



全国高技术重点图书·超导技术领域

超导物理学

● 章立源 张金龙 崔广霁 著

1321

7



● 电子工业出版社

JB.8/321
537

全国高技术重点图书·超导技术领域

超 导 物 理 学

章立源 张金龙 崔广霁 著

电子工业出版社

(京)新登字 055 号

图书在版编目(CIP)数据

内 容 简 介

本书全面、系统地论述了超导物理的理论基础,发展前沿及其应用。全书共十三章,内容包括超导电基本现象、超导相变热力学及二流体模型、超导体电动力学、中间态、超导电性的微观理论、京茨堡-朗道理论、高温超导体、理想第二类超导体、非理想第二类超导体与超导磁体、实用高温超导材料、单电子隧道效应、约瑟夫森效应、超导电子学应用。本书从理论与实践上反映了当前超导物理及相关科技的国际水平。

本书可供从事超导物理研究及应用的广大科研人员与大学师生阅读。

00.0/21

全国高技术重点图书·超导技术领域

超 导 物 理 学

章立源 张金龙 崔广霁 著

责任编辑: 龚兰方

电子工业出版社出版

北京市海淀区万寿路 173 信箱(100036)

电子工业出版社发行 各地新华书店经销

中国科学院印刷厂印刷

*

开本: 787×1092 毫米 1/16 印张: 25.25 字数: 640 千字

1995年5月第一版 1995年5月北京第一次印刷

印数: 1,200 册 定价: 40.00 元

ISBN 7-5053-2751-8/TN·802

2000000

《全国高技术重点图书》出版指导委员会名单

主任：朱丽兰

副主任：刘 杲

卢鸣谷

委员：(以姓氏笔划为序)

王大中 王为珍 王守武 牛田佳 刘 仁

刘 杲 卢鸣谷 叶培大 朱丽兰 孙宝寅

师昌绪 任新民 杨牧之 杨嘉墀 陈芳允

陈能宽 罗见龙 周炳琨 欧阳莲 张钰珍

张效祥 赵忠贤 顾孝诚 谈德颜 龚 刚

梁祥丰

总干事：罗见龙 梁祥丰

《全国高技术重点图书·超导技术领域》编审委员会

主任委员 赵忠贤

委 员 甘子钊 宋玉升 章立源

前 言

人类探索低温物性研究是由 20 世纪初开始的,它是在上一世纪液化气体技术发展的基础上展开的。其中液化空气技术在本世纪形成了大型工业,为国民经济作出了很大的贡献;而由探索低温物性所发现的超导电性则至今(1992 年)已有 81 年历史了。假如说,人类在远古时代,新材料器具(石器、铜器、铁器等)的发展都经过了漫长的摸索的话,那么 81 年的超导研究史表明,即使在现代,对一种全新的重大新型材料来讲,从其发现、探索、技术上试验、材料优化乃至大规模开发应用也还需要相对来说较长的历史时期。超导研究发展的历史可以划分为三大阶段:

1. 从 1911 年到 1957 年,这是人类对超导的基本探索和认识阶段;1911 年,卡末林·昂尼斯首次发现超导电现象,46 年之后,1957 年巴丁、库珀、施瑞弗建立了超导电性微观理论,阐明了超导电性本质。

2. 大体从 1958 年到 1985 年属于人类对超导技术应用的准备阶段,这在本世纪 60 年代达到高峰。主要有四大方面发展。一是实用超导材料的发展,二是超导电子器件的发展,三是大量技术应用的实验室初探,四是千方百计寻找超导转变温度高的新超导材料。

3. 从 1986 年发现高温铜氧化物超导体后,揭开了人类对超导技术开发的序幕。已故超导材料权威 Matthias 曾讲过:“如能在常温下,例如 300K 左右实现超导电性,则现代文明的一切技术都将发生变化。”事实上,超导技术的影响确实波及甚广,包括:电能输送、电力工程、磁流体发电、受控热核反应、超导线圈储能技术、超导电子计算机、超导电子学器件、超导磁体技术、超导磁悬浮列车、地球物理探矿技术、地震研究技术、军事应用、生物磁学、医学临床应用、针灸及人体经络机理研究技术、强磁场下物性学、有机超导以及人体特异功能及气功之研究等。而且,这些必然是国际性的进展。

本书一方面力求使读者对超导电性的物理基础、概念及图象能获得较清楚的理解,同时对高温超导这一国际上颇为瞩目的科学前沿领域作了初步的系统阐述,使读者学习本书后能进入专门的有关文献;另一方面,为适应当前与超导有关的科技发展,在阐明超导电性基本原理的基础上,有机而连贯地对超导应用原理及其发展潜力予以扼要阐述。因此,本书适用于广大科技工作者使用,反映了当前超导物理及相应科技的国际发展水平。

本书第一章到第七章由章立源执笔,张金龙对第六章作了修改;第八章到第十章由张金龙执笔;第十一章到第十三章由崔广霁执笔。另外,王守证为第四章提供了初稿。全书由章立源作了审改。

编者学识有限,难免有误,尚望广大读者予以批评指正。

9650002

目 录

第一章 超导电基本现象	1
第一节 零电阻现象.....	1
第二节 临界磁场.....	3
第三节 临界电流.....	4
第四节 迈斯纳效应.....	5
第五节 对超导体磁性的两种模写.....	7
第六节 无电阻回路的特性.....	9
第七节 超导元素、合金及化合物.....	10
参考文献.....	14
第二章 超导相变热力学及二流体模型	16
第一节 磁化物体的吉布斯自由能.....	16
第二节 在磁场中超导态的自由能.....	17
第三节 超导-正常态相变时熵及比热的变化.....	18
第四节 力学效应.....	20
第五节 超导相的二流体唯象模型.....	21
参考文献.....	24
第三章 超导体电动力学	25
第一节 伦敦方程.....	25
第二节 超导平板.....	29
第三节 超导球体.....	31
第四节 从正常导体流入超导体的电流分布.....	32
第五节 穿透深度.....	35
第六节 皮帕尔德非局域理论(一)——相干范围概念.....	37
第七节 皮帕尔德非局域理论(二)——皮帕尔德非局域关系.....	39
第八节 小样品的临界磁场.....	41
参考文献.....	44
第四章 中间态	45
第一节 在均匀外磁场中的超导椭球.....	45
第二节 中间态.....	47
第三节 中间态的静磁性质.....	49
第四节 中间态热力学.....	51
第五节 电流诱导中间态.....	53
第六节 界面能.....	55
参考文献.....	56
第五章 超导电性的微观理论	58
第一节 同位素效应.....	58

第二节	超导能隙	59
第三节	超导态微观理论建立中应顾及的基本事实	60
第四节	库珀对	61
第五节	电子间吸引相互作用的起源	64
第六节	绝对零度下的 BCS 理论(一)——超导基态波函数	65
第七节	绝对零度下的 BCS 理论(二)——超导基态能量	69
第八节	$T=0\text{K}$ 的能隙	70
第九节	$T>0\text{K}$ 下的 BCS 理论	72
第十节	超导载流态	79
第十一节	弱电磁场中的超导电流密度	80
	参考文献	81
第六章	京茨堡-朗道理论	83
第一节	二级相变理论简介	83
第二节	京茨堡-朗道方程	85
第三节	从京茨堡-朗道方程出发引进超导体的特征长度 $\xi(T)$ 和 $\lambda(T)$	88
第四节	界面能与两类超导体	94
第五节	薄膜超导体的临界磁场和临界电流	96
第六节	全磁通守恒和磁通量子化	99
	参考文献	101
第七章	高温超导体	103
第一节	引言	103
第二节	高温氧化物超导体的发现	105
第三节	高温铜氧化物超导体超导态的特性	110
第四节	正常态性质	116
第五节	关于高温氧化物超导电性机制的若干问题	124
第六节	部分元素掺杂替代对高温氧化物超导电性的影响	138
第七节	加压对高温氧化物超导电性的影响	141
第八节	有机超导及掺杂 C_{60} 材料	143
	参考文献	147
第八章	理想第二类超导体	155
第一节	理想第二类超导体的实验研究——混合态及其特征	155
第二节	伦敦磁通线模型	159
第三节	相变问题	164
第四节	混合态的初始阶段	166
第五节	磁通线与表面的相互作用	169
第六节	混合态的最后阶段与表面超导电性	173
第七节	混合态的周期性磁通结构与末期阶段的磁化曲线	178
	参考文献	182
第九章	非理想第二类超导体与超导磁体	183
第一节	无阻载流特性曲线与不可逆磁化曲线	183
第二节	磁通钉扎简介	186
第三节	混合态的临界状态	190

第四节	磁通格子运动过程中的受力问题与磁通流阻	196
第五节	磁不稳定性——磁通跳跃	199
第六节	超导磁体简介	206
	参考文献	210
第十章	实用高温超导材料	211
第一节	弱连结	212
第二节	临界电流密度	219
第三节	磁通蠕动	222
第四节	热助磁通流动	227
第五节	不可逆温度	231
	参考文献	234
第十一章	单电子隧道效应	235
第一节	量子力学隧道效应	235
第二节	超导体和正常金属间的隧道效应(S-I-N 隧道)	238
第三节	两超导体之间的单电子隧道效应(S-I-S 隧道)	242
第四节	实验方法	246
第五节	应用	249
	参考文献	266
第十二章	约瑟夫森效应	268
第一节	约瑟夫森方程	268
第二节	约瑟夫森临界电流对温度和磁场的依赖关系	274
第三节	隧道结的谐振模式	281
第四节	伏安特性曲线及等效电路理论	288
第五节	超导量子干涉现象	297
第六节	噪声理论	312
第七节	器件的类型	321
	参考文献	326
第十三章	超导电子学应用	329
第一节	引言	329
第二节	高温超导体约瑟夫森器件	330
第三节	超导量子干涉器及其应用	344
第四节	微波及远红外应用	360
第五节	计量应用	376
第六节	计算机应用	382
	参考文献	387
参考书		392

第一章 超导电基本现象

第一节 零电阻现象

在 19 世纪末液化气体的实验技术获得了显著进展,曾一度被视为“永久气体”的空气 1895 年被液化了,1898 年杜瓦 (Dewar) 第一次把氢气变成液体氢,液化点为 -253°C 。在利用液体空气和液氢的基础上,当时在实验中已能实现 -259°C 的低温。1908 年,荷兰莱登实验室在昂尼斯 (Kamerlingh Onnes) 的指导下,经过长期努力后实现了氢气的液化。当时,他们测定在一个大气压下氢的液化点是 4.25K,使莱登实验室获得了当时所能达到的最低温度。

很久以来人们已经知道,金属的电阻率随温度的降低而减小,所以昂尼斯决定研究一下在他们所达到的新低温区内金属电阻变化的规律。昂尼斯根据杜瓦的经验预期,随着温度的降低,电阻率会平缓地趋于零。然而,对金属铂所作的实验却发现,铂的电阻趋于不为零的剩余电阻值,此值与铂中所含的杂质质量有关。由于利用真空蒸馏易于得到纯汞,他们便进一步选择汞作实验^[1],结果发现,在 4.2K 附近汞的电阻确实为零。然而出乎意料的是,当温度下降时,汞的电阻先是平缓地减小,而在 4.2K 附近电阻突然降为零。图 1-1 的横坐标是温度,纵坐标是该温度下汞的电阻与 0°C 时汞的电阻之比。由图可见,在 4.2K 附近,汞的电阻比由大约为 $\frac{1}{500}$ 下降到小于百万分之一。图中标出了**电阻的突变**。昂尼斯指出:在 4.2K 以下汞进入了一个新的物态,在这新物态中汞的电阻实际上为零。他把这种显示出超导电性质的物质状态定名为**超导态**。此后,他们又发现其它许多金属也有超导电现象,例如,锡约在 3.8K 开始变为超导态。

我们用**超导体**一词表示当冷却到一定温度以下时能表现出超导电性的材料。当超导体显

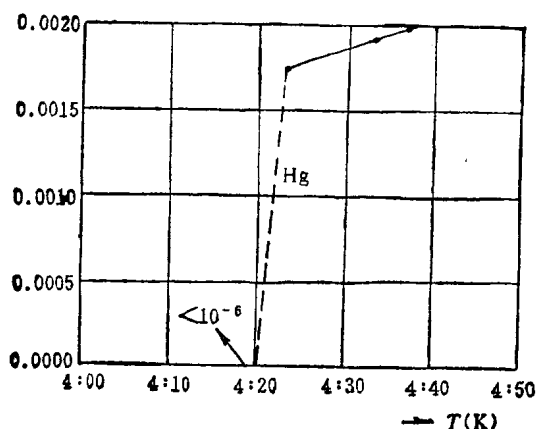


图 1-1 在超导转变温度附近汞电阻随温度的变化

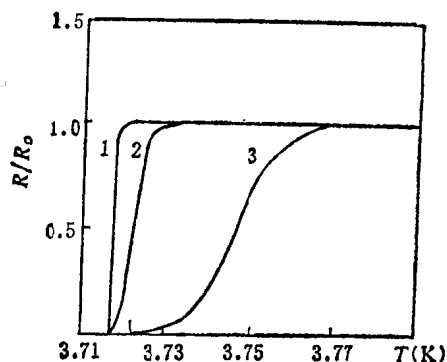


图 1-2 超导转变温度的宽度随样品性质不同而不同

示出超导电性时,就说它处于超导态,否则说它处于正常态。现在我们知道,有些在正常态时具有很大电阻率的不纯的金属是超导体,而铂、铜、金、银等在直到目前所能达到的最低温度下尚未表现出是超导体。

我们称超导体开始失去电阻时的温度为**超导转变温度或临界温度**,以 T_c 表示。测量超导转变温度主要有电测法和磁测法两种。磁测法是利用超导体的磁性质来测 T_c (见第四节),电测法是利用零电阻效应。将恒定电流通入被测样品,把灵敏伏特计连到样品两端,通过测量电压来测量电阻,根据样品电阻下降为零,可测定 T_c 。实际上,由正常态向超导态的过渡是在一个温度间隔内完成的,我们称这个温度间隔为**转变宽度**。转变宽度随材料性质不同而不同。图 1-2 表示锡的转变,曲线 1、2、3 分别表示纯锡单晶、纯锡多晶及不纯的锡多晶从正常态过渡到超导态时电阻随温度变化的情况。可以看出,经过充分退火的单晶样品,其转变宽度很小,但在多晶体或含有机应变和杂质的样品中,转变宽度增大。通常把样品电阻下降到正常态电阻值的一半时所处的温度定为 T_c 。

自然会产生这样一个问题:在超导态下电阻真是完全消失了吗?为研究这个问题,昂尼斯作了更灵敏的实验——超导环中的持续电流实验。大家知道,若将一金属环放在变化着的磁场中,则环内就会产生感应电动势。如果以 L 表示环的自感, R 表示其电阻,则有:

$$L \frac{di}{dt} + iR = 0$$

积分后得

$$i = i_0 e^{-Rt/L} = i_0 e^{-t/\tau}$$

其中 $\tau = L/R$ 表示电流衰减时间。对于正常金属来说, τ 很小,环内电流很快衰减为零。然而对于超导环,情况完全不同。昂尼斯先把超导环置于磁场中,然后使它冷却转变为超导态,再将磁场撤掉,这时在超导态的环中感生一电流。实验发现,此电流衰减极小,由此得知,对于超导态的铅而言,如果它有电阻的话,其电阻率将小于 $10^{-16} \Omega \cdot \text{cm}^{[2]}$ 。其后柯林斯 (Collins) 曾使一超导环中的电流持续了约两年半之久,而未发现电流有明显变化。奎恩 (Quinn) 等人作了类似的实验^[3],他指出超导态铅的电阻率小于 $3.6 \times 10^{-23} \Omega \cdot \text{cm}$ 。作为比较,纯铜在低温下的电阻率约为 $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}$ 。由此看来,认为超导态金属具有零电阻是合适的。应该指出,只是在直流电情况下才有零电阻现象。如果电流随时间而变化,那就会有功率耗散,但在低频下功率损耗很小。当频率高于 10^{11}Hz 时,其电阻将达到正常金属的电阻值。

超导电性的原因何在?大家知道,在理想的完全规则排列(完整晶体)的原子周期场中,电子处于确定的动量态,电子通过完整晶体时在原方向上的动量不会有任何损失,就是说,在完整晶体中流动的电流不受到电阻。不过,对晶体周期性的任何破坏都会引起电阻。例如,由于原子在不断地作热振动,它经常偏离平衡位置,从而对周期场产生了微扰,这就导致电子散射而出现电阻。晶体中无规分布的缺陷(如外来杂质原子、空位等)也都会造成电子散射而引起电阻。从这种机理来看,实际晶体总是要有电阻的,因为任何真实的样品都不可能没有一点杂质。这样看来,前面谈到的有些具有很大电阻率的不纯金属也能进入超导态就更令人费解。自 1911 年昂尼斯发现超导电性以来,超导电的起因问题一直为人们所关注,直到本世纪五十年代才由三位美国物理学家巴丁 (Bardeen)、库珀 (Cooper) 和施瑞弗 (Schrieffer) 解决了(即 BCS 理论)。他们把超导电性归因于一个全新的机制,即导电电子凝聚为电子对。本书将在第五章介绍这个理论。

第二节 临界磁场

1913年昂尼斯曾企图用超导铅线绕制超导电磁体,但他发现,当超导铅线中的电流超过某一临界值时,超导线转变为正常态^[4]。1914年他又用实验表明^[5],超导态可以被外加磁场破坏。

我们考虑一圆柱形超导体,其长度比直径大得多,可近似地把它视为无限长。降低温度到超导转变温度 T_c 以下,再加一与圆柱体轴线平行的外磁场。实验表明,在低于样品 T_c 的任一确定温度下,当外加磁场强度 H 小于某一确定数值 H_c 时,超导体具有零电阻。当 H 大到 H_c 时,电阻突然出现,超导态被破坏而转变为正常态。我们称 H_c 为超导体的**临界磁场**,它是温度的函数,记为 $H_c(T)$ 。图 1-3 画出若干超导体的 $H_c(T)$ 曲线。

临界磁场是标志一超导体性质的重要物理量。研究表明,各种不同的超导体的 H_c-T 曲线都可近似地用下列公式表示

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2] \quad (1-1)$$

其中 $H_c(0)$ 是 $T = 0\text{K}$ 时超导体的临界磁场(为简单起见,常把 $H_c(0)$ 写成 H_0)。这一公式和实验值的偏差最大不超过百分之五。若要与实验值符合得更好,则需用多项式表示 $H_c(T)$ 。从(1-1)式看出,若已知 H_0 及 T_c 两参量,就可求出在其它温度 ($T < T_c$) 下的临界磁场。表 1-1 列出了一些超导元素的 H_0 。

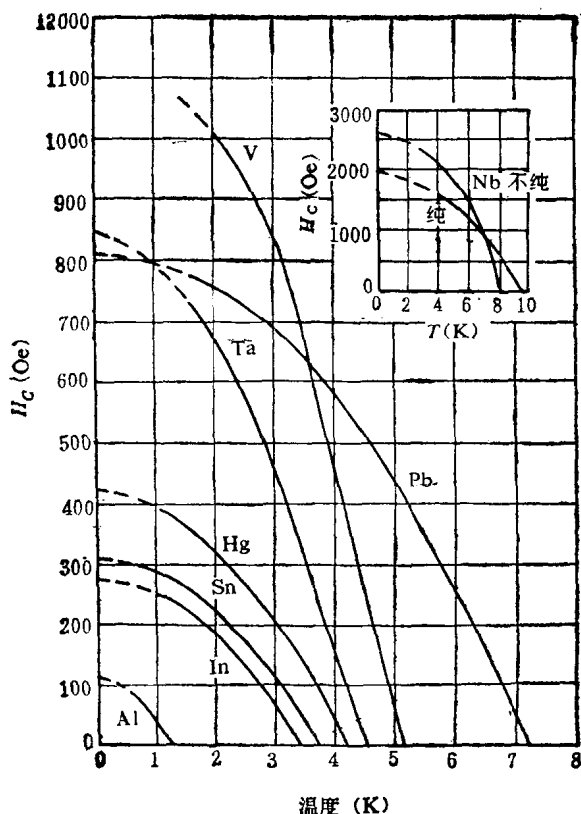


图 1-3 一些超导体的临界磁场随温度的变化曲线

引入约化物理量 $t = T/T_c$, $h = H_c/H_0$, 于是(1-1)式可写为

$$h = 1 - t^2 \quad (1-2)$$

从图 1-3 可以看出, 在 $T = 0\text{K}$ 时 $\frac{dH_c}{dT} = 0$; 在 $T = T_c$ 时, $H_c = 0$, 而且 $\frac{dH_c}{dT}$ 是有限值; 当 $0 < T < T_c$ 时, $\frac{dH_c}{dT} < 0$ 。往后可以看到, 这些实验事实是重要的(见第二章)。

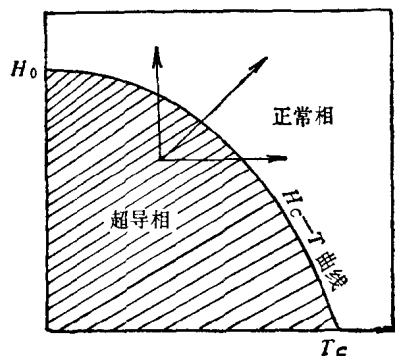


图 1-4 超导体相图

表 1-1

元 素	H_c	
	$\times 10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$	Oe
铝 Al	83.50	104.93
钛 Ti	45.80	56,100
钒 V	875,1114	1100,1400
锌 Zn	44	55
镓 Ga	47.2	59.3
锆 Zr	37	47
钼 Mo	72,78	90,98
铌 Nb	1122	1410
钌 Ru	53	66
镉 Cd	23.6	29.6
铟 In	224.03	281.53
锡 Sn	243	305
镧 La(α)	643,635	808,798
La(β)	872	1096
钽 Ta	661	831
钨 W	0.92	1.15
铼 Re	150,168	188,211
铱 Os	52	65
铱 Ir	15	19
铊 Tl	144	181
汞 Hg(α)	327	411
Hg(β)	270	339
铅 Pb	639	803
钍 Th	126.6	159.1

从热力学意义上看来, H_c - T 曲线与物质三态中溶解或气化相变的 p - T 曲线相似。象图 1-4 那样的图可称为超导体的相图。在图中, 阴影区内任一点 P 所代表的 T 、 H 下的物质处于超导态, 在非阴影区内的各点则为正常态。如图中 P 点箭头所表示的, 在一定温度下, 增大磁场可以使超导体从超导态进入正常态; 在一定磁场强度下, 提高温度也可使之进入正常态。当然也可以同时改变温度和磁场强度, 象图中斜箭头所示的那样。

第三节 临界电流

上节谈到, 昂尼斯在发现外加磁场能破坏超导电性以前就已先发现, 当通过超导线的电流超过一定数值 (I_c) 后, 超导态便被破坏, I_c 称为超导体的**临界电流**。昂尼斯开始时认为这是由于导线中的所谓“不良点”使电阻恢复。但是, 当实验上发现了临界磁场之后, 西耳斯比 (Silsbee) 提出, 这种由电流引起的超导—正常转变是场致转变的特殊情况。换句话说, 电流之所以能破坏超导电性, 纯粹是因为它所产生的磁场(自场)而引起的。西耳斯比提出了下面的假设:

在无外加磁场的情况下, 临界电流在样品表面所产生的磁场恰等于 H_c 。

昂尼斯等许多人都从实验上证实了这一假设^[6,7], 现在通称之为**西耳斯比定则**。

例如,在半径为 r 的超导线中通过电流 I 时,在超导线表面上产生的磁场强度 H 为

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{2I}{r}$$

如果 I 足够大,使得 H 超过 $H_c(T)$, 那么超导态就被破坏。按西耳斯比定则可由此式得出临界电流:

$$I_c = 2\pi r H_c(T)$$

将(1-1)式代入,即得

$$I_c(T) = I_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1-3)$$

其中 $I_c(0)$ 代表在 $T = 0K$ 时超导体的临界电流。

在本书第六章中我们将讨论另一类超导体(第二类超导体), 它们不遵守西耳斯比定则。

第四节 迈斯纳效应

直到 1933 年,人们从零电阻现象出发,一直把超导体和完全导体(或称无阻导体)完全等同起来,完全导体有其特殊的磁性质,而 1933 年迈斯纳和奥克森菲尔德^[8]的磁测量实验表明,超导体的磁性质与完全导体不同。

我们先来讨论一下完全导体的磁性质。在完全导体中不能存在电场,即 $E = 0$, 于是有:

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E} = 0$$

这就是说,在完全导体中不可能有随时间变化的磁感应强度;即在完全导体内部保持着当它失去电阻时样品内部的磁场,可以认为磁通分布被“冻结”在完全导体中,外加磁场的变化不能改变“冻结”在完全导体内部的磁通分布。其物理解释是:外加磁场的任何变化都会在样品表面感生出无阻电流,而这无阻电流在样品内产生的磁场与外加磁场变化在样品内部的磁通分布处处相等而相反,结果完全导体内部的磁场不变。

我们举两个例子。图 1-5 从(a)到(b)表示在无外加磁场情况下经冷却使样品变为完全导体。(c)的温度与(b)的相同,但加上了外磁场。由于在完全导体中磁感应通量不可能改变,所以这时完全导体内仍然如情况(b)

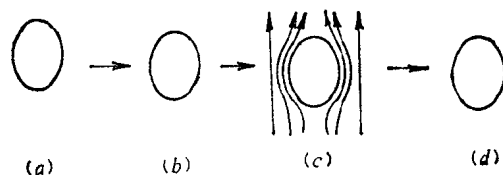


图 1-5 完全导体的磁性质一例

一样没有磁通分布,磁通线绕样品周围而过。情况(d)是把外加磁场撤掉了,此时完全导体中还是没有磁场。另一个例子如图 1-6 所示。其中(a)到(b)表示对正常导体加了外磁场,磁通线穿过正常导体内部。(c)表示经降温后该样品已转变为完全导体。由于完全导体的磁性质,内部的磁通分布未变。图 1-6(d) 是去掉外磁场后的情况。尽管外场磁通线没有了,但由于完全导体表面感生的无阻电流,完全导体还保持着穿过其体内的磁通线。值得注意的是,以图 1-5(d)和 1-6(d)相比,它们处于同样的温度和磁场条件下,但样品的磁化状态不同,图 1-5(c)和图 1-6(c)也是如此。由此可见,在给定条件(如温度和外磁场)下,完全导体的状态并不是唯一的,而与其历史(途径)有关。

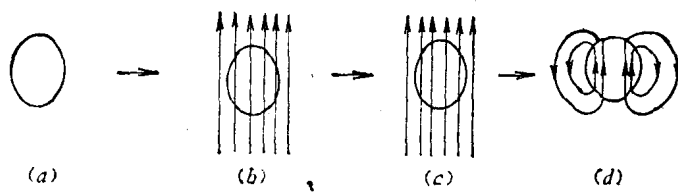


图 1-6 完全导体的磁性质又一例

完全导体的上述磁性质必然产生滞后效应。图 1-7 表示一长圆柱形完全导体的磁化情况。图中 A 点表示零场下 $B = 0$ 的完全导体。当沿圆柱轴线加一均匀外磁场，并使外加磁场强度 H 等于临界磁场 H_c (图中 B 点) 时，样品电阻恢复了，这时样品的表面电流衰减以至消失。此后样品成为正常导体，其内磁感应强度 $B = \mu_0 H (\mu \simeq 1)$ ，如图中 CE 线所示。当外加磁场强度再减小到 H_c 时，样品又失去电阻而变为完全导体。此时完全导体内部将保持它失去电阻时的磁感应强度 $B = \mu_0 H_c$ (图中 C 点)。使外加磁场继续减小并变到零，在完全导体内将一直维持 $B = \mu_0 H_c$ ，即磁通被“冻结”在完全导体内，于是我们看到如图 1-7 所示的磁滞效应。完全导体在磁场中的行为是不可逆的。

在发现超导电性以后的 22 年间，人们一直认为上述完全导体的磁性质就是超导体的磁性质。1933 年，迈斯纳和奥克森菲尔德将锡和铅样品放在磁场中冷却到临界温度以下，观察样品外的磁通分布。他们发现，当从正常态变到超导态后，原来穿过样品的磁通量完全被排除到样品外，同时样品外的磁通密度增加。对实验结果的定量分析表明，不论是在没有外加磁场或有外加磁场下使样品变为超导态，只要 $T < T_c$ ，在超导体内部总有

$$B = 0 \quad (1-4)$$

当施加一外磁场时，在样品内不出现净磁通密度的特性称为完全抗磁性。

对于超导体，与图 1-7 相应的图如图 1-8 所示。

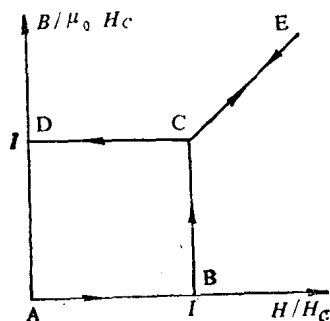


图 1-7 长圆柱形完全导体的磁滞

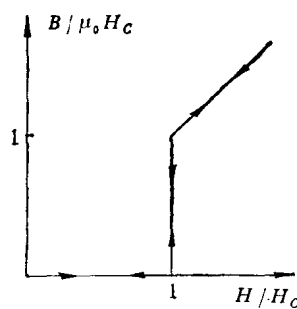


图 1-8 长圆柱形超导体的磁性质

利用图 1-9 所示的示意装置，可以观察超导体的迈斯纳效应。在长圆柱体样品的表面绕一探测线圈。样品的直径 $\gg 10^{-6} \text{cm}$ 。在 $T > T_c$ 时，沿着样品的轴线方向加一磁场。这时与探测线圈串联的冲击电流计 G 有一正向偏转 α ，其大小与进入样品的磁通量成正比，然后缓慢地冷却样品，当温度下降经过 T_c 时，由于磁通被从样品排出，冲击电流计有一反向偏转，其大小与 α 相等。以后，无论撤去或重新增加外磁场 ($< H_c$)，只要样品的温度 $T < T_c$ ，冲击电流计 G 的偏转均为零。这就证明了超导体内部磁感应强度总是零。

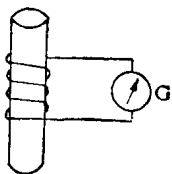


图 1-9 观察迈斯纳效应的装置原理图



图 1-10 阿卡迪也夫实验装置示意图

迈斯纳效应表明,不能把超导体和完全导体等同起来。**除去零电阻而外,超导体还有其独特的磁特性**,即迈斯纳效应。对比图 1-7 及图 1-8 可以看出,超导体与完全导体不同,超导体的磁状态是热力学状态,即在给定的条件(如 T, H)下,它的状态是唯一确定的,与达到这一状态的具体过程无关。

在第一节我们讲过,用电测法测 T_c 是基于零电阻效应。也可利用迈斯纳效应测量超导转变温度。当样品从正常态转变为超导态时,它从顺磁性变为抗磁性,样品的磁化率发生很大的变化。如果将样品置于和电容器构成振荡回路的线圈中,当样品磁化率变化时,线圈的电感就发生变化,振荡频率也随着变化。可把输出信号接到频率计测出这一变化,这就是频率法测 T_c 的基本原理,类似的方法还有电感电桥法和谐振电桥法,它们都是利用迈斯纳效应来测量超导转变温度的。

最后讲另一个表示超导体完全抗磁性的有趣实验,这是阿卡迪也夫 (Arkadiev) 作的悬浮磁体实验^[9]。当一个小的永久磁体降落到一超导态表面附近时,由于永久磁体的磁通线不能进入超导体,在永久磁体与超导体之间存在的斥力可以克服小磁体所受的重力,使小磁体悬浮在超导体表面一定的高度上,如图 1-10 所示。

同理,一个超导球也可以用一流着持续电流的超导环使它悬浮起来。用这个原理可以制成超导重力仪以测量地球重力的变化^[10]。

第五节 对超导体磁性的两种模写

大家知道,在一般磁介质磁场分布理论中有两种不同的模写(或观点)。一种是分子电流模写,一种是磁荷模写。两种模写的微观模型不同,但最后得到的宏观规律相同,因而是等效的。在超导体磁性问题上也有相应的两种模写,称为**屏蔽电流模写**和**负磁矩模写**。为简单起见,下面我们讨论一个细长超导圆柱体外面缠绕上细长螺线管,在理论处理时假设它为无限长。

设在长螺线管上通以电流 i ,于是有磁场 $B_0 = \mu_0 n i$ 加于超导圆柱体(这里 n 是每单位长度上螺线管的匝数),这磁场是均匀的,方向与圆柱体轴线平行。迈斯纳效应表明,当圆柱体处于超导态时,其内部磁感应强度是零。从屏蔽电流模写看来,这种完全抗磁性是由于环绕这超导棒周界环行的表面屏蔽电流所引起的。整体看来,磁化了的超导圆柱体就象一个由表面屏蔽电流形成的“螺线管”。设以 i_s 表示沿轴向的每单位长度上屏蔽电流的表面电流密度,那么,这个屏蔽电流的“螺线管”在超导体内部产生的磁感应强度 B' 可按螺管公式计算,其大小为

$$B' = \mu_0 i_s \quad (1-5)$$

方向沿圆柱体轴线而与 B_0 方向相反。于是在超导圆柱体内部总的磁感应强度为

$$B = B_0 - B' = B_0 - \mu_0 i_s \quad (1-6)$$

而根据迈斯纳效应,在处于超导态的超导体内部 $B = 0$,所以应有

$$B' = B_0$$

这就是说, B' 与 B_0 大小相等而方向相反,超导态金属表面的持续屏蔽电流在圆柱体内部产生的磁通密度处处抵消了外加磁场(即导线螺线管)的磁通密度。

另一描写超导体磁性的方法是引入磁化强度的概念(即每单位体积内的磁矩),以 I 表示磁化强度。在这种模写中把在超导体表面上存在的屏蔽电流看作是和分布于整个超导体内的、假想的磁偶极矩相当。这和用磁荷观点描述铁磁体是类似的,所不同的是,处于超导态的金属具有负磁化强度,故称为负磁矩模写。由电磁学知道,用磁荷观点描述磁性时,磁场强度矢量 H 是基本量,而磁感应强度矢量 B 是作为辅助量,它由下式定义

$$B = \mu_0 H + \mu_0 I \quad (1-7)$$

在对超导体的负磁矩模写中也是这样。而根据迈斯纳效应,在超导态金属内部 $B = 0$,于是由(1-7)有

$$I = -H \quad (1-8)$$

与电磁学公式

$$I = \chi_m H \quad (1-9)$$

相比较(这里 χ_m 为磁化率),即得

$$\chi_m = -1 \quad (1-10)$$

将(1-9)代入(1-7)得

$$B = (1 + \chi_m) \mu_0 H = \mu \mu_0 H \quad (1-11)$$

即磁导率 μ 的定义为

$$\mu = 1 + \chi_m \quad (1-12)$$

以(1-10)代入(1-12)得,当超导体处于超导态时有

$$\mu = 0 \quad (1-13)$$

注意,这是在负磁矩模写中的观点,就是说,在负磁矩模写中,用磁导率为零(或磁化率为-1)^[注]来描述超导态金属的完全抗磁性。

为了使读者对两种模写的区别有一比较,在表 1-2 中,把对超导态细长圆柱体的两种模写作了对比。其中 B_0, H_0 表示前述导线螺线管磁场。

表 1-2

	屏蔽电流模写	负磁矩模写
在超导细长棒外部	$B = \mu_0 H_0$	$B = \mu_0 H_0$
在超导细长棒内	$B = \mu_0 H = 0$	$B = 0, H = H_0, I = -H_0$
在超导细长棒表面的屏蔽电流	$i_s = \frac{B_0}{\mu_0}$	0

表 1-2 中讲的是无限长圆柱体,其尾端效应可以略去,所以在负磁矩模写中,在超导体内有 $H = H_0$,而无退磁场(参见第四章第一节)。另外,值得强调的是,在负磁矩模写中已用磁

〔注〕这里采用的是 MKSA 电学单位制, $\chi_m = -1$ 。在高斯单位制中 $\mu = 1 + 4\pi\chi_m$,于是 $\chi_m = -\frac{1}{4\pi}$ 。

化强度代替了表面屏蔽电流,所以这时形式上要认为表面电流是零。事实上,在细长超导圆柱体情况下,由磁化强度 I 的定义易于看出:

$$I = \frac{i_s l S}{l S} = i_s$$

其中 l 和 S 分别为样品的长度及横截面积, Sl 为样品的总体积;由此可见,在负磁矩模写中使用磁化强度 I 正好代替了 i_s 的作用。而在屏蔽电流模写中则是直接由屏蔽电流描写了超导体对磁场分布的影响,即超导体(设为非铁磁材料, $\mu = 1$) 的出现等效于附加了屏蔽电流,所以表 1-2 中在屏蔽电流模写下在超导细长棒内服从 $B = \mu_0 H$ (而不是 $B = \mu_0 H + \mu_0 I$)。表 1-3 则列出了在一般情况下两种描写的区别。

表 1-3

	屏蔽电流模写	负磁矩模写
在样品内部	$B = \mu_0 H = 0 (\mu = 1)$ $I = 0$	$B = 0, H \neq 0, I \neq 0$ $I = -H \left(\begin{smallmatrix} \chi_m = -1 \\ \mu = 0 \end{smallmatrix} \right)$
样品表面屏蔽电流 j_s	$j_s \neq 0$	$j_s = 0$
在样品外部	$B = B_{\text{外场}} + B'$ (B' 为表面屏蔽电流产生的磁感应强度)	$H = H_{\text{外场}} + H'$ (H' 表示介质负磁化所产生的磁场强度)

在许多情况下,用负磁矩模写很方便,我们可以使用在通常磁介质情况下大家已熟悉的一些物理量,如磁化强度、退磁场等。在第四章讨论中间态时,我们会具体看到使用这种模写的方便之处。但在另一些情况下,我们所特别关心的是求超导体表面层内的屏蔽电流分布和磁场分布,这时用屏蔽电流模写比较方便。在第三章讨论超导体伦敦理论时,我们将会具体看到这一点。

第六节 无电阻回路的特性

考虑一个由超导态金属组成的闭合回路,例如超导圆线圈。设线圈所包围的面积为 S , 外加均匀磁场的磁感应强度为 B , 则穿过超导圆线圈的磁通量 $\Phi = BS$ 。现在使外加磁场 B 随时间变化,根据法拉第定律,磁场变化所引起的感应电动势为 $-S \frac{dB}{dt}$, 于是线圈内的感应电流 i 要满足下列方程:

$$-S \frac{dB}{dt} = iR + L \frac{di}{dt}$$

其中 L 是线圈的自感。由于在超导态金属回路中无电阻,所以上式右方欧姆电压项应为零,于是积分上式即得

$$Li + BS = \text{常数}$$

$Li + BS$ 恰是穿过线圈的总磁通量。上式表明,只要回路是无阻的,则穿过一闭合无阻回路的总磁通量就保持为常数。