

高等学校教学用书

超导物理

章立源 张金龙 崔广霁 著

电子工业出版社

0511

218-2

458887

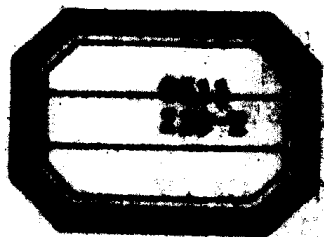
超导物理

章立源 张金龙 崔广霁 著



00458887

12



电子工业出版社

内 容 简 介

本书共分十一章,对超导电性的基本原理、概念及物理图象,作了较清晰的阐述,另一方面,为适应当前与超导有关的科技发展,对超导新材料及超导电子学,也作了一定的介绍。本书适合于有关专业的大学生及广大科技工作者阅读。

0572/06

超 导 物 理

章立源 张金龙 崔广霁 著

责任编辑:宋玉昇

*

电子工业出版社出版(北京市万寿路)

中国科学技术情报研究所印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

开本: 850×1168 $1/32$ 印张: $15\frac{1}{4}$ 字数: 403 千字

1987年11月第一版 1987年11月第一次印刷

印数: 00,001—5,100 册 定价: 3.00元

统一书号: 15290·589

ISBN 7-5053-0158-6/TN78

前 言

1911年卡末林·昂尼斯首次发现超导电现象。自那时起直到现在,超导电性问题引起了各国科学家的广泛注意。1957年巴丁、库柏、施瑞弗建立了超导电性微观理论,阐明了超导电性的本质。目前,使用第二类超导体制成的超导磁体已有较多应用;超导隧道效应在各方面的应用也发展得相当快,并形成了超导电子学分支,成为科技发展的前沿之一。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;另一方面,为适应当前与超导有关的科技发展,在讲述超导电性基本原理的基础上,有机而连贯地对超导电性及其应用原理以及发展潜力,予以扼要地阐述。因此,本书适用于广大科技工作者使用。

本书初稿完成于1984年。在即将出版的现在,超导材料正在取得突破性进展。1987年2月24日中国科学院物理所宣布已制成起始超导转变温度高于100K的新超导材料。1987年3月3日,日本金属材料技术研究所筑波分所宣布制成新超导材料,在123K(零下150℃)出现超导性能,出现零电阻的温度为93K。3月4日北京大学也宣布获得新超导材料。这些都是指利用钇、钡、铜和氧制成的四元氧化物超导体。在此之前,美国休斯敦大学宣布了98K(起始转变温度)的新超导材料。目前情况表明,我国在制造高转变温度新超导材料方面已处于国际领先行列。

从1973年一直到1985年,超导转变温度的最高记录一直是化合物 Nb_3Ge ,转变温度为23.2K,1986年4月IBM苏黎世实验室研究人员J.G. Bednorz和K.A. Müller的论文,首次宣布了一种钡、镧、铜和氧四元氧化物超导体,可能是一种超导转变温度高于30K的超导体。此后,这方面进展逐步加速,综上所述,至写此序为止,人类已制出在液氮下工作的超导体了。理论上并不排除制

成超导转变温度处于室温范围超导体的可能性。事实上在1971年F.W.Cope曾报导过,具有高浓度胆固醇的神经纤维某些部分,在生理温度下有超导电性,但这有待于进一步核查是否正确。今后似更应注意链状有机化合物的有无超导性能问题。

既然在实验室里已制出在液氮下工作的超导体,那么把这种材料制成实用超导线的技术工艺问题已提到面前,估计在八十年代可能投产。如果是这样,那么在本世纪内将完成由超导技术引发的技术革命。这将波及十余个科技方面,如:电力工程(电能输送,发电机,电动机)、磁流体发电、超导磁体、超导磁悬浮列车、超导电子学学科发展(涉及射电天文,电压基准监视,超导量子干涉仪,超导计算机等)、地球物理及地质学应用、国防军事应用、生物磁学学科及医学应用、高压超导、强磁场下物性、有机物超导、生物高导或超导以及人体特异功能之研究等。这必然是国际性的进展。

在此时此刻,作者对原书稿作了必要的补充并在第一章介绍了超导新材料目前进展概况。作者谨以此书奉献给所有需要了解超导物理及技术的人们。

本书第一章到第五章由章立源执笔;第六章由章立源、张金龙共同执笔;第七章、第八章由张金龙执笔;第九章到第十一章由崔广霖执笔。另外,王守证同志为第四章提供了初稿。

编者学识有限,难免有误,尚望广大读者予以批评指正。

1987年3月5日于北京大学

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	4
第三节 临界电流	7
第四节 迈斯纳效应	8
第五节 对超导体磁性的两种模写	13
第六节 无电阻回路的特性	16
第七节 超导元素、合金及化合物	18
第二章 超导相变热力学及二流体模型	27
第一节 磁化物体的吉布斯自由能	27
第二节 在磁场中超导态的自由能	29
第三节 超导-正常态相变时熵及比热的变化	31
第四节 力学效应	35
第五节 超导相的二流体唯象模型	37
第三章 超导体电动力学	42
第一节 伦敦方程	42
第二节 超导平板	49
第三节 超导球体	51
第四节 从正常导体流入超导体的电流分布	54
第五节 穿透深度	58
第六节 皮帕尔德非局域理论 (一)——相干范围概念	63
第七节 皮帕尔德非局域理论 (二)——皮帕尔德非局域关系	66
第八节 小样品的临界磁场	71
第四章 中间态	77
第一节 在均匀外磁场中的超导椭球	77
第二节 中间态	81
第三节 中间态的静磁性质	86

第四节	中间态热力学	90
第五节	电流诱导中间态	93
第六节	界面能	96
第五章	超导电性的微观理论	100
第一节	同位素效应	100
第二节	超导能隙	101
第三节	超导态微观理论建立中应顾及的基本事实	103
第四节	库柏对	105
第五节	电子间吸引相互作用的起源	110
第六节	绝对零度下的BCS理论(一)——超导基态波函数	113
第七节	绝对零度下的BCS理论(二)——超导基态能量	120
第八节	$T = 0\text{ K}$ 的能隙	123
第九节	$T > 0\text{ K}$ 下的BCS理论	126
第十节	超导载流态	136
第十一节	弱电磁场中的超导电流密度	139
第六章	京茨堡-朗道理论	143
第一节	二级相变理论简介	144
第二节	京茨堡-朗道方程	147
第三节	从京茨堡-朗道方程出发引进超导体的特征 长度 $\xi(T)$ $\lambda(T)$	153
第四节	界面能与两类超导体	161
第五节	薄膜超导体的临界磁场和临界电流	165
第六节	全磁通守恒和磁通量子化	169
第七章	理想第二类超导体	174
第一节	理想第二类超导体的实验研究——混合态及其特征	174
第二节	伦敦磁通线模型	182
第三节	相变问题	190
第四节	混合态的初始阶段	193
第五节	磁通线与表面的相互作用	198
第六节	混合态的最后阶段与表面超导电性	204
第七节	混合态的周期性磁通结构与末期阶段的磁化曲线	212
第八章	非理想第二类超导体与超导磁体简介	220

第一节	无阻载流特性曲线与不可逆磁化曲线	221
第二节	磁通钉扎简介	225
第三节	混合态的临界状态	232
第四节	磁通格子运动过程中的受力问题与磁通流阻	242
第五节	磁不稳定性——磁通跳跃	247
第六节	超导磁体简介	258
第九章	单电子隧道效应	265
第一节	量子力学隧道效应	265
第二节	超导体和正常金属间的隧道效应(S-I-N隧道)	271
第三节	两超导体之间的单电子隧道效应(S-I-S隧道)	276
第四节	实验方法	284
第五节	应用	289
第十章	约瑟夫森效应	322
第一节	约瑟夫森方程	322
第二节	约瑟夫森临界电流对温度和磁场的依赖关系	332
第三节	隧道结的谐振模式	345
第四节	伏安特性曲线及等效电路理论	355
第五节	超导量子干涉现象	368
第六节	噪声理论	394
第七节	器件的类型	409
第十一章	超导电子学应用	423
第一节	引言	423
第二节	超导量子干涉器的应用	425
第三节	高频应用	441
第四节	计量应用	458
第五节	计算机应用	467

第一章 超导电基本现象

第一节 零电阻现象

在十九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氦气的液化。当时，他们测定在一个大气压下氦的液化点是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，纵坐标是在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

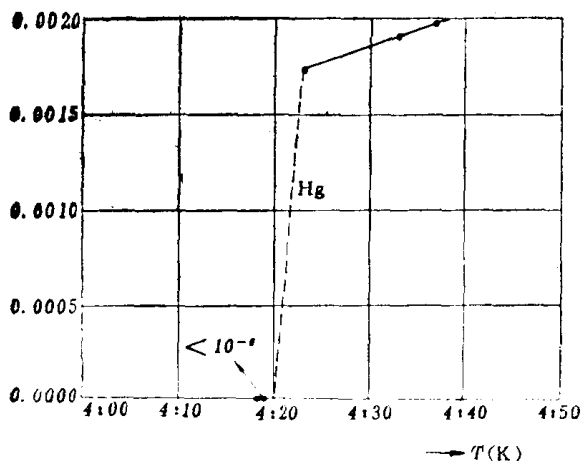


图1-1 在超导转变温度附近汞电阻随温度的变化

导电性的材料。当超导体显示出超导电性时,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械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_0 。

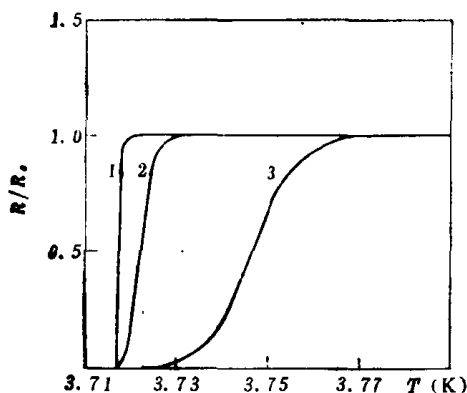


图1-2 超导转变温度的宽度随样品性质不同而不同

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 $\tau \equiv L/R$ 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} 欧姆·厘米^[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 3.6×10^{-23} 欧姆·厘米。作为比较，纯铜在低温下的电阻率

约为 10^{-9} 欧姆·厘米。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} 赫兹时，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）、库柏（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，即超导电子凝聚为电子对。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

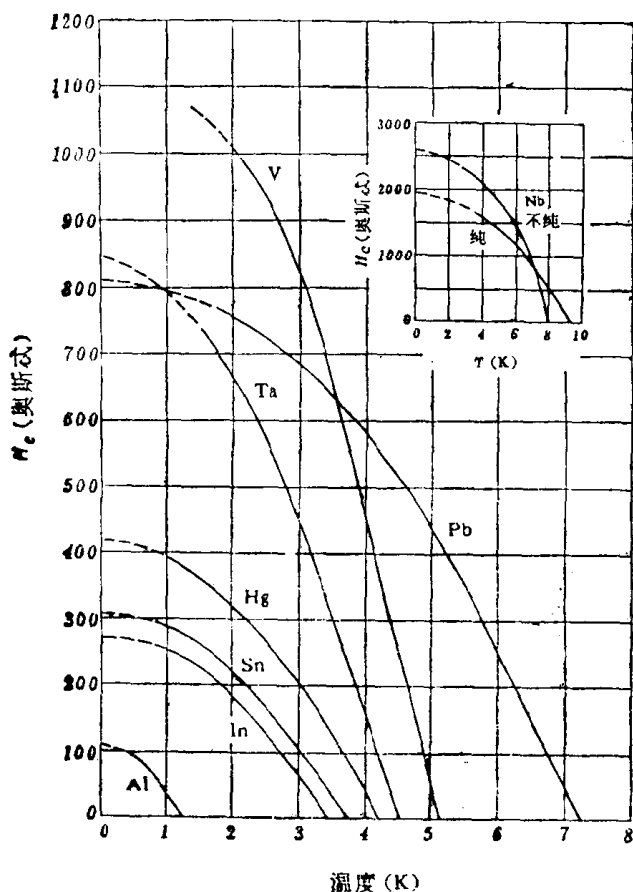


图1-3 一些超导体的临界磁场随温度的变化曲线

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 $H_c(0)$ 写成为 H_0 ）。这一公式和实验值的偏差最大不超过百分

表 1-1

元 素	H_0	
	$\times 10^2 \text{安} \cdot \text{米}^{-1}$	奥 斯 忒
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
锝 Tc	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) La(β)	643, 635	808, 798
	872	1096
钽 Ta	661	831
钨 W	0.92	1.15
铼 Re	150, 168	188, 211
锇 Os	52	65
铱 Ir	15	19
铊 Tl	144	181
汞 Hg(α) Hg(β)	327	411
	270	339
铅 Pb	639	803
钍 Th	126.6	159.1

之五。若要与实验值符合得更好, 则需用多项式表示 $H_e(T)$ 。从 (1-1) 式看出, 若已知 H_0 及 T_0 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 。

引入约化物理量 $t \equiv T/T_c$, $h \equiv H_c/H_0$, 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)。

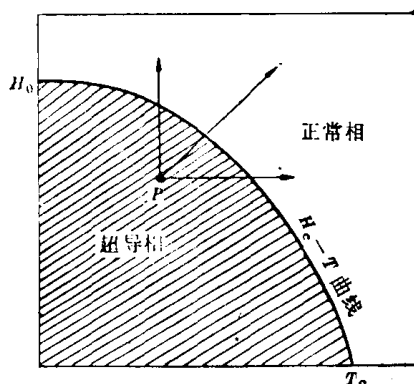


图1-4 超导体相图

从热力学意义上看来, H_c-T 曲线与物质三态中熔解或气化相变的 $p-T$ 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, 在非阴影区的内各点则为正常态。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下式得出临界电流:

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

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 $T=0\text{K}$ 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

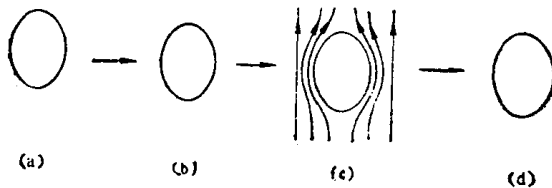


图1-5 完全导体的磁性质一例

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）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