^2 \frac{\xi_0}{l} \quad (8)$$

因此非晶超导薄膜应是定域极限, GLAG 理论应该适用. 但(1)式是在 $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ 情况下才成立的, 而非晶的 $\kappa \geq \frac{1}{\sqrt{2}}$. Abrikosov^[10] 解出了 $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ 的 GL 方程, 得

$$\frac{H_c}{\kappa} = f\left(\frac{1}{\kappa d}\right). \quad (9)$$

当 d 大时, (9) 式可近似地写为

$$\frac{H_c}{\kappa} = 1 + \frac{4}{\sqrt{\pi}} \kappa d e^{-(\kappa d)^2}. \quad (10)$$

只有当 d 很小时, (9) 式才变到(1)式, 图 2 上给出 GLAG 理论和 Abrikosov 理论曲线与实验的比较. 实验值远低于 GLAG 和 Abrikosov 理论值.

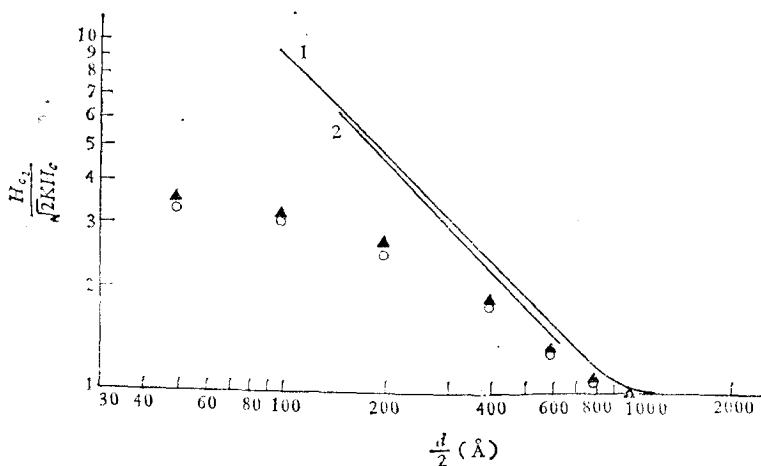


图 2 强耦合超导薄膜的临界场与厚度关系

曲线 1 为 Abrikosov 理论曲线; 曲线 2 为 $\frac{H_c}{H_{cm}} = 2\sqrt{6} \frac{\lambda}{d}$; ▲ 为 Si/Cu; ○ 为 Pb(Al 型)

Bergmann^[1] 测量了大块非晶 Bi, Ga, Pb 和 Sn 的临界场, 在较低的温度下实验值既高于只考虑自旋轨道耦合又高于只考虑顺磁极化效应的理论计算值, 提出这是由于强耦合效应的结果. 因此, 我们认为强耦合超导薄膜的临界场值低于定域理论不会是强耦合效应的结果, 它可能是由于在薄膜极限下, 表面相对的增加从而降低了系统的态密度所致.

为了深入研究非晶薄膜临界场的问题, 我们的实验工作正在开展.

参 考 文 献

- [1] G. Bergmann, *Low Temp. Phys.*, **LT-13**, 3 (1972), 552.
- [2] М. Кузменко, Е. Е. Лазарев, В. Ю. Мельников, *ЖЭТФ*, **67** (1974), 801.
- [3] W. L. Johnson and S. J. Poon, 1974 Applied Superconductivity Conference, p. 189 (IEEE,

Mag-II No. 2).

- [4] C. Reale, *Phys. Lett.*, **51A** (1975), 353.
- [5] R. Koeperke and G. Bergmann, *Solid State Communications*, **19** (1976), 435.
- [6] Б. Г. Лазарев, Е. Е. Семенов, В. И. Мухомов, *Физика Низких Температур*, **3** (1977), 1142.
- [7] C. Reale, *Phys. Lett.*, **64A** (1978), 475.
- [8] 张裕恒, *物理学报*, **22** (1966), 341.
- [9] 吴杭生, *物理学报*, **21** (1965), 132.
- [10] Л. А. Абрикосов, *ДАН СССР*, **86** (1952), 489.

THE CRITICAL MAGNETIC FIELD OF STRONG-COUPLED SUPERCONDUCTING THIN FILMS

ZHANG YU-HENG

(Department of Physics, University of Science and Technology of China)