



当代
杰出青年
科学文库

高 磁 场 超 导 磁 体 科 学

王秋良 著



科学出版社
www.sciencep.com

内 容 简 介

本书系统地介绍了高磁场超导磁体的工程设计、建造和运行等方面的一些关键问题,包括高磁场下高温和低温超导导线/带的电磁特性及其与外部电磁场、温度和应力等的变化规律,超流、超临界和常压低温流体的传质热、两相流中的非线性问题;高磁场超导磁体的逆问题、机械应力/应变、磁热稳定性、失超传播规律和失超保护等。

本书适于从事应用超导技术、低温技术和磁体技术的研究人员和工程技术人员参考,特别适于从事超导强电技术及其应用等方面的工程技术人员、高等院校的教师和高年级的学生使用。

图书在版编目(CIP)数据

高磁场超导磁体科学/王秋良著. —北京:科学出版社,2007

(当代杰出青年科学文库)

ISBN 978-7-03-020016-7

I. 高… II. 王… III. 强磁场-超导磁体 IV. TM26

中国版本图书馆CIP数据核字(2007)第170461号

责任编辑:鄢德平 张 静 杨 然/责任校对:鲁 素

责任印制:赵德静/封面设计:王 浩

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2008年1月第一版 开本:B5(720×1000)

2008年1月第一次印刷 印张:28 1/4

印数:1—2 500 字数:537 000

定价:68.00元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈科印〉)

《当代杰出青年科学文库》编委会

主 编 白春礼

副主编 (按汉语拼音排序)

程津培 李家洋 谢和平 赵沁平 朱道本

编 委 (按汉语拼音排序)

柴玉成 崔一平 傅伯杰 高 抒 龚健雅

郭 雷 郝吉明 何鸣鸿 洪友士 胡海岩

康 乐 李晋闽 罗 毅 南策文 彭练矛

沈 岩 万立骏 王 牧 魏于全 邬江兴

袁亚湘 张 杰 张 荣 张伟平 张先恩

张亚平 张玉奎 郑兰荪

前 言

由于超导磁体具有能耗低、体积小、重量轻等优点，其应用日益广泛。随着超导磁体基础和应用研究的不断深入，基于超导磁体系统的“强磁场科学”已经成为一门新的学科。“强磁场科学”的发展，为超导磁体科学带来了新的发展机遇，也对超导磁体科学技术提出了新的挑战。

超导磁体科学的发展是以超导磁体技术应用研究为出发点。由于材料科学、工业和生物医学技术的应用需求，极高磁场超导磁体用于研究物质和生命的基本特性，从而揭示物质结构的本质和生命规律。超导磁体科学主要利用超导体研究强磁场的产生和获得，是开展强磁场下科学研究的先决条件。强磁场下物质性质和过程机制的研究是当代十分活跃和富有成果的研究领域，所涉及的学科十分广泛，而且随着磁场强度的提高和复杂位形磁场的获得，将会产生新的前沿性课题，对科学发展和新技术、新材料的开发及应用具有重要的意义。

超导磁体科学是国际科技发展的前沿领域，20世纪60年代，实用化超导材料的发现，为超导磁体科学的研究发展奠定了基础。自从高温超导体被发现以来，超导磁体科学进入了一个新的时代。目前实用化铋系线材已实现批量化生产，单线长度达到1 km以上。以铱系带材为代表的第二代高温超导线材也将在数年内达到批量生产的水平。实用化高温超导材料的重大进展大大地推动了超导磁体科学的研究。超导磁体在科学工程、科学仪器和生物医学中已经得到了实际应用。

目前世界上大规模的 ITER Tokamak 超导磁体系统、韩国的 KSTAR、美国的 LDX 和 NHMFL 45T 混合磁体以及中国的 EAST 等大规模超导磁体主要采用 CICC 导体技术，探测器磁体主要采用铝稳定化的超导体，高能加速器磁体是以 Rutherford 电缆作为主要导体。现代医用 MRI 超导磁体磁场强度的范围为1.5~9T，超导核磁共振谱仪的频率范围为 200M~950MHz 和未来发展的 1GHz 都是使用铜稳定化的低温超导体和银合金稳定化的高温超导体。由于超导核磁共振谱仪能够提供较高的磁场，系统能够在较大的空间范围内实现稳定的高均匀度磁场，同时超导磁体闭环后不再消耗电力等，因此高磁场超导磁体已经得到了广泛的应用。

超导磁体的稳定运行取决于低温条件，为减少磁体系统的运行耗费，需要减小低温液体的消耗，从而实现磁体系统长期稳定地运行。进入 21 世纪，随着制冷技术和超导技术的发展，中等规模磁场、大口径的传导冷却超导磁体因其结构

和低温系统简单、系统操作方便、无需低温流体冷却，因而不受液氦或其他低温条件的限制，整个超导体磁体系统因具有结构紧凑和轻量化的特点而受到世界各国科学家的关注。传导冷却的超导磁体系统的核心是采用制冷机直接冷却超导磁体，打破了超导磁体靠低温流体冷却的传统冷却方法，为超导磁体技术的应用开辟了一个新的时代。

由于高温超导磁体的运行费用低、磁体的稳定性好和低温系统简单，高温超导磁体的应用得到了较快的发展。同时，超导电力科学技术也发展迅速，例如，高温超导电缆、高温超导限流器、高温超导变压器和高温超导电动机已经进入示范试验运行阶段，高温超导磁储能系统也有相应的试验样机问世，小型低温超导储能系统已经开始出现产品。

高磁场超导磁体科学是为了解决高磁场磁体实际应用中一系列重要的科学问题，本书第1章讨论了超导磁体科学的基础问题；第2章重点研究高磁场超导磁体电磁场逆问题；第3章是高磁场超导磁体机械稳定性分析，特别讨论了高应力条件下材料的非线性对于设计极高磁场运行的影响；第4章讨论了超导磁体磁热稳定性理论；第5章是超导线材的交流损耗问题分析；第6章是高磁场失超分析方法和保护问题及运行诊断；第7章重点讨论了大规模 CICC 超导磁体的稳定性和失超，同时研究了大规模超导 KSTAR Tokamak 瞬态运行等问题。

在本书编写过程中黄厚成教授提供了有益的帮助并完成了部分章节。博士研究生何川，硕士研究生王超、许国兴和刁彦华博士后以及超导磁体组的全体同仁在本书的编写过程中提供了帮助。由于作者水平有限，在编写过程中难免有不足之处，恳请读者指正。

王秋良

中国科学院电工研究所
应用超导重点实验室

Email: qiuliangw@hotmail.com

qiuliang@mail.iee.ac.cn

2006年6月于北京中关村

目 录

前言

| | |
|---|----|
| 第 1 章 超导磁体科学技术的发展和应用 | 1 |
| 1.1 超导电性的基本现象和相关的理论 | 1 |
| 1.1.1 超导体的发现 | 1 |
| 1.1.2 超导体的基本特性 | 3 |
| 1.1.3 超导电性的二流电子模型 | 6 |
| 1.1.4 超导体的伦敦方程 | 7 |
| 1.1.5 金兹堡-朗道理论——G-L 方程 | 7 |
| 1.1.6 超导体的 BCS 微观理论 | 9 |
| 1.2 实用化的超导线材的基本特性和发展趋势 | 10 |
| 1.2.1 铌钛超导线材——NbTi/Cu | 11 |
| 1.2.2 A15 型化合物铌三锡和铌三铝超导线材 | 13 |
| 1.2.3 Bi 系、Y 系和 MgB ₂ 高温超导带材 | 16 |
| 1.2.4 Chevrel 相超导体 | 20 |
| 1.2.5 实用化的超导线/带材的临界电流密度和磁感应强度之间的关系 | 21 |
| 1.3 超导磁体科学技术及其应用 | 24 |
| 1.3.1 高磁场核磁共振谱仪和人体核磁共振成像系统及强场生物学效应 | 25 |
| 1.3.2 高磁场高能加速器磁体 | 27 |
| 1.3.3 高磁场受控热核聚变超导磁体 | 28 |
| 1.3.4 配置在大科学平台上的强磁场装置——散裂中子源 | 29 |
| 1.3.5 用于混合磁体和科学仪器的极高磁场超导磁体 | 31 |
| 1.3.6 实现材料科学研究的高磁场超导磁体系统 | 34 |
| 1.3.7 空间探测和辐射防护高磁场超导磁体系统 | 35 |
| 1.3.8 超导电工技术应用 | 36 |
| 1.4 高磁场超导磁体技术发展面临的技术挑战 | 37 |
| 参考文献 | 43 |
| 第 2 章 高磁场超导磁体的电磁场逆问题 | 44 |
| 2.1 高磁场超导磁体的电磁场理论 | 44 |
| 2.2 块状导体的磁感应强度 | 47 |
| 2.3 螺管形线圈的磁场分布 | 53 |

| | | |
|------------|------------------------|------------|
| 2.3.1 | 环形电流丝的磁感应强度 | 54 |
| 2.3.2 | 螺管线圈的磁感应强度 | 57 |
| 2.3.3 | 不完整的螺管线圈的磁感应强度 | 62 |
| 2.3.4 | 矩形截面的椭圆形线圈磁感应强度的分布 | 66 |
| 2.4 | 高均匀度螺管形超导磁体 | 68 |
| 2.5 | 高磁场超导螺管形线圈设计的一般考虑 | 72 |
| 2.6 | 加速器超导磁体的磁场 | 79 |
| 2.7 | 高磁场超导磁体电磁设计的数学优化方法 | 88 |
| 2.7.1 | 序列二次规划算法 | 89 |
| 2.7.2 | 模拟退火优化算法 | 91 |
| 2.7.3 | 遗传优化算法(GA) | 92 |
| 2.7.4 | 遗传优化算法和传统搜索方法的对比 | 97 |
| 2.7.5 | 遗传优化算法在非线性规划中的应用 | 98 |
| 2.7.6 | 优化方法的改进及相互结合 | 100 |
| 2.8 | 高温超导磁体电磁设计 | 105 |
| 2.9 | 高磁场核磁共振谱仪和人体核磁共振成像超导磁体 | 109 |
| 2.10 | 球坐标系下磁场的目标场方法 | 118 |
| 2.11 | 传导冷却的超导磁体和加速器二极磁体 | 129 |
| | 参考文献 | 136 |
| 第3章 | 高磁场超导磁体的机械稳定性 | 139 |
| 3.1 | 高磁场超导磁体机械稳定性的有限元分析方法 | 139 |
| 3.1.1 | 应力/应变关系 | 140 |
| 3.1.2 | 轴对称条件下应力与应变 | 143 |
| 3.1.3 | 元素积分点的应力与应变 | 145 |
| 3.1.4 | 材料的非线性问题 | 145 |
| 3.1.5 | ANSYS分析非线性应力问题 | 146 |
| 3.2 | 螺管线圈的热机械和电磁条件下应力、应变特性 | 147 |
| 3.3 | 多螺管线圈的平面应力/应变的分析(GPS) | 157 |
| 3.4 | 极高磁场超导磁体的弹塑性分析理论 | 163 |
| 3.5 | 极高磁场超导磁体的弹塑性FEA模型 | 169 |
| 3.6 | 高磁场超导线的电和热机械效应 | 178 |
| 3.7 | 高温超导线圈的热和电磁应力分析 | 185 |
| 3.8 | 实验和数值模拟超导绕组的机械特性 | 188 |
| 3.9 | 加速器超导磁体的机械结构 | 191 |
| | 参考文献 | 196 |

| | |
|-------------------------------------|-----|
| 第 4 章 超导体的磁热稳定性理论 | 198 |
| 4.1 非理想 II 类超导体及临界态模型 | 198 |
| 4.2 磁通跳跃的绝热稳定化理论 | 201 |
| 4.3 动态稳定化理论 | 209 |
| 4.4 低温稳定化理论 | 216 |
| 4.5 超导复合带/薄膜的本征稳定理论 | 226 |
| 4.6 圆柱形截面超导复合线材的本征稳定理论 | 232 |
| 4.7 超导薄膜的热稳定性 | 236 |
| 4.8 高温超导薄膜的本征稳定性 | 238 |
| 4.9 超导线的基材与超导体截面积之比对于磁体稳定性的影响 | 241 |
| 4.10 高温超导体的指数损耗和电流衰减 | 245 |
| 参考文献 | 247 |
| 第 5 章 超导体的交流损耗 | 248 |
| 5.1 超导和常规电力机械的损耗比较 | 248 |
| 5.2 超导体的磁滞损耗 | 249 |
| 5.2.1 一维矩形超导块的磁滞损耗 | 251 |
| 5.2.2 轴向磁场中圆柱形超导块的磁滞损耗 | 255 |
| 5.2.3 横向磁场中圆柱形超导块的磁滞损耗 | 255 |
| 5.2.4 具有传输电流的超导块的磁滞损耗 | 257 |
| 5.3 超导线材在横向磁场中的耦合损耗 | 259 |
| 5.3.1 超导复合线的耦合时间常数 | 260 |
| 5.3.2 临界磁感应强度对时间的变化率 | 262 |
| 5.3.3 横向磁场中耦合损耗的计算 | 263 |
| 5.4 多截面复合超导线材在横向磁场中的耦合时间常数 | 264 |
| 5.5 超导线材在横向磁场中的穿透损耗 | 267 |
| 5.6 具有直流传输电流的超导多丝块的附属损耗 | 269 |
| 5.7 高温超导带材 AC 损耗的有限元分析技术 | 274 |
| 5.8 超导电缆的电流分布和损耗 | 282 |
| 5.9 超导线的自场磁滞损耗 | 289 |
| 5.10 多丝超导股在横向和纵向磁场中的磁热稳定性 | 290 |
| 5.11 考虑纵向磁场的多重超导电缆的设计 | 298 |
| 参考文献 | 299 |
| 第 6 章 超导磁体系统的失超保护技术 | 302 |
| 6.1 超导磁体失超的产生 | 302 |
| 6.2 超导磁体的保护和检测电路 | 304 |

| | | |
|--------------|---------------------------------|------------|
| 6.3 | 绝热稳定化超导磁体的失超零维分析方法 | 308 |
| 6.4 | 绝热稳定化超导磁体的失超传播速度 | 310 |
| 6.5 | 绝热稳定化小型超导磁体中横向正常区域的传播速度 | 316 |
| 6.6 | 绝热稳定化的超导线圈的失超特性 | 319 |
| 6.6.1 | 一维有界的正常区 | 321 |
| 6.6.2 | 二维有界正常区域传播 | 323 |
| 6.6.3 | 三维有界正常区域传播 | 324 |
| 6.7 | 几种超导线圈失超保护电路分析 | 327 |
| 6.8 | 绝热稳定化超导线圈失超数值分析发展 | 337 |
| 6.9 | 绝热稳定化磁体失超的数值方法 | 338 |
| 6.9.1 | 绝热稳定化三维螺管线圈的失超分析方法 | 339 |
| 6.9.2 | 二维有限元分析超导磁体的失超问题 | 343 |
| 6.10 | 失超分析程序 4Quench | 346 |
| 6.11 | 饼状结构的超导线圈的失超传播 | 348 |
| 6.12 | 高温超导薄膜和涂层导体内的正常区域的传播速度 | 351 |
| 6.13 | Bi 系高温超导磁体的正常区域传播分析方法 | 356 |
| 6.14 | 铝稳定化的超导体的稳定性和失超传播 | 360 |
| 6.15 | 制冷机冷却的超导磁体在励磁时的稳定性和失超分析 | 369 |
| | 参考文献 | 376 |
| 第 7 章 | 大规模 CICC 超导磁体失超和运行 | 378 |
| 7.1 | CICC 导体失超研究的发展 | 378 |
| 7.2 | 一维 CICC 超导体失超过程的物理模型和数学简化 | 382 |
| 7.3 | CICC 超导体失超的解析解法 | 394 |
| 7.4 | 具有中心孔的 CICC 导体稳定性 | 403 |
| 7.5 | CICC 超导体失超的移动网格有限体元和有限元分析 | 409 |
| 7.5.1 | 移动网格的有限体元方法 | 410 |
| 7.5.2 | 移动网格有限元方法 | 412 |
| 7.6 | 大规模 KSTAR Tokamak 瞬态运行的分析 | 417 |
| 7.6.1 | 等离子放电过程中的感应电流 | 417 |
| 7.6.2 | 超导绕组内的氦膨胀和热转换过程 | 418 |
| 7.6.3 | 超导磁体系统的超导股和结构材料的交流损耗 | 419 |
| | 参考文献 | 424 |
| 附录 I | 超导和低温材料的物理参数 | 426 |
| I.1 | YBCO 超导材料的基本物理特性 | 428 |
| I.2 | 银的物理特性 | 429 |

| | |
|-------------------------------------|------------|
| I.3 Bi2223 超导体的物理特性 | 430 |
| I.4 低温超导材料及其稳态基材的物理特性 | 431 |
| 附录 II 低温结构材料和超导材料的机械特性 | 435 |
| 参考文献 | 438 |

第 1 章 超导磁体科学技术的发展和应用

超导技术始于 20 世纪初,随着科学技术的发展,人们对超导电性起源的认识也在不断加深,新型材料和低温技术的快速发展导致了应用超导技术的快速崛起。超导磁体具有诸多奇特的物理性质,如无阻载流能力、完全抗磁特性、宏观量子相干效应等。超导磁体科学就是利用这些性质发展起来的一系列应用技术。它在能源、信息、交通、科学仪器、医疗技术、国防和重大科学工程等方面具有重要的应用。超导磁体科学的发展源于超导物理、超导材料和低温技术。本章作为超导磁体科学的基础,介绍了有关超导电性的基本理论、超导材料的发展和基本特性及超导技术的重要应用领域。

1.1 超导电性的基本现象和相关的理论

1.1.1 超导体的发现

许多材料的电磁特性是随着温度的降低而发生变化的。1908 年,荷兰莱顿(Leiden)大学的卡末林-昂内斯(Kamerlingh-Onnes)教授成功地实现了氦气的液化。他不仅获得了氦的沸点温度是 4.2 K,而且通过降低氦的压强可以将氦的温度降低到 1.8 K 形成超流氦。此后该实验室利用新的温区对金属的电阻进行测量,1911 年,他发现汞的电阻在 4.15 K 陡降为零,这一发现标志着人类对超导电性研究的开始,随后昂内斯进一步发现在一定的外磁场作用下,超导体失去其超导电性。1912 年人们发现锡在 3.8 K、铅在 7.2 K 出现超导特性,1920 年人们发现铌具有较高的临界温度, $T_c = 9.2$ K。科学家对大部分的纯净金属元素在低温下的特性进行研究,发现有五千多种元素当温度减小到一定的值之后出现超导现象,但是良导体如 Cu、Ag 和 Au 等,即使温度降低到极低温,也不出现超导电性。目前发现典型具有超导现象的纯金属元素如表 1.1 所示。

表 1.1 具有超导特性的纯金属元素

| 材料的类型 | 临界温度 T_c /K | 临界磁场 $\mu_0 H/G$ | 材料的类型 | 临界温度 T_c /K | 临界磁场 $\mu_0 H/G$ |
|-------|---------------|------------------|-------|---------------|------------------|
| Zn | 0.9 | 53 | Hg | 4.2 | 413 |
| Al | 1.2 | 99 | Ta | 4.5 | 830 |
| In | 3.4 | 276 | Pb | 7.2 | 803 |
| Sn | 3.7 | 306 | Nb | 9.2 | 2 000 |

由于纯净金属元素的临界温度、磁场和临界电流密度都较低,因此应用纯净的金属元素形成的超导线材没有实际应用价值。20 世纪 60 年代,具有较高临界参数的超导材料相继被发现,它们是 NbTi、Nb₃Sn、V₃Ga、Nb₃Ge、Nb₃Ga、Nb₃Al 和 (Nb, Ta, Ti)₃Sn 及 Chevrel 相超导体,如 PbMo₆S₈ 等,使得人们开始使用超导体来研制高磁场磁体,超导磁体科学由此开始起步。但是提高超导体的临界温度的工作却遇到了极大的障碍,直到 1986 年,人们所发现的具有最高超导临界温度的材料是铌锆合金,其临界温度仅为 23 K。1986 年米勒(K. A. Muller)和贝德诺茨(J. G. Bednorz)发现了 LaBaCuO 氧化物在 35 K 时开始发生超导转变。这一划时代的发现在当时并没有引起低温物理学界的重视。但是一些物理学家从 LaBaCuO 氧化物的工作中看到了进一步提高超导转变温度的途径。人们在研究后发现,米勒和贝德诺茨在工作中使用了既包含非超导相又包含超导相的复相化合物,使材料的零电阻温度大大低于 35 K,而非超导相的含量不仅降低了零电阻温度,而且决定了能否测出完全抗磁性。1987 年科学家获得了 YBaCuO 氧化物超导体,把超导临界温度提高到 90 K。同年法国的 Michel 等又发现了第三类氧化物超导体 BiSrCuO,其临界温度为 7~22 K,证实了在具有氧缺陷的层状钙钛型氧化物中寻找新型氧化物超导体是行之有效的方法。在 Michel 等研究的基础上,日本科学家 Maeda 等将 Ca 掺入到 BiSrCuO 中获得了 BaSrCaCuO,其临界温度为 110K^[1]。1988 年美国阿肯色州立大学的荷尔曼等发现了第四代氧化物超导体,即

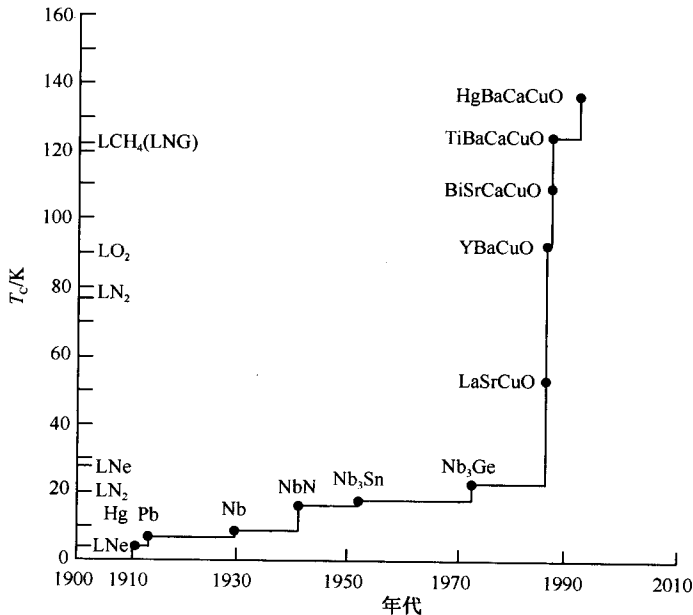


图 1.1 超导材料发现和临界温度提高的历史

铊系氧化物超导体,超导转变温度达到了 125 K。到 1988 年底,开发新的氧化物超导体的研究达到了高潮,在短短的两年时间内开发出了新型氧化物超导体,同时转变温度从 90 K 提高到 125 K。2001 年 1 月新的二元化合物 MgB_2 被发现,其临界温度为 40 K^[2]。图 1.1 示出了超导材料的发现历程和发现的年代。表 1.2 列出了一些氧化物高温超导材料的组成和临界温度。

表 1.2 高温超导体的组成和临界温度

| 组成 | 临界温度 | 组成 | 临界温度 |
|---|----------------|--|----------------|
| $Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8.33}$ | 138 K | $NdBa_2Cu_3O_7$ | 96 K |
| $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ | 133~135 K | $Y_2Ba_4Cu_7O_{15}$ | 95 K |
| $HgBa_2Ca_3Cu_4O_{10+}$ | 125~126 K | $GdBa_2Cu_3O_7$ | 94 K |
| $HgBa_2Ca_{1-x}Sr_xCu_2O_{6+}$ | 123~125 K | $YBa_2Cu_3O_7$ | 92 K |
| $HgBa_2CuO_4+$ | 94~98 K | $TmBa_2Cu_3O_7$ | 90 K |
| $TlBa_2Ca_2Cu_3O_{9+}$ | 133 K | $YbBa_2Cu_3O_7$ | 89 K |
| $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ | 127~128 K | $(Ba, Sr)CuO_2$ | 90 K |
| $Tl_{1.6}Hg_{0.4}Ba_2Ca_2Cu_3O_{10+}$ | 126 K | $La_2Ba_2CaCu_5O_{9+}$ | 79 K |
| $Tl_{0.5}Pb_{0.5}Sr_2Ca_2Cu_3O_9$ | 118~120 K | $(Sr, Ca)_5Cu_4O_{10}$ | 70 K |
| $Tl_2Ba_2CaCu_2O_6$ | 118 K | $Pb_2Sr_2(Y, Ca)Cu_3O_8$ | 70 K(1989 年发现) |
| $TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11}$ | 112 K | $GaSr_2(Y, Ca)Cu_2O_7$ | 70 K |
| $TlBa_2CaCu_2O_{7+}$ | 103 K | $(In_{0.3}Pb_{0.7})Sr_2(Ca_{0.8}Y_{0.2})Cu_2O_x$ | 60 K |
| $Tl_2Ba_2CuO_5$ | 95 K | $(La, Sr, Ca)_3Cu_2O_6$ | 58 K |
| $Bi_{1.6}Pb_{0.6}Sr_2Ca_2Sb_{0.1}Cu_3O_y$ | 115 K(薄膜) | $La_2CaCu_2O_{6+}$ | 45 K |
| $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ | 110 K | $(Eu, Ce)_2(Ba, Eu)_2Cu_3O_{10+}$ | 43 K |
| $Bi_2Sr_2CaCu_2O_9$ | 110 K | $(La_{1.85}Sr_{0.15})CuO_4$ | 40 K |
| $Bi_2Sr_2Ca_{0.8}Y_{0.2}Cu_2O_8$ | 95~96 K | $SrNdCuO$ | 40 K |
| $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ | 91~92 K | $(La, Ba)_2CuO_4$ | 35~38 K |
| $Sn_2Ba_2(Ca_{0.5}Tm_{0.5})Cu_3O_x$ | ~115 K | $(Nd, Sr, Ce)_2CuO_4$ | 35 K |
| $Sn_2Ba_2(Sr_{0.5}Y_{0.5})Cu_3O_8$ | 86 K(1989 年发现) | $Pb_2(Sr, La)_2Cu_2O_6$ | 32 K |
| $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ | 110 K | $(La_{1.85}Ba_{0.15})CuO_4$ | 30 K(1986 年发现) |
| $AuBa_2Ca_3Cu_4O_{11}$ | 99 K | MgB_2 | 39 K |
| $AuBa_2(Y, Ca)Cu_2O_7$ | 82 K | $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ | 30 K |
| $AuBa_2Ca_2Cu_3O_9$ | 30 K | | |

1.1.2 超导体的基本特性

超导体最基本的特性是零电阻效应,持续电流方法证实了超导体处于超导态时的电阻率小于 $10^{-23} \Omega \cdot \text{cm}$,而目前良导体如 Cu 和 Al 在 4K 时的电阻率约为 $10^{-10} \sim 10^{-11} \Omega \cdot \text{cm}$,它远远大于超导体的电阻率,因此可以认为超导体的电阻率在临界温度下消失。在低温条件下物质电阻率突然消失的现象称为超导体的零电阻效应。图 1.2 显示了 Hg 和 YBCO 超导体的电阻率随温度变化的曲线,当温度降低到特定的临界温度 T_c 时,电阻突然降低到零。在一些元素和化合物中已经发现了大量的物质具有零电阻现象, T_c 称为临界温度,它是超导体的重要参数之一。

超导态和正常态的转变是可逆的,加热已处于超导态的样品,当温度高于 T_c 后,样品恢复其正常电阻率,即超导态是物质一种新的状态,它只依赖于状态参量(如温度),而与样品的历史无关。

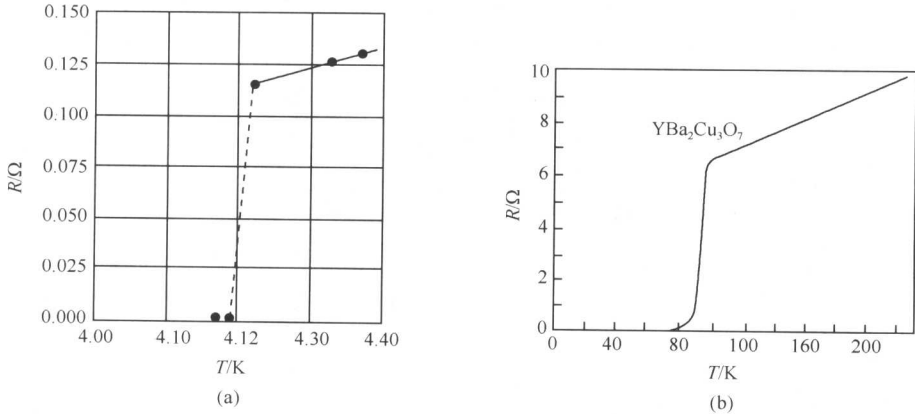


图 1.2 超导体的电阻随温度的变化曲线
(a) Hg 材料;(b) YBCO 材料

由于超导态的零电阻特性,处于超导态的物体内部不可能存在电场,根据电磁感应定律,穿过理想导体(零电阻导体)的磁通量不可能发生改变。施加外磁场时,磁场将不能进入理想导体内;原来存在于超导体内的磁通量,在临界温度以下仍然会存在于体内不被排出来;当撤掉外磁场后,为了保持导体内磁通量,将会产生持续感生电流,并在体内产生相应的磁场。这类特殊的磁性看起来是零电阻的结果。1933年,迈斯纳等人为了判断超导态的磁性是否完全由零电阻决定,进行了一项实验,揭示了超导态的另一个最基本的特征——超导体具有完全排磁通特性。实验是把一个圆柱形样品放在垂直于轴线的磁场中冷却到超导态,并以小的检验线圈检查样品四周的磁场分布,结果并不像如前预料的那样,即磁场保留在超导体内不变,而是相反,当温度低于临界温度时,磁场分布发生改变,磁通量完全被排斥于圆柱体之外,并且在撤销外磁场后,磁场完全消失。可见,这种特殊的磁性质是独立于零电阻性质的又一基本特性。这种将磁通从超导体内排出去的效应称为迈斯纳效应,如图 1.3 所示,有时这一特性也称为

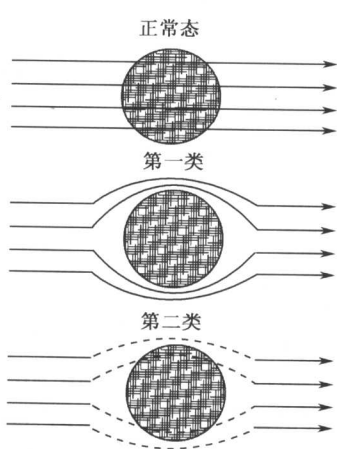


图 1.3 超导体的完全排磁通特性——抗磁反应

迈斯纳效应,如图 1.3 所示,有时这一特性也称为

超导体具有“完全抗磁性”，即在超导体内保持磁感应强度

$$\mathbf{B} = 0 \quad (1.1)$$

迈斯纳效应的独立性虽然并不意味着它可以单独存在，但它表明超导体不仅仅是理想导体(零电阻)，而且是完全抗磁体。迈斯纳效应还表明，超导态是一种热力学状态，因此可用热力学的一些方法对其进行研究。继迈斯纳效应之后高特-卡西米尔(Gorter-Casimir)提出了超导热力学唯象理论，伦敦兄弟(F. London 和 H. London)提出了著名的伦敦方程，这一方程能描述超导体的零电阻特性及迈斯纳效应，同时引入了穿透深度，即外磁场在超导体内的衰减长度的概念。

考虑处于温度为 T ($T < T_c$, T_c 是超导体的临界温度) 的环境中的超导块样品。当施加外磁场时，一定数量的磁场能量用来建立屏蔽电流的磁场以抵消超导体内部磁场。如果外磁场足够大，情况就不同了，它在能量上更有利于使样品返回到正常态，允许磁场穿透。因此，足够强的外磁场将破坏超导电性，破坏超导电性所需要的最小外磁场称为临界磁场，用 $H_c(T)$ 表示。 H_c 随超导体的温度变化而发生变化

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.2)$$

式中， $H_c(0)$ 是绝对零度时的磁场； T_c 是磁场为零时的临界温度。如图 1.4 所示的磁场对温度 ($H-T$) 相图，在 T_c 以下，临界磁场 H_c 随温度下降而增加。当外磁场小于 $H_c(T)$ 时，样品内无磁通穿过，当外磁场超过 $H_c(T)$ 时，样品返回到正常态，磁场完全穿透样品。人们常常用宏观磁化强度 M 与外磁场 H 的关系曲线来表示这种类型的穿透行为，如图 1.5 所示，这种超导体称为纯净第 I 类超导体。图 1.6 所示为超导体的磁化曲线，此类超导体称为第 II 类超导体。当外磁场低于下临界

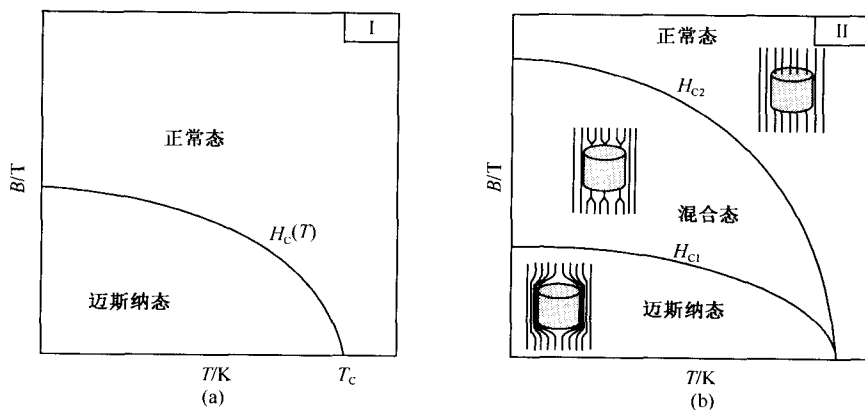


图 1.4 超导体的临界磁场随温度的变化关系

(a) 第 I 类超导体; (b) 第 II 类超导体

磁场 $H_{C1}(T)$ 时, 无磁场穿透样品; 当外磁场高于上临界磁场 $H_{C2}(T)$ 时, 样品返回到正常态, 磁场完全穿透样品。而当外磁场强度介于 $H_{C1}(T)$ 和 $H_{C2}(T)$ 之间时, 存在部分磁通穿透, 样品内形成相当复杂的微观结构——正常态和超导态共存(称为混合态)。在磁场远低于 H_C 的温区, 第 I 类超导体的临界磁场 $H_C(T)$ 的典型数值为 $10^{-2}G$, 而第 II 类超导体的上临界磁场可高达 $10^5 G^{[3]}$, 所以前者称为软超导体, 后者称为硬超导体, 由于其临界磁场很高, 已成为可以实用的超导材料, 形成超导线材或带材。

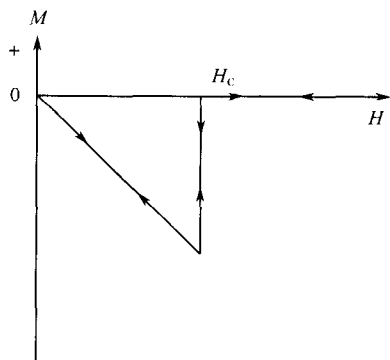


图 1.5 第 I 类超导体的磁化特性曲线

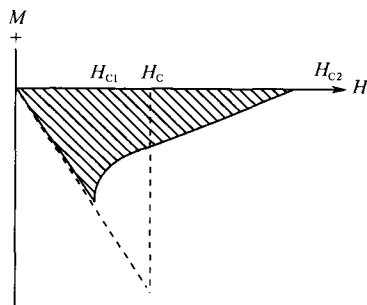


图 1.6 第 II 类超导体的磁化曲线

1.1.3 超导电性的二流电子模型

超导体从正常态到超导态的转变属于热力学相变范畴。当超导体的温度小于它的临界温度 T_C , 导体便会表现出超导特性, 此时一部分传导电子从正常态电子转变成超流电子, 其余电子还是保持为正常态, 即超导体内包含超流电子(数量为 n_s)和正常电子(数量为 n_n), 总电子数为 $n = n_s + n_n$ 。Gorter 和 Kasimir 在 1934 年发展了超导电性的热力学二流模型。物质处于超导态时, 共有化自由电子分为两部分, 一部分叫正常电子, 占总量的 $1 - \omega = n_n/n$, 另一部分叫超流电子, 占总量的 $\omega = n_s/n$, 两部分电子占据同一体积, 在空间上相互渗透, 彼此独立地运动, 它们的相对数目是温度的函数。正常电子在运动过程中受到晶格散射, 所以对熵有贡献, 超流电子处于凝聚态, 由于超导体的相变是二级相变, 所以超导态是一种有序化的状态。

基于这个模型, 可以看到当温度低于超导体的临界温度 T_C 时, 电阻立即消失, 由于低于 T_C 时出现超流电子, 它的运动不会受到晶格碰撞, 导体中如果存在电流, 则完全是超流电子运动造成的。出现超流电子后, 导体内就不能存在电场, 正常电子不传输电流, 所以没有电阻。当温度等于临界温度 T_C 时, 电子开始凝集, 出现电

子有序化,而 ω 是有序化的一个参量,称之为有序参量。温度越低,凝集的超流电子越多,有序化越强。当超导体的温度处于绝对零度时,全部电子凝集,则有序度为 1。

1.1.4 超导体的伦敦方程

London 首先以定量方法研究了超导体内部无磁场这一基本现象。这个基本的假定是从二流体模型开始的。唯一的假设是,当 $T < T_C$ 时存在密度为 $n_s(T)$ 的超流电子和密度为 $n - n_s$ 的正常电子两种载流子,超流电子可以作无摩擦流动,而正常电子的流动伴随能量损失。当温度远远低于超导体的临界温度时, $n_s(T)$ 趋于最大,当温度达到临界温度时, $n_s = 0$ 。超导体处于正常态时,只有正常电子。假设超流电子形成的超流电流与正常电子形成的正常电流是相互平行流动,由于前者可以携带由任何瞬间电场所引起的全部电流,而正常电子将维持其惯性、保持不动,所以在下面的讨论中,可忽略正常电子。假设在超导体中电场 \mathbf{E} 瞬间产生,超流电子不受任何阻力而自由加速,其速度 \mathbf{v}_s 满足

$$m \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (1.3)$$

式中, \mathbf{v}_s 是超流电子运动速度; m 是电子的质量; t 是时间; e 是电子的电荷; \mathbf{E} 是电场强度,则电流密度为

$$\mathbf{j} = -e\mathbf{v}_s n_s \quad (1.4)$$

由方程(1.3)和式(1.4)以及法拉第电磁感应方程可以得到电流密度 \mathbf{j} 和磁感应强度 \mathbf{B} 的关系式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{j} + \frac{n_s e^2}{m} \mathbf{B}) = 0 \quad (1.5)$$

由 Maxwell 方程可得到理想导体内的磁场和电流密度。由任意静磁场可以确定静态电流密度,而与时间无关的 \mathbf{B} 和 \mathbf{j} 都是方程(1.5)的一般解。但这与观察到的超导体行为并不一致,超导体内不允许存在磁场,考虑这样的物理条件后,求解上述方程组发现,通过限制方程(1.5)得

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{n_s e^2}{m} \mathbf{B} = -\frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} \quad (1.6)$$

由方程(1.6)引入 λ_L ,它是磁场穿透深度的一个量度,称为伦敦穿透深度,其值为 $10^2 \sim 10^3 \text{ \AA}$,这就是说,磁场在超导体外表面几百埃范围内迅速衰减至零,在超导体内无磁场,从而解释了迈斯纳效应。

1.1.5 金兹堡-朗道理论——G-L方程

金兹堡(Ginzburg)和朗道(Landau)用二级相变理论研究超导体的相变问题,