



[美] M. 廷哈姆 著

超导电性导论

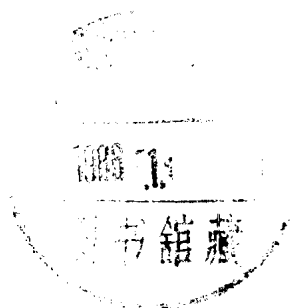


科学出版社

超 导 电 性 导 论

〔美〕 M. 廷哈姆 著

邵惠民 张其瑞 译
宁宇宏



科 学 出 版 社

1 9 8 5

8510656

内 容 简 介

本书对超导电性的基础理论及其应用作了深入浅出的阐述。重点讲述一系列的超导现象以及如何简单地理解这些现象。本书不仅涉及超导电性的传统课题(例如 BCS 理论、GL 理论、I 类和 II 类超导体的性质、约瑟夫森效应及其应用等),而且对最近发展起来的理论(例如涨落效应及其最新研究成果等)也作了入门介绍。后面这些课题在以往教科书中都未曾谈及。此外,本书另一特色是有意避开繁难的温度格林函数,而着重用唯象理论理解问题,这样可以使问题的描述更符合实验物理学家的需要。

本书不仅可作大学低温物理专业高年级学生和研究生、的教科书,而且可供从事超导电性研究的实验和理论科学工作者阅读参考。

M. Tinkham

INTRODUCTION TO SUPERCONDUCTIVITY

McGraw-Hill 1975

超 导 电 性 导 论

〔美〕M. 廷哈姆 著

邵惠民 张其瑞 译
宇宇宏

责任编辑 王昌泰

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1985 年 9 月 第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1985 年 9 月 第一次印刷 印张: 12 3/8

印数: 0001—3,900 字数: 277,000

统一书号: 13031·2988

本社书号: 4398·13—3

定 价: 2.90 元

序 言

本书是根据 1969 年秋季作者最初为哈佛大学研究生写的讲稿整理而成的。后来，在 1971—1972 年休假年中，作者在卡文迪什实验室，以及 1972 年作者再次上这门课时，又将它们重新改写了一遍。

这些讲稿及本书的目的，是对超导电性及其某些可能的应用——这一令人感兴趣的学科作一最新的介绍。本书重点是讲述一系列现象，以及如何最简单地理解这些现象。因此我们完全避免使用温度格林函数，尽管格林函数目前很时髦，并且灵巧的理论物理学家运用起来确实具有不可否认的威力。我们着重指出唯象理论对我们理解问题的作用，而讲微观理论的目的常常只限于计算唯象方程中的系数。我们希望突出这个重点可以使问题的描述更加符合实验物理学家的口味，同时还可以给现有大多数书籍对这个学科所作的形式化理论补充更加普遍的阐述。最后，作者还希望把理论技巧尽量限制在最基本的范围内，这样本书也许会对理论物理基础不足的大学生及技术人员更有价值。

从某种意义上说，本书是作者在 1961 年写成的莱斯豪切斯 (Les Houches) 讲演稿的翻新，并且大大扩充了它的内容。但是，在对这些讲稿进行改写的那些岁月中，这一学科又有了很大发展，以致于作者又从头至尾改写了两遍。在改写过程中，作者常常引用 De Gennes 的杰作《金属和合金的超导电性》和 Parks 主编的两卷本文集《超导电性》。虽然在以前本书的大部分内容都以某种形式发表过，但是有些课题（特别是

涨落效应)是在最近才发展起来的理论,因而在以前的书中都未曾谈及。

我们并不想作详尽无遗的或权威性的论述。作这种论述需要上述 Parks 主编的两卷本文集。我们只选择一些课题介绍给读者,这些课题反映了作者本人所研究的重点,这就是研究超导体的电动力学性质,正是这些性质使这门学科具有独特意义。由于是一学期的讲义,在时间上来说是受限制的。所以在选题的数量上和描述深度上自始至终都要加以严格控制。

本书一开头就是入门性的综述,它为以后的叙述打下基础。接着介绍这个学科在历史发展过程中的几个里程碑。我们建议读者把这一部分仅看作一个综述,目的是为了引入一些概念和术语,而这些在以后各章中我们还要作详细的解释,读者千万不要去对这些只作梗概介绍的论点冥思苦想。

第二章讲“基本的 BCS 理论”,即 Bardeen, Cooper 和 Schrieffer 为解释超导态而发展起来的微观理论。一开头就讲这个理论,是因为没有这个理论引出的概念,就不能认真地讨论超导电性。不幸的是,从外形上来看,这一章是本书中最令人生畏的一章。但是,读者不要因此而气馁。在以后几章中,我们很少使用数学说明,因此这一章可以大体上浏览一下,以求获得一般概念(这些概念在该章结尾作了总结),以后如果要更详细地了解某些具体问题时,可以再回过头来查阅这一章的内容。

从第三章起,我们开始进入唯象描述。本书其它部分都保持这一特色。首先,我们研究非定域电动力学在确定磁场进入大块和薄膜超导体中的有效穿透深度上的意义。我们之所以深入地讨论后一个问题,主要反映了作者在这方面曾发生过较大的兴趣。然后我们对中间态(即在存在磁场时,既有

超导部分又有正常部分共存的状态)作一个简化的讨论。

第四章讲的是由原作者们用唯象观点阐述的金兹堡-朗道理论,然后把这理论应用于许多经典问题:界面能、临界电流密度、全磁通量子化、薄膜和薄片的临界场、上临界场 H_{c2} 、阿布里柯索夫涡旋态、以及表面成核场 H_{c3} 等等。这一章所描述的概念除了说明金兹堡-朗道方法的威力之外,还为以后各章叙述的问题打下基础。

在第五章中,我们较详细地阐述第 II 类超导体的磁性质。在阐述了平衡态的磁通密度之后,我们把注意力转到在传输电流作用下的磁通蠕动和磁通流动。这样我们就可以深入了解限制第 II 类超导体在高场磁体中的可能应用的因素。该章最后讨论为建立随时间变化的磁场的超导磁体设计中必须考虑的问题,其中包括利用扭绞多芯复合导体来降低交流损耗,同时又保持热稳定的问题。

第六章讲的是约瑟夫森效应和宏观量子现象、这些问题代表了超导电性的某些最纯粹和最基本的方面。但同时也为灵敏仪器的叙述打下一个基础,这些仪器使电磁测量发生了革命性变化。这两方面的问题都反映在所叙述的内容上,尤其是对实用的超导量子干涉 (SQUID) 磁强计的详细讨论,在教科书中还是第一次。

虽然多年来人们一直认为超导体的热力学涨落效应很小,观察不出来。但是,上述超导探测仪的出现,使我们有可能在 T_c 以上和 T_c 以下观察到这类效应。第七章从电导率及抗磁性两个方面来概述这些现象,例如我们说涨落效应如何限制 T_c 以下的“持久”电流的寿命,以及又如何使 T_c 以上出现超导电性的“先兆”。因为自从 Parks 主编的文集问世以来,这个问题日趋成熟,所以本书是详细讨论这个有趣的、富有信息的超导电性新方向的第一本书。

最后一章对以下三个课题作了入门性讨论：波戈留博夫方法、无能隙超导电性以及含时金兹堡-朗道理论。这些课题已超出了基本的金兹堡-朗道唯象理论的范围，并需要更多微观考虑。但是，在讨论前面叙述的课题时，已经不可避免地引进了基本概念和结论。此外，把这三个课题放在一起讨论，它可以为目前新的研究领域的继续研究打下基础。因此，在本书最后一部分窥察一下这些尚未定性的课题看来是合适的。

如果这本书会使读者对作者在这一学科所发现的有趣问题感兴趣，那么这本书就算达到了预期的目的了。

迈克尔·廷哈姆

目 录

序言	vii
第一章 绪论	1
1.1 基本现象	1
1.2 伦敦方程	3
1.3 匹派的非定域电动力学	7
1.4 能隙与 BCS 理论	8
1.5 金兹堡-朗道理论	10
1.6 第 II 类超导体	12
1.7 相位、约瑟夫森隧道效应、全磁通量子化及持久电流——超导电性的本质	15
1.8 涨落效应	17
第二章 BCS 理论	19
2.1 库珀对	20
2.2 吸引相互作用的来源	23
2.3 BCS 基态	25
2.4 变分法	30
2.4.1 系数的确定	31
2.4.2 基态能量的计算	36
2.5 用正则变换求解	38
2.5.1 激发能和能隙	41
2.6 有限温度的情况	42
2.6.1 T_c 的确定	43
2.6.2 能隙与温度的关系	43
2.6.3 热力学量	45

2.7	态函数与态密度	49
2.7.1	态密度	53
2.8	单电子隧道效应	55
2.8.1	半导体模型	56
2.8.2	正常金属之间的隧道效应	58
2.8.3	正常金属与超导体之间的隧道效应	59
2.8.4	两超导体之间的隧道效应	61
2.8.5	声子结构	63
2.9	跃迁几率和相干效应	64
2.9.1	超声衰减	68
2.9.2	核弛豫	71
2.9.3	电磁吸收	73
2.10	电动力学	77
2.10.1	$K(0, T)$ 或 $\lambda_L(T)$ 的计算	80
2.10.2	$K(q, 0)$ 的计算	82
2.10.3	坐标空间中的非定域电动力学	85
2.10.4	杂质的影响	86
2.10.5	复电导率	88
2.11	总结	91
第三章	第 I 类超导体的磁性质	95
3.1	穿透深度	95
3.1.1	矢势的规范选择	95
3.1.2	λ 的初步估计	97
3.1.3	利用傅里叶分析求精确解	98
3.1.4	λ 的温度关系	105
3.2	薄膜中的穿透深度	107
3.2.1	表面漫散射	109
3.2.2	表面的镜面散射	113
3.3	λ 的测量	114
3.4	强磁场中的超导体;中间态	116

3.4.1	退磁因子不等于零的情况	119
3.4.2	平板的中间态结构	120
3.4.3	球的中间态结构	127
3.5	超导导线的临界电流	128
第四章	金兹堡-朗道理论	137
4.1	金兹堡-朗道自由能	139
4.2	金兹堡-朗道的微分方程组	146
4.2.1	金兹堡-朗道相干长度	147
4.3	界面能参数的计算	150
4.4	细线或薄膜的临界电流	153
4.5	全磁通量子化和利特尔-帕克斯实验	159
4.5.1	全磁通	159
4.5.2	利特尔-帕克斯实验	161
4.6	薄膜的平行临界场	163
4.6.1	较厚的膜	165
4.7	线性化的 GL 方程	167
4.8	块样品内的成核; H_{c2}	168
4.9	表面上的成核; H_{c3}	171
4.10	薄膜和箔内的成核	175
4.10.1	薄膜的临界场与角度的关系	176
4.10.2	中等厚度的薄膜内的成核	178
4.11	H_{c2} 附近的阿布里科索夫涡旋	181
第五章	第 II 类超导体的磁性质	189
5.1	H_{c1} 附近的特性; 一个孤立涡旋的结构	189
5.1.1	高 κ 近似	193
5.1.2	涡旋线的能量	195
5.2	涡旋线之间的相互作用	196
5.3	磁化曲线	198
5.3.1	低磁通密度	200

5.3.2 中等磁通密度	202
5.3.3 H_{c2} 附近	205
5.4 磁通钉扎、磁通蠕动以及磁通流动	208
5.5 理想的磁通流动	213
5.5.1 巴丁-斯蒂芬模型	214
5.5.2 导线中发生的电阻	220
5.5.3 磁通流动的实验验证	223
5.5.4 关于磁通流动的附注	225
5.6 临界态模型	226
5.7 热激发的磁通蠕动	230
5.7.1 安德森-基姆的磁通蠕动理论	231
5.7.2 热不稳定性	239
5.8 交变磁场的超导磁体	241
5.8.1 磁通跳跃	242
5.8.2 扭绞复合导体	244
第六章 约瑟夫森效应和宏观量子现象	255
6.1 约瑟夫森电流-相位关系	255
6.2 磁场效应	260
6.3 超导量子干涉仪	266
6.4 交流约瑟夫森效应	269
6.4.1 基本方程组	271
6.4.2 举例	273
6.5 相位和粒子数, 能量和电流之间的基本关系式	276
6.6 实际的 SQUID 磁强计	279
6.6.1 一些典型的参数值	279
6.6.2 双结直流 SQUID	282
6.6.3 屏蔽效应	284
6.6.4 磁通变换器的利用	287
6.6.5 单个点接触结射频 SQUID	288

6.6.6 灵敏度极限	295
6.7 其它约瑟夫森效应器件	299
6.7.1 SLUG 伏特计	299
6.7.2 利用约瑟夫森效应的辐射检测器	301
第七章 涨落效应	306
7.1 超导细线中电阻的出现	306
7.2 $T > T_c$ 时零维系统中的超导电性	315
7.3 涨落的空间变化	318
7.4 $T > T_c$ 时的涨落逆磁性	323
7.4.1 二维系统的逆磁性	329
7.5 涨落与时间的关系	331
7.6 $T > T_c$ 时电导率的涨落增强	333
7.6.1 三维	335
7.6.2 二维	335
7.6.3 一维	336
7.6.4 对涨落电导率的反常贡献	337
7.6.5 高频电导率	338
第八章 最后研究的几个问题	342
8.1 波戈留博夫方法: 广义自洽场	342
8.1.1 脏超导体	344
8.1.2 纯超导体中的均匀电流	345
8.1.3 涡旋中的激发	347
8.2 磁性微扰和无能隙超导电性	348
8.2.1 磁性微扰引起的 T_c 降低	349
8.2.2 态密度	354
8.3 含时金兹堡-朗道理论	360
8.3.1 电子-声子弛豫	363
附录	369
单位和符号	369

参考文献.....	371
索引.....	374
人名索引.....	374
内容索引.....	379

第一章 绪 论

超导电性是 H. Kamerlingh Onnes 1911 年在莱顿 (Leiden) 发现的,也就是他首次把氦气液化后三年发现的,因为有了液氦就掌握了达到几度 K 温度的致冷技术。在以后几十年期间,这一领域的许多科学家对这一现象一直缺乏基本的了解。最近几年才形成了一个非常完整和令人满意的物理图象。本书的目的是把这一物理图象介绍给读者。

在这一章中,我们先回顾一下现已观察到的基本电动力学现象及早期对这些现象的唯象描述。然后,我们扼要地介绍更新概念的发展、这些概念是目前我们理解超导电性的基础。我们希望对这一学科的发展作半历史性的评述,这样会有助于读者读完以后各章,而在以后各章我们还要更详细地阐述本章所作的概述。

1.1 基 本 现 象

Onnes^[1] 观察到,许多金属(如水银、铅和锡)在临界温度 T_c (材料的特征温度)下一个较小的温度范围内电阻完全消失。超导环中的永久电流实验,如图 1.1 所示,是证明电阻完

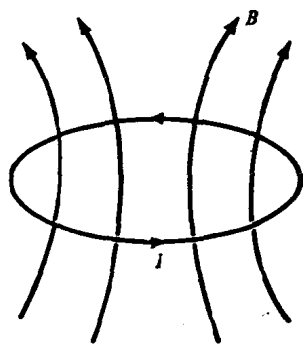


图 1.1 永久电流实验的示意图

全消失的最灵敏的实验。这种电流一经建立,就持续流动,一年之内观察不到任何可觉察的减弱。如果利用核磁共振法来测

量这种循环电流产生的磁场的任何微小衰减，可得出这种电流的特征衰减时间的下限约为 10^5 年。事实上，我们会发现，在绝大多数情况下在小于 10^{10} 年的时间内，我们绝对不能指望磁场或电流会有任何变化！因此完全导电性是超导电性的第一个传统的检验标志。它也是最有应用潜力（如大电流传输线或高场磁体）的先决条件。

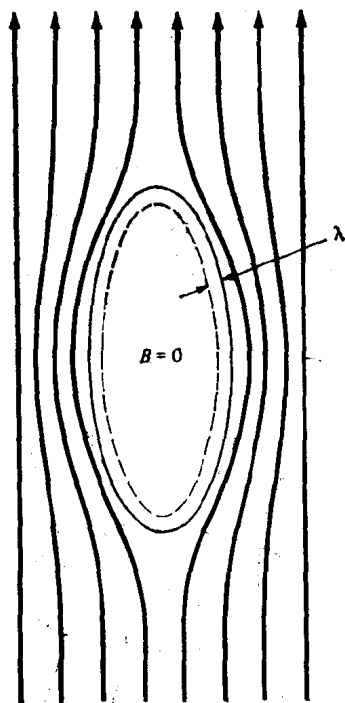


图 1.2 磁通从大块超导体内部排出的示意图。 λ 为穿透深度，其典型值只有 $500 \text{ \AA}$

超导电性的第二个标志是完全抗磁性。这个性质是 Meissner 和 Ochsenfeld^[2] 在 1933 年发现的。他们不仅发现磁场被排出超导体（见图 1.2），这一现象看上去好像可以用完全导电性来解释，而且还发现原来为正常态的样品（如果样品是优质的话）冷却到 T_c 时磁场也被排出样品。后一现象肯定不能用完全导电性来解释，因为完全导电性往往是把磁通捕集在样品之中。可逆迈斯纳（Meissner）效应的存在，意味着临界场 H_c 会破坏超导电性。从热力学上来看， H_c 应与零场下正常态和超导态之间的自由能差（即所谓超导态的凝聚能）有关。更确切

地说，令单位体积的能量 $\frac{H_c^2}{8\pi}$ （对抗磁压排出磁场所需增加的

能量)等于凝聚能就可以求出 H_c , 即

$$\frac{H_c^2(T)}{8\pi} = f_n(T) - f_s(T) \quad (1.1)$$

式中 f_n 和 f_s 分别为两个相的单位体积的亥姆霍兹自由能。人们凭经验发现, $H_c(T)$ 用抛物线规律来表示是很好的近似(如图 1.3 所示)。

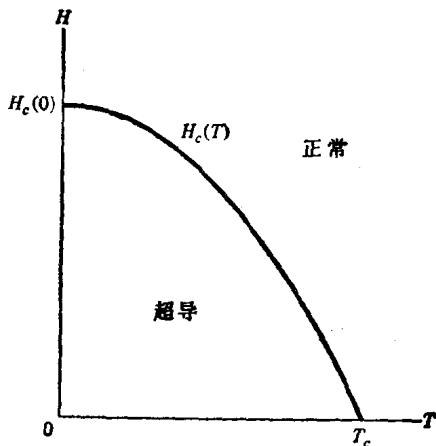


图 1.3 临界磁场与温度的关系

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

虽然在 $T = T_c$ 、不存在磁场时的相变是属于二级相变。但存在磁场时的相变却是一级相变, 所以体系的热力学状态有不连续的变化, 并伴有潜热的突变。实际上, 只对大块样品说来抗磁性才是完善的, 因为磁场只穿透进入有限距离 λ , 其典型值约为 $500 \text{ \AA}$ 。

1.2 伦敦方程

上述两个基本电动力学性质使超导电性具有无比的重要

性。1935年 F. 伦敦和 H. 伦敦兄弟两人^[3]用决定微观电场和磁场的两个方程，很好地描述了这两个基本性质。这两个方程的形式为

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{A}\mathbf{J}_i), \quad (1.3)$$

和

$$\mathbf{h} = -c \operatorname{curl} (\mathbf{A}\mathbf{J}_i), \quad (1.4)$$

式中

$$\mathbf{A} = \frac{4\pi\lambda_L^2}{c^2} = \frac{m}{n_s e^2} \quad (1.5)$$

是一个唯象参数。要求 n_s (“超导电子数密度”) 应从 T_c 下的零值, 连续变到 $T \ll T_c$ 时的极限值, 它约为 n (导电电子的密度)。在式 (1.4) 中我们采用了一个符号约定, 即用 $\mathbf{h}$ 表示微观尺度下的磁通密度值, 而保留 $\mathbf{B}$ 表示宏观平均值。虽然从符号的对称性来看最好也用 $\mathbf{e}$ 表示 $\mathbf{E}$ 的局部微观值, 但是为了避免与电子电荷 e 相混淆, 所以只在个别实在有用的情况下才这样用*。在附录中对这个符号约定作了进一步讨论。

上面这些方程中的第一个方程描述完全导电性。因为任何电场都能加速超导电子, 而不象在正常导体中那样, 仅仅是克服电阻而维持电子的速度不变。将第二个伦敦方程 (1.4) 与麦克斯威方程

$$\operatorname{curl} \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (1.6)$$

* 我们在描述 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 时使用不对称符号的基本依据是, 麦克斯韦方程

$$\operatorname{curl} \mathbf{h} = 4\pi\mathbf{J}/c, \quad \operatorname{curl} \mathbf{e} = -\dot{\mathbf{h}}/c.$$

处于平衡态下的超导体可以具有非零的 $\mathbf{J}_i$ ($\mathbf{J}_i$ 由伦敦方程描述), 从而导致 $\mathbf{h}$ 在 λ 的尺度范围内发生变化, 但在平衡态或甚至稳恒态下, $\dot{\mathbf{h}} = 0$, 因此 $\mathbf{e}$ 为零, 或者至少是一个常数, 故使用 $\mathbf{e}$ 和使用 $\mathbf{E}$ 都没有什么优点。只有在讨论和时间有关的现象 (例如, 第 II 类超导体中带有磁通的涡旋的运动) 时, 区别 $\mathbf{e}$ 和 $\mathbf{E}$ 才有价值。