

非理想平面散射中心的磁通钉扎*

丁世英 余 正 史可信

(南京大学物理系)

1986 年 12 月 15 日收到

提 要

本文提出了一个二类超导体中电子散射磁通钉扎的非理想平面模型。此模型比现有的理想化模型更接近实际情形。计算了此模型下的 $\delta K/K$ 及一个刚性磁通线阵所受的钉扎力。在所得的结果中,散射平面厚度、散射几率及杂质含量对钉扎力的影响与实验结果符合较好。

一、引 言

面缺陷在二类超导体中广泛存在着。例如 A15 金属化合物中的晶粒间界, 铌基体心立方韧性合金中的位错胞壁和板状第二相脱溶物等面状晶体缺陷都已被证实为对超导临界电流起决定性的作用。人工的金属层或绝缘层(如在多层膜和超晶格样品中的)也是面钉扎中心。目前, 上述合金和化合物仍是技术应用的最重要的超导电材料。然而面缺陷钉扎超导磁通线和磁通线阵 (flux line lattice) 的物理机制仍是相当模糊的。

Das Gupta 等人的实验明确启示, 晶界的钉扎力不能仅归因于晶界两侧的各向异性或晶界的应力场^[1]。Zerweck 证明, 晶界对电子的散射是它能产生最强钉扎作用的机制, 并且此种钉扎受样品中杂质含量的强烈影响。当样品的杂质参量 α 取最佳值 α_m 时, 电子散射钉扎力的约化值 $\hat{f}_p$ 最大^[2]。Zerweck 及随后的各种理论计算得到 α_m 在 1 和 10 之间。实验上, 不同样品测到的 α_m 值从 1 到 6 不等^[2-8]。但是按现有的电子散射钉扎理论, α_m 只应当有一个值, 与样品无关。这是已有的理论遇到的一个困难。

现有的理论还自然地要求, 对各种材料的约化钉扎力 $\hat{f}_p$ 只有一个值, 约为 10^{-1} 量级。然而实验的结果表明 $\hat{f}_p$ 与样品有关。例如 V_3Ga 的 $\hat{f}_p$ 在 0.42 到 0.81 之间, 而 Nb_3Sn 为 0.08, 有 1 个量级的变化。这是现有理论的又一个困难^[8]。

人们注意到, 现有的电子散射钉扎理论主要限于计算理想界面的钉扎效应。所谓理想就是界面的厚度 z 为零, 电子遇到界面便受到一次散射。然而实际界面总有一定厚度。界面上的原子较为无序, 对电子的散射几率大些, 但也不是 1。或者说, 界面区电子平均自由程较短, 但不是零。因此理想界面只是实际情形的近似。

作者们曾证明, 圆柱界面的曲率对它引起的钉扎力的影响在实际样品中往往可以忽

* 中国科学院科学基金资助的课题。

略,因而可以把实际的面缺陷当作平面散射中心处理^[7].

基于上述各点,本文提出一个新的电子散射钉扎模型,并计算了此模型下的有关物理量,最后与实验结果作比较.

二、非理想平面的电子散射钉扎理论

设界面(晶体缺陷)是厚度为 t 的平面. 界面内的电子平均自由程 L' 小于界面外(基体)的电子平均自由程 L_0 , 因而界面将散射电子,见图 1. 按图 1 的参考系,不难求得在任意位置 x 时的平均自由程为

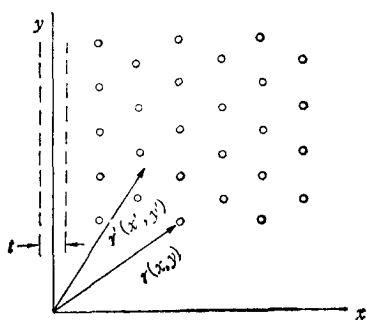


图 1 非理想散射平面和平行于它的磁通线阵 平面厚度为 t , x 轴和面法向平行, y 轴垂直磁场方向,磁通线阵倒格矢 g_{mn} 的 x 分量为 $g_m = m \frac{2}{\sqrt{3} a_0}$

$$L(x, L_0) = L_0 - \frac{L_0 - L'}{2} \int_0^1 \left[\exp\left(-\frac{x - t/2}{L_0 y}\right) - \exp\left(-\frac{L'x - L't/2 + L_0 t}{L' L_0 y}\right) \right] dy \quad x \geq t/2; \quad (1)$$

$$L(x, L_0) = L' + \frac{L_0 - L'}{2} \int_0^1 \left[\exp\left(-\frac{t/2 - x}{L_0 y}\right) - \exp\left(-\frac{t/2 + x}{L' y}\right) \right] dy \quad x < t/2. \quad (2)$$

我们利用实验结果建立了 GL 相干长度 ξ 与平均自由程 L 的关系 $\xi(L)$ ^[5,6], 利用(1)式和(2)式便得到 $\xi(L_0, x)$. GL 参量 K 的相对改变量为^[3]

$$\frac{\delta K}{K}(x, L_0) = \frac{\delta(\xi^{-2})}{\xi^{-2}} = \frac{\xi^2(\infty, L_0)}{\xi^2(x, L_0)} - 1. \quad (3)$$

而单位界面对磁通线阵的钉扎力 f_p' 为^[6,9]

$$f_p' = 4\mu_0 H_c^2 \sum_{m=1}^{\infty} (c_{m0} + d_{m0}) g_m \sin g_m x \int_0^{\infty} \frac{\delta K(x, L_0)}{K(x, L_0)} \cos g_m x' dx', \quad (4)$$

式中 H_c 为热力学临界场; g_m 为磁通线阵的倒格矢 $g_{m,n} = g_m \hat{x} + g_n \hat{y}$ 的 x 分量, 而 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 分别为 x 方向和 y 方向的单位矢量(见图 1); c_{m0} 和 d_{m0} 则分别为序参量 $\phi(\mathbf{r})$ 的傅里叶展开系数, 其值已由文献[9,10]给出. 这样, 用本模型计算得到(1)和(2)两式后便可由文献给出的(3)和(4)式及其它量如 c_{m0} 和 d_{m0} 求得钉扎力. 在实际应用中更容易和实验结果相联系的是 α 而不是 L_0 , 因而常通过关系式 $L_0 = 0.882 \xi_0 / \alpha$ 把以上求得的钉扎力与 L_0 的关系变为与杂质含量的关系, 这里的 ξ_0 为 BCS 相干长度.

实际情况中, 不仅是 L_0 , 就是界面中的电子平均自由程 L' 也是和基体中的杂质含量 α (或 L_0) 有关的. 例如在样品较脏时 (L_0 较小) 晶界中常吸附较多的杂质原子, L' 也就较小. 为反映这一情况, 我们假设一简单的关系

$$L' = L_c [1 - \exp(-L_0/L_c)]. \quad (5)$$

此式中 L_c 为纯净样品 ($L_0 = \infty$) 中的面缺陷内的电子平均自由程.

由(1), (2), (3)和(5)等各式我们用数值计算得到 $\delta K/K$ 的空间分布, 其结果列于图

2 和图 3. 由于散射中心有一定厚度 z 和内散射几率 L' , 故除了象理想散射平面那样 $\delta K/K$ 与 α 有关外, 还与 z 及 L' 有关.

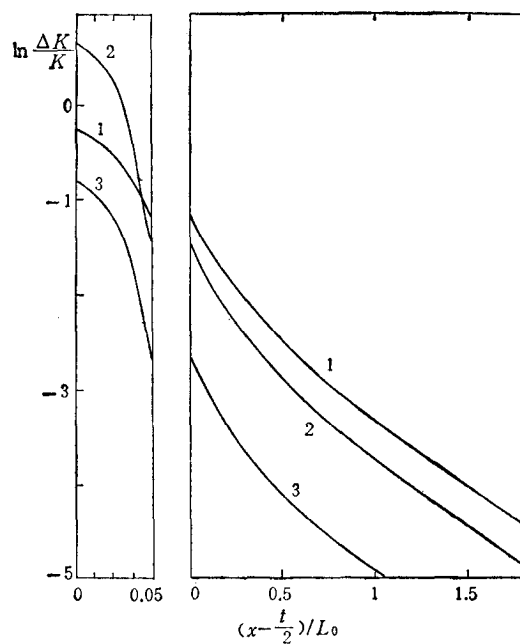


图 2 不同 α 值的 $\delta K/K$ 的空间分布 $z = 0.1 \xi_0$; $L' = 0.044 \xi_0$;
图左半部为面缺陷内的情况, 右半部为用相对坐标表示的面外情形; 1
为 $\alpha = 10$; 2 为 $\alpha = 1$; 3 为 $\alpha = 0.1$

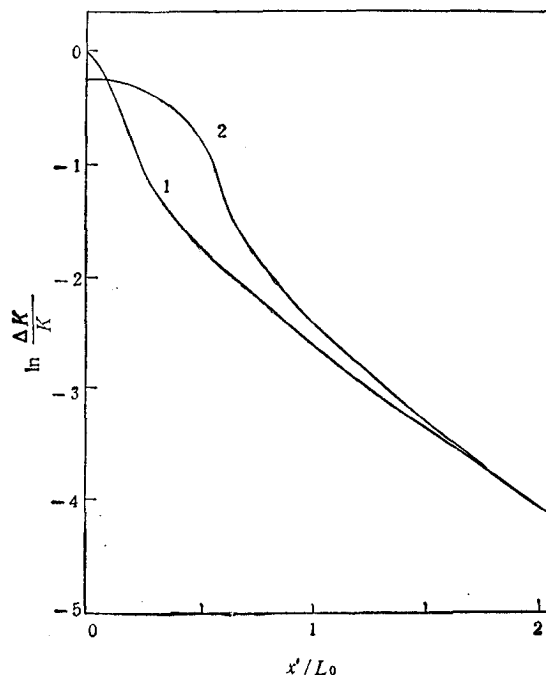


图 3 理想的和非理想平面散射中心的 $\delta K/K$ 比较 1 为理想 ($\alpha = 10$);
2 为非理想 ($\alpha = 10, z = 0.1 \xi_0, L' = 0.044 \xi_0$)

利用算得的 $\delta K/K$ 代入(4)式便可得到 f_p 。为了便于和已有的理论及实验结果比较,通常计算约化元钉扎力 $\hat{f}_p$, 它和 f_p 的关系为

$$\hat{f}_p = f_p \frac{a_0}{\mu_0 H_c^* \xi_0}, \quad (6)$$

式中 a_0 为磁通线阵参数,三角线阵时 $a_0 = 1.07 \left(\frac{\phi_0}{B} \right)^{1/2}$, ϕ_0 为磁通量子。 $\hat{f}_p$ 的数值计算结果列于图 4。

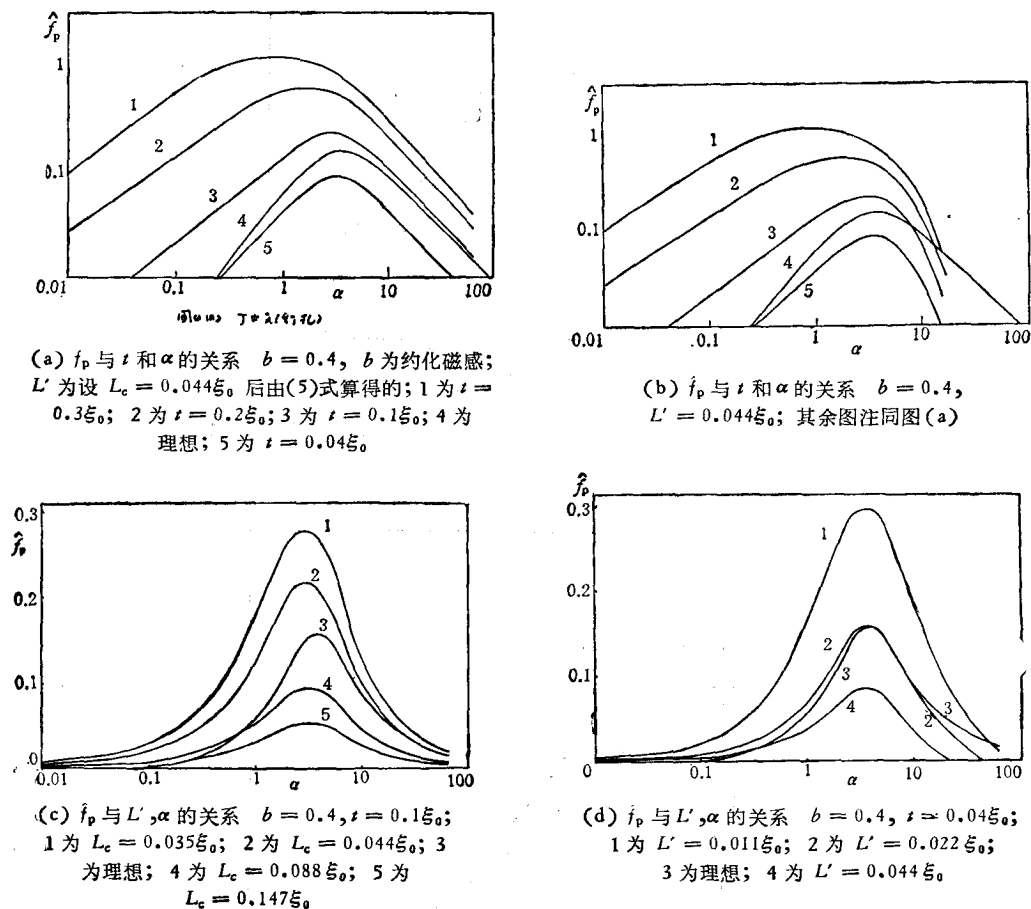


图 4 $\hat{f}_p$ 与各参数的关系

三、讨 论

根据图 4, 因电子受非理想平面散射产生的约化元钉扎力 $\hat{f}_p$ 有如下主要特征:

1. 按定义, 图 4 中和 $\hat{f}_p$ 极值相应的 α 就是 α_m 。在理想界面 ($t = 0$) 时, $\alpha_m \approx 4.5$, 和已报道的结果一致^[6]。在 $t > 0$ 的非理想平面的情况, α_m 随着 t 的增加而单调减少并和 L' 有关。散射界面厚度 t 及其中的电子平均自由程 L' 随样品而变化是很自然的, 因而

实验中不同样品的 α_m 不同也是合理的, 这一点显著地和已有的理论结果不同。

2. 界面厚度及其散射几率对钉扎力的大小有重要影响。 f_p 随 z 及 L' 的变化可达一个数量级。掺杂的 V_3Ga 的 f_p 的最大值确实比 Nb_3Sn 的大一个数量级。这也使理想界面不能说明的问题变得可以理解。一般说, 掺杂多的样品中的界面(如晶界)厚, 散射几率大, 因为面缺陷往往吸附杂质原子。

3. 界面是实用超导材料, 尤其是 A15 材料中的主要钉扎中心。因而工艺中如何提高面缺陷的钉扎能力在实用上是很重要的。本工作证明, 选用适量杂质(最佳的 α 值)、改变界面的厚度及其对电子的散射能力都能显著地提高钉扎能力。

总之, 非理想平面缺陷的电子散射钉扎理论更符合样品的实际情况, 并为目前有关理论遇到的问题提供了可能的解决途径, 还为技术应用的超导材料怎样提高载流能力提供了新的探索方向。然而, 目前和电子散射钉扎理论有关的实验测量工作还太少, 例如面缺陷的厚度, 原子有序度、杂质吸附量及它们和掺杂量的关系等等都不清楚。人工界面钉扎工作也未很好开展。因而尚不能完全鉴别理论结果的正确与否, 钉扎力的测量及样品微结构的研究尤其重要。

参 考 文 献

- [1] A. Das Gupta, C. C. Koch, D. M. Kroeger and Y. T. Chou, *Phil. Mag.*, **B38**(1978), 367.
- [2] G. Zerweck, *J. Low-temp. Phys.*, **42**(1981), 1.
- [3] W. E. Yetter, D. A. Thomas and E. J. Kramer, *Phil. Mag.*, **B46**(1982), 523.
- [4] D. O. Welch, *IEEE Trans. Mag.*, **21**(1985), 827.
- [5] 史可信、余正、丁世英, 低温物理学报, **8**(1986), 33.
- [6] 丁世英、余正、史可信, 中日超导材料和物理讨论会论文集, 仙台, (1986), p. 15.
- [7] E. V. Thuneberg, *J. Low-temp. Phys.*, **57**(1984), 415.
- [8] 松下照男, 山藤·馨, 中日超导材料和物理讨论会论文集, 仙台, (1986), p. 19.
- [9] W. E. Yetter, E. J. Kramer, *J. Mater. Sci.*, **17**(1982), 2792.
- [10] E. H. Brandt, *Phys. Stat. Sol.*, (b)**51**(1972), 345.

THE FLUX PINNING EFFECTS OF NON-IDEAL PLANE ELECTRON SCATTER CENTRE

DING SHI-YING YU ZHENG SHI KE-XIN

(Department of Physics, Nanjing University)

ABSTRACT

A model of non-ideal plane of electron scatter flux pinning is proposed. The spread of $\Delta K/K$ are calculated under this model. Using GL free energy formula, The dependences of flux pinning force on thickness of the plane and impurity of matrix and electron scatter probability are obtained. The results agree well with experimental data qualitatively.