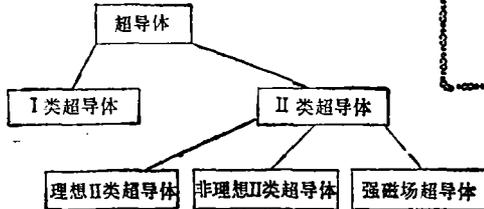


强磁场超导体

曹效文

超导体可分为 I 类超导体和 II 类超导体，前者只有一个临界磁场——热力学临界场 H_c ，后者有两个临界磁场——下临界场 H_{c1} 和上临界场 H_{c2} 。II 类超导体的 H_{c2} 要比 I 类超导体的临界场 H_c 高得多，这一特性使得 II 类超导体成为超导体的大规模应用的基础。II 类超导体又有理想 II 类超导体和非理想 II 类超导体之分，后者主要电磁行为表现为磁化的可逆性，并且没有磁通冻结现象发生，它是均匀介质。理想 II 类超导体几乎没有承载传输电流的能力，因此，它除了有科学价值外，几乎没有什么实用价值。本文将着重介绍非理想 II 类超导体。科学家们已发现了数以千计的非理想 II 类超导体，但是到目前为止其中只有 Nb-Zr, Nb-Ti 合金, Nb₃Sn, V₃Ga 化合物等少数几个超导体真正有实用价值。这几种超导体已广泛地用于制作强磁场磁体，所以把它们作为 II 类超导体的一个独立分支——强磁场超导体或实用超导体来进行归类。为了简明起见，我们把超导体的分类表示成一个方框图。



一、非理想 II 类超导体的磁化性质

理想 II 类超导体的磁化行为是可逆的，而非理想 II 类超导体的磁化是不可逆的，如图 1 所示。对于理想 II 类超导体，我们把最大磁化强度对应的磁场定义为 H_{c1} (在 H_{c1} 以下， $-4\pi M$ 正比于外磁场)，磁化开始减小到零的最高场定义为 H_{c2} 。对于非理想 II 类超导体，其磁化性质一方面出现了非可逆性，并在外场减小到零时，样品内保留有剩余磁化，或冻结磁通，在 $B(H)$ 图中表现为样品内冻结有一定强度的磁感应强度；另一方面磁化曲线的尖峰被模糊，那么在这种情况下 H_{c1} 是如何定义的呢？通常把磁化曲线的低场部分开始偏离线性时对应的磁场定义为 H_{c1} ，如图 1a 所示。这显然是合理的，因为在这个磁场下，外磁场开始穿透超导体，所以我们又能把 H_{c1} 称为开始穿透超导体的磁场。对于非理想 II 类超导体，当 $H > H_{c1}$ 时，磁化曲线出现不可逆性，所以又可把 H_{c1} 称为最小磁化不可逆场。非理想 II 类超导体的 H_{c2} 仍然有和理想 II 类超导体相同的含义和定义。在 $H < H_{c1}$ 时，超导体具有完全抗磁性，或称为 Meissner 态；当 $H_{c1} < H < H_{c2}$ 时，超导体没有

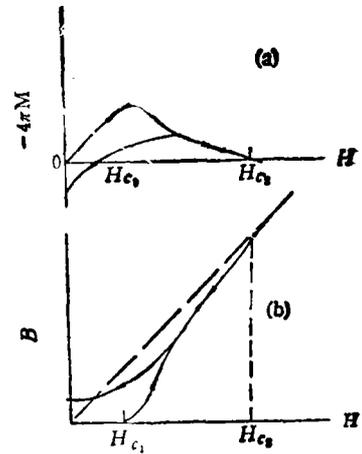


图 1 非理想 II 类超导体的磁化 (a) 和体内磁通密度 (b)

完全的 Meissner 效应，但仍然保持 $\rho = 0$ ，这时样品由超导态和正常态两部分组成，所以又称为混合态；当 $H > H_{c2}$ 时，超导体的抗磁性和 $\rho = 0$ 特性完全消失，完全转变成正常态，如图 1 所示。

二、强磁场超导体的性质

强磁场超导体的不可逆性更为强烈，如图 2 所示。非理想 II 类超导体在高场区是近似可逆的，而在低场区是不可逆的，但是强磁场超导体在高场区就是完全不可逆的。

三、超导体的临界电流密度

超导体具有零电阻性质，因此电流流过超导体时将不消耗能量。但不是无限制的通过任意大的超导电流的。处于某一温度的超导体，当所通过的电流超过某个临界值时，超导态就被破坏（又称为失超），而转变成正常态，这个电流值被称为临界电流 I_c 。单位截面导体通过的临界电流值称为临界电流密度 J_c 。临界电流与温度有关，温度愈低 i_c 愈高，它也

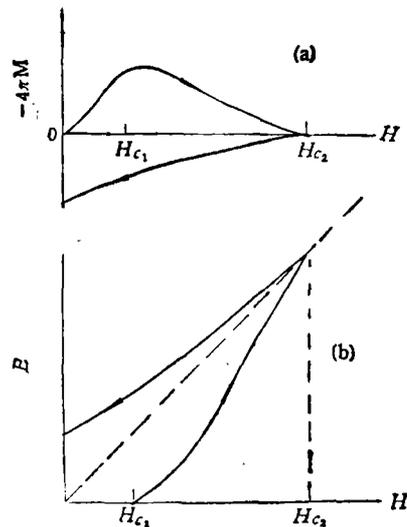


图 2 强磁场超导体的磁化 (a) 和体内磁通密度 (b)

超导体具有零电阻性质，因此电流流过超导体时将不消耗能量。但不是无限制的通过任意大的超导电流的。处于某一温度的超导体，当所通过的电流超过某个临界值时，超导态就被破坏（又称为失超），而转变成正常态，这个电流值被称为临界电流 I_c 。单位截面导体通过的临界电流值称为临界电流密度 J_c 。临界电流与温度有关，温度愈低 i_c 愈高，它也

与磁场有关。磁场愈高 i_c 则愈低。超导体在电工上的应用,多数处于电流与磁场方向垂直状态,所以,以下我们将介绍处于垂直场中的临界电流。

1. I 类超导体的临界电流

在 I 类超导体中,电流仅在表面层流过。在零磁场下,当电流在导体表面产生的磁场达到临界场 H_c 时,超导破坏, i_c 和 H_c 之间的关系是:

$$i_c = 5rH_c$$

式中 r 是导体的半径这就是有名的西耳斯比假说。一个超导线处于垂直场中时,它的 i_c 与磁场呈线性关系。如图 3a 所示。对于一个圆形截面的超导体,由于处于

垂直场中的退磁

因子 n 等于 $\frac{1}{2}$,

所以当磁场达到

$$H'_c = \frac{1}{2} H_c \text{ 时,}$$

i_c 就降低为零。

由于 I 类超导体的 H_c 仅为

几百 Oe 以内,

所以其临界电流

密度也很低,这

表明 I 类超导体

在电工中没有什

么实用价值。

2. 理想 II 类超导体的 i_c

II 类超导体

在 $H < H_{c1}$ 的

磁场中也具有完

全抗磁性,所以

和 I 类超导体一

样,传输电流也

是一种面电流,

并且在 H_{c1} 与

$i_c(H)$ 也是线性

关系。但是当

$H > H_{c1}$ 时,超

导体进入混合态,

传输电流是沿截

面均匀分布的,故

是一种体电流。

理想 II 类超导

体的 i_c 与磁场 H

的关系如图 3b 所

示。图 3b 表明,理

想 II 类超导体的 i_c

值也很低,并且随

着磁场的增加而

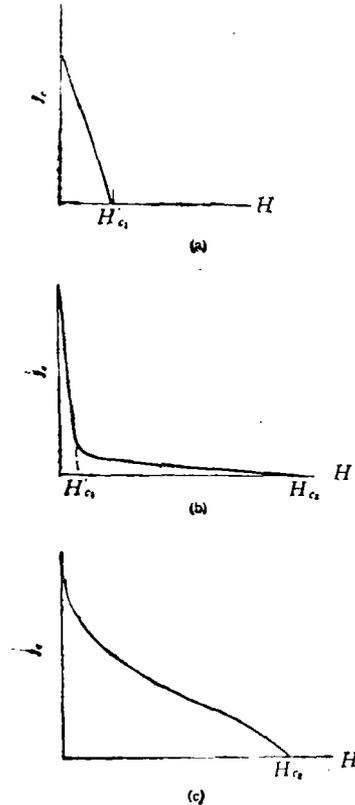


图 3 超导体的临界电流密度 i_c 与垂直场的关系

(a)——I 类超导体, (b)——理想 II 类超导体, (c)——非理想 II 类超导体

导体进入混合态,传输电流是沿截面均匀分布的,故是一种体电流。理想 II 类超导体的 i_c 与磁场 H 的关系如图 3b 所示。图 3b 表明,理想 II 类超导体的 i_c 值也很低,并且随着磁场的增加而十分迅速的减小。事实上理论和实验都证明处于磁场中的真正的理想 II 类超导体是完全没有承载电流能力的。在实验上通常很难获得真正理想的 II 类超导体,所以总还显示出一定的载流能力。理想 II 类超导体的这一性质,与它是一种均匀介质有关,这一点将在后面简要介绍。

3. 非理想和强磁场超导体的 $i_c(H)$

强磁场超导体与非理想 II 类超导体的 $i_c(H)$ 关系存在着很大不同(如图 3a 和 3c 所示)。它表明非理想 II 类超导体不仅在零磁场下有很高的临界电流(通常可达 10^4-10^7 A/cm^2)。而且在磁场中,随着磁场的增加, i_c 下降较慢,并且在很高磁场下仍具有很高的临界电流密度,一般说,非理想程度愈强其 $i_c(H)$ 值也愈高。

应该指出,在 60 年代以前的数十年中,虽然发现了数以千计的非理想超导体,但 $i_c(H)$ 值仍都达不到使用价值的程度。在 60 年代初,美国物理学家孔兹勒发现,经过一定工艺处理的 Nb_3Sn 化合物,在 88kOe 磁场下仍具有 10^7 A/cm^2 以上的临界电流密度,使得超导体的实际应用成为现实。这一发现是超导应用史上的一个里程碑。到目前为止,已发现了十数种超导体具有类似性。其中 $\text{Nb}_3\text{Sn}, \text{V}_3\text{Ga}, \text{Nb-Ti}, \text{Nb-Zr}$ 已加工成不同规格的线或带材,并已被用来绕成超导螺线管磁体,其场强可达 $60-180\text{kOe}$ 。这种已实用化的超导体,又称为实用超导体。

四、强磁场超导体高 $i_c(H)$ 性能的机制

1. II 类超导体混合态的磁通分布

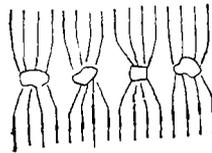
当 $H > H_{c1}$ 时, II 类超导体进入混合态。混合态由非常细小的正常区和超导区组成。随着磁场 H 的增加,正常区逐渐增加而超导区逐渐减小,直至 $H \geq H_{c2}$ 完全转变成正常区为止。理想 II 类超导体是一种均匀介质,所以处于混合态时的磁通是均匀分布的,即磁通均匀地穿透理想 II 类超导体。但是在非理想 II 类超导体中,其结构、组分和应力分布都存在着非均匀性,在其中含有大量处于涨散状态的非超导相或弱超导相以及很高密度的缺陷和位错等。由于超导体的抗磁性和负的表面能效应,使得磁通处于这些非均匀区时能量更低。因此,在非理想的 II 类超导体中,当进入混合态时,磁通分布是非均匀的,如图 4 所示。这些非超导或弱超导相,缺陷和位错形成了一个势阱,如图 4c 所示。磁通从一个势阱向另一个势阱运动时就要克服由势阱深度决定的能量差。这种势阱对磁通运动的阻碍作用称为钉扎作用,这个势阱又称为磁通钉扎中心。由于钉扎中心对磁通的钉扎作用,处于混合态的非理想 II 类超导体中的磁通分布是不均匀的。当然,磁通穿透将从样品表面开始,因此从样品表面到中心将形成一个磁通密度的梯度,如图 6 所示,在开始,磁通将仅分布在超导体表面深度为:

$$\Delta = \frac{c(H - H_{c1})}{4\pi i_c}$$

的宏观穿透深度内(图 5)。当磁场增加时,磁通进一步穿透超导体,并逐渐达到芯部。但磁通密度梯度保持不变;当外场进一步增加时,体内磁通密度进一步提



(a)



(b)



(c)

图4 II类超导体中的磁力线
(a)——理想II类超导体,
(b)——非理想II类超导体,
(c)非理想II类超导体中的势阱

高,但是按照 K_{im} 模型磁通密度的梯度将开始变小。当样品表面层磁场接近 H_{c2} 时,这个磁通密度梯度逐渐趋近于零。磁通密度的减小意味着 i_c 值的下降。

2. 强磁场超导体高 $i_c(H)$ 的机制

当沿着与磁场垂直的超导体通过一个电流时,磁通和传输电流之间将产生一个作用于磁力线上的洛仑兹力。这个洛仑兹力将使磁通线具有运动趋势,由于理想II类超导体没有钉扎中心,所以处于混合态理想II类超导体中的磁通,只要受到一个很小的洛仑兹力就会产生运动。如同一个放在光滑水平面上的玻璃球,在没有力存在时,可以随过平衡,但是只要有一个力存在,哪怕是一个很小的力,玻璃球就会运动。这种磁通在超导体中的运动将消耗能量,并破坏超导性,因此其 i_c 值很低。但是对于非理想II类超导体就不同了,由于钉扎中心的大量存在,处于其中的磁通就如放在凹凸不平的平面上的玻璃球,只有受到一个较大的力时才会运动。因此,沿着和磁场垂直方向通过电流并产生洛仑兹力时,磁通不会马上运动,只有电流密度达到较大值,从而洛仑兹力足以克服钉扎中心势阱的限制时才能产生磁通的运动,即达到较高 i_c 值。因此非理想程度愈高 i_c 也将愈大。总之,非理想II类超导体中磁通钉扎中心的大量存在是其具有高 $i_c(B)$ 特性的基本机制。

五、高 T_c 氧化物超导体的 $i_c(B)$

图5 强磁场超导体在不同外场中的磁通密度分布

到目前为止,在 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 和 $Tl-Ba-Ca-Cu-O$ 单晶上已获得了和传统超导体接近水平的 i_c 值。但是单晶不能用于不规模的强电流应用,强电流应用是以多晶大块材料为基础的,但 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 大块材料在零场下的 i_c 最高值仅为

$10^4 A/cm^2$, 在强磁场下仅 $10^2-10^3 A/cm^2$ 。 $Tl-Ba-Ca-Cu-O$ 和 $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ 系统的还要低得多。氧化物超导体的 i_c 为什么这么低? 普遍认为这是由于样品中存在着大量的约瑟夫逊弱连结和氧化物超导体晶体的严重的各向异性所引起的。目前所测得的 i_c 值实际上是这些弱连结超导体的 i_c 值,所以如何减少乃至消除氧化物超导体中的弱连结是提高 i_c 值的关键。氧化物超导体由于组分太复杂,很容易形成非超导相组分的氧化物,因此超导相的含量很低。另外,在各向异性的氧化物超导晶粒中,起传导作用的是与 c 轴垂直的 $Cu-O$ 层。可想而知,在减少弱连结的基础上增加多晶材料中晶粒的定向排列是有利的。磁通钉扎是 $Nb-Ti, Nb, Sn$ 等实用超导体的理论和实验研究的核心,但氧化物超导体的钉扎中心在哪里和钉扎机制是什么至今仍了解甚少,甚至对氧化物超导体某些更基本的问题也还缺乏了解。总之,要想在本世纪末以前普遍应用氧化物超导体,还有待进一步深入细致的研究,其中包括一些最基本的实验和理论研究。

低能加速器应用分类表

领域	技术、方法	加速器用途	小加速器名称
医学与生物	医用同位素生产 放射治疗	核反应 γ 、电子、中子照射	回旋加速器等 电子直线加速器、 电子感应加速器等
	医疗器械消毒灭 菌食品保鲜、物 品养护、 环境净化 辐照育种	γ 、电子辐照等	电子高压加速器、 电子直线加速器
		γ 、电子辐照等	电子高压加速器、 中子发生器等
材料与加工	高分子材料改性、 合成 固体材料改性、合 成、集成电路工艺 等 辐射损伤模拟 核数据测量	γ 、电子、离子辐照 电子辐照、中子辐 变、离子掺杂、离子 混熔 离子、中子辐照 核反应	电子高压加速器离 子注入机等 电子直线加速器、 中子发生器、离子 注入机等
	超精细加工	离子溅射、离子径 迹等	中子发生器、静电 加速器、回旋加速 器等 离子注入机、回旋 加速器等
分析与检验	射线照相、无损检 验 活化分析	γ 、电子、中子照射 核反应	电子直线加速器、 电子感应加速器、 中子发生器、静电 加速器、回旋加速 器等
	粒子诱发X荧光分 析 核反应分析	质子激发等 核反应	
领域	技术、方法	加速器用途	小加速器名称
分析与检验	背散射沟道分析 重离子二次离子质 谱分析 离子微探针 加速器质谱计	氦离子散射等 重离子溅射 微细离子束 加速被分析物质离 子	静电加速器、串列 加速器、回旋加速 器

(加速器学会供稿)