

- [1] L. Canham, *Appl. Phys. Lett.*, **57**(1990),1046.
 [2] X. Y. Hou, G. Shi, W. Wang et al., *MRS Symp. Proc.*, **283**(1993),89.
 [3] A. Richter et al., *IEEE Electron Dev. Lett.*, **12**(1991),691.
 [4] L. Canham et al., *Appl. Phys. Lett.*, **61**(1992), 2563.
 [5] P. Sterner et al., *MRS Symp. Proc.*, **283**(1993), 343.
 [6] A. Maruska et al., *MRS Symp. Proc.*, **283**(1993), 383.
 [7] T. Futagi et al., *MRS Symp. Proc.*, **283**(1993), 389.
 [8] A.G. Bomchil et al., *Microelectron Eng.*, **8**(1988), 293.
 [9] L. Canham, *Appl. Phys. Lett.*, **63**(1993) 337.
 [10] J. Wang, F. L. Zhang et al., *J. Appl. Phys.*, **75** (1994),651.

磁悬浮的物理图象

方家光

(清华大学现代应用物理系,北京 100084)

对超导体的磁性及磁悬浮现象研究进行了评述,指出利用具有高临界电流密度的氧化物超导体不但可以演示磁悬浮,而且还可演示更有趣的“磁倒挂”。另外,利用高质量的超导块材所具有的强“剩磁”的特性,可望在永久磁体和磁悬浮系统上得到应用。

1947年,前苏联莫斯科大学麦克斯韦实验室的阿卡捷夫(V. Arkadiev)在液氮条件下将放入铅碗内的小磁体悬浮在碗中,以演示磁悬浮^[1]现象。在这以后的近半个世纪中,磁悬浮的演示一直是说明超导体具有完全抗磁性的一种例证。在1986年以前,由于常规超导体的临界转变温度 T_c 都很低,必须使用液氮或更低温度才能演示磁悬浮。1986年以后,临界温度高于液氮温度的氧化物超导体的发现,使得磁悬浮演示容易实现。

目前磁悬浮不但是判断材料超导性能优劣的一种快速检测方法,而且已进入物理教学课堂,由于其独特而有趣的悬浮现象,加深了学生对超导体基本性能的理解。

通常的磁悬浮是指超导体与磁体间的相互排斥,使小磁体悬浮在超导体上方或小块超导体悬浮在强磁体上方。

随着高温超导材料制备工艺的不断改进,特别是采用熔融慢冷生长工艺制成高临界电流密度并引入强磁通钉扎中心的超导体后,不但使超导块材的现实应用前景比较明朗,而且还使磁悬浮现象向前发展了一步,即可演示更有

趣的“磁倒挂”。磁倒挂是指超导体可悬浮在强磁体的下方,即超导体与磁体之间产生了吸引力,这似乎违反了通常的排斥性。如何理解这种“磁倒挂”?我们将从高温超导体的磁性与电磁学的基本原理来说明。

一、超导体的磁性^[2]

众所周知,目前所发现的超导体可分为三类,即第I类超导体、第II类超导体和非理想的第II类超导体。它们的磁性行为是不同的。

1. 第I类超导体

这类超导体有W, Al, Sn, Pb等。它们的磁性行为如图1(a)所示。当外加磁场 H_a 小于 H_c 时,超导体是稳定态,体系呈现出完全的Meissner态,即磁化强度 $M = -H_a, \mu = 0$;当 $H_a \geq H_c$ 时,体系突然变到正常态,即 $M = 0, \mu = 1, H_c$ 称为超导体的临界磁场。

2. 第II类超导体

这类超导体典型的有Nb, Nb₃Sn等,它们的磁性行为如图1(b)所示。当外界磁场 $H_a < H_c$ 时,它具有和第I类超导体相同的Meissner

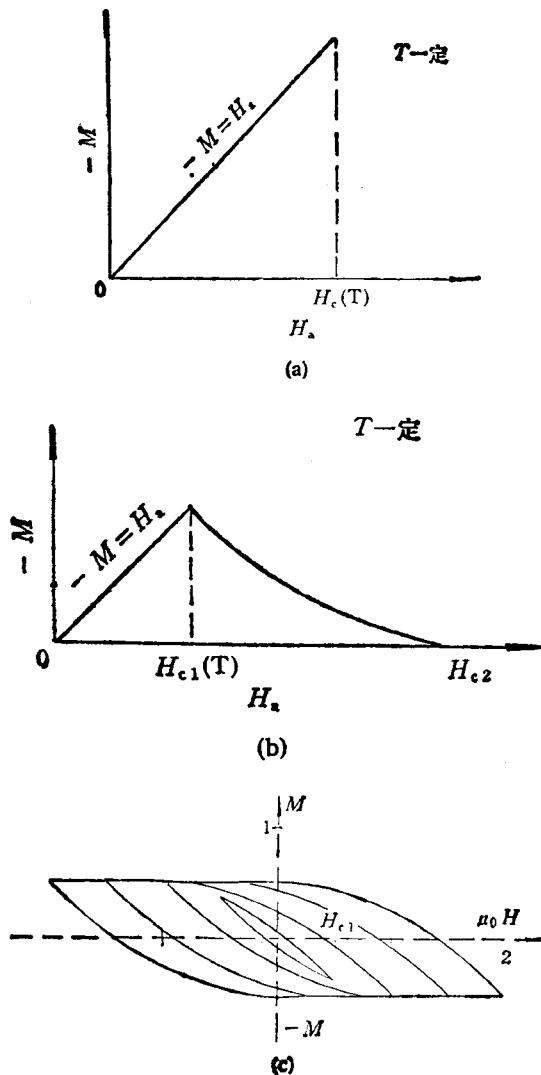


图1 超导体磁化曲线
(a) 第 I 类超导体; (b) 第 II 类超导体;
(c) 非理想第 II 类超导体

态;当 $H_s > H_{c1}$ 时, 外加磁场将进入到超导体中, 但这时体系仍具有无阻特性。我们把这个开始进入第 II 类超导体的磁场 H_{c1} 叫做下临界磁场。当继续增加外加磁场时, 磁场进入到超导体中的愈来愈多, 超导态的比例越来越少, 直到 $H_s = H_{c2}$ 时, 超导体完全恢复到正常态, 称 H_{c2} 为上临界磁场。

对于第 I 类和第 II 类超导体, 其 $M-H_s$ 曲线是完全可逆的。

3. 非理想第 II 类超导体

氧化物高温超导材料属于此类超导体。其

特点是它们的磁化曲线是不可逆的(见图1(c)), 这类似于铁磁材料的磁化行为。这类超导体具有很强的磁滞性, 即具有俘获磁通的能力, 又称为“硬超导体”。

非理想第 II 类超导体的微观结构特点是在其内部存在有缺陷(或位错), 它们的存在阻碍外加磁场的进入, 造成了磁化曲线的不可逆性。磁化过程大致如下: 当外磁场 H_s 从零开始增加且 $H_s < H_{c1}$ 时, 超导体处在 Meissner 态, 即 $-M = H_s$, 而当 $H_s > H_{c1}$ 时, 磁场将以磁通线形式进入超导体; 缺陷的存在阻碍磁通线的进入, 即磁通进入超导体中时, 受到“阻力”, 一直到外磁场继续增加并克服这个“阻力”后才能进入超导体, 故在 $M-H_s$ 曲线上, 当 $H_s > H_{c1}$ 时 M 还要继续上升; 同样, H_s 从 $H_s > H_{c1}$ 开始下降时, 由于磁通线受到“阻力”, 它又不容易排出, 这就在超导体中俘获了部分磁通。磁通线俘获的多少与超导体内钉扎中心有关。采用熔融慢冷生长 (MPMG) 工艺制备的 YBCO 材料, 其内部具有较多的由非超导相构成的缺陷, 造成较强的“阻力”, 因而可俘获较多的磁通。当外场去掉后, 有较强的“剩磁”。

二、“磁悬浮”现象中的受力分析

当超导体稳定地悬浮在磁体上方时, 根据牛顿力学, 超导体所受的磁排斥力与所受的重力相平衡, 磁排斥力的大小与磁体和超导体间的距离有关, 可采用多种装置测量磁排斥力。图 2 为掺银的 YBCO 超导体和磁体间排斥力随距离变化的实验曲线, 实验中磁体的磁场强度为 0.4T。从图中可看出, 最初磁体接近超导体时的排斥力 F 与间距 Z 的关系可用下式^[4]表示:

$$F = F_0 \exp(-\alpha Z), \quad (1)$$

式中 α 为待定常数, 与超导体的性能及磁场大小有关, 超导体越接近磁体, 其所受的排斥力越大(沿曲线 1 变化)。当磁体离开超导体时, 排斥力迅速减小, 到达某一距离后排斥力为零, 然后出现吸引力(沿曲线 2 变化), 若距离再增大,

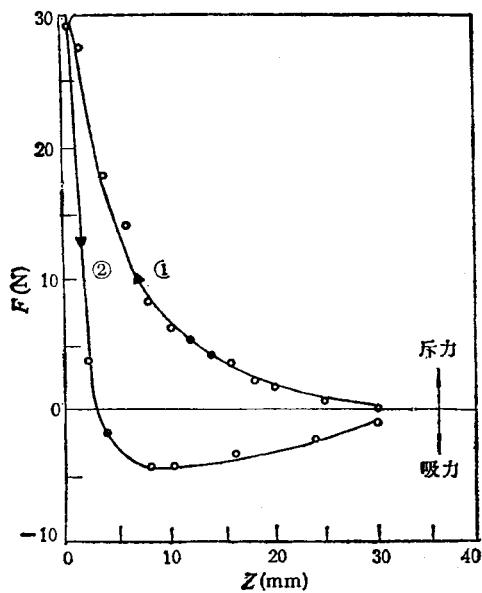


图2 掺银 YBCO 超导体与磁体间斥力 F 与其间距 Z 关系

吸引力也随之减小。从实测结果说明,超导体与磁体间的磁悬浮力有强的滞后现象。它们之间是相互排斥还是吸引,与磁化过程有关。不同超导材料,滞后情况也不同。

为了分析磁悬浮力的大小,估算悬浮高度并说明其滞后现象,人们提出了多种模型,但由于永久磁体的磁场在空间分布是不均匀的,要严格计算被超导体排斥的磁场有多少或有多少磁场穿进超导体是很困难的,所以只能考虑下面两种极限情况^[6]:

1. 磁场完全被排斥

考虑一具有磁矩为 M 的磁体球悬浮在超导体 (HTSC) 上方,根据边界条件,在超导体界面上应有 $H_z = 0$ 。这可采用镜像法来分析:想像在超导体的下方等距离处有一磁矩也为 M 的磁体球,其磁矩方向与实体球磁矩平行,也与超导体界面平行 (见图 3(a))。由电动力学计算,可得实体球在假想球磁场中的能量为

$$E_m = -MHV = 2\pi^2 M^2 R^6 / 9d^3 \quad (2)$$

对于实体球,其处在重力场中所具有的能量为 $E_g = mgh = \rho Vg(d - R)$, 式中 m 为磁体球质量, ρ 为密度, R 为球体半径,所以,实体球的总能量为

$$E = E_m + E_g \quad (3)$$

物理

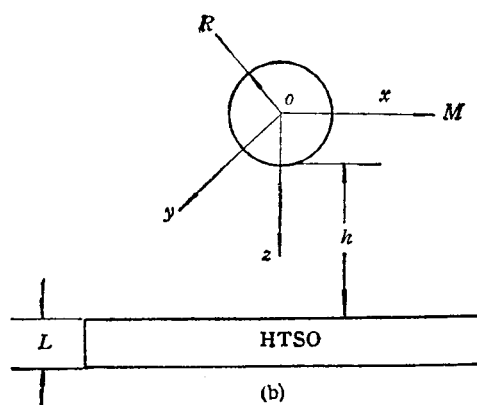
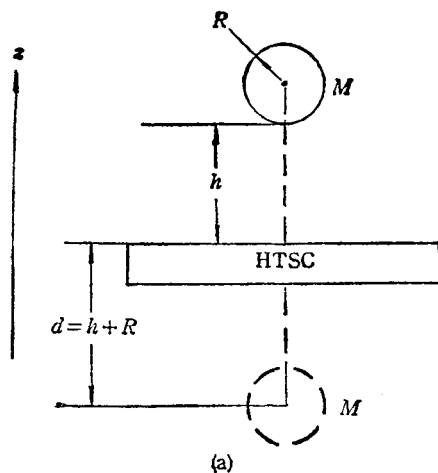


图 3

(a) 镜像法解释超导悬浮; (b) 磁场穿进超导体模型

两磁体间的相互作用使实体球受到斥力,而重力场的作用,使其下沉,为了求出其稳定点的位置,可对 E 求导数,即 $\left. \frac{dE}{dz} \right|_{z=d} = 0$, 从而可得

$$d = (\pi M^2 R^3 / 2\rho g)^{1/4} \quad (4)$$

由上式可得,悬浮高度只与磁体的磁矩及其大小有关,而与超导体厚度 L 无关 (假定超导体厚度 $L \gg$ 其穿透深度 λ)。

2. 磁场穿进超导体

假定超导体的存在没有扰乱原磁场的分布,外加磁场是以磁通线的形式穿进超导体。事实上,当外磁场在 H_{c1} 与 H_{c2} 之间时,有部分磁场被排斥,而且如果在超导体内有强钉扎存在,则会影响原磁场的分布。当 $H_a \ll H_{c2}$ 时,我们忽略磁通线之间的相互作用。

我们仍考虑一个具有磁矩为 M , 半径为 R , 密度为 ρ 的球形磁体, 有一无限大平板超导体置于其下, 间距为 $d(d = h + R)$, 采取的坐标系如图 3(b) 所示。由电动力学计算, 穿进超导体的磁通线的总能量为

$$E_m = 4R^3 M H_{c1} L / 3d, \quad (5)$$

式中 L 为超导体厚度, 上式只有当 $L \ll R$ 时才成立。

同样磁体球具有重力能为 $E_g = \rho V g(d - R)$, 故总能量为 $E = E_m + E_g$ 。对间距 Z 求导数, 可得到如下结果:

$$d = (M H_{c1} L / \pi \rho g)^{1/2}. \quad (6)$$

从上式可以看出, 悬浮的高度 $h (= d - R)$ 不但与磁体的 M, R, ρ 有关, 还与超导体的 H_{c1} 和 L 有关, 并且实验已证实悬浮高度 h 与超导体厚度 L 之间的平方根关系^[4]。

为了比较上述两种模型哪个更符合实际, 可进行实测鉴定。实验中取 $M = 400\text{G}$, YBCO 超导体的 H_{c1} 为 100G , 由测量得 $h = 0.64\text{cm}$, 根据(4)式计算, h 为 1.0cm , 根据(6)式计算, h 为 0.7cm , 由比较可说明第二种模型更符合实验结果。

三、超导体的微观结构与磁悬浮力

如前所述, 目前已能制备出高临界电流密度的超导块材, 在这种材料中往往引入强的钉扎中心或掺入可减少晶粒间电阻的金属材料(如银等)。采用熔融慢冷工艺制备的 YBCO 超导块材中具有细微弥散的非超导的 211 相 ($Y_2\text{BaCuO}_5$), 此 211 相成为超导体中的钉扎中心, 大大提高了超导体的临界电流密度 J_c 。 J_c 的大小与 211 相的密度 N_p 和大小有如下关系^[5]:

$$J_c = N_p d^2 \xi H_c^2 (1 - H_a / H_{c2}) / (H_a \phi_0)^{1/2}, \quad (7)$$

式中 ξ 为超导体的相干长度 (一般为几十 \AA), H_c 为热力学临界磁场, ϕ_0 为磁通量子。上述 J_c 与 N_p 及 d^2 的关系与实验结果一致。211 相的存在, 不但可增强 J_c , 而且可减少磁通蠕动, 有利于俘获磁通。

对于第 II 类超导体, 磁悬浮力的大小随着临界电流密度 J_c 的升高而增大。当外加磁场 $H_a > H_{c1}$ 时, 外加磁场克服钉扎阻碍穿进超导体。根据麦克斯韦方程, 其磁场旋度应满足

$$\text{rot } H = J_c. \quad (8)$$

上式说明, 如果超导体的 J_c 足够大, 将有大部分的磁场被屏蔽, 其悬浮力可写成

$$F = M \cdot V \frac{dH}{dZ}, \quad (9)$$

式中 $\frac{dH}{dZ}$ 为由磁体在样品处所产生的磁场梯度, M 和 V 分别为超导体的磁化强度和体积。与常规的磁性材料不同, 氧化物超导体的磁化强度 M 与样品的几何形状 A 、临界电流密度 J_c 及产生逆磁性的屏蔽电流环的半径 r 有关, 即

$$M = A J_c \cdot r \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式得

$$F = A J_c \cdot r \cdot V \frac{dH}{dZ}. \quad (11)$$

上式告诉我们, 要提高磁悬浮力, 关键是要提高 J_c 值和增大 r 值。采用熔融慢冷生长工艺制备的 YBCO 中的 211 相就是起提高 J_c 值的作用; 而在超导体中掺银则可降低材料中形成微裂纹的趋势, 增大感应电流环路半径 r 值。据报道^[6], 日本科学研究人员已成功地将人体悬浮在一块演示系统的圆盘上 (在铝圆盘内埋入 250 块 Y 系超导块), 产生相当于 $1-2\text{kg}/\text{cm}^2$ 的浮力, 可浮起 150kg 的重物。理想的悬浮能力约为 $10\text{kg}/\text{cm}^2$, 这意味着 70cm 圆盘可以悬浮起几十吨的重物。我们研究小组也已采用熔融慢冷生长的 YBCO 块材制成磁悬浮列车模型, 此列车可在磁性轨道上无接触地连续运转。该装置既能演示悬浮, 也能演示“倒挂”。

具有强钉扎的超导材料, 不但有高的 J_c 值, 而且有很强的磁滞性, 当外加磁场去掉后, 在超导体中会保留很强的“剩磁”。这种“剩磁”的存在不但可演示有趣的“磁倒挂”现象, 而且可作为“永久磁体”。日本的新日铁公司^[6] 已用 Y 系块材在 77K 下达到 1T 以上的“剩磁”。

利用氧化物超导体的“剩磁”制备强的永久

磁铁,有两个主要优点:

(1) 它可避免用超导线材或带材绕制电磁铁所带来的许多困难,如大电流输入端正常导体与超导体的连接。

(2) 可在液氮温度下工作,大大降低运行费用。

四、演示“磁倒挂”的操作程序

从上分析可知,“磁倒挂”现象是说明超导体中具有“剩磁”的一种旁证。为演示“磁倒挂”,必须要有一定的磁化次序(如图4所示)。

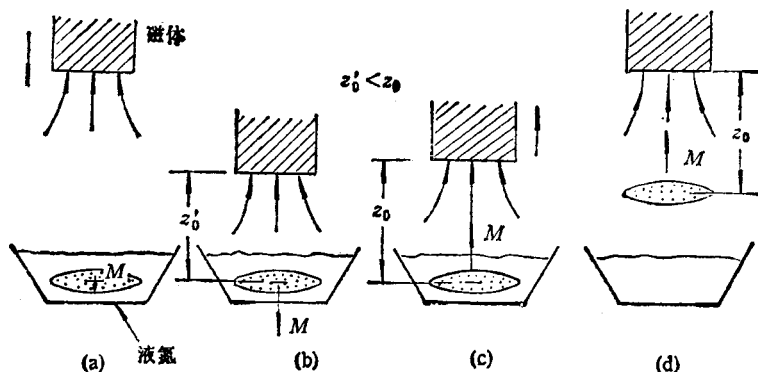


图4 超导体的磁化次序与倒挂

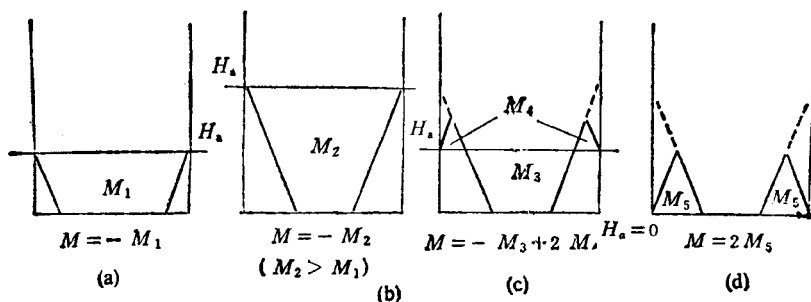


图5 超导体的磁化过程

(纵坐标代表磁场大小,图中斜线代表 $\text{rot}H = J_c$)

图4(a),(b)为磁体接近超导体时,磁化强度 M 逐渐增大。图4(c),(d)为磁体离开超导体时的情形。其对应的磁化过程如图5所示。当磁体离开超导体时[图4(c)],在超导体中感应的磁化强度减少,而出现与外加磁场方向相同的“剩磁”[如图5(c)中的 M_4 、 M_4 为被俘获的磁通];磁体进一步离开超导体时[图4(d)],超导体中感应的磁化强度为零,而出现净“剩磁”[即图5(d)中的 M_5]。由于此“剩磁”方向与外加磁场的方向相同,因此它们之间产生吸引力,

当磁吸引力与重力相平衡时,超导体就“倒挂”在磁体下方。

- [1] V. Arkadiev, *Nature*, 160(1947), 160.
- [2] 张裕恒、李王芝著,超导物理,中国科学技术大学出版社,(1992),252.
- [3] P. Z. Chang and F. C. Moon, *J. Appl. Phys.*, 67(1990), 4358.
- [4] F. Hellman et al., *J. Appl. Phys.*, 63(1988), 447.
- [5] M. Murakami et al., *IEEE Trans. Mag.*, 27(1991), 1479.
- [6] 焦正宽,低温与超导,20-4(1992),37.