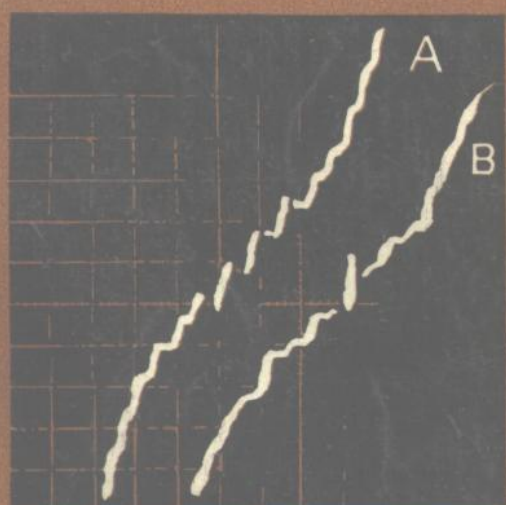


Physics and Applications of the Josephson Effect

约瑟夫森效应原理和应用

[意大利] A. 巴罗尼 G. 帕特诺 著

崔广霖 孟小凡 译 张孔时 校



中国计量出版社

约瑟夫森效应原理和应用

A. 巴罗尼

著

G. 帕特诺

崔广弄 孟小凡 译

张孔时 校



中国计量出版社

8810605

内 容 提 要

约瑟夫森效应(超导隧道效应)是1962年发现的重要物理现象,近年来在物理、计量、电子、地球物理、生物等学科领域获得重大研究成果和广泛的应用。本书全面地介绍了约瑟夫森效应的物理理论基础和工程技术应用,书后附有索引和参考文献目录。

本书为跨学科领域的专著,可供广大科技工作者阅读,也可作为大专院校师生的教学参考书。

A. BARONE G. PATERNO

PHYSICS AND APPLICATIONS OF THE JOSEPHSON EFFECT

John Wiley & Sons, Inc. 1982

约瑟夫森效应原理和应用

A. 巴罗尼 G. 帕特诺 著

崔广霖 孟小凡 译

张孔时 校

责任编辑 王朋植

中国计量出版社出版

北京和平门内大街11区7号

中国计量出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

开本 787×1092/16

印张 26.25 字数 636 千字

1988年6月第1版

1988年6月第1次印刷

印数1—5 000

ISBN 7-6026-0029-9/O·1

定价 8.40 元

序

本书全面概述约瑟夫森效应的所有方面——从物理理论基础直到已实现和建议中的工程应用，这两方面的内容都是令人感兴趣的。对于许多宏观量子效应来说，有关的物理理论既新颖又很重要，这些效应在技术发展方面具有丰富的尚待发掘的潜力。在这样广阔的领域中，我们力图使本书内容介于一般概述和详细论述之间。在理论、制作工艺和器件应用这些问题中，我们与其每一件事都讲到，不如尝试只探讨那些具有持久意义的方面。

第一章简明地概述约瑟夫森结的现象学。尽管假定读者已具有超导电性的基本知识，我们仍然从一开始先就约瑟夫森结构及其动力学行为作一尽可能简单的叙述。第二章简要地讲述微观理论。我们讨论那些在理解实验结果时最有用的理论基础的主要特点。在某种程度上各章自成系统，例如，读者可以跳过微观理论（至少在第一次阅读时）而不会严重地损害连贯性。在第三章中我们讨论临界电流对温度以及对结参量的依赖关系。“小结”和“大结”的静态（即零电压）行为在第四章和第五章中加以考虑。第六章讲述关于小弱连接的电流电压行为的一些重要结果，而各种弱连接结构在第七章中加以叙述。

在第八章中我们讨论的是那些基本工艺知识以及某些先进技术，这些工艺和技术过去十年在世界各国一些实验室中已证明是有用的。我们预期这样的技术将继续很有价值，特别是对于那些开始从事约瑟夫森结的实验的人们。

第九章和第十章讨论小结中的自共振模和从现代“孤子”理论的观点来研究的大结的动力学行为。

最后三章是约瑟夫森结的应用。第十一章讨论结与周期信号的相互作用的各种特征，并且考虑如混频、参量放大和电压标准这样一些应用。第十二章和第十三章研究量子干涉环和它们在微弱磁场测量中的应用。最后，在第十四章中，我们描述在一大型数字计算机系统中将约瑟夫森结作为基本逻辑元件和存储元件的潜力。

贯穿本书取材的指导思想是，我们对理论材料的选择以我们后面对器件应用的讨论作为指导。通过这样的方式，我们已尝试了在广泛的题材中达到大范围的协调；尽管初看起来这些题材是相当分散的。我们希望本书在关于超导器件理论和应用的研究生课程中是有用的，并且对进行研究工作的科学家和工程师们也是有帮助的。书中文献目录虽然广泛，但并不是详尽无遗，我们谨向那些未被提到其工作的作者们致以歉意。

那不勒斯，意大利

罗马，意大利

1981.11

A. 巴罗尼

G. 帕特诺

致 谢

我们很高兴地向在本书整个编著过程中提供给我们所有友善和慷慨的协助谨致谢意。没有这样的帮助，我们的工作是不可能完成的。

A. C. Scott 不断地给我们以鼓励和建议，R. Vaglio 和 R. D. Parmenier 细心阅读了全稿并且作出了宝贵贡献，在此很难向他们充分地表达我们的感谢。

A. Baratoff 对第二和第三章，N. F. Pedersen 对第六章，Y. Ovchinnikov 和 A. L. Aslamazov 对第七章，T. F. Finnegan 对第十一章，S. N. Erné 和 J. E. Zimmerman 对第十二和第十三章，以及 P. Wolf 对第十四章都进行了评阅并且提出了改进意见，我们热烈地向他们致以谢意。

谢谢 M. Russo 的有力合作和建议，谢谢 L. Solymar 在编著本书的早期阶段中的鼓励。

我们感激许多同行们惠允引述并使用他们已发表和未发表的成果。特别是，我们从许多作者的预印本和原始资料中受益非浅，他们是 S. Basavaiah, A. N. Broers, P. Carelli, J. Clarke, D. Cohen, C. M. Falco, M. J. Feldman, C. H. Hamilton, R. E. Harris, D. J. Herrel, W. J. Johnson, I. O. Kulik, R. B. Laibowitz, D. N. Langenberg, Li Kong Wang, H. Libbig, I. Modena, J. E. Nordman, D. E. Prober, M. Ricci, G. L. Romani, N. Sacchetti, R. D. Sandell, I. Schuller, Y. Taur 以及 I. K. Yanson，我们向他们表示深深的感谢。

对与 W. Anacker, B. S. Deaver, Jr., S. Callegari, T. A. Fulton, K. Gray, J. Kurkijärvi, J. Matisoo, D. J. Scalapino, E. P. Balsamo, R. Cristiano, O. Natoli 以及 R. Vitiello 进行过讨论，同样，对 K. K. Likharev, J. E. Mooij 以及 M. Tinkham 提出的有益建议，我们都致以谢意。

谢谢苏联科学院朗道理论物理研究所，谢谢它在本书编著过程中给作者之一 (A. Barone) 提供会见苏联科学家们的几次机会。

谢谢 A. M. Mazzarella，谢谢她在准备稿件的整个过程中的才能、熟练和细心，谢谢 C. Salvia，谢谢他宝贵的技术协助。

最后，我们感谢 L. Crescentini, A. De Feo, M. Izzo, L. Mendia, S. Piantedosi, C. Salinas 以各种方式帮助我们准备稿件，感谢 A. DeLuca 和 S. Termini 的友好鼓励和建议。

A. 巴罗尼 G. 帕特诺

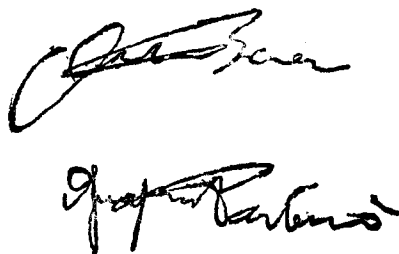
为《约瑟夫森效应原理和应用》一书中文版所写的

作者为中文版序

我们怀着极大的喜悦和兴趣获悉我们的书将发行中文版。它表明读者范围有进一步的重要扩大（除了英文原版之外，事实上有了一个俄文版，并且日文译本正在准备中）。

诚挚地希望中国科学界将感到我们的工作确实是确实有用的，并且适合于增进对约瑟夫森效应这一论题的兴趣。无论在物理学基础方面，还是在具有丰富的并且尚待发掘的潜力的应用方面，这一效应都是极其重要的。

最重要的是，我们诚挚地希望本书的翻译能对中意科学界之间的进一步联系作出永不磨灭的贡献。



译 者 序

自从1962年约瑟夫森从理论上预言了弱连接超导电性的新效应以来,这一领域已发展成为一个重要的新兴学科。约瑟夫森效应无论在理论研究上还是在实际应用上都具有重要的意义。对于许多宏观量子效应来说,它的物理理论是新颖的和引人入胜的。约瑟夫森器件在实际应用方面已经取得了许多重要的进展,并且具有很大的发展潜力。在高频方面,它可以用作毫米、亚毫米和远红外电磁波的检测,以及混频和参量放大;在计量方面,它可以用来监视和保持国家电压标准;特别是用它做成的超导量子干涉器可以测量出非常微弱的磁场,例如可以测量出人体的肺磁、心磁和大脑的神经磁信号,为生物磁学研究提供了崭新的、强有力的手段;另外,它在超高速电子计算机中的应用潜力也不容忽视。近年来,在国际上约瑟夫森效应的研究和应用始终是一个十分活跃和成果丰硕的领域。国内也有越来越多的研究所和大学开展了这方面的工作。但是,国内至今尚没有一本正式出版的关于约瑟夫森效应的专著或译著,因此我们翻译了意大利科学家A.巴罗尼和G.帕特诺合著的《约瑟夫森效应原理和应用》一书,以便广大读者对这一领域的物理理论基础、器件制作技术以及实际应用,特别是最新的进展有更加深入的了解。

本书的主要作者A.巴罗尼教授是著名的意大利科学家,作为意大利国家科学院控制论研究所所长和那不勒斯大学教授,他长期从事约瑟夫森效应的研究,有很深的理论造诣和丰富的实践经验,特别是在光敏隧道结的研究等方面做出了创造性的贡献。他的合作者G.帕特诺博士在约瑟夫森结的性质以及超导量子干涉器的研究方面也做了大量的工作。他们为撰写本书,查阅和引用了一千多种书籍和文献,并同许多国家的这一领域著名的专家和权威进行过讨论,使得这部著作内容广泛而新颖,不仅在物理理论方面作了深入的阐述,而且引证了大量的实验结果和应用事例,包括许多最新的第一手资料。因此,本书在国际上享有很高的声誉,对于从事约瑟夫森效应研究的科学家、工程师以及研究生都是必不可少的重要参考书。

由于译者的水平有限,译文中难免有错误或不当之处,欢迎读者批评指正。

译 者

1985年5月于北京

目 录

第一章 弱超导电性——唯象概貌	(1)
1.1 宏观量子系统	(1)
1.2 耦合超导体	(2)
1.3 单电子隧道	(3)
1.4 约瑟夫森方程	(6)
1.5 磁场效应	(10)
1.6 势垒的自由能	(13)
1.7 约瑟夫森结的电动力学	(14)
1.8 其它约瑟夫森结构	(16)
第二章 微观理论	(18)
2.1 隧道哈密顿的表述	(18)
2.2 总电流的普遍表达式	(21)
2.2.1 在时间域中的总电流表达式	(22)
2.2.2 在频率域中的总电流表达式	(23)
2.3 恒电压时的隧道电流	(24)
2.4 I_{qp1} 、 I_{qp} 、 I_{J1} 和 I_{J2} 的表达式	(25)
2.4.1 准粒子项 I_{qp} 、 I_{qp1}	(25)
2.4.2 位相相关项 I_{J1} 和 I_{J2}	(27)
2.5 在 B.C.S 近似中的隧道电流	(28)
2.6 “ $\cos\varphi$ ” 项问题	(32)
第三章 临界电流的幅值和对温度的依赖关系	(35)
3.1 $V=0$ 时的约瑟夫森电流	(35)
3.2 B.C.S 近似	(35)
3.3 强耦合效应	(40)
3.4 顺磁杂质效应	(42)
3.5 测量技术	(46)
第四章 磁场中的“小”结	(49)
4.1 约瑟夫森穿透深度	(49)
4.2 小结	(50)
4.3 均匀隧道电流分布	(52)
4.3.1 矩形结	(52)
4.3.2 圆形结	(54)
4.3.3 任意取向的磁场	(55)
4.4 非均匀隧道电流密度	(57)
4.4.1 各种电流密度分布	(57)

4.4.2 结构涨落.....	(65)
第五章 大结——静态自场效应.....	(70)
5.1 近似分析.....	(70)
5.2 Owen 和 Scalapino 的分析	(73)
5.3 结的几何形状的影响.....	(82)
第六章 电压-电流 ($V-I$) 特性	(89)
6.1 各种弱连接的 $V-I$ 曲线	(89)
6.2 电阻分路结模型: 自控情形	(89)
6.2.1 力学模型	(90)
6.2.2 小电容极限 ($\beta_1 \gg 1$).....	(92)
6.2.3 相平面分析	(94)
6.2.4 有限电容时的直流 $V-i$ 特性	(96)
6.3 电流偏置隧道结	(99)
6.3.1 绝热近似	(100)
6.3.2 普遍情形	(101)
6.4 热涨落效应	(104)
6.4.1 可忽略的电容	(107)
6.4.2 有限电容	(112)
6.4.3 大电容	(114)
6.4.4 其它噪声的考虑	(115)
第七章 其它超导弱连接结构.....	(118)
7.1 金属势垒结	(118)
7.1.1 邻近效应	(118)
7.1.2 S-N-S 结	(120)
7.1.3 S-I-N-S 结构	(122)
7.2 半导体势垒结	(124)
7.2.1 各种半导体材料的势垒层	(124)
7.2.2 光敏半导体势垒结	(126)
7.3 桥型结.....	(130)
7.3.1 静态行为	(133)
7.3.2 $V-I$ 特性	(136)
7.3.3 对载电压态的解释	(139)
7.3.4 非平衡超导电性概貌	(142)
7.4 点接触弱连接	(144)
第八章 器件制作技术	(146)
8.1 约瑟夫森隧道结	(146)
8.2 结电极	(146)
8.2.1 软金属	(146)
8.2.2 软金属合金	(147)
8.2.3 硬材料 (过渡金属)	(148)

8.3 氧化物势垒	(151)
8.3.1 热氧化	(151)
8.3.2 直流辉光放电	(153)
8.3.3 射频辉光放电	(154)
8.4 结的图形加工	(155)
8.4.1 金属掩模	(155)
8.4.2 光刻图术	(155)
8.4.3 剥离技术	(157)
8.4.4 电子束刻图术	(159)
8.4.5 X射线刻图术	(160)
8.5 制备氧化物势垒结的简单方法	(161)
8.5.1 用蒸发制作的结	(161)
8.5.2 基电极用溅射制作的结	(162)
8.5.3 其它氧化物势垒结构	(163)
8.6 半导体势垒	(163)
8.6.1 各种半导体材料	(164)
8.6.2 光敏势垒	(164)
8.6.3 单晶势垒结	(167)
8.7 桥型弱连接	(168)
8.8 点接触结构	(171)
第九章 隧道结构中的谐振模	(173)
9.1 视作传输线的约瑟夫森结	(173)
9.2 低 Q 结的谐振模	(175)
9.3 无限长结	(182)
9.4 非均匀电流密度分布	(184)
9.5 高 Q 约瑟夫森结的谐振模	(187)
第十章 磁通子动力学	(193)
10.1 正弦戈登方程	(193)
10.1.1 行波解	(194)
10.1.2 能量函数	(195)
10.2 矩形结中的非线性驻波	(198)
10.3 损耗和偏置效应	(200)
10.4 零场台阶	(203)
10.5 磁通子动力学的微扰分析	(204)
10.5.1 单磁通子动力学	(204)
10.5.2 磁通子-反磁通子湮灭	(207)
10.6 磁通流动对直流 $V-I$ 特性的影响	(208)
10.7 二维结	(210)
第十一章 约瑟夫森效应的高频性质及应用	(212)
11.1 简单电压源模型	(212)
11.1.1 微波感生台阶	(212)

11.1.2 涨落对感生电压台阶的影响	(215)
11.2 在外加微波辐射中的隧道结	(215)
11.2.1 “利德”峰	(215)
11.2.2 有限尺寸效应	(221)
11.3 电流源模型	(222)
11.4 微波辐射的发射	(224)
11.5 辐射的检测	(231)
11.5.1 宽带检测器	(231)
11.5.2 窄带检测器	(235)
11.6 参量放大	(240)
11.6.1 含有外泵约瑟夫森元件的参量放大器	(241)
11.6.2 内泵式参量放大器	(250)
11.7 $2e/h$ 的测量和电压标准	(250)
第十二章 超导环中的约瑟夫森结	(257)
12.1 类磁通量子化	(257)
12.2 具有一个结的超导环	(260)
12.2.1 亚稳态	(261)
12.2.2 外加磁场	(262)
12.2.3 $\beta_c > 1$ 时的磁通跃迁动力学	(265)
12.3 超导干涉仪	(268)
12.3.1 零电感情形	(268)
12.3.2 亚稳态	(271)
12.3.3 非对称双结构型	(272)
第十三章 超导量子干涉器: 理论 and 应用	(278)
13.1 射频超导量子干涉器	(278)
13.1.1 参量电感效应	(278)
13.1.2 按色散模式工作的 rf SQUID	(281)
13.1.3 按耗散模式($\beta_c > 1$) 工作的 rf SQUID	(289)
13.2 直流超导量子干涉器	(293)
13.3 噪声和最大灵敏度	(298)
13.3.1 射频超导磁强计	(299)
13.3.2 直流超导磁强计	(301)
13.3.3 实际器件的极限灵敏度	(302)
13.4 实际的超导传感器结构	(303)
13.4.1 单弱连接器件	(303)
13.4.2 双弱连接结构	(307)
13.5 测量技术	(309)
13.5.1 磁通锁定电路	(309)
13.5.2 超导变换器	(311)
13.6 电阻式超导量子干涉器	(312)
13.6.1 有直流偏置存在时的电阻环器件	(313)

13.6.2 有射频偏置存在时的电阻环器件	(314)
13.7 应用	(316)
13.7.1 电流、电压和电阻的测量	(317)
13.7.2 磁化率的测量	(319)
13.7.3 医学应用	(321)
13.7.4 大地磁测	(325)
第十四章 计算机元件	(326)
14.1 冷子管	(326)
14.2 Matisoo的实验	(328)
14.2.1 隧道冷子管	(328)
14.2.2 触发电路	(331)
14.3 操作时间	(332)
14.4 不同的开关模式	(334)
14.5 干涉开关器件	(336)
14.6 存储单元	(337)
14.6.1 触发式存储器	(337)
14.6.2 单磁通量子存储器件	(338)
14.7 约瑟夫森逻辑和存储电路举例	(341)
14.8 系统的性能和要求	(344)
14.9 结论和展望	(347)
附 录	(348)
单位制	(348)
A.1 关于单位制的说明	(348)
A.2 换算表	(348)
参考文献	(351)
索引	(399)

第一章 弱超导电性——唯象概貌

在本章中，我们简明地评述约瑟夫森效应的唯象理论，概括地介绍其基本实验结果，并以非常简单的模型给予定性解释。首先，让我们就约瑟夫森效应的历史简单说几句。

所谓约瑟夫森效应是在大约二十年前（1961~1962）发现的，那时布赖恩·约瑟夫森（Brian Josephson）是在布赖恩·皮帕（Brian Pippard）教授指导下的剑桥大学皇家学会门德实验室的一位研究生。正如约瑟夫森在其诺贝尔奖金获奖演说中所说的，毫无疑问，正是由于门德实验室学术气氛的激励，正是由于费尔·安德森（Phil Anderson）教授当时在剑桥大学的学术访问，正是由于超导隧道效应在实验（Giaever 1960 a, b; Nicol, Shapiro 和 Smith 1960）以及理论（Cohen, Falicov 和 Phillips 1962）方面所取得的新研究进展，给约瑟夫森以直觉并进而得出的非凡结论提供了理想的背景条件。约瑟夫森的预言及其随后的实验证实（Anderson 和 Rowell 1963）不仅开辟了物理学的重要新篇章，并且开辟了各种各样鼓舞人心的、应用的新前景。

我们不想进一步谈及发现约瑟夫森效应的历史，尽管应该对这段历史提供足够的篇幅并加以深入的分析。我们宁愿建议读者参阅约瑟夫森本人（Josephson 1974）及其他倡导人（Anderson 1970; Pippard 1976）所作的历史性回顾，这样可以直接领略研究工作进展中那种令人神往的气氛，而不会有任何可能的曲解。

1.1 宏观量子系统

把超导电性解释为在宏观尺度上的一种量子现象是由伦敦（F. London 1935）提出的。金兹伯-朗道理论（Ginzburg 和 Landau 1950）提出了对超导电性本质的深刻见解。他们引入一个与位置有关的参量 ψ ，它给出超导相中有序程度的一种量度，从而研究出伦敦理论（F. London 和 H. London 1935 a, b）的一种修正理论。与先前 Gorter 和 Casimir（1934）所提出的二流体模型不一样，这样一个有序参量是复数，并且可以看成是超导电子的波函数。正如 Gor'kov（1959）所证明的， ψ 正比于能隙函数 Δ 的局域值。在该理论体系内，只有一个波函数与假定“凝聚”在相同量子态中的宏观数目的电子联系着。在这一图象中，超导态可以被看作是一个“宏观量子态”。因此，我们所涉及的是大量的有效质量为 m^* 、有效电荷为 e^* 的粒子，这些粒子可以作为一个“整体”用下述形式的宏观波函数来描述：

$$\psi = \rho^{\frac{1}{2}} e^{i\varphi} \quad (1.1.1)$$

式中 φ 是所有粒子的共同位相；在该宏观图象中， ρ 代表在宏观态 $|s\rangle$ 中这些粒子的实际密度，

$$\langle s | \psi^* \psi | s \rangle = |\psi|^2 = \rho$$

当存在矢量势 A 时，电流密度可写成

$$J = \frac{e^*}{m^*} \left[\frac{i\hbar}{2} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - \frac{e^*}{c} A |\psi|^2 \right]$$

式中 c 为光速。

由磁通量子化规律可以得出, 电荷 e^* 是电子电荷 e 的两倍, 因为我们所处理的“粒子”事实上是耦合的电子对。这一点包含在巴丁、库柏和施瑞弗 (Bardeen、Cooper 和 Schrieffer 1957) 首先提出的超导微观理论 (通常称作 B.C.S 理论) 体系之内。假定了 $m^* = 2m$ (m 为电子质量); 但是, 不难看出 m^* 的选择具有任意性, 因为它实质上取决于对电子对波函数 ψ 所假定的归一化^①。

于是, 利用 (1.1.1) 式给出的 ψ , J 的表达式变为

$$J = \rho \frac{e}{m} \left(\hbar \nabla \varphi - \frac{2e}{c} A \right) \quad (1.1.2)$$

规范不变性要求: 在进行以下的矢量势 A 和标量势 U 的变换时,

$$A \rightarrow A + \nabla \chi \quad U \rightarrow U - \frac{\partial \chi}{\partial t}$$

可观测的物理量保持不变。这意味着位相变换为

$$\varphi \rightarrow \varphi + \frac{2e}{\hbar c} \chi \quad (1.1.3)$$

对于由 (1.1.2) 式所表达的电流密度 J 可以很容易地检验这一点。将标量 χ 选择为一些恒定值并不影响矢量势和标量势, 只不过意味着位相因子具有不同值。这一点对应于 ψ 的不可观测性。

我们可以任意地规定某一给定点的位相值; 然而由于出现所谓长程有序, 所有点的位相值就都是固定的。由 (1.1.2) 式显然可见, 位相 φ 的空间变化描述了超导体的载流状态。

对于一个处于平衡态的系统, 所要求的规范不变性必定导致一个与时间有关的 ψ 。事实上可以清楚地看出, 即使在一种规范中假定 ψ 为恒值, 变换到另一规范时将意味着 φ 作如 (1.1.3) 式所示的变化, 在该式中 χ 是一个与时间有关的量。在定态条件下, ψ 随时间的演变遵从通常的量子力学方程, 其形式为:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E\psi$$

由微观理论 (Gor'kov 1959) 可以看出, 量 E 等于电势 μ 的两倍。这个值代表向体系中增加一个库柏对所需的最小能量。因此 $\psi(r, t) = \psi(r) e^{-2i\mu t/\hbar}$ (亦请参看 Anderson 1963, 1966)。

由于库柏对的数目 N 和位相 φ 是共轭变量 (Anderson 1963), 故存在测不准关系 $\Delta N \Delta \varphi \simeq 2\pi$, 它对应于这样一种情况: 在一个孤立的超导体中, N 若是确定的, 位相 φ 就是不确定的。

1.2 耦合超导体

现在让我们考虑相距一个宏观距离的两块超导体 S_L 和 S_R 。在这种情况下, 两块超导体的位相可以独立地变化。将两块超导体移近, 当其距离减至约 $30 \text{ \AA}$ 时, 准粒子能够通过隧

^① 亦可参看 Gor'kov (1959) 对金兹伯-朗道理论所作的微观理论推导。

约瑟夫森效应（单电子隧道）由一超导体流入另一超导体。如果我们把 S_L 和 S_R 之间的距离进一步减小到 $10 \text{ \AA}$ 左右，我们将看到库珀对也能从一超导体流入另一超导体（约瑟夫森隧道）。在这种情况下，如果我们给定了在 S_L 中的位相值，那么还能够允许在 S_R 中的位相独立地变化吗？答案是“不能”！由于两超导体之间已经实现了位相的相关，该自由度已不复存在；就是说，长程有序已经“传过”边界。因此我们预料到由一薄层（约 $10 \text{ \AA}$ ）绝缘势垒分开的两块超导体组成的整个系统，在某种程度上将表现为一块超导体那样。不同于一般的超导电性，这种现象常被称作“弱超导电性”（Anderson 1963），因为有关的临界参量的值比一般超导体低得多。上面引述的 Anderson 的工作应该被看作该领域发展中的一个里程碑。

约瑟夫森理论（Josephson 1962 a, b, 1964, 1965, 1969, 1974）论及了这种弱耦合超导体系统。我们将把注意力大部分放在隧道结构上，尽管约瑟夫森效应也发生在各种类型的超导“弱连接”（Dayem 桥、点接触等；见 1.8 节）中。我们首先在一简单的唯象论范围内回顾一下单电子隧道的基本概念。关于单电子隧道和约瑟夫森隧道的唯象解释请参看 Solymar (1972) 的著作。

1.3 单电子隧道

超导隧道的历史是从 Giaever (1960 a, b) 以及 Nicol, Shapiro 和 Smith (1960) 所进行的实验开始的。隧道结构基本上是由被一薄绝缘层（ $\sim 30 \text{ \AA}$ ）势垒分开的两层金属膜构成的，如图 1.1 中所示。测量隧道电流 I 对结电压 V 的依赖关系，可以研究该隧道结构的行为。

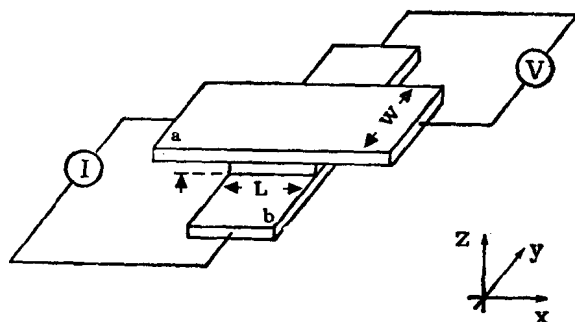


图 1.1 交叉型隧道结。L 和 W 为结尺寸，a 和 b 为两超导膜

为形象化地表达隧道过程，我们采取一种利用能量 (E)-动量 (k) 图的简单表示法。正常金属在 E - k 平面内由图 1.2(a) 的曲线来代表。虚线对应于抛物线上低于费密能 E_F (即空穴态) 的部分，这部分已经被反射到费密能级之上。在该图中电子空穴对的产生被看作是能量分别为 $E_1 = |e_1|$ 及 $E_2 = |e_2|$ 的两个态的激发。就是说，如果以费密能级 E_F 为量度的起点，所有的激发态都具有正能量。在超导的情况下，所有凝聚电子对都处于费密能级，激发所需要的最小阈值能量为 Δ (能隙)，如图 1.2(b) 所示。在这种情况下存在着一种粒子，它“部分地”处于空穴态，“部分地”处于电子态。这是具有能量 $E = (\epsilon^2 + \Delta^2)^{1/2}$ 的准粒子激发。由 E 和 ϵ 之间的一一对应关系可以得出 $N(E)dE = \mathcal{N}(\epsilon)d\epsilon$ ，其中 $N(E)$ 和 $\mathcal{N}(\epsilon)$ 分别为超导体中和正常金属中的态密度。于是，我们得到

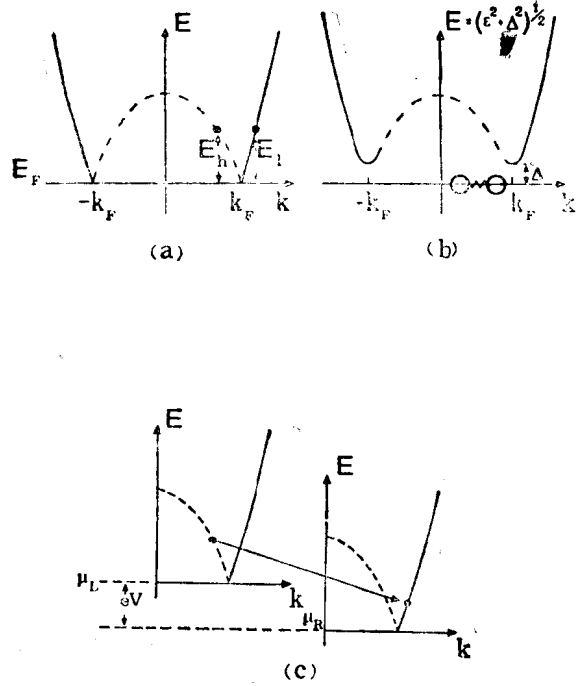


图 1.2 能量-动量图

(a) 正常金属; (b) 超导金属; (c) 两正常金属电极之间的电子隧道过程

$$N(E) = N(0) \left[\frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(E)}} - \frac{\Delta(E) \left[\frac{d\Delta(E)}{dE} \right]}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(E)}} \right]$$

式中我们用 $N(0)$ 代表 $\varepsilon=0$ 时 $\mathcal{N}$ 的值, 假定 $N(0)$ 为常数。

在能隙与能量无关 (B.C.S. 近似) 的情况中, 我们有下面的态密度表达式:

$$\begin{aligned} N(E) &= N(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} & |E| \geq \Delta \\ N(E) &= 0 & |E| < \Delta \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

现在让我们概述 Giaever 和 Megerle (1961) 所提出的隧道现象唯象理论. 在该方法中, 假定我们所处理的是正常电子而不是准粒子. 从左电极到右电极的隧道电流 $I_{L \rightarrow R}$ 为

$$I_{L \rightarrow R} = \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} |T|^2 N_L(E) f_L(E) N_R(E) (1 - f_R(E)) dE \quad (1.3.2)$$

式中 $f_L(E)$ 、 $f_R(E)$ 是费密因子, $f_L(E) = 1/(1 + e^{E/k_B T})$ ●, N_L (N_R) 是左 (右) 侧金属中的态密度; $|T|$ 是等能状态之间的隧道矩阵元. 表达式 (1.3.2) 仅仅表明由左至右的电流正比于: (1) 隧道几率; (2) 左侧可资用电子数 (满态所占部分, $N_L f_L$); (3) 右侧可能的电子态数 (空态所占部分, $N_R (1 - f_R)$). 把脚标 L 与 R 对换, 我们可类似地得到从右侧至左侧

● $\beta_T = 1/k_B T$, 其中 T 是绝对温度, k_B 是玻耳兹曼常数。

的电流 $I_{R \rightarrow L}$ 。于是净电流 I 为

$$I = I_{L \rightarrow R} - I_{R \rightarrow L} = \frac{2\pi}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} |T|^2 N_L(E) N_R(E) [f_L(E) - f_R(E)] dE$$

如果我们考虑在结两端加以电压 V ，费密能级 μ_L 和 μ_R 将相对移动能量 eV ，于是

$$I = \frac{2\pi}{\hbar} |T|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} N_L(E) N_R(E + eV) [f_L(E) - f_R(E + eV)] dE$$

式中 T 假定为与能量无关。

让我们首先考虑两块正常金属。我们进一步假定 N_L 和 N_R 为常数并且等于费密能级处的态密度。^① 因此两块正常金属之间的隧道电流为

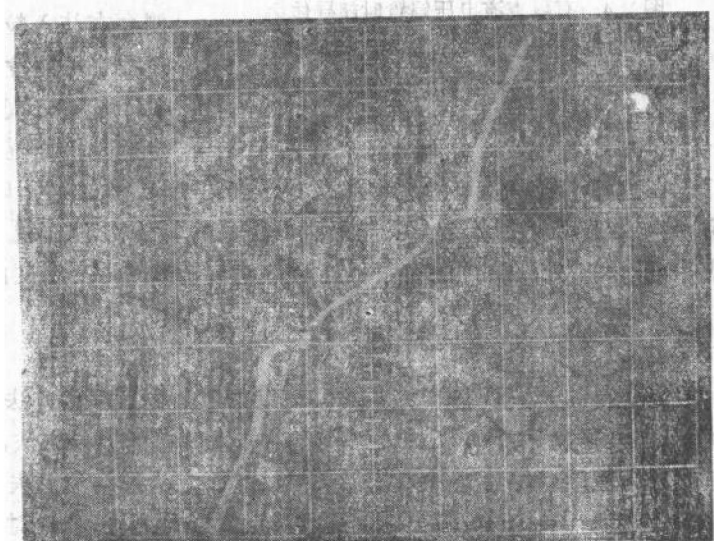
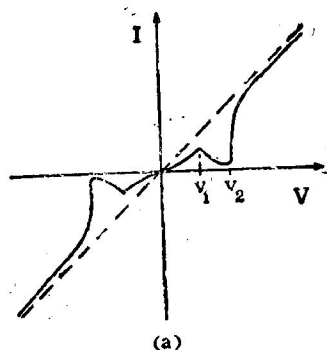
$$I_{NN} = \text{常数} \times \int_{-\infty}^{+\infty} [f(E) - f(E + eV)] dE$$

这就是

$$I_{NN} = \sigma_N V$$

常数 σ_N 可以看作是正常电导，也就是说，在低外加电压的情况下，金属-绝缘层-金属结构的行为和一个欧姆元件一样。

在 $E-k$ 平面内，正常金属之间的隧道过程表示在图 1.2(c) 中。一个电子从左侧到右侧的转移，在左侧产生一空穴激发，在右侧产生一电子态。



(b)

图 1.3 (a) 具有不同超导电极的结的理论 $V-I$ 特性曲线示意图。 $V_1 = |\Delta_L - \Delta_R|/e$, $V_2 = (\Delta_L + \Delta_R)/e$ 。(b) $\text{Sn}-\text{Sn}_x\text{O}_y-\text{Pb}$ 结的实验观测 $V-I$ 特性曲线

^① 考虑到积分中的量 $(f_L(E) - f_R(E + eV))$ 仅仅在费密能级附近 eV 数量级的能量范围内才有显著贡献，我们所作的隧道矩阵元以及态密度均为与能量无关的假定，是可以证明为合理的；另一方面，我们感兴趣的 eV 值为几个毫电子伏特的数量级，而费密能级为几个电子伏特的数量级。