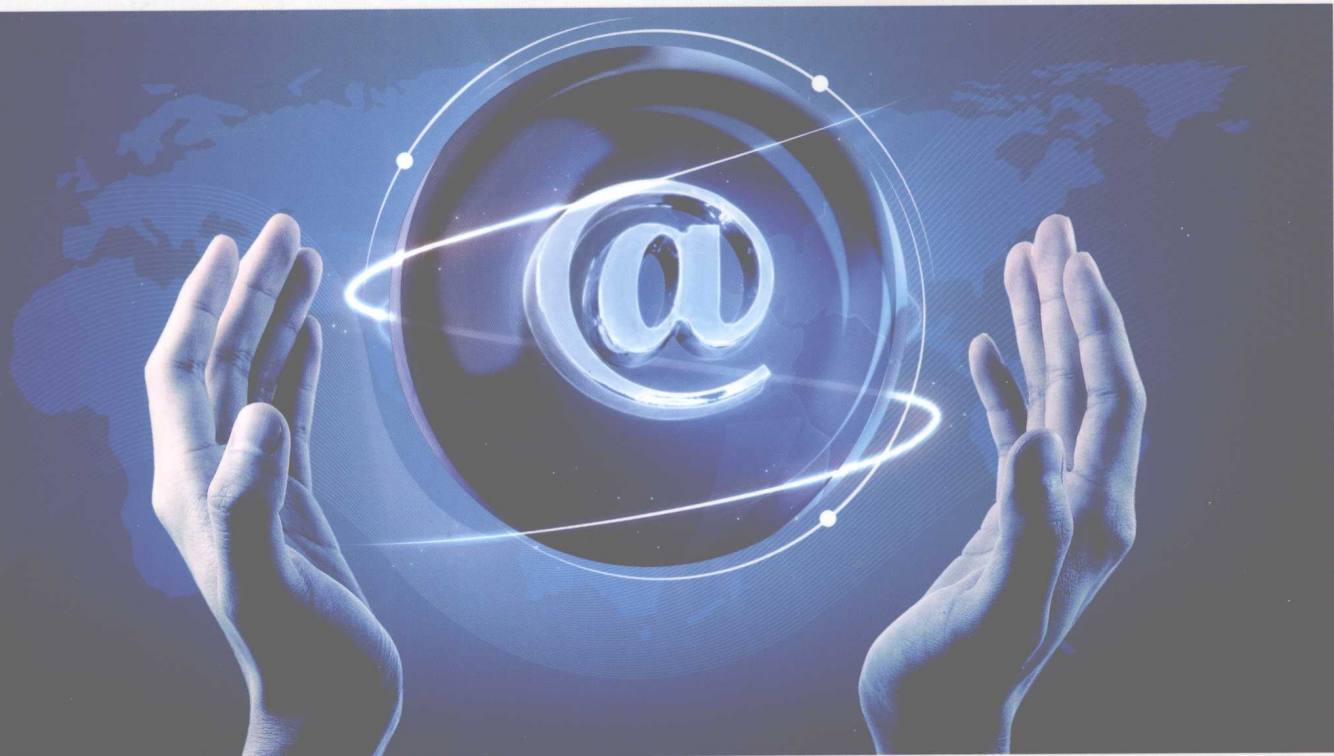




普通高等教育“十一五”国家级规划教材



光电信息技术

GUANG DIAN XIN XI JI SHU

编著 | 杨永才 何国兴 马军山

东华大学出版社

普通高等教育“十一五”国家级规划教材

光电信息技术

杨永才 何国兴 马军山 编著
秦积荣 主审

东华大学出版社

内 容 简 介

光电信息技术是光子技术与微电子技术的结合,是现代信息技术的核心,已广泛应用于各行各业。本书比较全面地介绍了光电信息技术的物理基础、电光信息转换、光电信息转换和光电信息技术的应用与开发,比较注重光电信息技术应用与开发的新成果和新发展。

本书可供高等院校、科研院所光信息科学与技术、测控技术与仪器、电子信息工程、计算机、自动化、应用物理等专业的高年级大学生和光学类、检测类、信息类、通讯类等研究生作为必修课或选修课教材。对上述领域内从事研究、开发、生产的工程技术及研究人员也很有参考价值。

图书在版编目(CIP)数据

光电信息技术 / 杨永才等编著. —2 版. —上海:
东华大学出版社, 2009. 1

ISBN 978 - 7 - 81111 - 493 - 5

I. 光... II. 杨... III. 光电子技术: 信息技术
IV. TN2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 002007 号

责任编辑 张 平

封面设计 苏 迪

光电信息技术

杨永才 何国兴 马军山 编著

东华大学出版社出版

(上海市延安西路 1882 号 邮政编码: 200051)

新华书店上海发行所发行 无锡江溪书刊印刷厂

开本: 787×1092 1/16 印张: 17.5 字数: 431 千字

2009 年 4 月第 2 版第 1 次印刷

印数: 1—3 000

ISBN 978 - 7 - 81111 - 493 - 5/TS · 106

定价: 35.00 元

序

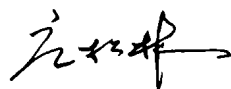
随着现代信息技术的发展,光子以其独特的优点,具有极快的响应速度,极大的频宽,信息容量和极高的信息效率推动信息科学技术的发展,具有越来越大的竞争力,光电信息产业在市场的份额逐年增加。光子技术与微电子技术结合,相互交叉、相互渗透与补充已经成为信息科学技术的主体之一,光子和微电子是现代信息产业的基础和核心,光电信息产业已成为世界上发达国家的主导产业。美国政府已将光子学与光子技术列为国家发展的重点,认为该领域“在国家安全与经济竞争方面有深远的意义和潜力”,并肯定“通信和计算机研究与发展的未来世界属于光子学领域”,美国商务部指出:“90年代,全世界光子产业以比微电子产业高得多的速度发展,谁在光子产业方面取得主动权,谁就将在21世纪的尖端科技的较量中夺魁”。在德国,政府已确定光子学是本世纪初“对保持德国在国际技术市场上的先进地位至关重要的关键技术之一”。在日本有评论认为“21世纪具有代表意义的主导产业,第一是光子产业,第二是信息通信产业……”。

我国政府十分重视光电子技术和产业的发展,已将它列入国民经济优先发展的领域,把光电子产业列为国家重点发展计划,继1986年3月王大珩等四位专家倡导的“863计划”之后,在此基础上开始了“973计划”,这两个高科技计划的重点是光电子产业。据国家统计资料显示,受信息化、数字化、网络化浪潮的推动,中国的光电信息市场和产业也呈现出高速增长态势,成为拉动整个国民经济增长的第一支柱产业。1999年底全国范围内建成了“八横八纵”的光缆网。武汉、广东和长春等地提出了建设中国光谷的规划。

现代信息技术的发展,迫切需要培养一大批掌握光电信息技术的专门人才,也迫切需要普及光电信息技术方面的基础知识,然而,目前系统介绍这方面内容的书籍少见。《光电信息技术》一书的出版,正好填补了这方面的空白。本书作者多年来一直在上海理工大学和东华大学等高校的信息类和测控类专业讲授这方面内容的课程,并从事光电信息技术方面的科研工作,实践中积累的教学、科研经验有助于作者较深刻地理解光电信息技术的原理、结构和应用,本书对光电信息技术理论基础、光电信息转换、光电信息转换和光电信息技术应用与开发等进行了系统的讲述,且条理清晰,层次分明,深入浅出,实用性强,对这一领域的最新发展也都有所包含,许多内容是作者直接的科研成果。

相信本书的出版将有益于高等院校、科研院所的教学、科研和人才培养工作,也有益于有关工程技术人员了解、掌握和应用光电信息技术方面的最新知识。

中国工程院院士



2009.2

前言

现代信息技术包含信息采集、信息传输和信息处理等内容。

信息采集:类似于人的感官系统,负责获得原始的信息,主要由各类传感器完成。传感器是将各类原始信息(被测控的非电物理量)转换成与之对应的易于处理的电信号输出的装置。在人的一生中,获得信息量最大的感官是眼睛,通过光获得的信息占总信息量的80%左右。同样,在各类传感器中,光电传感器以大容量、非接触、在线和主动获取信息而脱颖而出,可实现纳米级(高精度)和光子级(弱信号)测量,满足现代社会对信息获取的要求。

信息传输:类似于人的神经系统,负责信息的传送,属通讯领域。传统的通讯分有线(电缆)和无线(电磁波)两种,然而,这种通讯方式已满足不了现代大信息传输的要求。于是,大容量和高带宽的光通讯就诞生了,有线光通讯(光缆)正在替代电缆通讯,无线光通信也正在研制和发展中。

信息处理:类似于人的大脑系统,负责对信息的综合处理,显然由电子计算机完成。然而,尽管电子计算机处理速度在不断提高,但还是满足不了人们的要求,于是,计算机网络就诞生了,人们借助于光通信技术的发展,利用信息高速公路(光网)的多台计算机来得到或处理信息。为了进一步满足人们对大信息处理的要求,光计算机也正在研制中。

从上述分析可知,现代信息技术的主体是光子技术与微电子技术,而光子技术与微电子技术结合,它们相互交叉、相互渗透与补充,就形成了光电信息技术,光电信息技术的主要内容是电—光信息转换和光—电信息的转换及其应用,是现代信息技术的基础和核心。

光电信息技术发展之迅速使人惊叹万分,但此类内容的图书显得远不能适合目前我国光电信息技术发展的需要,高等院校和科研院所各相关专业的本科生和研究生也迫切需要一本合适的教材,为此作者编写了这本比较系统介绍光电信息技术理论、器件、应用和开发的教材。

本书是作者多年来从事光电信息技术方面教学和科研的成果汇编,也是国内外光电信息技术发展的缩影。在编写中,作者力图条理清晰,层次分明,深入浅出,降低学习难度,提高实用价值,读者只要具有大学物理和电子技术知识,就可学习本书内容,在掌握本书内容后有能力和接收日新月异的新成果并不断设计和开发光电信息技术应用的新产品。当然,由于光电信息技术发展迅速,涉及的学科范围很宽,加上作者的知识局限,难免在书中存在错漏,请读者不吝指正。

本书由东华大学何国兴教授编写第一章,上海理工大学马军山教授编写第二章和第四章的三、四节,其余由上海理工大学杨永才教授编写,并负责全书的策划和统稿工作。上海理工大学秦积荣教授为本书的编写提供了大量原始资料,并担任本书的主审。

最后作者要感谢中国工程院庄松林院士为本书写了序,感谢上海市教委高校课程建设基金对本书的资助,感谢教育部高等教育司将该书选定为普通高等教育“十一五”国家级规划教材。

作者
2009.2

目 录

序	1
前言	1
第一章 光电信息技术物理基础	1
§ 1.1 理论基础	1
§ 1.1.1 能带理论	1
§ 1.1.2 光电发射效应	4
§ 1.1.3 光电导效应	5
§ 1.1.4 光生伏特效应	10
§ 1.1.5 热释电效应	11
§ 1.2 光学基础	12
§ 1.2.1 光的概念与度量	12
§ 1.2.2 光学元器件	17
§ 1.2.3 光调制	32
§ 1.3 电路基础	43
§ 1.3.1 放大	43
§ 1.3.2 滤波	49
§ 1.3.3 比较	58
§ 1.3.4 采样保持	62
§ 1.3.5 模拟开关	63
第二章 电光信息转换	65
§ 2.1 发光二极管	65
§ 2.1.1 半导体光源的物理基础	65
§ 2.1.2 发光二极管的工作原理、结构及驱动	67
§ 2.1.3 LED 的特性	68
§ 2.1.4 LED 的特点及应用	69
§ 2.2 半导体激光器	71
§ 2.2.1 光学谐振腔与激光器的阈值条件	71
§ 2.2.2 半导体激光器的结构	72
§ 2.2.3 半导体激光器的特性	73
§ 2.2.4 LD 的应用	75
§ 2.3 液晶显示器	76

§ 2.3.1	液晶显示器原理	76
§ 2.3.2	液晶显示器的构造	79
§ 2.3.3	液晶显示器的驱动	80
§ 2.3.4	液晶显示器的特点及应用	82
§ 2.4	阴极射线管	84
§ 2.4.1	基本结构与工作原理	84
§ 2.4.2	主要单元	86
§ 2.4.3	CRT 显示器的驱动与控制	88
§ 2.4.4	CRT 的特点及应用	90
§ 2.5	等离子体显示板	91
§ 2.5.1	等离子体显示板的工作原理	91
§ 2.5.2	PDP 的结构及驱动方式	92
§ 2.5.3	PDP 的特征及应用	94
第三章	光电信息转换	95
§ 3.1	光电信息转换器件	95
§ 3.1.1	光电倍增管	96
§ 3.1.2	光敏电阻	101
§ 3.1.3	光电池	105
§ 3.1.4	光敏二极管(PD)	110
§ 3.1.5	光敏三极管	115
§ 3.1.6	热释电	116
§ 3.2	光电信息转换集成器件	121
§ 3.2.1	位置传感器(PSD)	121
§ 3.2.2	电荷耦合器(CCD)	123
§ 3.3	光电信息转换组合器件	128
§ 3.3.1	光电耦合器	128
§ 3.3.2	光电编码器	133
§ 3.3.3	光纤陀螺	138
第四章	光电信息技术应用	141
§ 4.1	光电检测	141
§ 4.1.1	光电检测基本方法	141
§ 4.1.2	几何量检测	146
§ 4.1.3	机械量检测	153
§ 4.1.4	温度检测	155
§ 4.1.5	机器人视觉系统	159
§ 4.2	光电控制	162
§ 4.2.1	光电继电器	162

§ 4.2.2 光电遥控	169
§ 4.2.3 光纤开关	172
§ 4.3 光纤通信	174
§ 4.3.1 光纤通信原理及构成	174
§ 4.3.2 光纤通信系统	180
§ 4.3.3 光纤网络系统	183
§ 4.4 光纤传感器	186
§ 4.4.1 元件型光纤传感器	186
§ 4.4.2 传输型光纤传感器	193
§ 4.5 其他应用	196
§ 4.5.1 激光打印机和复印机	196
§ 4.5.2 光盘存储	199
§ 4.5.3 摄像机和数码相机	202
§ 4.5.4 摄像测量	206
第五章 光电新产品开发举例	212
§ 5.1 轴振动光电在线精密测量仪开发	212
§ 5.2 色标传感器	216
§ 5.3 新型红外安全光幕	224
§ 5.4 天然光自动采集导光照明系统	231
§ 5.5 来电先闪光后响铃电话机	233
§ 5.6 农药残留物光电测定仪	235
§ 5.7 纺织品预缩率光电在线测定仪	239
§ 5.8 半导体激光器相对光频偏的干涉测量方法研究	243
§ 5.9 用热释电精确测定光学元件的光谱透过率	246
§ 5.10 片上系统在光纤陀螺全数字开环系统上的应用	250
§ 5.11 汽车输油管内外径光电在线测量研究	254
§ 5.12 双荧光标记生物芯片激光共聚焦检测系统	257
附录 1 思考题与习题	263
附录 2 主要参考资料	269

第一章 光电信息技术物理基础

§ 1.1 理论基础

§ 1.1.1 能带理论

能带是现代物理学描写固体中原子外层电子运动的一种图像。当许多原子互相靠近结成固体时,它们的内层电子仍然组成围绕各原子核的封闭壳层,和孤立原子一样;然而,外层价电子的运动就深受干扰,这是由于在固体中的邻近原子所产生的电场而引起的。例如:让我们考虑有一个价电子的各原子,我们可以将这种原子看成是由一个电子和一个正离子所构成的。以钠原子($Z = 11$)为例,可以认为是一个电子(价电子)在 Na^+ 离子的电场中运行,该价电子所感受到的势能见图 1.1.1-1a,如果该价电子的能量是如水平线所示,依照经典的说法该电子就可以在 a 和 b 之间运动。如果我们将两个 Na 原子放得很近的话,每一个价电子就会受到两个 Na^+ 离子的电场影响,它们会在如图 1.1.1-1b 所示的势能下运动。对于如图 1.1.1-1a 所示相等的能量而言,价电子可以在 c 和 d 之间运动,所以并不是限于某一个钠离子的。现在我们如果有一块固体的钠,它是由许许多多钠原子规则地排列在晶体格中而构成,价电子所受到的合成势能如图 1.1.1-1c 所示,我们注意到价电子可以自由地在整个钠原子的晶体格内运动,所以并非局部地限在某一原子处。当一个电子在钠离子的晶体格中运动时,势能随晶体格的周期而作周期性的变化;同时,从图上也可看出束缚能高得多的内部电子在原则上保持不受干扰而且局限于它们各自的原子附近。

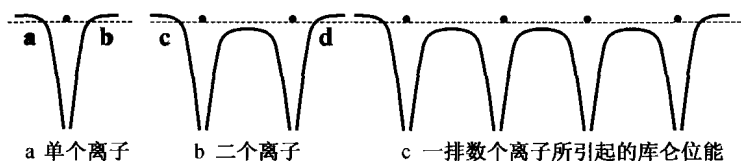


图 1.1.1-1

按照原子理论,原子中的电子只有占据某些能级,然而在结晶格中能级改变了,我们发现电子能在某些整个能带(见图 1.1.1-2)内运动,每一能带是与一个原子的能级相关联

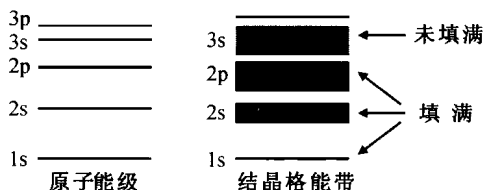


图 1.1.1-2 原子的能限和结晶格中的能带之比较

的。泡利不相容原理限制能占有某个 nl 原子能级的电子数,同样这原理也限制一个结晶格的能带内所能容纳的电子数。举例而言,让我们来考虑相当于钠中的 $3s$ 原子能级的能带,每个 s 原子能级至多可以容纳两个电子,所以 n 个钠原子的结晶格中该 $3s$ 能带可以容纳 $2n$ 个电子。然而每个钠原子只有一个 $3s$ 电子,所以在 n 个钠原子的结晶格中只会有 n 个电子在 $3s$ 能带内,也就是说该能带只填满了一半。在一般的原子中,内层电子的能级都是被电子填满的。当原子组成晶体后,与这些内层的能级相对应的能带也是被电子所填满的。在理想的绝对零度下,硅、锗、金刚石等共价键结合的晶体中,从其最内层的电子直到最外边的价电子都正好填满相应的能带。能量最高的是价电子填满的能带称为价带。价带以上的能带基本上是空的,其中最低的能带称为导带。价带与导带之间的区域称为禁带。

让我们考虑一种具有图 1.1.1-3 所示能带结构的金属,这种能带结构可能相当于钠 ($Z=11$) 的能级。与 $1s$ 、 $2s$ 和 $2p$ 原子能级对应的能带是完全填满了,但 $3s$ 能带(每个原子能容纳最多两个电子)仅有一半被填充。在外界电场的作用下,价带内的最上面的电子在不违反不相容原理的情况下获得一些额外的少许能量而到能带内附近许多空的状态去,和无序的热激发明显不同的是受电场激发的电子在与场相反的方向上获得动量,结果在晶体内产生一种集体运动,从而构成电流。因此,我们得出结论:具有如图 1.1.1-3 所示那样能带结构的物质应为良导体,换句话说,良导体(也称金属)是那些最高能带未被完全填满的固体。

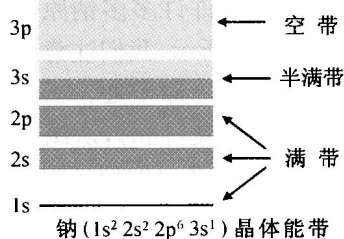


图 1.1.1-3 导体内的能带

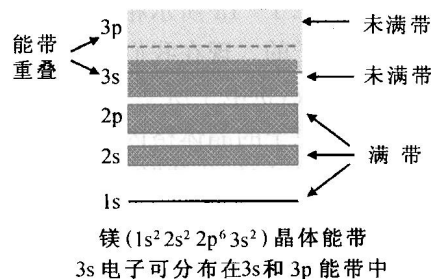


图 1.1.1-4 导体中能带的重叠

实际上由于最高能带可能发生重叠,所以情况稍复杂一些,事实上对大多数金属或导体而言,最上层的能带相重叠是很普通的情形。举例而言,考虑镁 ($Z=12$) 的情况,镁原子具有组态 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$,因此所有的原子壳层都是填满的,但是第一激发能级 $3p$ 很接近 $3s$,在固态情况下,镁的 $3s$ 和 $3p$ 能带如图 1.1.1-4 所示。在正常没有重叠情况时, $3s$ 能带应该是填满的,而 $3p$ 能带则是空的,因而镁应为绝缘体。但是由于重叠, $3s$ 能带中最上面的电子具有了 $3p$ 能带中所有的最下面的能量状态,因此有些 $3s$ 电子就移动而占有了一些低的 $3p$ 能级,直至两个能带的平衡能级建立起来为止。因为由 $3s$ 和 $3p$ 两能带所可能的总能级数是 $2n+6n=8n$,而我们只有 $2n$ 个电子,所以就有 $6n$ 个可进入空态。因此镁应为良导体,这与实验事实相符。有一些物质,它们的原子具有满充壳层,但在固体时由于最上面的满带和一个空带重叠的话,它们成为导体,人们常称这些物质为半金属。

现在考虑这样一种物质,该物质中的最高能带即价带是满的,而且不与下一个全空的能带重叠(见图 1.1.1-5),由于价带的所有状态都被占有,电子的能量被“冻结”,即电子不可能改变它们在能带中的状态而不违背不相容原理。激发一个电子的惟一可能性是把它转移到空的导带中;但这可能需要几个电子伏特的能量,因此,一个外加的电场就无法使价带中的电子加速,因而不能产生净电流。所以这种物质称为绝缘体。举例而言,钻石(又称金刚石 C)在平衡距离下,约 1.5×10^{-10} m,最低的能带即价带与上面的空带之间的能隙约为 6 eV,这可以看作是一相当大的能隙;它说明了为什么钻石是这么好的绝缘体。因此绝缘体是它们的最上面的价带是满的,同时和下一个空带之间有几个电子伏特能隙的固体。

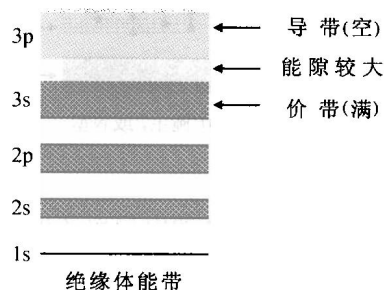


图 1.1.1-5 绝缘体中的能带

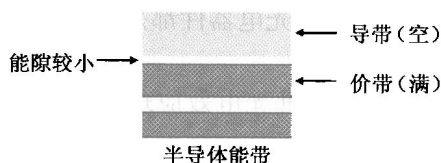


图 1.1.1-6 半导体内的能带

同样的能带图也适用于硅和锗,但是在原子的平衡间距下价带与导带之间的能隙要小得多(在硅中为 1.1 eV,在锗中为 0.7 eV),于是要将价带中最上面的电子激发到导带内时就容易得多了。图 1.1.1-6 中示出这种情况。当温度升高时,有更多的电子能够跳到下一个能带去。这有两个结果:在上面的导带中少数电子所起的作用和它们在金属中所起的作用相同;而价带中留下的空态即空穴起着类似的作用,不过它们好像是正的电子,因此,它们有来自导带中的激发电子和来自价带中的空穴的导电性;温度升高时,由于有更多的电子被激发到导带,所以电导率随温度而迅速增加。例如,在硅中,当温度从 250 K 增加到 450 K 时,激发电子的数目增加 10^6 倍。因此,半导体是这样一些绝缘体,它们的价带和导带之间的能隙约为 1 eV 或更小,因而比较容易用加热方法把电子从价带中激发到导带中。这种完全纯净和结构完整的半导体称为本征半导体。

实际上,晶体总是含有缺陷和杂质的,半导体的许多特性是由所含的杂质和缺陷决定的。假定我们用另一种物质的原子(在此情况下,这些原子构成杂质),取代半导体的一些原子,并假定这些杂质原子比半导体的原子具有较多的电子。例如,每个硅或锗原子贡献 4 个电子给价带,而每个磷或砷原子贡献 5 个电子给价带,因此,如果我们把若干磷或砷原子加进硅或锗中,则每有一个杂质原子,就有一个额外电子。这些额外的电子(它们不能被容纳在原来结晶体的价带中)占有恰在导带下方的某些分立的能级;其距离可为十分之几电子伏特(图 1.1.1-7a)。这额外的电子容易被杂质原子释放出来并被激发至导带。于是,激发电子对半导体的电导率有贡献。这种杂质原子,叫做施主;这种半导体叫做 N 型半导体。相反地,杂质原子可以比半导体原子具有较少的电子。在基质物质为硅和锗的情况下,杂质原子可以是硼或铝,这两种原子都只贡献 3 个电子。在这种情况下,杂质引进空的分立能级,这些能级的位置很靠近价带顶(图 1.1.1-7b)。因此,容易把价带中一些具有较高能量的电子激发到杂质能级上。这个过程在价带中产生空态即空穴。如前面所述,这些电子起着正电子的作用。这种杂质原子叫做受主,这种半导体叫做 P 型半导体。

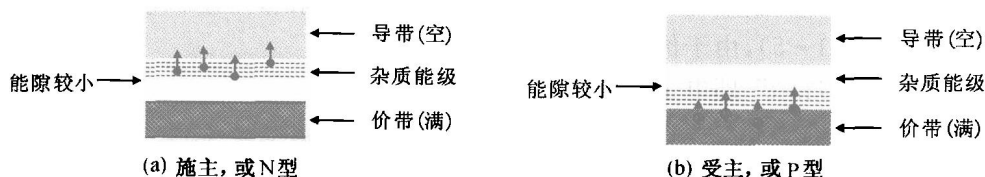


图 1.1.1-7 半导体中的杂质

为了使半导体的电导率产生大的变化,对于每一百万个半导体原子,大约有一个杂质原子就足够了。半导体在工业上广泛地用于制作整流器、调制器、探测器、光电管、晶体管和大规模集成电路等等。

§ 1.1.2 光电发射效应

物体受到光照后向外发射电子的现象称为外光电效应或称光电发射效应,这种多发生于金属和金属氧化物。在光电器件中,光电管、光电倍增管和某些光电器件都是建立在光电发射效应基础上的。

1887 年赫兹在证明麦克斯韦的电磁波预言实验时偶然发现外光电效应现象。他发现当用紫外光照射放电电极时,放电强度增加。这种效应表示有电子从被照射表面上发射出来。以后,斯托列托夫等人对金属的光电发射进行了大量的研究工作,并归纳出光电发射效应的几个规律。其中主要的基本定律和性质有:

1. 光电发射第一定律

当入射光线的频谱成分不变时,光阴极的饱和光电发射电流 I_K 与被阴极所吸收的光通量 Φ_K 成正比。即

$$I_K = S_K \Phi_K \quad (1.1-1)$$

式中 S_K 为表征光电发射灵敏度的系数。这个关系式看上去十分简单,但却非常重要。因为它用光电探测器进行光度测量、光电转换的一个最重要的依据。

2. 光电发射第二定律

发射出光电子的最大动能随入射光频率的增高而线性地增大,而与入射光的光强无关。即光电子发射的能量关系符合爱因斯坦方程:

$$h\nu = \frac{1}{2} m_e v_{\max}^2 + \phi_0 \quad (1.1-2)$$

式中 h 为普朗克恒量 ($6.626\,055 \pm 0.000\,004\,0 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$); ν 为入射光频率; m_e 为光电子的质量; $v_{\max}$ 为出射光电子的最大速率; ϕ_0 为光阴极的逸出功。

3. 光电发射第三定律

当光照射某一给定金属或某种物质时,无论光的强度如何,如果入射光的频率小于这一金属的红限 ν_0 ,就不会产生光电子发射。显然,在红限处光电子的初速应该为零,因此,金属的红限为

$$\nu_0 = \phi_0 / h \quad (1.1-3)$$

4. 光电发射的瞬时性

光电发射的瞬时性是光电发射的一个重要特性。实验证明,光电发射的延迟时间不超

过 3×10^{-13} s 的数量级。因此,实际上可以认为光电发射是无惯性的,这就决定了外光电效应器件具有很高的频响。

根据 1905 年爱因斯坦提出的光量子理论可以很容易地解释上述几个定律和性质。实际上,物体在光线作用下,物体中的电子吸收了光子的能量,就有足够的动能克服物体边界势垒的作用而逸出表面。根据光量子理论,每个电子的逸出都是由于吸收了一个光子能量的结果,而且一个光子的全部能量都由辐射转变成光电子的能量。因此,光线愈强,也就是作用于阴极表面的量子数愈多,这样就会有较多的电子从阴极表面逸出。同时,入射光线的频率愈高,也就是说每个光子的能量愈大,阴极材料中处于最高能量的电子在取得这个能量并克服势垒作用逸出界面之后,其具有的动能也较大。而光电发射第三定律可看成是光电发射第二定律的推论。光电发射瞬时性的原因是由于它不牵涉到电子在原子内迁移到亚稳态能级的物理过程。

以上的结论严格说来是在绝对零度时才是正确的。因为随着温度的增加。阴极材料内电子的能量亦将提高,而有可能在原来的红限以下即已逸出表面。但是,实际上由于温度提高时这种具有很大能量的电子数目为数很少,因此,爱因斯坦方程和红限的结论对大多数金属来说仍是正确的。

最早的时候,认为光电发射效应只发生在阴极材料的表面,即阴极表面的单原子层或者离表面数十纳米的距离内。但在后来发现了灵敏度很高的阴极材料后,认为光电发射不仅发生在物体的表面层,而且还深入到阴极材料的深层,通常称为光电发射的体积效应。而前者则称为光电发射的表面效应。

§ 1.1.3 光电导效应

光电导效应指固体受光照而改变其电导率。此效应是最早发现的光电现象。半导体和绝缘体都有这种效应。1873 年 W·史密斯在实验电路中发现,作为绝缘体的硒由于光的照射电阻减少,于是发现了光电导效应。实际上硒是一种半导体,现被用作光电管的材料。20 世纪的前 40 年内,又先后在氧化亚铜、硫化铊、硫化镉等材料中发现,并利用这一现象制成几种可用作光强测量及自动控制的光电管。自 20 世纪 40 年代开始,由于半导体物理学的发展,先是硫化铅,尔后是其他半导体的光电导得到了充分研究。并由此发展了从紫外、可见到红外各个波段的辐射探测器。

电导率正比于载流子浓度及其迁移率的乘积。因此凡是能激发出载流子的人射光都能产生光电导。入射光可以使电子从价带激发到导带,因而同时增加电子和空穴的浓度;也可以使电子跃迁发生在杂质能级与某一能带之间,因而只增加电子浓度或只增加空穴浓度。前一过程引起的光电导称为本征光电导,后一过程引起的光电导称为杂质光电导。不管哪一种光电导,入射光的光子能量都必须等于或大于与该激发过程相应的能隙 ΔE (禁带宽度或杂质能级到某一能带限的距离),也就是光电导有一个最大的响应波长,称为光电导的长波限 λ_c , 若 λ_c 以 μm 计, ΔE 以 eV 计,则 λ_c 与 ΔE 的关系为

$$\lambda_c = 1.24 / \Delta E \quad (1.1-4)$$

就光电器件而言,最重要的参数是灵敏度,弛豫时间和光谱分布。下面讨论一下光电导体的这三个参数。

一、光电导体的灵敏度

灵敏度通常指的是在一定条件下,单位照度所引起的光电流。由于各种器件使用的范围及条件不一致,因此灵敏度有各种不同的表示法。光电导体的灵敏度表示在一定光强下光电导的强弱。它可以用光电增益 G 来表示。根据恒照即定态条件下电子与空穴的产生率与复合率相等可推导出:

$$G = \beta \tau / t_L \quad (1.1-5)$$

式中 β 为量子产额,即吸收一个光子所产生的电子空穴对数; τ 为光生载流子寿命; t_L 为载流子在光电导两极间的渡越时间,一般有

$$t_L = l / \mu E = l^2 / \mu U \quad (1.1-6)$$

将式(1.1-6)代入式(1.1-5)可得

$$G = \beta \tau \mu U / l^2 \quad (1.1-7)$$

式中 l 为光电导体两极间距; μ 为迁移率; E 为两极间的电场强度; U 为外加电源电压。由式(1.1-7)可知,光电导体的非平衡载流子寿命 τ 越长,迁移率 μ 越大。光电导体的灵敏度(光电流或光电增益)就越高。而且,光电导体的灵敏度还与电极间距 l 的平方成反比,这在光敏电阻器等电极设计时有很大的参考意义。

如果在光电导体中自由电子与空穴均参与导电,那么,光电增益的表达式为

$$G = \beta(\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) U / l^2 \quad (1.1-8)$$

式中 τ_n 和 τ_p 分别为自由电子和空穴的寿命; μ_n 和 μ_p 分别为自由电子和空穴的迁移率。

二、光电导的弛豫

光电导是非平衡载流子效应,因此有一定的弛豫现象:光照射到样品后,光电导逐渐增加,最后达到定态。光照停止,光电导在一段时间内逐渐消失。这种现象表现了光电导对光强变化反应的快慢。光电导上升或下降的时间就是弛豫时间,或称为响应时间。显然,弛豫时间长,表示光电导反应慢,这时称为惯性大;弛豫时间短,即光电导反应快,称为惯性小。从实际应用讲,光电导的弛豫决定了在迅速变化的光强下,一个光电器件能否有效工作的问题。例如,对周期变化的光强,光电器件的弛豫时间如果比周期长,那么就不能反映光强的变化。从光电导的机理来看,弛豫现象表现为在光强变化时,光生载流子的积累和消失的过程。因此,要讨论弛豫现象,必须研究光生载流子的产生和复合。

在分析定态光电导和光强之间的关系时,尽管实际情况比较复杂,但通常讨论下面的两种情况:直线性光电导,即光电导与光强呈线性关系,如锗、硅、氧化亚铜等许多材料在低光强照下都具有这种性质;抛物线性光电导,指的是光电导与光强的平方根成正比,如硫化铊等;还有些半导体,如硫化镉和硫化锌,在低光强照下呈直线性光电导,但在强光强照下呈抛物线性光电导。

1. 直线性光电导的弛豫过程

对直线性光电导材料而言,在光强照射下,增加的电子密度 Δn (或空穴密度 Δp)与光强

I 的关系可表示为

$$\Delta n = \alpha I \quad (1.1-9)$$

在定态的情况下,如果光生载流子有确定的复合几率或寿命 τ ,这时,对直线性光电导可得:

$$\Delta n / \tau = I_n \alpha \beta \quad (1.1-10)$$

式中 I_n 是以光子计算的入射光强(即单位时间内通过单位面积的光子数); α 为光电导体对光的吸收系数。由此可知,光生载流子的密度与光强成正比,电导率的增量与光强也成正比。

在直线性光电导中,恒定光照下决定光电导上升规律的微分方程为

$$d(\Delta n)/dt = I_n \alpha \beta - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (1.1-11)$$

根据上式的初始条件 $t = 0$ 时, $\Delta n = 0$, 则方程的解为

$$\Delta n = \tau I_n \alpha \beta (1 - e^{-t/\tau}) \quad (1.1-12)$$

取消光照后,决定光电导下降的微分方程为

$$d(\Delta n)/dt = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (1.1-13)$$

设光照停止时 ($t = 0$), Δn 具有式(1.1-10)所示的定态值 $\Delta n = I_n \alpha \beta \tau$, 则上式的解为

$$\Delta n = \tau I_n \alpha \beta e^{-t/\tau} \quad (1.1-14)$$

所以直线性光电导上升和下降曲线如图 1.1.3-1 所示。

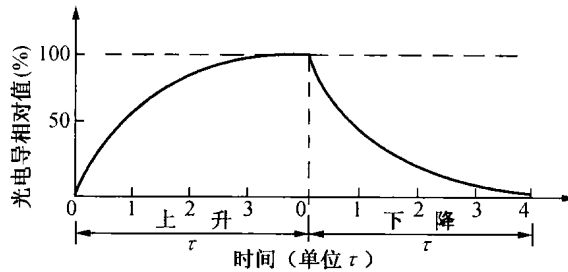


图 1.1.3-1 直线性光电导上升和下降曲线

从上面分析可以看到,在直线性光电导的弛豫中,光电流都按指数规律上升和下降。在 $t = \tau$ 时,光电流上升到饱和值的 $(1 - \frac{1}{e})$, 或下降到饱和值的 $\frac{1}{e}$, 上升和下降是对称的。因此定义为光电导的弛豫时间。显然,直线性光电导的弛豫时间与光强无关。

2. 抛物线性光电导的弛豫过程

对抛物线性光电导材料, Δn (或 Δp)与光强 I 的关系可表示为

$$\Delta n = \alpha I^{\frac{1}{2}} \quad (1.1-15)$$

同时,必须假设复合率与光生载流子密度的平方成正比,即

$$\text{复合率} = b(\Delta n)^2 \quad (1.1-16)$$

式中 b 为比例系数,这时的定态条件为

$$b(\Delta n)^2 = I_n \alpha \beta \quad (1.1-17)$$

由此可见,光生载流子密度以及电导率的增量均与光强的平方根成比例。

在抛物线性光电导中,决定光电导上升的微分方程为

$$d(\Delta n)/dt = I_n \alpha \beta - b(\Delta n)^2 \quad (1.1-18)$$

利用初始条件 $t = 0$ 时, $\Delta n = 0$, 可得式(1.1-18)的解为

$$\Delta n = (I_n \alpha \beta / b)^{\frac{1}{2}} \tanh [(I_n \alpha \beta b)^{\frac{1}{2}} t] \quad (1.1-19)$$

光照取消后,决定光电导下降的微分方程为

$$d(\Delta n)/dt = -b(\Delta n)^2 \quad (1.1-20)$$

利用初始条件 $t = 0$ 时, $\Delta n = (I_n \alpha \beta / b)^{\frac{1}{2}}$, 从式(1.1-20)可得解为

$$\Delta n = \left(\frac{I_n \alpha \beta}{b} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1}{1 + (I_n \alpha \beta b)^{\frac{1}{2}} t} \right] \quad (1.1-21)$$

抛物线性光电导的上升和下降的曲线如图 1.1.3-2 所示。下降曲线是以横轴为渐进线的一条双曲线,因此称这样的下降规律为双曲线性衰减。

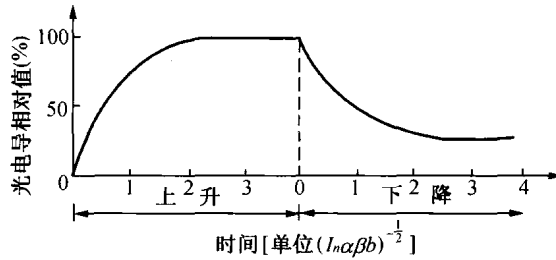


图 1.1.3-2 抛物线性光电导的上升和下降的曲线

在非线性光电导情况下,光电导的弛豫现象比较复杂。它取决于复杂的复合机理,并且上升和下降都不对称,我们可以用 $\left(\frac{1}{I_n \alpha \beta b} \right)^{\frac{1}{2}}$ 来表示弛豫时间。光照开始后,经过这段时间,光电导增加到定态值的 $\tanh 1 = 0.75$ 。而光照停止后,光电导在这段时间内减少到定态值的一半。显然,抛物线性光电导的弛豫时间与光强有关。光强愈高,弛豫时间愈短。

在上述直线性与抛物线性光电导中,光生载流子的定态值都可表示为产生率与弛豫时间的乘积。因此,弛豫时间愈短,则定态灵敏度愈低;弛豫时间愈长,则定态灵敏度愈高愈强。这一关系在一些光电器件,如光敏电阻中都得到了证实。在实际应用中,既要求光敏电阻的灵敏度愈高愈好,又要求弛豫时间愈短愈好,显然这两者有一定的矛盾。因此,只能根据实际需要,折衷地选取。

三、光电导的光谱分布

半导体的光电导与光照的波长有密切关系。测量光电导的这种光谱分布是确定半导体材料光电导特性的一个重要方向,它是针对不同实际需要研制材料的一项重要依据。如PbS、PbSe、PbTe可以有效地利用到 $10\text{ }\mu\text{m}$ 的红外光波段,而CdS可以有效地利用到X光的短波范围。此外,也只有首先确定了光谱分布,才能利用光电导来比较不同波长的光强。

1. 本征光电导的光谱分布

图1.1.3-3表示典型的半导体本征光电导的光谱分布。由图可以看出,在短波方向,当波长增加时,光电导随之缓慢增加,经过一个最大值后,又陡峭地下降。由于光电导不存在一个明显的长波限,T·S·莫斯提出把光电导的数值降到最大值一半时所处的波长定为长波限。在最大值的长波方面,光电导的下降是较好理解的。因为在长波部分,光子能量低,不足以引起本征光吸收,所以光电导迅速下降。在短波方面,如果光滑曲线是等能量曲线,由照射的光子数目少,自然引起光电导下降;如果光谱曲线是等量子曲线,则光电导下降的物理机理比较复杂。可以肯定,波长短,样品对光的吸收系数大,光生载流子就愈集中于光照表面。这时受表面影响大,诸如表面能级、表面复合与电极等可能降低量子产额,减少载流子迁移率与寿命,都将引起光电导下降。

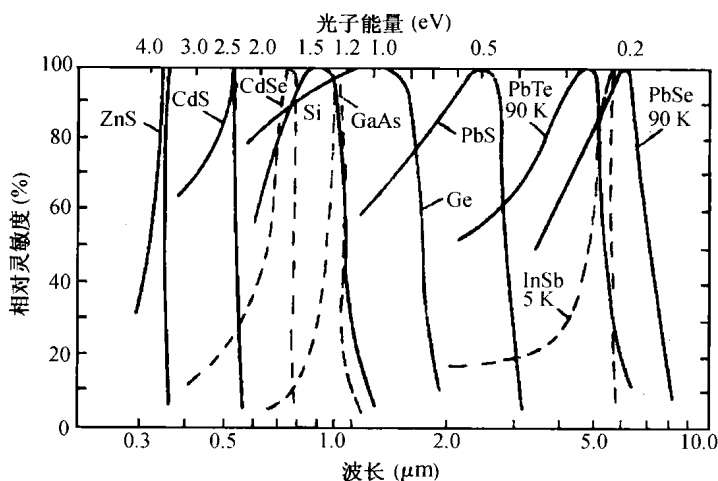


图 1.1.3-3 一些典型的半导体本征光电导光谱分布曲线

2. 杂质光电导的光谱分布

半导体杂质吸收光子将杂质能级上的电子或空穴激发成为自由的光生载流子,这就要求光子能量必须大于等于杂质的电离能。由于杂质的电离能小于禁带宽度,因此杂质光电导的光谱响应波长比本征光电导的长。同时由于杂质原子数目少,所以杂质光电导效应相对本征光电导来说也微弱得多。

图1.1.3-4是典型的锗掺金杂质光电导光谱分布。由图可以看出,光电导在光子能量 0.7 eV 附近陡起明显,表示本征光电导开始。在本征光电导长波限左边,光子能量小于锗禁带宽度(0.68 eV),这时光电导显然是杂质光电导光谱曲线继续向左边延伸时,可以看到,在某一波长处曲线迅速下降,这就是杂质光电导的长波限。此处光子的能量等于杂质的电