

物理学研究生教学丛书

半导体微纳电子学

Semiconductor Micro-Nano Electronics

夏建白 著



高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

物理学研究生教学丛书

半导体微纳电子学

Bandaoti Weina Diansixue
Semiconductor Micro-Nano Electronics

夏建白 著



高等教育出版社·北京
HIGHER EDUCATION PRESS BEIJING

内容提要

本书系统地介绍了半导体微纳电子学领域的最新进展、基本原理和实验。在集成电路发展过程中,原有的经典理论将不再适用,需要考虑量子修正,甚至完全用量子理论。本书第一部分(第1—3章)介绍小尺寸集成电路、共振隧穿器件和超晶格纵向输运器件;第二部分(第4—5章)介绍平面量子点和孤立量子点的输运理论;第三部分(第6—7章)介绍一维和二维电子和 Rashba 电子的量子波导输运理论;第四部分(第8—10章)介绍单电子晶体管、单电子存储器和模拟方法。

本书可作为从事半导体微电子学研究的大学高年级学生、研究生和研究人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

半导体微纳电子学 / 夏建白著. — 北京: 高等教育出版社, 2010. 12

ISBN 978 - 7 - 04 - 031147 - 1

I. ①半… II. ①夏… III. ①半导体电子学 - 微电子技术 - 高等学校 - 教材 IV. ①TN301

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2010)第 241683 号

策划编辑 高 建 责任编辑 高聚平 封面设计 吴 昊 责任印制 蔡敏燕

出版发行	高等教育出版社	购书热线	010 - 58581118
社 址	北京市西城区德外大街 4 号		021 - 56717287
邮政编码	100120	免费咨询	400 - 810 - 0598
传 真	021 - 56965341	网 址	http://www.hep.edu.cn http://www.hep.com.cn http://www.hepsh.com
经 销	蓝色畅想图书发行有限公司	网上订购	http://www.landaco.com
排 版	南京理工出版信息技术有限公司		http://www.landaco.com.cn
印 刷	江苏如皋市印刷有限公司	畅想教育	http://www.widedu.com
开 本	787 × 960 1/16	版 次	2011 年 1 月第 1 版
印 张	20.75	印 次	2011 年 1 月第 1 次
字 数	320 000	定 价	39.00 元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请在所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

物料号 31147 - 00

序

物理学的进展日新月异,物理学的影响日益扩大,无论在理论上或技术上新发现的发现、发明都如百花齐放,竞相争艳.物理学的分科愈来愈细,而各分科之间的渗透日益加深,物理学对其他学科以及应用技术的贡献逐渐增加.面对这种情况,从事物理学研究的新手在浩如烟海的文献之前需要引导;在某一方面有些经验的物理学工作者要了解其他相关领域中有启发性的结果,也需要有一定的教材提供适当的资料.

编写这套《物理学研究生教学丛书》的宗旨就是为了适应这种实际需要,这样既能使刚参加物理学研究工作的人有门径可循,又可使广大的物理学工作者通过它来加深对于本分支学科的新发展的理解和掌握,并及时了解其他领域中的进展和成果,扩大视野,相互启发.这套教学丛书还将注意沟通物理学与其他学科之间的联系,促进边缘学科的成长.

物理学作为严格的、定量的自然科学的带头学科,一直在科学技术的发展中发挥着极其重要的作用.过去是如此,现在是如此,展望未来亦复是如此.从17世纪牛顿力学构成体系,到麦克斯韦统一电磁场理论,再到热力学两大定律的确立,经典物理学取得了辉煌的成就.19世纪至20世纪初,相对论的诞生消除了经典物理学的内在矛盾,量子论开启了微观物理学的新天地.此后物理学进入了百花齐放的高速发展阶段:一代代的加速器为核物理和粒子物理的研究立下了汗马功劳;巨型望远镜、射电望远镜和空间望远镜的出现,使得天体物理学的发展一日千里;激光技术引起了光学和光谱学的一场革命,导致了量子光学的诞生;许多新的物理效应的发现,诸如整数与分数量子霍尔效应、介观量子输运等,显示了凝聚态物理正大有可为.而大统一理论、超弦理论和宇宙大爆炸理论,同样也为物理学的发展画下了浓墨重彩的一笔.物理学一直是一门生机勃勃的学科,这和它具有高度的开放性是密切相关的.它和技术并没有截然的分界线,它和其他的自然科学也没有截然的分界线.它的门户总是开放的,鼓励跨学科的交流与沟通.

物理学和技术关系密切.当今的许多工程学科都是植根于经典物理学的某一分支.而20世纪的物理学诱发了许多新兴的技术科学,如原子能技术、微电子技术、光电子技术、磁电子技术等.即使像高能物理学那样

的以基础研究为主的学科,由于它采用了大量和高技术有关的研究手段,因而并不出人意料之外,它会对当代信息、网络技术做出重要的贡献。能源的取得和利用是工业生产的头等大事。20世纪物理学的一项重大贡献就在于核能的利用。这可以说是由基础研究生长出来的全新的技术部门。20世纪四五十年代,对于锗、硅等半导体的研究,揭开了材料技术的新篇章。从七十年代起,江崎和朱兆祥提出了半导体超晶格的理论设想,后又将设想与人工材料制备融为一体,巧夺天工,开启人工材料设计的奥秘,成为当今材料科学的热点。随着凝聚态物理学逐步深入到复杂结构的材料和非平衡态的体系,相应地也发展了许多新型材料,例如金属玻璃、非晶半导体、高电导聚合物、氧化物陶瓷超导体、纳米固体等。而2004年,石墨烯的发现,打破了二维晶体无法真实存在的理论预言,使它成为继富勒烯和碳纳米管后又一个里程碑式的新材料。信息技术、通信技术和控制技术已经从根本上改变了当代社会的面貌。如果说第一次工业革命是动力或能量的革命,那么第二次工业革命就是信息或负熵的革命。应该强调地指出,整个信息技术离不开物理学。1947年贝尔实验室的巴丁、布拉顿和肖克莱发明了晶体管,标志了信息时代的开始,高锟等发展了光纤通信技术使信息技术发展如虎添翼。除了信息、材料、能源技术之外,医疗卫生技术也是物理学发挥作用甚大的领域:诸如X射线透视和层析技术,核磁共振透视与层析技术等,引发了诊断技术的革命;放射元素和加速器提供了治疗癌症有效的手段。这里就不加以详述了。

为了适应世界正在兴起的新技术革命的需要,促进我国物理学研究的进一步发展,形成物理学类研究生的教育体系,《物理学研究生教学丛书》有望成为国内一套涵盖面广,内容紧跟物理学研究前沿,并且由知名专家学者执笔的教学丛书。本教学丛书包括多位院士多年科研工作的结晶,既新颖可喜,又脚踏实地,希望它的出版能有助于推动我国物理学事业的发展,为建设有中国特色的社会主义社会做出贡献。

前 言

最近我收到一个《信息科学 10 000 个科学难题》的征稿启事,其中写道:“10 000 个科学难题项目是一项功在当代,利在千秋的公益性事业,其目的在于提出问题,倡导潜心做学问,十年磨一剑。”在这以前此项目已经出版了数学、物理、化学等基础科学的 10 000 个科学难题,收到很好的效果,产生很大的影响.收到这征稿启事,我想到半导体微电子学的第一个难题是 10 年以后摩尔定律还成不成立?摩尔定律以后的微电子学将如何发展?我想现在这个问题谁也回答不了,包括英特尔公司的总裁.回答只能是三个字:“走着瞧”.

上个世纪半导体微电子技术的发展改变了整个世界,使工业化社会变成了信息化社会,大大提高了生产力,促进了人类物质和精神文明的发展.正因为半导体微电子技术的重要性,各国政府和各跨国公司都投巨资进行开发研究,试图有所突破,在整个信息技术的发展上能处于领先地位.国际上这方面的研究从 20 世纪 90 年代开始,延续了 20 多年,取得了许多重要的进展.至少目前集成电路和随机存储器仍按照摩尔定律往前发展,当然难度越来越大,成本越来越高.在集成电路的尺度由 100 nm 向 10 nm 发展过程中,电子的运动已经不完全是经典的,需要考虑量子修正(第 1 章).这些量子效应其实在 20 世纪 80 年代半导体超晶格被提出和发展时就已经观察到了,如共振隧穿(第 2 章)和超晶格纵向输运(第 3 章).由于分子束外延技术的发展,当时就能生长厚度为 10 nm,甚至更薄的单晶质量完好的量子阱和势垒层,因此在生长方向上的输运主要受量子力学规律控制.由于电子束刻蚀技术的发展,20 世纪 90 年代,在二维电子气上已经能用刻蚀方法制造极细的金属电极,电极上加负压后形成小量子点.在研究小量子点和细回路的输运时,提出了兰道公式和 Büttiker 公式(第 4 章).用刻蚀方法还可以在量子阱材料的纵方向上刻蚀出一个孤立柱,中间的阱就形成了量子点.这种量子点类似于一个人造原子,实验证明其中的电子和在原子中一样,按壳层填充(第 5 章).在未来的电子回路中,由于回路长度小于电子的平均自由程,因此其中电子运动基本不受散射,电子的运动遵从量子力学,类似于光在波导中的传播.在前面提到的兰道公式和 Büttiker 公式中,引进了透射率和反射率的概

念,用来描述电子的这种波导性质的运动.但如何计算某一具体结构和回路的透射率和反射率,需要发展一定的方法.第6章介绍了一维和二维的量子波导理论,用于计算任意形状的一维和二维回路的透射率和反射率.21世纪由于自旋电子学的发展,人们希望利用固体中电子自旋的固有特性作为信息的载体,用来制造量子计算机.半导体中的自旋轨道耦合产生的 Rashba 相互作用,使得有可能利用这种相互作用产生自旋极化电流.第7章介绍了 Rashba 电子的一维量子波导理论.作为应用,目前最有希望实现的是单电子晶体管和单电子存储器.第8章和第9章对这两方面目前国际上取得的进展分别作了介绍.第10章则是对目前通用的小尺度器件的模拟方法作了一个简单的介绍.

由于国防和经济发展的需要,我们国家一直重视半导体微电子技术,设立了国家重大专项和 973、863 等项目.为了尽快地赶上国际先进水平,掌握具有自主知识产权的先进设计和技术,根据国际的经验,我觉得以下两方面的工作需要加强:1. 加强基础研究.不少项目都是针对某一项工艺、设备或者一个具体器件,在完成任务的过程中,对一些基础问题研究不够,因此缺少自己的核心技术,缺少后继发展的动力.2. 注意器件的集成,这是微电子科学技术的关键.如果单个器件的性能再好,不能集成,也是没有用的.目前碳纳米管场效应管,甚至碳片(graphene)场效应管都已经研制出来,性能还超过通常的硅场效应管,但是瓶颈在于它们不能集成,无法应用.第8章和第9章介绍的单电子晶体管和单电子存储器都是尽量利用现有的半导体工艺,与现有的集成电路兼容,这才是今后微电子科学技术发展的主要方向.

我研究半导体物理,从事理论研究,写这本书的目的是想起一个抛砖引玉的作用,对我国微电子科学技术的发展和人才培养起一点促进作用.许多方面我都是外行,书中可能有不少外行话,请真正的内行专家们指正.最开始引导我进入这一领域的是我的导师黄昆先生.黄昆先生来半导体以后的工作不仅是黄-朱模型,超晶格的声子模,其实先生在其他方面也是非常敏感,高瞻远瞩的.由他提出,我们合作做了一维超晶格的子能带和光跃迁(半导体学报,8, 563(1987))、电场下量子阱的子能带和光跃迁(物理学报,37, 1(1988))、在平行磁场下超晶格磁能级的半经典和包络函数处理(Phys. Rev. B42, 11884(1990))等工作,这些在当时国际上都是较前沿的领域.在超晶格纵向输运方面,由他提出,我们合作做了电场下超晶格子带的 Wannier 量子化工作(J. Phys. C3, 4639(1991)),这方面内容写入了第3章,作为对黄昆先生的纪念.

最后我要感谢中国科学院半导体研究所超晶格国家重点实验室,我在这个实验室工作和生活了 30 多年(包括实验室成立前的几年).这里,有我的导师、同事和学生,我向他们学习了许多,在此向他们表示感谢.我还要感谢高等教育出版社的高建同志和编辑高聚平同志,在他们的促进和精心工作下,这本书才得以与读者见面.

夏建白

2010 年 6 月于北京

目 录

第 0 章 引言	1
0.1 特征长度	1
0.1.1 费米波长	1
0.1.2 平均自由程	2
0.1.3 相弛豫长度	2
0.2 超小器件中的非平衡输运	4
0.3 量子效应	5
0.3.1 统计热力学	6
0.3.2 相相干效应	7
0.3.3 库仑阻塞效应	9
0.4 量子波导	9
0.5 碳基纳米器件	15
0.5.1 电子结构	15
0.5.2 电学性质	16
0.5.3 碳管场效应晶体管 (CNTFET)	17
0.5.4 碳片纳米带晶体管	19
0.5.5 碳基器件的未来	21
第 1 章 非平衡输运	24
1.1 蒙特卡罗方法	24
1.2 均匀半导体中与时间有关的输运现象	27
1.2.1 漂移扩散模型	27
1.2.2 强电场下的输运	32
1.2.3 考虑了强场输运的器件设计	37
1.3 与空间有关的输运现象	40
1.4 Si-MOSFET 中的输运	44
1.5 GaAs HEMT 中杂质分布涨落引起的量子效应	49
1.6 超小 GaAs MESFET 的模拟	51
1.7 超小 HEMT 器件的模拟	54
第 2 章 共振隧穿	57
2.1 单势垒结构	57
2.2 双势垒结构的共振隧穿	66

2.3	空穴共振隧穿	75
2.4	稀磁半导体的共振隧穿	81
第 3 章	超晶格纵向输运	89
3.1	超晶格微带输运	89
3.2	超晶格中的布洛赫振荡	95
3.3	Wannier-Stark 态之间的跳跃电导	102
第 4 章	介观输运	109
4.1	接触电阻	109
4.2	兰道公式	115
4.3	多通道情形	118
4.4	多端器件	120
4.5	Büttiker 公式的一些应用	125
4.5.1	三极导体	125
4.5.2	四极导体	128
4.6	实验结果	131
4.6.1	二端导体	131
4.6.2	磁场下的二端导体	133
4.6.3	量子霍尔效应	136
第 5 章	量子点的输运	140
5.1	单电子效应与单电子晶体管	140
5.2	量子点输运中的 Kondo 效应	152
5.2.1	金属中的 Kondo 效应	153
5.2.2	量子点中的 Kondo 效应	155
5.3	垂直量子点中的单电子输运	159
5.3.1	量子点和单电子能级	160
5.3.2	壳层填充和洪德第一定则	161
5.3.3	磁场下 N 个电子的基态	162
5.3.4	磁场下的单电子隧道谱	167
5.3.5	自旋阻塞效应	170
5.3.6	耦合量子点的单电子隧穿	172
第 6 章	量子波导输运	175
6.1	量子器件	175
6.1.1	理论方法	176
6.1.2	Aharonov-Bohm 效应	178
6.1.3	量子干涉器件	178
6.2	一维量子波导理论	180

6.2.1	两个基本方程	181
6.2.2	环状器件	182
6.2.3	AB 效应	184
6.2.4	量子干涉器件	186
6.3	二维量子波导理论——传输矩阵方法	188
6.4	二维量子波导理论——散射矩阵方法	197
6.4.1	弯曲结构	201
6.4.2	周期多结构波导	202
6.5	多端波导结构	204
6.6	圆形中心区域的波导	208
6.6.1	A-B 环	208
6.6.2	平面量子点结构	213
6.7	空穴的一维量子波导理论	216
第 7 章	Rashba 电流的量子波导理论	222
7.1	Rashba 电流的一维量子波导理论	224
7.1.1	Rashba 态波函数	224
7.1.2	Rashba 电流的边界条件	226
7.1.3	Rashba 波在分叉回路上的运动性质	227
7.1.4	分叉结构回路量子波导的普遍理论	230
7.2	弯曲回路上 Rashba 电子的一维量子波导理论	235
7.2.1	闭合圆环的 Rashba 电子态	237
7.2.2	闭合方环的 Rashba 电子态	239
7.2.3	AB 圆环中的自旋干涉	240
7.2.4	AB 方环中的自旋干涉	241
7.2.5	AB 双圈方环中的自旋干涉	243
第 8 章	硅单电子晶体管	246
8.1	单电子晶体管的原理	246
8.2	室温下工作的单电子晶体管的早期工作	251
8.3	室温下工作的 Si SET	256
8.4	Si SET 用作逻辑电路	263
8.5	量子点库仑阻塞振荡的理论	269
第 9 章	硅单(少)电子存储器	273
9.1	浮栅存储结型存储器	273
9.2	Si SET 用作存储器	276
9.3	室温工作的浮栅存储器	280
9.4	硅纳米晶体存储器	285

9.5 纳米晶体浮栅存储器的保持性质	287
第 10 章 超小半导体器件的量子输运模型	298
10.1 非平衡格林函数模型	299
10.2 量子玻尔兹曼方程	300
10.3 维格纳函数模型	303
10.4 维格纳函数输运方程中的量子修正	305
10.5 非平衡格林函数的量子输运理论	306
10.6 福克-普朗克模型	311

第 0 章 引 言

大规模集成电路的发展遵循摩尔定律. 目前光刻技术已经突破 100 nm, 进入纳米加工时代. 65 nm 工艺已经量产, 全新技术高 K 金属栅的 45 nm 工艺也已量产. 预计到 2020 年, 我们将期待动态随机存储器 (DRAM) 的内存达到 1 Tb (10^{12} 比特). 通常有效栅长度每一代只减小 1.4 倍, 也就是器件密度增加 1 倍, 其他来自芯片尺寸变大. 这意味着如果我们用 100 ~ 150 nm 技术制造 4 Gb 芯片, 按照这个规律外插, 30 nm 技术将能制造内存 1 Tb 的芯片. 到 2025 年将有可能突破 10 nm 工艺节点, 实现集成度达到 1 万亿个晶体管的目标.

在栅长度小于 50 nm 的器件中, 电子将在 0.5 ps 时间内以饱和速度穿过这个长度. 而载流子的非弹性平均自由程 (在这距离内它们失去相的信息) 是 50 ~ 100 nm 的量级, 也就是与栅的长度相比拟. 因此在这种器件中将出现量子效应, 这已经由实验证实. 在美国的亚利桑那大学和日本索尼公司实验室里制成 25 ~ 30 nm 的器件时, 发现它们的性能与通常场效应晶体管 (FET) 产品 (栅长大于 100 nm) 不同, 通过栅耗尽层的隧穿对电流有明显的贡献. 由于这个效应, 栅的控制作用大大减弱^[1]. 因此在集成度提高的同时, 器件将会出现许多问题, 如: 金属连线中的时间延迟或信号损失、漏电流以及器件减小引起的量子效应等.

0.1 特征长度

当器件的尺寸大于电子平均自由程时, 其中电子的运动可以被看成是经典的, 用玻尔兹曼方程描述. 这一节介绍半导体中的特征长度.

0.1.1 费米波长

二维电子气中的电子在低温下是简并的, 因此它的费米波矢

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad (0.1)$$

其中 n_s 是二维电子气的电子面密度. 费米波长

$$\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F} = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (0.2)$$

对于电子密度 $n_s = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 费米波长为 35 nm. 在低温下电流主要由费米能量附近的电子贡献, 其他能量小于费米能量的电子对电导没有贡献. 因此费米波长是一个有关的长度.

0.1.2 平均自由程

半导体中电子运动将受到杂质、缺陷或声子的散射, 动量弛豫时间 τ_m 与散射时间 τ_s 之间有以下关系:

$$\frac{1}{\tau_m} = \frac{1}{\tau_s} \alpha_m \quad (0.3)$$

其中 α_m 是一个介于 0 与 1 之间的常数, 代表不同散射对动量弛豫的“有效性”.

平均自由程 L_m 定义为电子失去它的动量之前所经过的距离, 即

$$L_m = v_F \tau_m \quad (0.4)$$

其中 v_F 是费米速度, 对于电子密度 $n_s = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 由 (0.1) 式得

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar}{m^*} \sqrt{2\pi n_s} = 3 \times 10^7 \text{ cm/s} \quad (0.5)$$

其中 m^* 是电子有效质量, m_0 是电子的静止质量, 取 $m^* = 0.067 m_0$. τ_m 一般为 100 ps 量级, 则由 (0.4) 式得到 $L_m = 30 \text{ } \mu\text{m}$.

0.1.3 相弛豫长度

相弛豫长度是一个电子波的位相被破坏以前所经过的距离. 同样相弛豫时间 τ_ϕ 与散射时间 τ_s 之间有如 (0.3) 式的关系:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_s} \alpha_\phi \quad (0.6)$$

其中 α_ϕ 代表散射对相破坏的有效性.

为了理解相破坏的概念, 设想一个 A-B 环的实验. 入射电子束在环的一端分成两路, 分别沿着环的上下臂运动, 在环的另一端会合. 如果上、下臂的长度相等, 则在会合点两个波的位相相等, 振幅增加. 设想在某一个臂中有一个杂质或缺陷 (称散射子), 它将对经过的电子波散射. 因为

是弹性散射,所以不改变电子的能量,只改变它的位相.这样当两个电子波会合时,它们的位相就不相等,不匹配,干涉的结果使振幅减小.

如果在垂直于环的方向上加一磁场,则在上、下臂中运动的电子波函数分别加和减一个位相因子,它与穿过环的磁通量 Φ (磁场强度乘以环的面积)成正比.因此经过环的电子波的振幅将随 Φ 而振荡,这就是 A-B 效应.在一个臂中有散射子的情况下,虽然在 $\Phi = 0$ (磁场为零)时,振幅减小,但是随着磁场的增加,振幅随 Φ 振荡的性质不变,在一定的 Φ 下,振幅又达到它的极大值.也就是说,由于散射子损失的位相由磁场补回来了.因此在这种情况下,我们认为

$$\alpha_{\varphi} = 0, \tau_{\varphi} \rightarrow \infty \quad (0.7)$$

也就是静止散射子的弹性散射不影响位相弛豫时间.这一点已经由实验证实.实验发现,通常 A-B 环 2 个臂的长度远大于平均自由程 L_m ,也就是电子经过一个臂时,经过了多次动量弛豫散射,但是实验仍观察到 A-B 振荡.

影响位相弛豫的主要是电子-声子的非弹性散射.声子是晶格振动的模,它不像杂质、缺陷那样位于空间的一个固定点,它对电子的散射具有随机的性质.同时由于是非弹性散射,每次散射电子增加或减少一个声子的能量.经过声子散射后的两个电子波会合后,它们之间的位相关系是无规的,因此测得的电子波振幅平均值减小.

假设在时间 τ_{φ} 以后,电子由声子散射得到的均方能量 $(\Delta\varepsilon)^2$ 是每次散射得到的能量平方乘以散射的次数,

$$(\Delta\varepsilon)^2 = (\hbar\omega)^2 (\tau_{\varphi}/\tau_s) \quad (0.8)$$

其中 $\hbar\omega$ 是声子能量.位相弛豫时间定义为在时间 τ_{φ} 以后,电子位相变化的均方值为 1 的量级,

$$(\Delta\varepsilon)\tau_{\varphi} = 1 \quad (0.9)$$

由(0.8)和(0.9)式,可得到

$$\tau_{\varphi} = \left(\frac{\tau_s}{\hbar^2 \omega^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (0.10)$$

因此对低频声子(声学声子),它对位相弛豫的贡献小.引起位相弛豫的主要是光学声子.

在低温下,位相弛豫的主要根源是电子-电子散射.电子-电子散射的

频率依赖于电子能量 E 与费米能量 E_F 之差 $\Delta = E - E_F$. Δ 越小, 由于泡利不相容原理, 能散射的态就少, 因此散射概率趋于零. 在二维电子气中, 已经证明

$$\frac{\hbar}{\tau_\phi} \sim \frac{\Delta^2}{E_F} \left[\ln \left(\frac{E_F}{\Delta} \right) + \text{const} \right] \quad (0.11)$$

因为热电子的平均能量 $\Delta \sim k_B T$, 因此 τ_ϕ 与温度的关系只需将(0.11)式中的 Δ 换成 $k_B T$ 就可.

通常在高迁移率的半导体中, 有 $\tau_\phi \leq \tau_i$. 在低迁移率半导体中, 已经证明, $1/\tau_\phi$ 除了由电子-电子散射引起的(0.11)式以外, 还有与温度成线性关系的一项, 这是由弱局域化引起的. 另外, 在低迁移率半导体和多晶金属薄膜中, τ_ϕ 变化不大, 但 τ_i 将大大减小, 因此 $\tau_i \ll \tau_\phi$.

0.2 超小器件中的非平衡输运

当器件的尺寸小于 100 nm 时, 外加几个 eV 的电压将导致器件内产生电场强度高达 10 000 V/cm 的强电场. 强电场将使得电子的漂移速度达到 10^7 cm/s, 引起碰撞电离. 这种电子称为“热电子”, 由于它来不及与周围环境交换能量, 所以它的平均能量高于热平均值 $k_B T$.

当电场强度小时, 电子的漂移速度与电场强度 E 成线性关系, 即

$$v_d = \mu E \quad (0.12)$$

比例常数 μ 称为迁移率. 满足上述关系的区域称为线性响应区域, 在这区域中, 爱因斯坦关系将扩散系数 D 用迁移率和热平衡温度表示:

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (0.13)$$

其中 e 是电子电荷的值. 能斯特 (Nyquist) 关系将回路的平均噪声功率 P_{av} 与频率带宽 Δf 之比用热平衡温度表示:

$$\frac{P_{av}}{\Delta f} = k_B T \quad (0.14)$$

因此在热平衡时,

$$\frac{P_{av}}{\Delta f} = k_B T = \frac{eD}{\mu} \quad (0.15)$$

这正是涨落-耗散定理的宏观表示式。

在热电子区域,爱因斯坦关系和能斯特关系一般不再成立.图 0.1 示意地说明了在线性响应区和热电子区漂移速度、扩散系数和白噪声与外电场的关系^[2],它们主要表现为:

1. 偏离欧姆定律,漂移速度与电场成非线性关系.
2. 偏离爱因斯坦关系,扩散系数依赖于电场强度.
3. 偏离能斯特关系,单位带宽的噪声功率(称白噪声温度)随电场增加而增加.
4. 微分迁移率 $\mu' = dv_d/dE$ 、扩散系数 D 、白噪声温度 T_n 相对于电场的各向异性.
5. 电场高于一临界值时的负微分迁移率等.

图 0.1 是漂移速度、扩散系数和噪声温度作为电场函数的示意图^[2].由图可见,在线性响应区域,电场强度很小,它随时间和空间的变化很小,因此电子分布函数可看作偏离平衡分布函数的一个小量.这时可以用玻尔兹曼方程来描述输运现象,漂移速度与电场强度成正比,扩散系数和噪声温度不随电场强度变化.在热电子区域,输运是非稳态的,分布函数与平衡分布函数偏离较大,随空间、时间有较大的变化.漂移速度、扩散系数和噪声温度随电场作非线性的变化.但一般认为,玻尔兹曼方程和分布函数的概念仍成立,它的 3 个主要假设,即有效质量和能带模型、碰撞在空间和时间上是瞬时(点)的、散射与电场无关也都成立.但是解玻尔兹曼方程不能采取通常的微扰展开方法,需要用蒙特卡罗数值模拟方法.

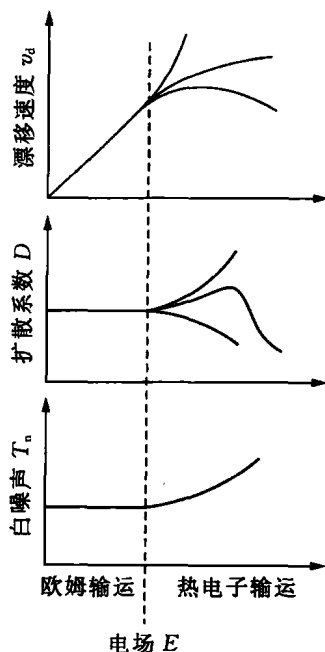


图 0.1 漂移速度、扩散系数和噪声温度作为电场函数的示意图

0.3 量子效应

热电子效应是由于器件尺寸小产生的非线性输运现象,但电子运动仍是经典的.如果器件尺寸进一步减小,则会出现一系列的量子效应.