

“十三五”国家重点图书出版规划项目
空间环境效应科学与技术著作

抗辐射双极器件加固导论

INTRODUCTION TO
HARDENING OF BIPOLAR
DEVICES FOR RESISTANCE
TO SPACE RADIATION

李兴冀 杨剑群 刘超铭 著

哈尔滨工业大学出版社
HARBIN INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

5” 国家重点图书出版规划项目
境效应科学与技术著作

抗辐射双极器件加固导论

INTRODUCTION TO
HARDENING OF BIPOLAR
DEVICES FOR RESISTANCE
TO SPACE RADIATION

李兴冀 杨剑群 刘超铭 著



哈尔滨工业大学出版社
HARBIN INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

内 容 简 介

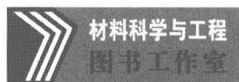
本书从我国宇航用电子元器件实际需要出发,总结作者多年的研究成果,论述了双极工艺器件辐射损伤效应的基本特征和微观机制,提出了双极工艺器件抗辐射加固原理与技术研究的基本思路,涉及半导体物理与器件基础、空间带电粒子辐射环境表征、双极器件电离辐射损伤效应、双极器件位移损伤效应、双极器件电离/位移协同效应、双极器件抗辐射加固相关问题及双极器件辐射损伤效应评价方法等内容,可供从事宇航用电子元器件科研和生产的科技人员以及高等院校相关专业师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

抗辐射双极器件加固导论/李兴冀,杨剑群,刘超铭著. —哈尔滨:
哈尔滨工业大学出版社,2019.1
ISBN 978—7—5603—6467—4

I. ①抗… II. ①李… ②杨… ③刘… III. ①双极器件—加固
IV. ①TN303

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 025022 号



策划编辑 许雅莹 杨 桦 张秀华
责任编辑 李长波 庞 雪
封面设计 卞秉利
出版发行 哈尔滨工业大学出版社
社 址 哈尔滨市南岗区复华四道街 10 号 邮编 150006
传 真 0451—86414749
网 址 <http://hitpress.hit.edu.cn>
印 刷 哈尔滨艺德印刷有限责任公司
开 本 787mm×960mm 1/16 印张 23.25 字数 508 千字
版 次 2019 年 1 月第 1 版 2019 年 1 月第 1 次印刷
书 号 ISBN 978—7—5603—6467—4
定 价 58.00 元

(如因印装质量问题影响阅读,我社负责调换)

前 言

春秋几易,寒来暑往,多少个披星戴月的夜晚,多少次反反复复的试验,又有多少次课题组的热烈研讨,才积淀了今日的些许文字。美好的回忆,收获的欣喜,都不及科研者追梦的激情。我们就像沉迷于科研世界的追梦者,在空间环境与材料和器件相互作用的研究领域里快乐地驰骋——学习、试验、研讨。课题组成员戮力同心、攻坚克难、孜孜以求、日积月累,才修成此书初稿。后幸得恩师杨德庄教授的帮助,不吝提出宝贵意见,尽其毫厘之力亲笔修正,方得今日之稿,三人不胜感激。

航天事业的飞速发展,对科研工作者提出了难得的机遇和挑战,需要鼎力发展先进的航天材料和器件,推动国家航天事业的发展。宇航用电子元器件是影响航天器在轨服役行为的关键器件。世界各航天大国均投入大量人力、物力和财力,研究如何提高宇航用电子元器件的在轨寿命和可靠性。空间带电粒子辐射是导致电子元器件在轨性能退化及能否可靠工作的最主要的环境因素。电子元器件与空间带电粒子的相互作用发生在太空,直接进行在轨研究难度大,有效的途径是进行地面模拟研究。目前我国电子元器件辐射损伤效应研究的基础尚比较薄弱,国内多跟踪国外的相关研究成果。在这样的背景下,作者所在的课题组对抗辐射双极器件的损伤效应与机理进行了潜心钻研。

本书基于作者多年的研究成果,论述了双极工艺器件的辐射损伤效应特征、损伤机理、抗辐射加固原理及技术途径。内容遵循适用、求实、创新的原则,文字删繁就简;数据求真求实,均来自多次试验的准确记载;观点力求标新立异,凸显课题组研究的新理念、新成果,可供从事抗辐射电子元器件科研和生产的科技人员及高等院校相关专业的师生参考。

“片言之赐,皆我师也。”在本书的撰写过程中,恩师与众多同仁、课题组学生热情地与我们切磋、探究,促使我们不断地质疑问难,砥砺前行,特此表示诚挚的谢意。

抗辐射电子元器件辐射损伤效应特征、机理及加固技术研究是一条漫长之路,虽作者庶竭驽钝,也只是前行不足寸步。多年的研究所得仅是管窥蠡测,还有很多需要探究的地方,望读者批评指正。

作 者

2018 年 1 月于哈尔滨

目 录

第 1 章 半导体物理与器件基础	1
1.1 概 述	1
1.2 平衡半导体	2
1.2.1 本征半导体	3
1.2.2 非本征半导体	7
1.3 载流子输运现象	11
1.3.1 载流子的漂移运动	11
1.3.2 载流子的扩散运动	15
1.4 非平衡载流子	17
1.4.1 载流子的产生和复合	17
1.4.2 过剩载流子的性质	20
1.4.3 掺杂及过剩载流子小注入的约束条件	24
1.4.4 准费米能级	25
1.4.5 过剩载流子的寿命	26
1.5 双极晶体管基本原理	29
1.5.1 概述	29
1.5.2 偏置模式	32
1.5.3 双极晶体管电流	34
1.5.4 电流分量	36
1.5.5 电流增益	38
1.5.6 异质结双极晶体管	40
1.6 双极晶体管类型	41
1.6.1 NPN 型双极晶体管	41
1.6.2 PNP 型双极晶体管	41
1.6.3 改进型双极晶体管	42
1.7 双极晶体管电性能及缺陷分析测试方法	44
1.7.1 电性能参数测试	44
1.7.2 栅扫描分析方法	44

1.7.3	亚阈值扫描分析方法	46
1.7.4	深能级缺陷分析方法	47
1.7.5	辐射缺陷退火试验方法	49
	本章参考文献	50
第 2 章	空间带电粒子辐射环境表征	51
2.1	概 述	51
2.2	太阳活动对空间带电粒子环境的影响	53
2.3	地球辐射带粒子环境	56
2.3.1	地磁层结构特点	56
2.3.2	地球辐射带	59
2.3.3	地球辐射带质子模式及其选用	61
2.3.4	地球辐射带电子模式及其选用	66
2.4	银河宇宙线粒子环境	70
2.4.1	银河宇宙线一般特点	70
2.4.2	常用的银河宇宙线模式	71
2.4.3	银河宇宙线模式选用	73
2.5	太阳宇宙线粒子环境	73
2.5.1	太阳宇宙线一般特点	73
2.5.2	常用的太阳宇宙线模式	74
2.5.3	太阳宇宙线模式选用	78
2.6	近地轨道带电粒子能谱计算	79
2.6.1	轨道能谱计算相关内容	79
2.6.2	轨道能谱的计算流程	79
2.6.3	典型轨道的辐射带粒子能谱	80
2.7	带电粒子辐射损伤能力判据	82
2.7.1	带电粒子与物质交互作用基本特点	82
2.7.2	带电粒子辐射能量损失计算方法	85
2.7.3	带电粒子辐射吸收剂量计算方法	87
2.7.4	器件单位注量辐射吸收剂量计算	88
2.7.5	带电粒子辐射损伤能力的判据	90
	本章参考文献	92
第 3 章	双极器件电离辐射损伤效应	94
3.1	概 述	94
3.2	双极器件电离损伤效应基本特征	98

3.2.1	辐照源选择	98
3.2.2	Gummel 曲线变化规律	99
3.2.3	电流增益变化规律	105
3.3	双极器件电离损伤缺陷表征	110
3.3.1	电离辐射缺陷演化规律	110
3.3.2	电离辐射缺陷的 DLTS 谱分析	118
3.3.3	电离辐射缺陷的 GS 和 SS 测试	122
3.4	双极器件电离损伤影响因素	128
3.4.1	电离辐射剂量率因素	128
3.4.2	电离辐射粒子因素	136
3.4.3	器件偏置条件因素	139
3.4.4	器件结构因素	143
3.4.5	氢气气氛因素	145
3.5	电离辐射缺陷产生过程	148
3.5.1	粒子与靶材料相互作用概述	148
3.5.2	电离辐射损伤过程	151
3.5.3	氧化物电荷退火效应表征	155
3.5.4	界面态陷阱特性	161
3.5.5	边界陷阱	169
3.6	双极晶体管电离损伤相关问题	170
3.6.1	概述	170
3.6.2	载流子复合	171
3.6.3	过剩基极电流	174
3.6.4	双极晶体管退火效应	175
3.6.5	开关偏置效应	176
3.6.6	双极晶体管电离损伤模型	178
3.6.7	低剂量率辐射增强效应	187
	本章参考文献	190
第 4 章	双极器件位移损伤效应	195
4.1	概 述	195
4.2	位移辐射损伤效应基本特征	197
4.2.1	辐照源选择	197
4.2.2	Gummel 曲线变化规律	200
4.2.3	电流增益变化规律	204

4.3	双极器件位移缺陷表征及演化	209
4.3.1	深能级瞬态谱分析	209
4.3.2	不同能量重离子辐射缺陷演化	210
4.3.3	不同种类重离子辐射缺陷演化	216
4.3.4	不同重离子源位移辐射效应对比分析	219
4.4	位移损伤影响因素	220
4.4.1	偏置条件	220
4.4.2	器件类型	223
4.4.3	器件结构参数	224
4.5	位移损伤效应机理	225
4.5.1	概述	225
4.5.2	位移能量阈值	226
4.5.3	位移损伤缺陷	227
4.5.4	位移缺陷对半导体电性能的影响	231
4.5.5	位移损伤等效关系	235
	本章参考文献	239
第5章	双极器件电离/位移协同效应	241
5.1	概 述	241
5.2	电离/位移协同效应基本特征	243
5.2.1	辐照源的选择	243
5.2.2	Gummel 曲线变化规律	244
5.2.3	电流增益变化规律	248
5.3	辐射损伤缺陷表征	255
5.3.1	异种粒子协同辐射缺陷分析	255
5.3.2	单一种粒子辐射缺陷分析	258
5.4	辐射损伤机理	266
5.4.1	低能质子和电子综合辐照	266
5.4.2	偏置条件对低能电子/质子综合辐照的影响	269
5.4.3	重离子和电子综合辐照	271
5.4.4	高能质子单独辐照	277
5.4.5	协同效应模拟仿真分析	281
5.4.6	电离/位移协同效应物理模型	283
	本章参考文献	290

第 6 章 双极器件抗辐射加固相关问题	293
6.1 引 言	293
6.2 双极器件辐射损伤敏感部位界定	293
6.2.1 电离辐射损伤敏感部位	294
6.2.2 位移辐射损伤敏感部位	296
6.3 抗辐射双极器件工艺优化	298
6.3.1 氧化物层工艺	298
6.3.2 基区表面浓度控制	300
6.3.3 发射极工艺因素	301
6.3.4 基区极性	302
6.4 抗辐射双极器件结构设计准则	303
6.4.1 抗电离辐射器件设计准则	303
6.4.2 抗位移辐射器件设计准则	306
6.5 双极电路与晶体管损伤的关联	307
6.5.1 概述	307
6.5.2 数字双极电路	309
6.5.3 模拟双极电路	310
6.6 新型抗辐射半导体材料应用前景	316
6.6.1 SiGe 半导体材料	316
6.6.2 GaAs 半导体材料	320
6.6.3 SiC 半导体材料	323
本章参考文献	325
第 7 章 双极器件辐射损伤效应评价方法	328
7.1 引 言	328
7.2 双极器件辐射损伤模拟试验方法	329
7.2.1 空间辐射环境与地面模拟环境的差异	329
7.2.2 总剂量效应试验评价方法	330
7.2.3 位移损伤效应试验评价方法	332
7.3 低剂量率增强效应地面加速试验方法	333
7.3.1 高温辐照加速方法	333
7.3.2 高剂量率加偏辐照加速方法	336
7.3.3 开关剂量率辐照加速方法	339
7.3.4 加氢预处理高剂量率辐照加速方法	343
7.3.5 不同低剂量率效应加速评估方法对比	345

7.3.6	加氢预处理高剂量率辐照加速方法验证·····	346
7.4	器件在轨吸收剂量计算方法·····	349
7.4.1	空间带电粒子轨道微分能谱计算·····	349
7.4.2	轨道能谱吸收剂量计算·····	351
7.4.3	舱内器件吸收剂量计算举例·····	355
7.5	器件在轨性能退化预测方法·····	357
7.5.1	预测流程·····	357
7.5.2	预测基本思路·····	358
7.5.3	等效吸收剂量预测方法·····	359
7.5.4	等效注量预测方法·····	360
	本章参考文献·····	361

第 1 章 半导体物理与器件基础

1.1 概 述

从 1947 年第一只锗晶体管诞生和 1958 年第一块集成电路的出现,直至今天的甚大规模集成电路的不断发展,人类社会已从电子时代步入以微电子技术为基础的信息时代。随着知识经济的到来,作为信息产业强大基础的微电子技术正在迅速发展,同时带动了一批相关产业的崛起,微电子技术做出了世人瞩目的贡献。与此同时,随着人类空间活动的日益扩展和电子器件的广泛应用,空间环境对电子器件影响的重要性也日益突显。

人类 60 余年的航天活动实践表明,空间环境对航天器的要求是苛刻的、不可忽视的,有着极其重要的影响,是诱发航天器出现异常和故障的重要原因。其中,以空间带电粒子辐射环境对航天器的影响最为突出。高能带电粒子可以穿透航天器外部防护结构,在舱内电子元器件中产生电离辐射损伤、位移辐射损伤、单粒子事件和内部充放电等效应。这些效应都会引起电子元器件性能退化或失效,在严重情况下甚至导致在轨航天器发生故障。

与微电子工业广泛采用的金属—氧化物—半导体(Metal Oxide Semiconductor, MOS)晶体管相比,双极晶体管(Bipolar Junction Transistor, BJT)具有良好的电流驱动能力、噪声特性、线性度及优良的匹配特性等优点,在模拟电路、混合集成电路和双极互补金属—氧化物—半导体(Bipolar Complementary MOS, BiCMOS)电路等多种电子电路中有重要的应用。双极晶体管是微电子系统重要的组成部分,诸如,针对高频集成电路,人们将注意力放在超高速双极晶体管($f_T > 50 \text{ GHz}$)的研发上;基于 SiGe(锗化硅)和 GaAs(砷化镓)技术的双极晶体管为超高速的无线通信提供了有力支撑。因此,双极器件在各类航天器中有重要的应用。

迄今为止,在空间环境中应用的双极晶体管还主要基于硅基技术。在信号传输速度、线性度、跨导、电流驱动等方面,双极晶体管比场效应晶体管(MOSFET)有很多优势。截止频率 f_T 是晶体管的一个重要参数。对于双极晶体管,截止频率可通过下式计算^[1]:

$$f_T = 2 \frac{\mu_n}{(2\pi W_B^2)} \frac{kT}{q} \quad (1.1)$$

式中, μ_n 为电子迁移率; W_B 为双极晶体管的中性基区宽度; q 为电子电荷量; T 为温度; k 为玻耳兹曼常数。

而对于场效应晶体管,截止频率的计算公式如下^[1]:

$$f_T = \frac{3}{2} \frac{\mu_n}{(2\pi L^2)} (V_{GS} - V_T) \quad (1.2)$$

式中, μ_n 为电子迁移率; L 为 MOSFET 的沟道长度; V_{GS} 为 MOSFET 的栅极电压; V_T 为 MOSFET 的阈值电压。

对于该两种器件, f_T 随器件的关键尺寸或面积的增加而减小。当这两种器件在相同的电压下运行时,双极晶体管的基区宽度要比 MOSFET 的沟道长度小,截止频率会高很多。

双极技术和 MOS 技术都在微电子工业中扮演着重要角色。对于数字集成电路, MOS 技术更受青睐,原因是它具有高封装密度、低功率损耗和灵活的逻辑关系。然而,根据 Gray 和 Meyer^[1] 的说法,在需要大电流驱动能力和极高精密模拟性能的情况下,双极技术具有独特的优势,将会持续地在模拟电路中被广泛采用。模拟电路应用广泛,涉及运算放大器、稳压器、比较器、锁相器、模数转换器(Analog to Digital Converter, ADC) 和数模转换器(Digital to Analog Converter, DAC) 等。

此外,在空间环境中应用双极器件的另一项关键技术是 BiCMOS 技术。BiCMOS 技术是在一个基底上同时使用双极晶体管和场效应晶体管,能够联合模拟功能和数字功能,综合实现两种类型器件最擅长的功能。BiCMOS 技术便于充分发挥双极晶体管令人满意的开关速度、电流驱动、噪声性能、模拟能力和 I/O 速度等特点,同时可以使用互补金属—氧化物—半导体(CMOS) 器件的低功耗、小尺寸和复杂的数字逻辑结构。BiCMOS 技术的主要缺点是它的工艺步骤比单独的双极技术和 CMOS 技术要复杂,造价较高。

在空间辐射环境下,双极器件性能退化主要是少子寿命的降低所致。为了更好地揭示双极器件空间辐射损伤效应的基本特征与机理,需要认识和掌握载流子在双极器件中的输运状态和影响因素。为此,本章主要围绕载流子的输运、复合及双极晶体管的工作原理进行必要的阐述。

1.2 平衡半导体

本节将对本征与非本征半导体的性质建立基本的认识。尽管所讨论的大部分内容是基于 Si 材料,其基本内涵也适用于 Ge 材料和 GaAs、InP 及其他化合物半导体。通常所说的本征硅是指理想的、无缺陷的硅单晶,它没有任何的杂质或晶体缺陷(如位错和晶界)。在温度高于绝对零度的条件下,晶格中的 Si 原子将按照某种能量分布产生振动。这种振动的平均能量一般低于 $3kT$ (k 为玻耳兹曼常数; T 为绝对温度)。振动着的 Si 原子通常不会破坏彼此之间的价键,而某些区域的局域晶格振动却可能具有足够的能量,使 Si 原子之间的价键断裂。某两个 Si 原子之间的价键一旦被破坏,就会产生一个“自由电子”,它

在晶体中做无规则运动,且可在电场的作用下参与导电过程。这种受到破坏的 Si 原子键合失去了一个电子,致使该处带正电。在键位中由于失去电子而留下的空位被称为空穴。邻近价键的电子能够容易地隧穿到这种断键处并填充空穴,于是产生了空穴向隧穿电子原来所占位置的转移。因此,通过邻近价键的电子的隧穿,空穴也可以自由地在晶体中做无规则运动,并可在外加电场作用下参与导电。在本征半导体中,热激发产生的自由电子数等于空穴数。

非本征半导体是指在半导体中添加了杂质,杂质可以提供额外的电子或空穴。例如在 Si 中掺 As 或 P 时,每个 As 或 P 原子在 Si 晶体中起施主的作用,可为晶体提供一个自由电子。因为这种自由电子不是来自断裂的 Si 键,非本征半导体中电子与空穴的数目是不相等的。掺 As 或 P 的 Si 中将具有过量的电子。这种自由电子过量的 Si 晶体称为 N 型硅,主要是由电子的运动产生导电过程。如果掺杂(如掺 B)使空穴的浓度超过自由电子的浓度,所得到的 Si 晶体称为 P 型硅。

1.2.1 本征半导体

当某个 Si 原子位于其他 Si 原子附近时,使得能级相互作用而出现电子轨道的混叠,并产生新的杂化轨道。一个 Si 原子可以与 4 个相邻的 Si 原子键合,每个 Si—Si 键对应一个轨道。该 Si 原子的每一个价键轨道具有两个自旋的电子,因而轨道是满的。邻近的 Si 原子还可以与其他的 Si 原子形成共价键,由此可形成三维的 Si 原子网络。每个 Si 原子与周围 4 个相邻的 Si 原子形成共价键,呈现体心正四面体型分布,所形成的 Si 晶体具有金刚石结构。Si 晶体的价键分布二维简化图和绝对零度条件下的能带图分别如图 1.1(a) 和 (b) 所示^[2]。能带图的纵坐标表示晶体中电子的能量。价带(V_B)包含了与价键轨道交叠对应的电子状态。Si 晶体中所有的价键轨道都被价电子填满。在绝对零度的温度条件下,价带被价电子填满,而导带呈现空电子状态。导带(C_B)包含了更高能量的电子状态,这些状态与非束缚轨道的交叠相对应。导带与价带被能隙 E_g 分隔, E_g 又称为带隙或禁带宽度。价带的顶部能级标记为 E_v ,导带的底部能级标记为 E_c 。从 E_c 到真空能级的距离,即导带的宽度,称为电子的亲能和 χ 。图 1.1(b) 所示的能带图结构适用于所有的晶体半导体,不同的半导体材料只需将电子能量分布做适当的变化。

通常, Si 晶体的导带中存在许多空的能级。导带中填充的电子可以在晶体内自由运动,也可以对外加的电场做出响应。导带中的电子能够很容易地从电场得到能量并移动到更高的能级,因为这些能级是空的。价带中电子的激发需要的最小能量为 E_g 。当一个能量为 $h\nu > E_g$ 的光子激发价带中的一个电子时,该电子可吸收入射光子,得到足够越过禁带 E_g 的能量并到达导带,如图 1.2(a) 所示。其结果是产生了一个电子和一个空穴,如图 1.2(b) 所示,这对应于在价带中失去了一个电子。在诸如 Si 和 Ge 这样的某些半导体中,吸收光子的过程还会涉及晶格振动(Si 原子的振动),但这种变化在图 1.2(b) 中没有

表示出来。

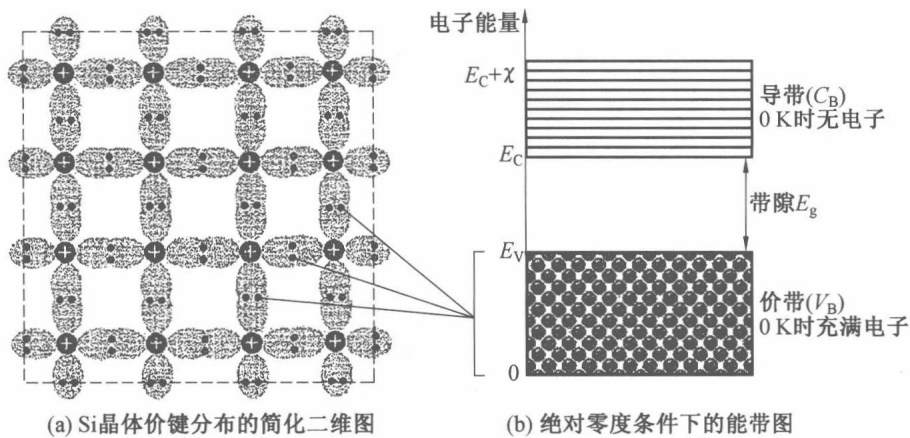


图1.1 Si 晶体的价键分布二维简化图和绝对零度条件下的能带图

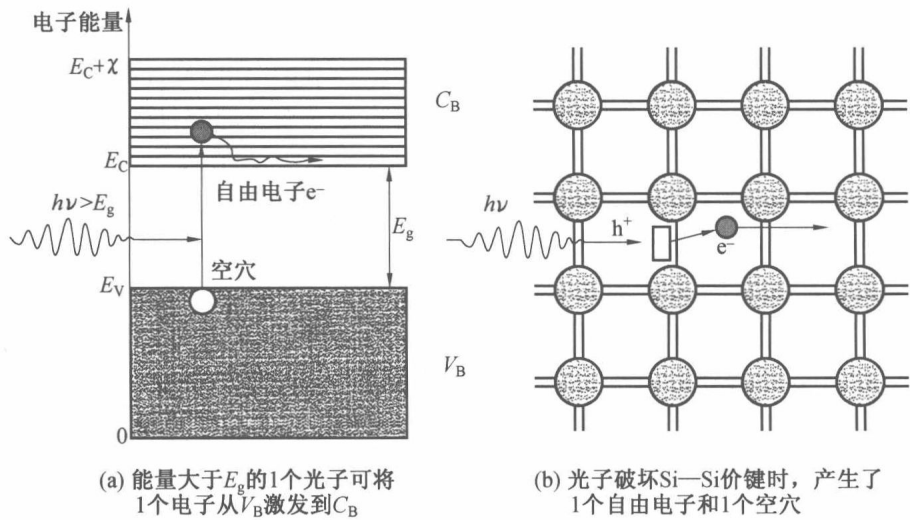


图1.2 电子的激发与 Si—Si 键的破坏

除了上述光辐射作用下,可由能量 $h\nu > E_g$ 的光子产生电子—空穴对外,也可由热的作用诱发电子—空穴对。在热能的作用下,Si 晶体中的原子不停地振动,导致 Si 原子之间的价键周期性地变形。若某个区域的 Si 原子在某瞬间出现异常振动,可使得其相应的价键过度伸展,如图 1.3 所示。这种过度伸展的价键有可能断裂,并因此释放电子到导带(电子获得了“自由”,成为自由电子)。价带中失去电子留下的空电子状态即为空穴。在图 1.3 中,自由电子和空穴分别以 e^- 和 h^+ 表示。导带中的自由电子可在晶体中无规则地运动,也可在外加的电场中提供电导。价带中空穴周围的区域带正电荷,因为电子 e^- 已将负电荷从晶体的电中性的区域带走。空穴能够在晶体中自由地漫游,原因是邻近价键

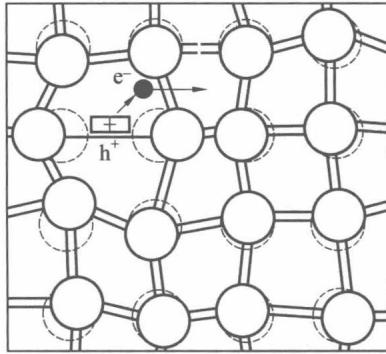


图1.3 Si原子的热振动破坏价键而产生电子—空穴对

的电子可以“跳跃”(即隧穿)而进入空穴,填充该位置的价电子态,以致在电子原来所在的位置产生一个空穴。实际上,电子的隧穿与空穴向相反的方向移动是等效的,如图1.4(a)所示。上述载流子的单步转移可以再次发生,引起空穴进一步被转移。其结果是空穴就像正电荷实体,可以在晶体中自由移动,如图1.4(a)~(d)所示。相对于最初电子的运动,空穴的运动是相对独立的。在外加电场的作用下,空穴会沿电场方向漂移而提供电导。显然,在半导体中存在两种类型的电荷载流子——电子与空穴。空穴实际上是价带中的空电子态,它的性能如同正电荷粒子,能够独立地对外加电场做出响应。

如果导带中的一个漫游的电子遇到价带中的一个空穴,该电子就会占据空穴,如图1.4(e)和图1.4(f)所示。这种电子从导带落入价带的现象称为复合,引起导带的电子与价带的空穴相互湮灭(annihilation)。电子从导带落入价带过程中,多余的能量在某些半导体(如GaAs和InP)中以光子的形式发射,而在Si和Ge中耗散于晶格振动(热能)。

如何确定电子浓度 n 和空穴浓度 p ? 按照图1.4(a)~(d)所示的过程,将状态密度乘以某个状态被占据的概率,然后在整个导带中对 n 积分(对电子)以及在整个价带中对 p 积分(对空穴)^[2]。定义 $g_c(E)$ 为导带的状态密度,即单位能量、单位体积中的状态数。在能量为 E 的某个状态,电子占据的概率由费米—狄拉克函数 $f(E)$ 界定。通过 $g_c(E) \cdot f(E)$ 可求得导带(C_B)中单位能量、单位体积的实际电子数 $n_E(E)$,则单位体积内能量在 E 到 $(E + dE)$ 范围的电子数为

$$n_E dE = g_c(E) f(E) dE \quad (1.3)$$

对式(1.3)从导带底(E_C)到导带顶($E_C + \chi$)积分,得到电子浓度 n (导带中每单位体积的电子数)的计算式为

$$n = \int_{E_C}^{E_C + \chi} n_E(E) dE = \int_{E_C}^{E_C + \chi} g_c(E) f(E) dE \quad (1.4)$$

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (1.5)$$

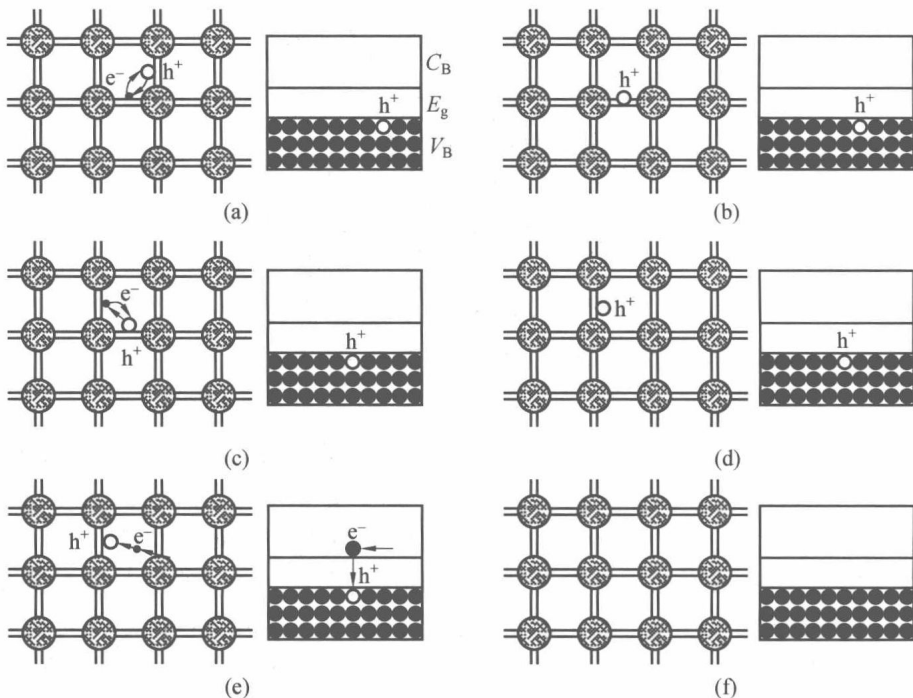


图 1.4 价带中空穴的形成、漫游及复合示意图
(源于邻近价电子的遂穿与空穴在晶体中漫游)

式中, k 为玻耳兹曼常数; T 为绝对温度; E_F 为费米能级。

假定 $E_C - E_F \gg kT$, 则下式成立:

$$f(E) = \exp[-(E - E_F)] \quad (1.6)$$

于是, 可以用玻耳兹曼统计替代费米-狄拉克统计, 就会得出如下结论: 导带中的电子数远小于导带中的状态数。通过推导最终可得

$$n = N_c \exp\left[-\frac{(E_C - E_F)}{kT}\right] \quad (1.7)$$

式中, N_c 为与温度有关的常量, 称为导带带边的有效状态密度。

类似地, 可求得价带中空穴的浓度如下:

$$p = \int_0^{E_V} p_E(E) dE = \int_0^{E_V} g_v(E) [1 - f(E)] dE \quad (1.8)$$

如果 E_F 至少比 E_V 高几个 kT , 则上式的积分可简化为

$$p = N_v \exp\left[-\frac{(E_F - E_V)}{kT}\right] \quad (1.9)$$

式中, N_v 为价带带边的有效状态密度。

在确定了自由电子浓度 n 和空穴浓度 p 的基础上, 可进一步求得两者乘积 np 的通用

表达式:

$$np = N_c N_v \exp\left[-\frac{(E_c - E_v)}{kT}\right] = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (1.10)$$

式中, $E_g = E_c - E_v$ 是禁带宽度(或带隙)。

该式右端 $N_c N_v \exp(-E_g/(kT))$ 是依赖于温度和材料性质的常量, 它与费米能级的位置无关。对于本征半导体的特殊情况, 自由电子浓度与空穴浓度相等, 即 $n = p$ 。若以 n_i 表示本征半导体浓度, 可将式(1.10) 右端表征为 $N_c N_v \exp(-\frac{E_g}{kT}) = n_i^2$, 从而得到

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (1.11)$$

式(1.11) 是热平衡条件下的通用公式, 它不包括存在外部激发(如光生效应) 的影响。该式说明, 乘积 np 是与温度有关的常量。如果由于某种原因使电子浓度增高, 则不可避免地会降低空穴浓度。常量 n_i 具有特殊的意义, 它代表着本征半导体中自由电子和空穴的浓度。本征半导体是电子浓度和空穴浓度相等且纯净的半导体晶体。所谓“纯”是指晶体中没有任何杂质。本征半导体也不涉及晶体缺陷, 原因在于晶体缺陷可以捕获某种电荷载流子而引起电子浓度与空穴浓度不相等。所谓“净”是指通过跨越禁带的热激发成对地产生电子与空穴。式(1.11) 是普遍有效的, 除本征半导体外, 也适用于非本征半导体。

1.2.2 非本征半导体

在纯净的半导体(如单晶硅) 中引入少量的杂质, 可以使得一种极性的载流子在数量上超过另一种极性的载流子。这种类型的非纯净半导体, 称为非本征半导体。例如, Si 中加入诸如 P 一类的 5 价杂质, 可以得到电子浓度远大于空穴浓度的半导体, 即 N 型半导体; 如果 Si 中加入诸如 B 一类的 3 价杂质, 则空穴浓度超过电子浓度, 得到 P 型半导体。掺杂是改变半导体中电子和空穴浓度的有效方法。

如果将少量的元素周期表中 V 族的 5 价元素(诸如 As、P 和 Sb) 引入到纯净的 Si 晶体中, 例如每百万个主体 Si 原子中仅掺杂一个 P 原子, 可使每一个 P 原子被数以百万计的 Si 原子包围, 从而迫使 P 原子按照相同的金刚石结构与 Si 原子结合。P 原子有 5 个价电子, 而 Si 原子只有 4 个价电子。当一个 P 原子与 4 个 Si 原子组合价键时, P 原子有一个电子未能组成价键, 该电子没有键合的机会, 便离开 P 原子, 并在围绕 P 原子的轨道上运行, 如图 1.5 所示。在这种情况下, P^+ 离子中心与沿轨道运行的一个电子一起, 如同在硅环境中形成了一个“H 原子”, 故可以按照“类 H 原子模型”, 计算使该电子离开 P 原子(即电离 P 杂质) 所需要的能量。假如这个“类 H 原子”处于自由空间, 把一个电子从基态(处于 $n=1$) 移动到远离原子中心位置所需要的能量为 $-E_n(n=1)$, 则在“类 H 原子”中电子的结合能 E_b 为