

高等学校试用教材

光电技术

清华大学 孙培懋
长春光机学院 刘正飞 合编



机械工业出版社

高等学校试用教材

光电技术

清华大学 孙培懋
长春光机学院 刘正飞 合编



机械工业出版社

前 言

本书是全国高等工业学校仪器仪表专业教材编审委员会光仪专业编审小组确定,按照杭州教材会议确定的光仪专业“光电技术”教材编写大纲,由清华大学精密仪器系和长春光机学院电子工程系在原“光电技术及系统”教材基础上,根据国内一些专家和教材审稿会的评审意见重新修改后编写的。本书既可作为精密仪器、光学仪器专业的教材,也可作为自动检测、精密测量、生产过程自动化和激光技术等专业大专院校师生和从事光电技术工作的工程技术人员参考书。

光电技术是一门以光电子学为基础,综合利用光学、精密机械、电子学和计算机技术解决各种工程应用课题的技术学科。它是光学技术实现机电一体化的发展方向。光电技术的内容涉及多种学科领域,根据课程设置要求,本教材的内容限定在光学系统和电子系统的连接点。主要讲述与光电信号变换有关的光电变换器件、光电接口电路、信号变换原理以及典型光电系统的应用。光仪专业工程人员在掌握了工程光学、精密机械和电子学、计算机这几类知识后,借助本课程可以实现光学系统和电子系统的结合,以便于采用电子学方法来解决光学工程的问题。同样,电子专业工程人员也可借助于本课程利用光学方法来解决电子工程的问题。

全书共分九章。第一章到第五章是光电变换和电光变换器件,包括电真空光电器件、光电导器件、半导体结型光电器件、热探测器和光电成像器件以及发光及光控制器件。介绍了这些变换器件的功能、原理、特性和使用要点。第六章光电检测电路的设计介绍了典型光电器件组成接口电路的分析和设计方法。第七章概括介绍了以几何光学为基础的非相干光光电信号变换方法。第八章归纳了以物理光学为基础的相干光光电信号变换方法。第九章介绍了光电技术在检测、通信、传感及信息处理中的典型应用。在绪论中介绍了光电技术的发展、特点、应用领域和前景,使读者对光电技术在现代信息技术中的地位、作用有一个全面的了解。为了促进教学及有助于读者的设计工作,书中还介绍了一些必要的技术数据。每章后选编了相应的思考题与习题。有些章节还列出了计算例题,希望对读者掌握教材内容有所补益。

通过本课程的学习,希望能达到下列教学要求:

- 1) 了解典型光电器件的原理和特点,掌握常用光电器件的性能、使用要点和选用原则。
- 2) 了解光电检测电路的设计和参数估算方法,能设计和调试简单的光电检测电路。
- 3) 了解和掌握常用光电信号变换方法,能对实际工程问题独立提出采用光电方法的技术方案或对已有光电系统进行分析。

在编写这本教材时,我们努力使它能体现出如下的特点:

(1) 系统性 光电技术属于边缘技术学科,涉及到许多技术内容。由于素材广泛而学时有限,在教材组织上我们力求少而精,努力将各技术领域已发展起来的许多行之有效的光电方法,按教学要求合理地精选和编排分类,以求形成一个比较科学的体系。

(2) 实用性 光电技术是应用技术学科,有很强的实践性,要求有丰富的经验和技巧方法的灵活运用。根据工程设计的需要,我们把课程重点放在技术方法和技巧的介绍上,以

求提高读者解决实际工程问题，特别是有关光电系统总体设计的能力。

(3) 先进性 光电技术是活跃发展的学科，处于不断演变的过程。传统的方法不断更新，许多领域中的新技术突破，带动了器件、技巧和技术的新技术。我们力求全面反映这些具有发展前景的新技术，使课程内容具有相对的先进性。

本书由清华大学精仪系孙培懋教授和长春光机学院电子工程系刘正飞副教授合编。刘正飞编写了第一、二、三、四、五章。孙培懋编写了绪论和第六、七、八、九章并校阅了全书。华中理工大学叶家雄教授担任本书主审。

在编写过程中得到了有关院校的专家和前辈们的指导和帮助。参加审稿工作的有：天津大学张以谟教授、北京理工大学周仁宗教授、国防科技大学吕海宝副教授、武汉测绘科技大学雷玉堂副教授、大连理工大学项世法副教授。编者谨向所有对本书出版提供帮助的同志表示衷心感谢。

由于我们的学识有限，一定存在许多不足之处。我们诚恳希望读者能不吝指正以便今后改正。

编者

1991.5

目 录

绪 论	1	§5-2 光控器件	93
第一章 光电器件的物理基础	6	思考题与习题	101
§1-1 光的概念与量度学中的参量	6	第六章 光电检测电路的设计	102
§1-2 半导体的基础知识	11	§6-1 光电检测电路的静态设计	102
§1-3 光电导效应	20	§6-2 光电检测电路的动态设计	115
§1-4 光伏效应	22	§6-3 光电检测电路的噪声估算	125
§1-5 光电发射效应	25	思考题与习题	129
思考题与习题	30	第七章 非相干光电信号变换方法	133
第二章 光电探测器件	31	§7-1 时变光信号的直接测量	134
§2-1 真空光电管	31	§7-2 时变光信号的调制和解调	141
§2-2 光电倍增管	31	§7-3 简单光学目标的空间定位	147
§2-3 光电导器件	39	§7-4 光学图象的扫描	153
§2-4 光伏器件	45	§7-5 几何参量的光电检测	158
思考题与习题	57	思考题与习题	163
第三章 热电探测器件	59	第八章 相干光电信号变换方法	165
§3-1 基本原理	59	§8-1 相干光信息及相干探测	165
§3-2 温差电偶与温差电堆	61	§8-2 相干光的相位调制和检测	172
§3-3 测辐射热计	64	§8-3 相干光的频率调制和检测	182
§3-4 高莱元件	65	思考题与习题	194
§3-5 热释电器件	66	第九章 光电技术的典型应用	196
思考题与习题	70	§9-1 弱光信号的检测	196
第四章 光电成象器件	71	§9-2 视频图象测量	204
§4-1 象管	71	§9-3 光纤通信和传感	210
§4-2 摄像管	74	§9-4 光电印刷和存储	216
思考题与习题	87	思考题与习题	223
第五章 发光器件与光控器件	88	参考文献	224
§5-1 发光器件	88		

绪 论

一、光电技术的发展

在我们周围世界中,任何过程和现象都直接或间接地伴随着电磁辐射,其中包括为人眼能直接观察的可见光以及紫外和红外辐射等。这些光辐射可能发自被研究对象本身,也可能借助外部辐射而间接产生。作为实际的载体,这些光辐射“载荷”着多种多样的信息,并且和被研究过程或现象之间有着内在的联系,人们可以根据这些信息来定量地确定物体的外观属性或物质的内部结构。以光辐射为传输载体,随时间变化或按空间分布的信息统称为光学信息。和其他种类的信息相比,光学信息有许多特点,它具有丰富的信息容量,占据宽阔的光频范围以及有多参量、并行、高速的传输处理能力,特别是它显示的直观性,能为人类的视觉所直接感受,因此光学信息是人类观察和认识世界的重要信息来源。

在人类社会发展过程中,为了有效地采集和处理光学信息,人们创造出了各种类型的光学装置和仪器。借助于它们的帮助,人类不断引伸和扩展自己在空间分辨、时间存储和识别判读等方面的视觉能力。可以说光学技术为推动社会生产的发展曾经并正在发挥巨大的作用。传统光学仪器是在视觉参与下的人机系统,人的操作和观察是整个系统不可缺少的环节。科学技术的发展,对复杂光信息的高速采集和处理提出了更高的要求,这是传统的光学仪器所难以胜任的。新的光学现象的发现以及无线电电子学向着光频方向的扩展,为传统的光学技术提供了进一步发展的动力。

现代技术的进步超越了传统的学科界限,形成了彼此间的渗透和结合。在光学技术的发展中,无线电电子学和控制信息理论发挥了重要影响。这不仅反映在光学的基本理论方面(例如傅里叶光学和统计光学的产生)而且也反映在应用技术方面。许多在电子学中行之有效的技术方法,例如放大、振荡、编码、调制等都已相继移植到光学系统中来。许多电子学的有源、可控器件或单元电路功能也已经或正在采用光学方法实现。随着激光、薄膜和微电子技术的应用,有些光学装置也在向集成化(即光路固体化微型化)的方向发展。在传统的光学仪器中利用光电传感器、电子技术和微处理机技术更是光学仪器实现自动化的常用手段,可以说电子技术促进了现代光学技术的进步。另一方面光学技术对其他学科的发展也起着推动的作用。在电子学,自动控制或人工智能等技术中,凡涉及到高精度远距离测量或与图象有关的应用,常常要求助于光学技术。与集成电路生产至关重要的 $10^{-6}\sim 10^{-7}\text{m}$ 数量级的超精细加工和检测,更是与光学技术密切相关。这样,光学信息以其突出的特点吸引着电子技术并使之向光频波段扩展,开拓出新一代的光电子器件。这样的技术发展促进了光学技术和电子技术的渗透和结合,形成了综合使用光学和电子技术的光电混合系统。这里,以光电子学为基础的各种光电、电光、光控等有源可控器件起着决定性作用,它沟通了光学和电子学系统间的联系,并为它们各自的发展增加了活力。

二、光电信息系统

广义的光电系统包括二个主要的分支,即光电能量系统和光电信息系统。光电能量系统,诸如太阳能发电、激光加工、激光医疗和激光核聚变等,主要是解决有关大功率光辐射能量

的产生、控制、利用以及向其它能量形式的转换。这是一个专门的学科，有着广阔的发展前景。本书因篇幅限制将不涉及这一内容。

所谓光电信息系统指的是以光辐射和电子流为信息载体，通过光电或电光相互变换，综合利用光学或电子学的方法进行信息的传输、采集、处理、存储或显示、以实现确定目标的混合系统，以下简称为光电系统。

实现光电或电光等变换的关键环节是各种有源或无源的光电子器件。其中光电转换器件，例如各种光敏元件和摄像及变象器件等，可将各种光学参量或其空间分布转换为电量或相应的时序分布。电光转换和控制器件，例如各种电致发光、显示器件、激光器、空间调制器及可变折射率器件等，可将电量变成光量或用电量控制光波或光束的特性，以调制它们的参数。利用这些器件可以组成各种类型的光电系统。

光电系统的主要类型，基本组成和光电信号的联系表示在图0-1的示意图中。它们大致可分作下列几种类型。

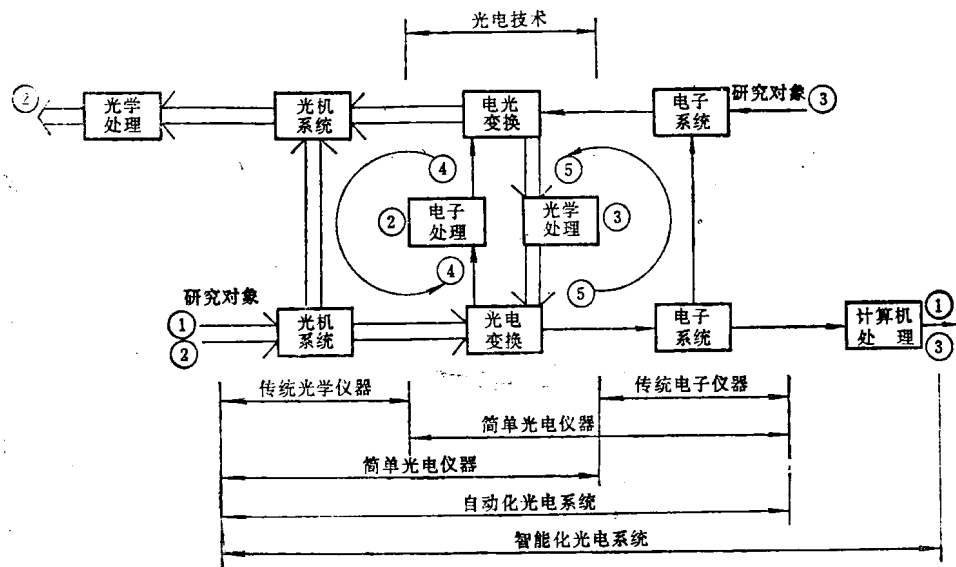


图0-1 光电信息系统的类型、基本组成和光电信号的联系

(1) 光-电型 它们的组成和信号流程表示在图中的①-①分支中。在这种应用最广泛的系统中，载荷有被研究信息的光载波通过光电转换变成电信号，再利用常规的电信号处理来实现检测和控制作用。光学仪器的自动化常采用这种方式。若进一步利用计算机对信息进行判读和评估，可进而组成能部分代替人的视觉和思维活动的机器视觉系统。

(2) 光-电-光型 如图中②-②分支所示。在这种系统中，由光机系统采集到的光信号通过光电变换变成电信号，经电信号处理后再经过电光变换形成光信号输出，电视技术中的摄像、显象以及声象光盘中的录制和再现可看作是这类系统的代表。

(3) 电-光-电型 如图中③-③分支所示。电信号经过电光变换得到可在光路中传输的光信号，再经光电变换转换为电信号后作进一步处理或输出。它的典型应用是光纤通信。

(4) 光电混合型 如图中④-④分支所示。它的主要特点是使传统光路实现光路器件的“有源化”和封闭的光束网络，例如光导纤维、空间调制器等。这将最终组成有源可控的光

学系统和集成光路。和现有的无源光路比较，这无疑是光学技术的根本变革，为混合型光学信息处理开拓了美好前景。

(5) 电光混合型 如图中⑤-⑤支路所示。这种系统的目标是将电路系统元器件的功能用光学方法来实现，即所谓的电路元件的“光子化”，例如光学晶体管和光学双稳态器件等，目前许多单元器件已相继问世或正在研制中。后两种光电系统是光电技术未来的发展方向，其中的光电混合式或全光学式的光学计算机是这些系统最有吸引力的发展目标。

三、光电技术和光电检测

光电技术是研究光电系统中光和电信号的形成、传输、采集、变换及处理方法的技术科学。它的处理对象可以是光学的、电学的或其他的非光学量。采用光电方法的共同特点是所有被研究的信息都将通过各种效应（机、热、声、电、磁）调制到光载波上，而对光载波的处理可以是光学的或是电子学的。

从常用的光学技术角度出发，重要的是将光学信息或者可变为光学信息的其它信息转换为电信号，进而组成光、机、电、计算机的综合系统，实现光学仪器的自动化。在这个意义上光电检测作为一种共性技术具有重要的意义。所谓光电检测指的是对光信号的调制变换和接收解调两个主要方面。图0-2是典型的光电检测系统的组成和信息流程图。图中，天然或人工的光辐射源通过光学系统投射到被检测物体上，利用被检测物体对入射辐射的反射、吸收、透射、衍射、干涉、散射、双折射等光学属性，将被测变量调制到光载波的特征参量上。这些参量可以是光载波的变化幅度、频率或相位以及光的偏振状态，甚至可以是光束的传播方向或介质折射率的变化。为了实现调制作用，需要利用光参量调制器，目前广泛应用的有机械的、光学的、声光、电光、磁光效应的等各种方式。调制过程是一方面使光辐射随时间作有规律的变化以形成载波信号，另一方面使载波信号的一个或几个特征参量随被测信息改变。这种被测信息的感知和能量形式变换的过程称作调制变换。载荷着信息的光信号通过不同类型光电接收器转换成电信号，经过滤波放大等预处理后进入到解调器，在此将输入信号和调制器中作为调制基准的参考信号相比较，消除载波信号的影响，得到与被测参量成比例的输出信号。这种光电信号的能量再转换和信号检波过程称作接收解调，解调的电信号可用常规的电子系统作进一步处理和数据输出，得到最终的测量结果。图中的光学机械环节是用来实现被测物的定位、传送和扫描运动的。

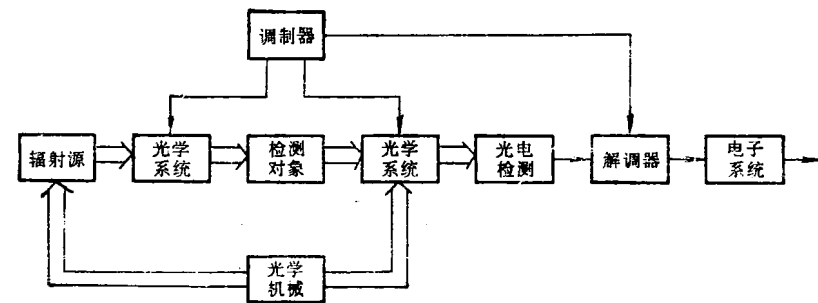


图0-2 典型光电检测系统的组成和信息流程

根据系统实现功能的不同,光电检测系统可以分为以下类型:

(1) 测量检查型 其基本功能是进行光学或非光学参量的光电检测,可测参量包括几何量(长度、角度、形状、位置、变形、面积、体积、距离等)、运动参量(速度、转动、流量、振动、加速度等)、表面形状参量(工件粗糙度、疵病、伤痕等)、光学参量(吸收、反射、透射、光度、色度、波长和光谱等)、成分分析(物理属性、浓度、浊度等)、机械量(质量、应力、应变、压强等)、电磁量(电流、电场、磁场等)以及温度和放射线的测量等。检测系统要求可靠的重复示值和可信度,并且要有适用的数据处理能力和数据输出方式。

(2) 控制跟踪型 这是一种有光电检测能力的反馈控制系统。光电传感器是信号反馈单元,当它检测到受控目标相对平衡状态的偏差信号时,可通过闭环控制使目标相对基准实现伺服跟踪或恒值调节。它的主要应用包括军事和科学应用(激光制导、热定向、飞行物自动跟踪等)和工业应用(精密工作台的自动定位、工业图形的自动加工、状态参量的极值控制以及有视觉能力的机器人等)。跟踪系统要求有准确的跟踪能力和快速的动态响应。

(3) 图象分析型 它的功能是采集目标的二维或三维的光强空间分布,记录和再现目标的图象并进行判读、识别或图象的运算处理。图形检测是图象分析的分枝,其目的是同时完成图形几何坐标和光密度等级的精确测量,应用在工业图形检测中。图象测量和分析主要依靠扫描或摄像装置采集光信号,同时进行空间-时间和光量-电量的变换。为了将大容量的光学图象变成相应的数字图象,需要大容量的图象存储器。图象数据的处理和分析由计算机完成。

四、光电技术的特点、应用和发展

光学技术处理的是空间光强信息,它具有多维、并行、快速数据处理等能力。电子技术处理的是一维电量随时间的变化,它有较强的运算灵活性和变换精度。光电技术兼备这些优点,表现出以下的特征:

(1) 有广泛的适用范围 能获取和处理各种光学信息以及可以转换为光信息的非光学参量,包括探测机构内部或危险环境下的工作参量。

(2) 有较高的信号检测能力 能进行远距离、非接触、快速、高灵敏度的检测和传输;检测所需的输入能量几乎不影响被测物的能量状态;检测信噪比高,信息容量大,传输能力强。

(3) 有较强的信息运算能力 可进行复杂信息的并行处理和多种形式的数学运算。运算速度快,空间互连效率高,抗干扰能力强,可调制变量多,信号变换灵活。

光电技术特别是光电探测、光通信、光电测量和控制、光电信息处理和光存储等的应用已遍及军事、科学研究、工业、农业、宇宙和环境科学、医疗卫生和民用等各个领域。从星体温度探测和人造卫星监测到生物细胞的显微测量和微循环检查,从视觉工业机器人和光学计算机到民用全自动照相机和简单光电开关,光电技术已经成为现代科学技术和人民生活中不可缺少的环节,特别是在生产领域中生产过程的视觉检查和制品加工自动化、各种性能参数的精密测试以及图形检测和分析判断等方面,光电技术将发挥重要作用。为了实现光学仪器的更新换代,光电技术将在机电一体化的光学仪器的研制开发中起主导作用。利用光电技术组成的各类光电装置是计算机控制、管理以及监控系统对外联系的最有前途的外部设备,是一种在技术上最有潜力的信息机器。

回顾生产技术的发展过程,人类经过了以人和工具相结合为特点的手工化阶段,经历了由动力和机械相结合的机械化阶段,在近世纪又踏进了以检测和控制为特点的,广泛应用电气和电子技术的电气化和自动化阶段。在当今的新技术革命中,以信息为标志,以计算机为代表,包括微电子学、生物工程、激光与光导纤维、新材料、新能源和海洋开发等在内的新兴技术正在推广应用,人类的生产技术已开始走向以信息机器和计算机结合为特征的智能化的新时代。作为新一代的信息科学,光电技术正在取得重大的进展,类似于电工技术发展过程中半导体电子学技术的初期阶段。这是光电技术迅速发展的必然性。可以肯定,未来的信息技术不会是单纯的电子的世界,光子和电子相结合将会开辟出前所未有的新局面,创造出可以和过去几十年来电子技术的发展相媲美的更加广阔的新天地。

第一章 光电器件的物理基础

本章着重介绍两个主要内容：一个是辐射量和光度量的定义及它们之间的换算关系；另一个是半导体光电器件的物理基础，如能带理论、PN结理论、半导体光电效应和光电发射过程等。这些是以后各章所述具体光电器件的理论基础，对于正确理解和掌握各种光电器件的原理、性能和用法是十分重要的。

§1-1 光的概念与量度学中的参量

物理学认为光有两种属性，既是电磁波又是光子流。光电技术中也要用到这两种概念。在研究光的传播问题时常把光视为电磁波；在研究光的辐射与吸收问题时常把光视为光子流。这两种概念在现代物理学中可得到圆满解释。

一、电磁波谱与光子能量公式

如图1-1所示，按波长顺序把全部电磁波排列起来称为电磁波谱。整个电磁波谱约覆盖24个数量级的波长范围，而人眼所能感受的电磁波（可见光）只占很小一部分，其余的都看不见。

为了研究方便，电磁波谱分为长波区、光学区和射线区三个大的谱区。光电技术所涉及的只是光学谱区。

光学谱区的波长范围为 $10^{-2}\mu\text{m}\sim 1\text{mm}$ 。它又可分为红外辐射、可见光和紫外辐射三个波段。其中可见光的波长范围为 $0.38\sim 0.78\mu\text{m}$ 。把这三个波段统称为光学谱区放在一起研究的原因是，它们有相同的辐射与吸收的机理，许多辐射源的光谱分布和接收器的灵敏阈都同时覆盖着这三个波段。在实验技术上，为了接收这些辐射并聚焦成象都要使用光学透镜。

爱因斯坦理论指出，在研究光辐射或吸收的时候，应把光视为光子流。每个光子的能量 ϵ 与频率 ν 成正比例，即

$$\epsilon = h\nu \tag{1-1}$$

式中， h 为普朗克常数， $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$ ； ν 为频率，也可表示为光速与波长之比，即 $\nu = c/\lambda$ ， $c = 2.998 \times 10^8 \text{m/s}$ 。因此式(1-1)又可表示为

$$\epsilon = \frac{hc}{\lambda}$$

按上式由可见光的波长范围即可得可见光光子的能量范围为 $3.2\sim 1.6\text{eV}$ 。

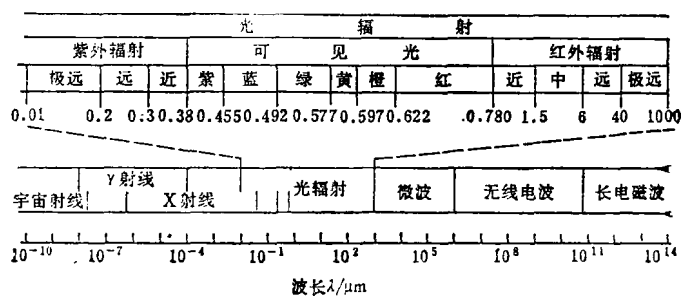


图1-1 电磁波谱

二、辐射量与光度量

可见光在整个电磁波谱中只占很小一部分，可是它却与人们的生活密切相关。为了使光辐射的量度既符合物理学对电磁辐射量度的规定，又符合人的视觉习惯，在光学上对光辐射的量度建立有两套参量和单位。一套参量是与物理学中对电磁辐射量度的规定完全一致的，称为辐射量，适用于整个电磁波谱，当然，也包括可见光。另一套参量是以人的视觉习惯为基础建立起来的，称为光度量，只适用于可见光。这两套参量的名称、符号、定义式彼此对应，基本都相同，只是单位不同。为了区别这两种量，规定用下标 e 和 v 表示。例如某参量符号为 X ，则 X_e 表示该参量的辐射量； X_v 表示该参量的光度量。常用的参量有：

1. 辐射能 Q_e ，光量 Q_v

以辐射形式发射、传播或接收的能量称为辐射能，用 Q_e 表示，单位为焦耳(J)。光通量对时间的积分称为光量 Q_v ，单位为流明秒(lm·s)。

2. 辐通量 Φ_e ，光通量 Φ_v

以辐射的形式发射、传播或接收的功率称为辐通量，用 Φ_e 表示，单位为瓦(W)。

发光强度为 I_e 的光源，在立体角元 $d\Omega$ 内的辐通量称为光通量， $d\Phi_v = I_e d\Omega$ ，单位为流明(lm)。

3. 辐射出射度 M_e ，光出射度 M_v

离开表面一点处面元的辐通量，除以该面元面积，称为辐射出射度，用 M_e 表示，单位为瓦每平方米($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)。

离开表面一点处面元的光通量，除以该面元面积，称为光出射度，用 M_v 表示，单位为流明每平方米($\text{lm}\cdot\text{m}^{-2}$)。

4. 辐射照度 E_e ，光照度 E_v

照射到表面一点处面元上的辐通量，除以该面元的面积，称为辐射照度，用 E_e 表示，单位为瓦每平方米($\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$)。

照射到表面一点处面元上的光通量，除以该面元的面积，称为光照度，用 E_v 表示，单位为勒克斯(lx)。

注意： E 和 M 量纲相同，但含义不同， E 表示被照， M 表示出射；lx是光照度的专用单位，尽管 M_v 与 E_v 量纲相同，但 M_v 的单位不能用lx。

5. 辐射强度 I_e ，发光强度 I_v

在给定方向上的立体角元内，离开点辐射源或辐射源面元的辐射功率，除以该立体角元，称为辐射强度 I_e ，单位为瓦每球面度($\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}$)。

发光强度 I_v 在光度量中是基本量，单位为坎德拉cd。cd的意义是，频率为 $540 \times 10^{12} \text{Hz}$ 的单色辐射在给定方向上的辐射强度 $I_e = 1/683 \text{W}\cdot\text{sr}^{-1}$ 时，规定为1cd。

6. 辐射亮度 L_e ，光亮度 L_v

表面一点处的面元在给定方向上的辐射强度，除以该面元在垂直于给定方向平面上的正投影面积，称为辐射亮度 L_e ，单位为瓦每球面度平方米($\text{W}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$)。

表面一点处的面元在给定方向上的发光强度，除以该面元在垂直于给定方向平面上的正投影面积，称为光亮度 L_v ，单位为坎德拉每平方米($\text{cd}\cdot\text{m}^{-2}$)。

7. 曝光量 H

光照度对时间的积分称为曝光量 H ，单位为勒克斯秒($\text{lx}\cdot\text{s}$)。

表1-1给出了常用辐射量和光度量的名称、符号和单位;表1-2是光照度单位换算表。

表1-1 常用辐射量和光度量的名称、符号与单位

参 量	单 位	参 量	单 位
名 称	符 号	名 称	符 号
辐(射)能 光 量	Q_e Q_v	焦 [耳] 流[明]秒	J lm·s
辐(射)通量 光 通 量	Φ_e Φ_v	瓦 [特] 流 [明]	W lm
辐(射)出(射)度 光 出 射 度	M_e M_v	瓦每平方米 流[明]每平方米	$W \cdot m^{-2}$ $lm \cdot m^{-2}$
辐(射)照度 (光)照度	E_e E_v	瓦每平方米 勒[克斯]	$W \cdot m^{-2}$ lx
辐(射)强度 发 光 强 度	I_e I_v	瓦每球面度 坎[德拉]	$W \cdot sr^{-1}$ cd
辐(射)亮度 (光)亮度	L_e L_v	瓦每球面度平方米 坎[德拉]每平方米	$W \cdot sr^{-1} \cdot m^{-2}$ $cd \cdot m^{-2}$
曝 光 量	H	勒[克斯]秒	lx·s

注: []内的字是在不致混淆的情况下可以省略的字。

表1-2 光照度单位换算表

照 度 单 位	勒[克斯] lx	毫勒[克斯] mlx	辐 透 ph	英尺烛光 fc
1 lx(lm/m^2)	1	10^3	10^{-4}	9.29×10^{-2}
1 mlx	10^{-3}	1	10^{-7}	9.29×10^{-5}
1 ph(lm/cm^2)	10^4	10^7	1	929
1 fc(lm/ft^2)	10.764	10.764×10^3	1.0764×10^{-3}	1

三、辐射量与光度量的换算

1. 光谱量与积分量

一个非受激辐射源所发出的辐射往往是按波长连续分布的。以如图1-2所示的辐通量的分布曲线为例,把给定波长 λ_0 处很小波长间隔 $d\lambda$ 内的辐通量 $d\Phi_e$,称为单色辐通量,即图中斜线的小矩形面积

$$d\Phi_e = \Phi_{e,\lambda} d\lambda \quad (1-2)$$

$$\Phi_{e,\lambda} = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad (1-3)$$

称为辐通量的光谱密集度,为了简便,也可称为光谱辐通量。词冠光谱二字表示该参量对于某给定波长而言的;或者是波长的函数,其它参量如也冠以光谱二字时也表示对于某给定波长而言的,或者是波长的函

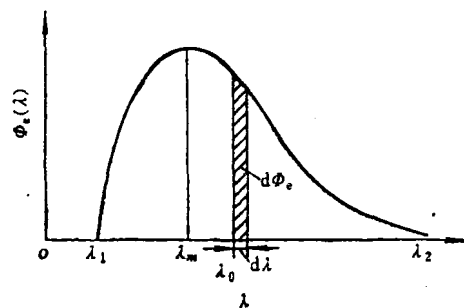


图1-2 辐通量的光谱分布曲线

数,这类参量统称为光谱量。

单色辐通量的积分为

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{e,\lambda} d\lambda \quad (1-4)$$

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_{e,\lambda} d\lambda \quad (1-5)$$

式(1-4)称多色辐通量,式(1-5)称全色辐通量。同理,其它光谱量也有类似的积分,这类参量统称为积分量。

2. 光谱光视效能 $K(\lambda)$ 与光谱光视效率 $V(\lambda)$

光谱光视效能表征在不同波长辐射下人眼的响应能力,借助于这一概念可以讨论辐射量与光度量的转换。

光谱光视效能 $K(\lambda)$ 表示同一波长下光谱光通量与光谱辐通量之比,即

$$K(\lambda) = \frac{\Phi_{v,\lambda}}{\Phi_{e,\lambda}} \quad (1-6)$$

由于人眼在频率为 $540 \times 10^{12} \text{ Hz}$ ($\lambda_m = 555 \text{ nm}$,该波长称为峰值波长)的辐射下, $K(\lambda)$ 最大,记以 K_m , $K_m = 683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ 。所以把某给定波长下的 $K(\lambda)$ 与 K_m 之比,称为光谱光视效率 $V(\lambda)$ 。

$$V(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{K_m} \quad (1-7)$$

其实, $V(\lambda)$ 就是 $K(\lambda)$ 的归一化,是一个无量纲的量, $V(\lambda)$ 曲线如图1-3所示。图中实线为明视觉 $V(\lambda)$ 曲线,虚线为暗视觉 $V(\lambda)$ 曲线,对于暗视觉, $\lambda_m = 507 \text{ nm}$, $K'_m = 1700 \text{ lm/W}$ 。应指出:所有光度计量均以明视觉的 $K(\lambda)$ 为准。

$V(\lambda)$ 是个重要参量,可从图或表(表1-3)查得,由此即建立起任意波长下光谱光度量与光谱辐射量之间的换算关系。例如

$$\begin{aligned} \Phi_{v,\lambda} &= K(\lambda) \Phi_{e,\lambda} \\ &= K_m V(\lambda) \Phi_{e,\lambda} \\ &= V(\lambda) \Phi_{e,\lambda} \times 683 \text{ lm/W} \end{aligned} \quad (1-8)$$

由于所有光度量和辐射量都与 Φ 有关,所以 $K(\lambda)$ 也适用于其他光谱量之间的转换,即

$$K(\lambda) = \frac{X_{v,\lambda}}{X_{e,\lambda}} \quad (1-9)$$

例如, $\lambda = 625 \text{ nm}$, $L_{v,\lambda}$ 与 $L_{e,\lambda}$ 间的转换关系为

$$L_{v,\lambda} = K(\lambda) L_{e,\lambda} = K_m V(\lambda) L_{e,\lambda} = 683 \text{ lm/W} \times 0.321 L_{e,\lambda}$$

其中 $V(\lambda) = 0.321$ 由查表1-3得。

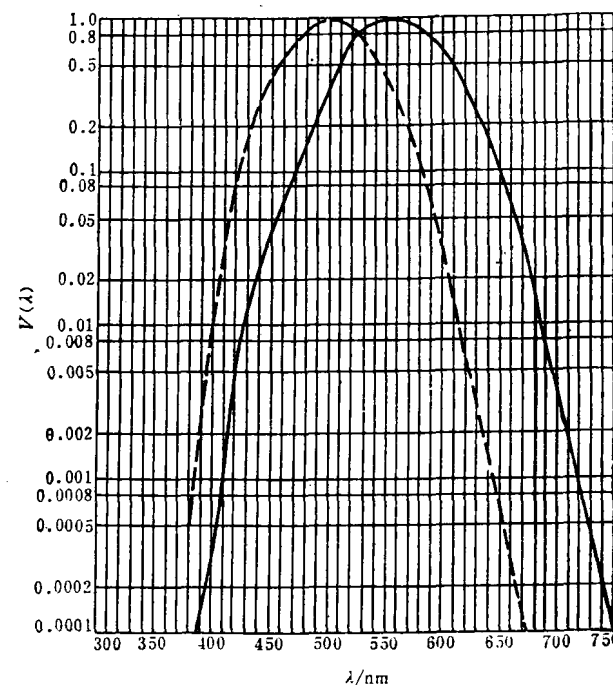


图1-3 光谱光视效率 $V(\lambda)$ 曲线

表1-3 明视觉的光谱光视效率

λ/nm	$V(\lambda)$	λ/nm	$V(\lambda)$	λ/nm	$V(\lambda)$	λ/nm	$V(\lambda)$
385	0.00006	485	0.16930	585	0.31639	685	0.01192
395	0.00022	495	0.25860	595	0.69490	695	0.00572
405	0.00064	505	0.40730	605	0.56680	705	0.00293
415	0.00218	515	0.60820	615	0.44120	715	0.00148
425	0.00730	525	0.79320	625	0.32100	725	0.00074
435	0.01684	535	0.91485	635	0.21700	735	0.00036
445	0.02980	545	0.98030	645	0.13820	745	0.00017
455	0.04800	555	1.00000	655	0.08160	755	0.00009
465	0.07390	565	0.97860	665	0.04458	765	0.00004
475	0.11260	575	0.91540	675	0.02320	775	0.00002

3. 光视效能 K

K 表示辐射源总光通量与总辐通量之比, 即

$$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} \quad (1-10a)$$

按式 (1-10a) 中 K 的定义可导出

$$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} = \frac{K_m \int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} \Phi_{v,\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{e,\lambda} d\lambda} = K_m a = a \times 683\text{lm/W} \quad (1-10b)$$

式中

$$a = \frac{\int_{380\text{nm}}^{780\text{nm}} \Phi_{v,\lambda} d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{e,\lambda} d\lambda} \quad (1-11)$$

称之为探测器 (例如人眼、光电阴极等) 对光源的匹配因数。如果知道 a 即可按式 (1-10b) 算出光视效能, 从而就确定了辐通量与光通量的转换关系。例如, 在全光谱范围, 暗适应时眼对色温为 2854~2870K, 标准灯的光谱匹配因数 a 为 0.0294, 从而按式 (1-10b) 得

$$K = a \times 683\text{lm/W} = 0.0294 \times 683\text{lm/W} = 20\text{lm/W}$$

四、朗伯余弦定律

光源在任意方向上的发光强度正比于该方向与光源表面法线夹角余弦, 这个定律即为朗伯余弦定律。

$$I = I_0 \cos\theta \quad (1-12)$$

式中, I_0 为光源表面法线方向的发光强度 (见图 1-4)。

凡发光强度服从朗伯余弦定律的光源均称朗伯光源或朗伯辐射体。其特点是, 光源在各方向亮度相同 (见图 1-5)。严格地说, 只有绝对黑体才是朗伯光源, 但实际光源中, 如荧光屏、内部照明的毛玻璃、漫反射表面等都很接近朗伯光源。

由光出射度、发光强度和亮度的定义, 对于朗伯光源可推导出以下的重要关系式:

$$M = \int L \cos\theta d\Omega \quad (1-13)$$

因朗伯光源 $L = L_0 = \text{常数}$, 立体角元 $d\Omega$ 在球坐标中的公式为

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$$

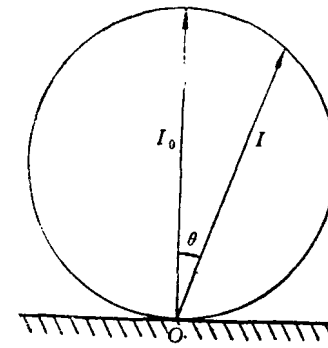


图1-4 朗伯余弦定律

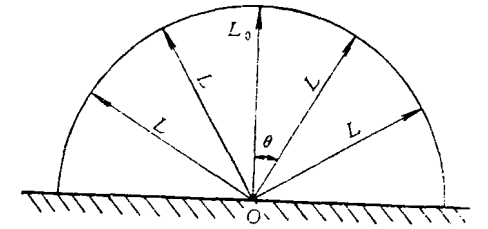


图1-5 朗伯光源

从而得

$$M = L \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta = \pi L \quad (1-14)$$

式(1-14)表明, 对于朗伯光源 $M = \pi L$, 这个结论在光电技术中常会用到。

§1-2 半导体的基础知识

现代许多光电器件都是由半导体材料制作的, 首先掌握一些半导体的基本知识, 对于正确理解光电器件的原理、特征及其正确选用是十分重要的。本节着重介绍一些与半导体光电器件有关的基本概念和理论。

一、能带理论

1. 原子能级与晶体能带

单个原子中的电子是按壳层分布的, 只能具有某些分立的能量, 这些分立值在能量坐标上称为能级。晶体中由于原子密集, 离原子核较远的壳层常要发生彼此交叠, 与此相对应的能级则扩展为能带 (见图 1-6)。这时, 价电子已不再属于那个原子了, 它可以在能带内自由运动, 这种现象称为电子共有化。

与价电子能级相对应的能带称为价带, 价带以上能量最低的能带称为导带, 导带底 E_c 与价带顶 E_v 之间的能量间隔称为禁带 E_g 。其实, 一切不允许电子存在的能量区域都可称为禁带, 只是由于晶体的物理、化学性质的变化主要与价电子有关, 所以我们要着重讨论价带至导带这一范围内的问题。

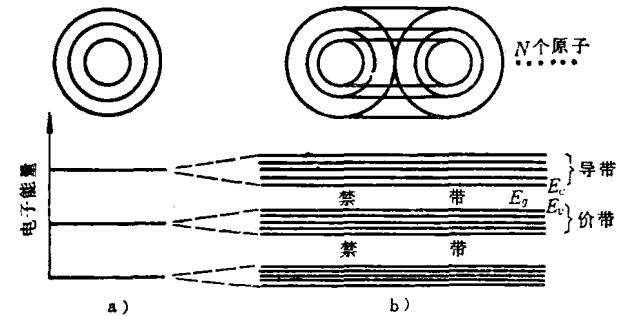


图1-6 电子共有化, 能级扩展为能带示意图

a) 单个原子 b) N个原子

常态下价带基本为电子所填满, 导带基本上是空的。对于不同的材料, 禁带宽度不同, 导带中电子的数目也不同, 从而有不同的导电性。例如, 绝缘材料 SiO_2 的 $E_g \approx 5.2\text{eV}$, 导带中电子极少, 所以导电性不好。半导体 Si , $E_g \approx 1.1\text{eV}$ 导带中有一定数目的电子, 从而有一

定的导电性。金属的导带与价带有一定程度的重合, $E_g=0$, 价电子可以在金属中自由运动, 所以导电性好 (见图1-7)。

2. 本征半导体与杂质半导体

结构完整、纯净的半导体称为本征半导体。例如纯净的硅称为本征硅。本征硅中, 自由电子和空穴都是由于共价键破裂而产生的, 所以电子浓度 n 等于空穴浓度 p , 并称之为本征载流子浓度 n_i , n_i 随温度升高而增加, 随禁带宽度的增加而减小, 室温下硅的 n_i 约为 $10^{10}/\text{cm}^3$ 。

根据需要在本征硅中掺入其它元素则得到杂质硅。若在硅中掺入五价元素 (如磷), 见图 1-8a, 在硅晶格中一个磷原子的 4 个价电子与硅原子的电子形成共价键, 还剩 1 个价电子不能被安排在硅晶格的正规价键中, 因此容易游离 (磷原子电离)。这时, 磷在硅中的电离能要比硅的禁带宽度小得多, 只有 0.44eV。室温下硅原子的热运动已足以使磷原子电离。除了高掺杂情况 (浓度大于 10^{19}cm^{-3}), 硅中的五价杂质在室温下几乎都能被电离而提供相同数目的自由电子。这种能提供电子的杂质称为施主, 室温下可认为电子浓度 $n \approx N_D$ (施主浓度)。在能带图中施主能级靠近于导带底 E_c , 只要有很小的能量即可使电子跃迁到导带, 图中 E_i 为禁带中线。

在硅中掺入三价元素, 如硼, 则 1 个硼原子在晶格中与周围 4 个硅原子构成共价键时尚缺 1 个价电子, 从而就很容易接受来自别处的电子, 自身变为负离子。可以认为 1 个硼原子带着 1 个很容易电离的空穴, 电离能为 0.45eV。在能带图中这种杂质能级很接近于价带顶 E_v , 热运动即可使空穴跃迁到价带。在室温下硅中的三价杂质几乎全都能被电离而向价带提供同等数目的空穴。这种能够接受电子的杂质称为受主。全电离时, 空穴浓度 $p \approx N_A$ (受主浓度)。

半导体中不同的掺杂或缺陷都能在禁带中产生附加的能级, 价带中的电子若先跃迁到这些能级上然后再跃迁到导带中去, 要比电子直接从价带跃迁到导带容易得多。因此虽然只有少量杂质, 却会明显地改变导带中的电子和价带中的空穴数目, 从而显著地影响半导体的电导率。

掺有施主杂质的硅称为 N 型硅, 在 N 型硅中电子浓度 n , 远大于空穴浓度 p 。这里, 电子是多数载流子 (简称多子), 空穴是少数载流子 (简称少子)。掺有受主杂质的硅称为 P 型硅, 在 P 型硅中电子浓度 n , 远小于空穴浓度 p , 空穴为多子, 电子为少子。

一般硅中同时掺有施主杂质和受主杂质时, 硅的导电类型由浓度高的那种杂质决定。相应的多数载流子浓度可由下式确定

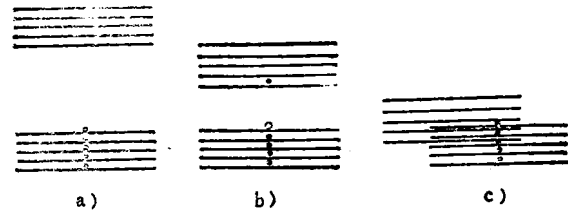


图1-7 绝缘体、半导体、金属的能带图
a) 绝缘体 b) 半导体 c) 金属

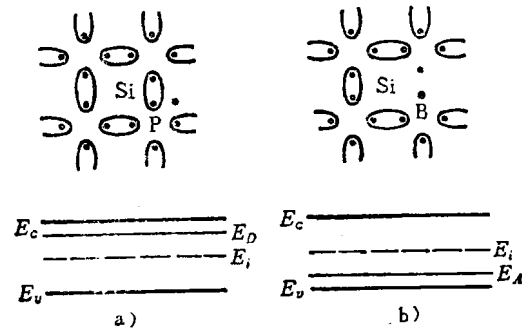


图1-8 杂质硅的原子图象和能带图
a) N型半导体 b) P型半导体

$$\left. \begin{aligned} n_n &\approx N_D - N_A \quad (N_D > N_A) \\ p_p &\approx N_A - N_D \quad (N_A > N_D) \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

二、热平衡状态下的载流子

状态参量 (如温度、载流子浓度等) 与时间无关的状态称为热平衡态。量子统计理论指出, 某温度下热平衡态电子占据某一能量的几率可由费米-狄拉克函数给出, 即

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/kT}} \quad (1-16)$$

式中, $f(E)$ 为能量 E 的几率函数; k 为玻耳兹曼常数, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K} = 8.61 \times 10^{-5} \text{eV} \cdot \text{K}$; T 为温度; E_f 为费米能级, 当 $E = E_f$ 时, $f(E) = 1/2$, 它不代表可为电子占据的真实能级, 只是个参考能量。

E_f 很重要, 在量子统计中 E_f 应视为固体中电子的化学势, 在这里可视为表征电子占据某能级 E 的几率的“标尺”。式 (1-16) 的曲线如图 1-9 所示。

由式 (1-16) 和图 1-9 都可看出, $f(E)$ 是 T 的函数。 $T = 0$ 时, $E > E_f$ 的能级中 $f(E) = 0$, 即完全是空的, 无电子; $E < E_f$ 的能级中 $f(E) = 1$, 即完全为电子所填满。 $T > 0$ 时, $E > E_f$ 的能级 $f(E) > 0$, 但很小, 有随温度升高而增大的趋势; $E < E_f$ 的能级 $f(E) < 1$, 但接近于 1, 且有随温度升高而减小的趋势。这时, $E < E_f$ 的能级中没

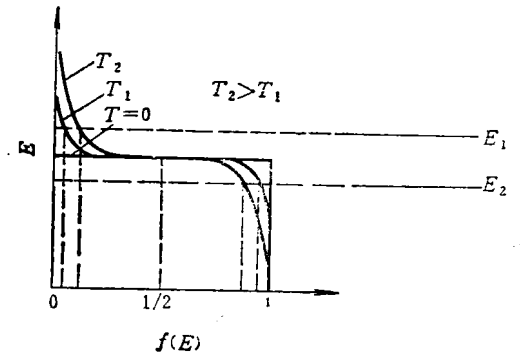


图1-9 费米-狄拉克函数曲线

被电子占据的能态 (空穴) 的几率, 即 $1-f(E)$, 却有随温度升高而增大的趋势。

因 E_f 有“标尺”作用, 故常用它来定性表示导带中电子或价带中空穴的多少 (见图 1-10)。

式 (1-16), 当 $(E-E_f) \gg kT$

$$\approx 8.61 \times 10^{-5} \text{eV/K} \times 290 \text{K} = 2.5 \times 10^{-2} \text{eV}$$

时, $f(E) \approx \exp(-(E-E_f)/kT)$ 。在量子力学中可计算出导带有效能态密度 N_c 和价带有效能态密度 N_v 。这样, 即可利用费米-狄拉克函数写出导带底附近的电子浓度和价带顶附近的空穴浓度公式。如

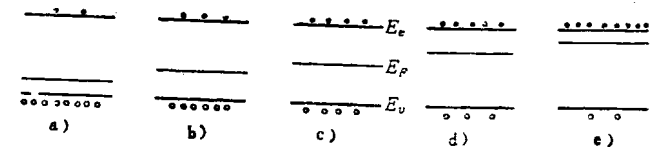


图1-10 以 E_f 来定性表示两能带中载流子的浓度
a) 重掺杂 P 型 b) 轻掺杂 P 型 c) 本征型
d) 轻掺杂 N 型 e) 重掺杂 N 型

$$\left. \begin{aligned} n &= N_c f(E) = N_c \exp(-(E_c - E_f)/kT) \\ p &= N_v [1 - f(E)] = N_v \exp((E_v - E_f)/kT) \end{aligned} \right\} \quad (1-17)$$

由式 (1-17) 又可导出

$$\left. \begin{aligned} n &= n_i e^{(E_f - E_i)/kT} \\ p &= n_i e^{(E_i - E_f)/kT} \end{aligned} \right\} \quad (1-18)$$

其中 E_i 称本征能级, $E_i = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2}kT \ln \frac{N_v}{N_c}$ 。一般 N_c 比 N_v 大几倍, 所以 E_i 中第二项是负的, 数量级为 kT 。 E_i 的位置在禁带中线 $[\frac{1}{2}(E_c + E_v)]$ 稍偏下一点。因第二项很小, 若忽略

不计可近似认为 E_i 与禁带中线重合。

由式(1-17)和式(1-18)分别得

$$np = N_A N_D e^{-\frac{E_c - E_v}{kT}} \quad (1-19)$$

$$np = n_i^2 \quad (1-20)$$

因式(1-20)与式(1-19)相等, 于是得

$$n_i = (N_A N_D e^{-\frac{E_c - E_v}{kT}})^{1/2} \quad (1-21)$$

式(1-20)表明电子、空穴浓度积与费米能级无关, 因而也就与半导体的导电类型及电子、空穴各自的浓度无关。只要半导体处于平衡态, 这个公式就始终成立, 因此可用它作为判别半导体是否处于平衡态的依据, 式(1-20)也称平衡态判据。

杂质半导体中多子的浓度已由式(1-15)给出, 现在, 利用式(1-20)与式(1-15)也可写出少子浓度。如

$$\left. \begin{aligned} n_p &= \frac{n_i^2}{N_A - N_D} \approx \frac{n_i^2}{N_A} \\ p_n &= \frac{n_i^2}{N_D - N_A} \approx \frac{n_i^2}{N_D} \end{aligned} \right\} \quad (1-22)$$

另外, 由式(1-21)可知温度升高时, n_i 增大。对于杂质半导体, 不论是P型的还是N型的, 温度升高时其 E_i 都有向 E_c 靠拢的趋势, 即温度很高时杂质半导体将变成本征半导体。

三、半导体对光的吸收

1. 吸收定律

如图1-11所示, 光垂直入射到半导体表面时, 进入到半导体内的光强由以下吸收定律决定:

$$I_x = I_0 (1 - r) e^{-\alpha x} \quad (1-23)$$

式中, I_0 为入射光强; r 为反射率; α 称材料的吸收系数, 它与材料、入射光波长等因素有关, 是一个表征材料对光吸收强弱的参量; I_x 为距离 x 处的光强。

2. 本征吸收与非本征吸收

半导体吸收光子能量使价带中的电子激发到导带, 这一过程称为本征吸收。本征吸收的结果是在半导体内产生等量的电子与空穴。

实验指出, 产生本征吸收的条件是, 入射光子的能量($h\nu$)至少要等于材料的禁带宽度 E_g 。即

$$h\nu \geq E_g \quad (1-24)$$

从而得

$$\left. \begin{aligned} \nu_0 &\geq \frac{E_g}{h} \\ \lambda_0 &\leq \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24 \mu\text{m} \cdot \text{eV}}{E_g} \end{aligned} \right\} \quad (1-25)$$

式中, h 为普朗克常数; c 为光速; ν_0 和 λ_0 分别称为材料的频率阈值和波长阈值。

几种重要半导体材料的波长阈值见表1-4。

非本征吸收包括杂质吸收、自由载流子吸收、激子吸收和晶格吸收等。

表1-4 几种重要半导体材料的波长阈值

材 料	温度/K	E_g/eV	$\lambda/\mu\text{m}$	材 料	温度/K	E_g/eV	$\lambda/\mu\text{m}$
Se	300	1.8	0.69	InSb	300	0.18	6.9
Ge	300	0.81	1.5	GaAs	300	1.35	0.92
Si	290	1.09	1.1	GaP	300	2.24	0.55
PbS	295	0.43	2.9				

杂质能级上的电子(或空穴)吸收光子能量从杂质能级跃迁到导带(空穴跃迁到价带), 这种吸收称为杂质吸收。显然, 引起杂质吸收的光子的最小能量应等于杂质的电离能。和本征吸收一样, 杂质吸收也存在着波长阈值。不过一般杂质电离能都比禁带宽度小得多, 所以杂质吸收的波长阈值多在红外区或远红外区。

导带内的电子或价带内的空穴也能吸收光子能量, 使它在本能带内由低能级迁移到高能级, 这种吸收称为自由载流子吸收, 表现为红外吸收。

价带中的电子吸收小于禁带宽度的光子能量也能离开价带, 但因能量不够还不能跃迁到导带成为自由电子。这时, 电子实际还与空穴保持着库仑力的相互作用, 形成一个电中性系统, 称为激子。能产生激子的光吸收称为激子吸收。这种吸收的光谱多密集于本征吸收波长阈值的红外一侧。

半导体原子能吸收能量较低的光子, 并将其能量直接变为晶格的振动能, 从而在远红外区形成一个连续的吸收带, 这种吸收则称为晶格吸收。

半导体对光的吸收主要是本征吸收。本征吸收均发生在波长阈值 λ_0 以内, 其他各种吸收均发生在 λ_0 以外, 甚至发生在远红外区。对于硅材料而言, 本征吸收的吸收系数要比其它吸收的吸收系数大几十倍到几万倍。所以一般照明下只考虑本征吸收即可。可认为硅对波长大于 $1.15\mu\text{m}$ 的红外光是透明的。

四、非平衡状态下的载流子

1. 非平衡载流子

半导体在热平衡态下载流子浓度是恒定的, 但是如果外界条件有变化, 例如受光照、受外电场作用、温度变化等, 载流子浓度就要随之发生变化, 这时系统的状态则称为非平衡态。载流子浓度对于热平衡态时浓度的增量, 则称为非平衡载流子。

光照也叫光注入, 光注入下产生的非平衡载流子表现为: 价带中的电子吸收了光子能量从价带跃迁到导带, 同时在价带中留下等量的空穴, 故 $\Delta n \approx \Delta p$ 。以N型半导体为例, 在非平衡态下载流子浓度分别为

$$\left. \begin{aligned} n_n &= n_{n0} + \Delta n_n \\ p_n &= p_{n0} + \Delta p_n \\ \Delta n_n &\approx \Delta p_n \end{aligned} \right\} \quad (1-26)$$

式中, p_n 为N型半导体中少数载流子空穴的浓度; p_{n0} 为光照前一定温度下热平衡时空穴的浓度; Δp_n 为非平衡载流子空穴的浓度; 其它符号也都有类似的含义。

2. 产生与复合

使非平衡载流子浓度增加的运动称为产生。使非平衡载流子浓度减少的运动称为复合。单位时间, 单位体积内增加的电子空穴对数称为产生率。单位时间, 单位体积内减少的电子

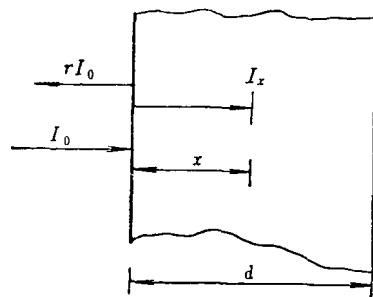


图1-11 光垂直入射于半导体表面时发生反射与吸收

空穴对数称为复合率。

光注入下的产生，有强光注入和弱光注入两种情况，
满足

$$\begin{aligned} n_n p_n &\gg n_{n0} p_{n0} = n_i^2 \\ n_{n0} &< \Delta n_n = \Delta p_n \end{aligned} \quad (1-27)$$

条件的注入，称强光注入；
满足

$$\begin{aligned} n_n p_n &> n_{n0} p_{n0} = n_i^2 \\ n_{n0} &> \Delta n_n = \Delta p_n \end{aligned} \quad (1-28)$$

条件的注入，称弱光注入。
对于弱光注入

$$\begin{aligned} n_n &= n_{n0} + \Delta n_n \approx n_{n0} \\ p_n &= p_{n0} + \Delta p_n \approx p_{n0} \end{aligned} \quad (1-29)$$

把式(1-27)和式(1-28)用于式(1-26)时可以看出，光注入时受影响最大的是少子浓度。

现举例说明光注入时载流子浓度的变化。有一N型硅片，其电阻率为 $1\Omega \cdot \text{cm}$ ，在室温下热平衡载流子浓度为 $n_{n0} = 5.5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ ， $p_{n0} = 3.5 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ 。光注入下 $\Delta n = \Delta p = 10^{10} \text{cm}^{-3}$ （属于弱光注入）。这时，非平衡态下载流子浓度为

$$\begin{aligned} n_n &= n_{n0} + \Delta n_n = (10^{16} + 10^{10}) \text{cm}^{-3} \approx 10^{16} \text{cm}^{-3} \\ p_n &= p_{n0} + \Delta p_n = (10^4 + 10^{10}) \text{cm}^{-3} \approx 10^{10} \text{cm}^{-3} \end{aligned}$$

可以看出，光照时多子的浓度几乎没有变化，而少子的浓度却增加了28万倍。可见光照对半导体影响最显著的是少子浓度，因此可以说一切半导体光电器件对光的响应都是少子行为。

在光照过程中产生与复合是同时存在的。半导体在恒定、持续光照下产生率保持在高水平，同时复合率也随着非平衡载流子的增加而增加，直至产生率等于复合率时，系统达到新的稳定态。光照停止时，光致的产生率为零，但热致的产生率仍存在，这时系统稳定态遭到破坏，复合率大于产生率。使非平衡载流子浓度逐渐减小，复合率也随之下降，直至复合率等于热致的产生率时，非平衡载流子浓度降为零，系统恢复热平衡态。

3. 复合与非平衡载流子寿命

复合，表示电子与空穴相遇时，成对消失，因此复合率 R 与电子空穴的浓度积成比例，即

$$R = rnp \quad (1-30)$$

式中， r 为比例系数，称复合系数。

以N型半导体为例，热平衡时，产生率 G 等于复合率 R ，净复合率 R' 为零。即

$$\begin{aligned} R' &= R - G = 0 \\ G &= R = rn_{n0} p_{n0} \end{aligned} \quad (1-31)$$

非热平衡态下，非平衡载流子的复合率等于全部载流子的复合率与热平衡载流子复合率之差，即

$$\begin{aligned} R &= r(n_n p_n - n_{n0} p_{n0}) \\ &= r(n_{n0} \Delta p_n + p_{n0} \Delta n_n + \Delta p_n \Delta n_n) \end{aligned} \quad (1-32)$$

按式(1-27)和式(1-28)的条件，式(1-32)可简化为两种情况：

强光照下停光：

$$R = r \Delta n_n^2 \quad (n_{n0} \gg p_{n0}, n_{n0} < \Delta n_n = \Delta p_n) \quad (1-33)$$

弱光照下停光：

$$R = rn_{n0} \Delta n_n \quad (n_{n0} \gg p_{n0}, n_{n0} > \Delta n_n = \Delta p_n) \quad (1-34)$$

按复合率的含义——单位时间单位体积内复合掉的电子空穴对数，为了描述净复合的强弱，又常使用非平衡载流子寿命 τ 的概念。所谓 τ ，是指非平衡载流子从产生到复合之前存在的时间。当然，这不是对个别非平衡载流子而言的，而是在统计意义上讲的平均寿命。如式(1-29)所示，当有光照时受影响最大的是少子，所以用 τ 来描述净复合率时，只需考虑非平衡状态下少子的寿命即可。例如，N型半导体，弱光照下停光，非平衡载流子的复合率可表示为

$$R = \frac{\Delta p_n}{\tau_p} \quad (1-35)$$

将式(1-34)代入得

$$\tau_p = \frac{1}{rn_{n0}} \quad (1-36)$$

这就是说，非平衡少子空穴的寿命 τ ，与热平衡时多子电子的浓度成反比，在一定温度下是一个常数。

同理可得P型半导体的相应关系式为

$$R = \frac{\Delta n_p}{\tau_n}, \quad \tau_n = \frac{1}{rp_{p0}} \quad (1-37)$$

用类似的分析法也可写出强光照下停光时，非平衡载流子复合率的表示式，并利用式(1-33)写出非平衡载流子的寿命为

$$\text{N型半导体} \quad R = \frac{\Delta p_n}{\tau_p}, \quad \tau_p = \frac{1}{r \Delta n_n} \quad (1-38)$$

$$\text{P型半导体} \quad R = \frac{\Delta n_p}{\tau_n}, \quad \tau_n = \frac{1}{r \Delta n_p} \quad (1-39)$$

可以看出，强光照下停光与弱光照下停光半导体中非平衡载流子的寿命情况不同。前者， τ 不再是常数，而非平衡载流子浓度有关。

τ 是个很重要的参量，它能表征复合的强弱。 τ 小表示复合快， τ 大表示复合慢， τ 即决定了光电器件的时间特性。 τ 的大小与材料的微观复合机构、掺杂及缺陷等因素有关。此问题很复杂，经长期研究确认有三种复合机构。

(1) 直接复合 即导带中的电子直接跳回到价带，与价带中空穴的复合。

(2) 通过复合中心复合 这里把能促使电子与空穴复合的杂质及缺陷等统称为复合中心。通过复合中心复合包括4种情况，如图1-12所示。电子从导带落入到复合中心称电子俘获；电子从俘获中心被激发到导带称电子发射；电子从复合中心落入价带称空穴俘获；电子从价带被激

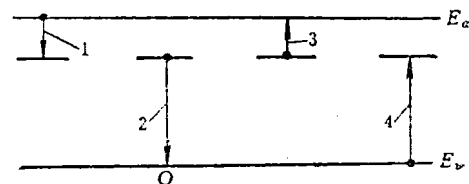


图1-12 通过复合中心进行的复合-产生过程
1—电子俘获 2—空穴俘获 3—电子发射
4—空穴发射

发到复合中心称空穴发射。

(3) 表面复合 它是指发生于半导体表面层的复合过程。

五、载流子的输运

一定温度下半导体中电子和空穴的热运动是不能引起载流子净位移的, 从而也就没有电流。但是, 有两种情况可以使载流子产生净位移, 这就是漂移和扩散。电场可引起漂移, 浓度不均匀可引起扩散。

1. 漂移

载流子受电场作用所发生的运动称为漂移。在电场中电子漂移速度的方向与电场方向相反, 空穴漂移速度的方向与电场方向相同。这样, 电子与空穴就有了净位移, 从而形成电流。

载流子在弱电场中的漂移运动服从欧姆定律, 在强电场中的漂移运动因有饱和或雪崩等现象则不服从欧姆定律, 这里只讨论服从欧姆定律的漂移运动。

欧姆定律的微分形式可表示为电流密度 j 等于材料的电导率 σ 与电场强度 E 之积。即

$$j = \sigma E \quad (1-40)$$

对于电子电流, 按电流密度 j 的定义它又可写为

$$j = nqv \quad (1-41)$$

式中, n 为电子浓度; q 为电子电量; v 为电子漂移的平均速度。

因式 (1-40) 与式 (1-41) 恒等, 故

$$v = \left(\frac{\sigma}{nq} \right) E = \mu E \quad (1-42)$$

式 (1-42) 表示电子漂移的平均速度与场强成正比。 μ 为比例系数, 称电子迁移率, 是讨论漂移运动的重要参量, 因此要进一步剖析与它有关的因素。在电场中电子所获得的加速度为

$$a = \frac{qE}{m^*}$$

式中 m^* 为电子的有效质量, 是考虑了晶格对电子运动的影响并对电子静止质量进行修正后得到的。在漂移运动中因电子与晶格碰撞要发生散射, 故每次碰撞后漂移速度都降到零。如果两次碰撞之间的平均时间为 t_0 , 则经 t_0 时间后载流子的平均漂移速度为

$$v = at_0 = \frac{qE}{m^*} t_0$$

由式 (1-42) 可得

$$\mu = \frac{qt_0}{m^*} \quad (1-43)$$

由式 (1-43) 可知, μ 与 t_0 、 m^* 有关。在同一种半导体中因电子与空穴的运动状态不同, m^* 各不相同, 所以有 μ_n 、 μ_p 之分; 同一种载流子在导电类型不同的半导体中, 因浓度不同, 平均自由程不同, t_0 也不同, 故 μ 也不同; 半导体中杂质浓度增加时, 载流子碰撞机会增多, t_0 减小, μ 将随之减小。

2. 扩散

载流子因浓度不均匀而发生的定向运动称为扩散。常用扩散系数 D 和扩散长度 L 等参量来描述材料的扩散性质。

一维情况 (见图1-13), 设有一束强度均匀、稳定的光, 照射于一块匀质半导体上, 光在受照表面很薄一层内即被吸收掉。受光部分将产生非平衡载流子, 其浓度随着离开表面距离 x 的增大而减小, 因此非平衡载流子就要沿着 x 方向从表面向体内扩散。设非平衡载流子沿 x 轴分布为 $N(x)$ 则扩散流面密度 j 与浓度梯度 $dN(x)/dx$ 成正比, 于是有

$$j = -D \frac{dN(x)}{dx} \quad (1-44)$$

式中, D 为比例系数, 称扩散系数, 是个描述非平衡载流子扩散能力的量, 负号表示扩散流方向与浓度梯度方向相反。

载流子离开平衡同时就有恢复平衡的趋势, 因此非平衡载流子沿着 x 轴的分布是在边扩散边复合中形成的。对于垂直于 x 轴的单位截面且长度为 $x \sim x + \Delta x$ 的体积元, 若近似认为非平衡载流子浓度是均匀的, 并等于 $N(x)$, 则该体积元内的非平衡载流子数为 $N(x)\Delta x$ 。根据复合公式, 每秒内复合的非平衡载流子数应为 $N(x)\Delta x/\tau$, 其中 τ 为非平衡载流子的平均寿命。定态情况下, 非平衡载流子沿 x 轴分布是稳定的, 单位时间内复合的非平衡载流子数必然要依靠净扩散流来补偿, 从而有以下关系式:

$$\left(-D \frac{dN(x)}{dx} \right)_x - \left(-D \frac{dN(x)}{dx} \right)_{x+\Delta x} = \frac{N(x)\Delta x}{\tau}$$

等号两边同除以 $D\Delta x$, 并对等号左边取 $\Delta x \rightarrow 0$ 的极限得

$$\frac{d^2N(x)}{dx^2} = \frac{N(x)}{\tau D} \quad (1-45)$$

式 (1-45) 称为扩散方程。利用边界条件, $x=0$, $N(x)=N_0$; $x=\infty$, $N(x)=0$, 解式 (1-45) 得

$$N(x) = N_0 e^{-x/L} \quad (1-46)$$

其中 $L = (\tau D)^{1/2}$, 称扩散长度。从数学形式上看, L 表示 $N(x)$ 减小到 N_0 的 $1/e$ 时所对应的距离 x 。从物理意义说, 光生的非平衡载流子的复合有先有后, 在复合前扩散的距离也有远有近, 从而形成图1-13所示 $N(x)$ 的分布曲线。可以证明, L 表示非平衡载流子复合前在半导体中扩散的平均深度。因非平衡电子和空穴都有与之对应的 τ 和 D , 所以 L 也有 L_n 与 L_p 之分。

在扩散与漂移同时存在的情况下, 扩散系数 D 和迁移率 μ 有一定的内在联系。 D 表示扩散的难易, μ 表示漂移的快慢, 两者间有以下关系:

$$D = \frac{kT}{q} \mu \quad (1-47)$$

此关系称爱因斯坦关系, 它是在平衡情况下得到的, 但也适于非平衡情况。可以看出, D 与 μ 成正比, kT/q 为比例系数, 室温下 $kT/q = 0.026V$, 根据式 (1-47) 能算出 D 与 μ 的对应值。

其次要指出, 电子与空穴均沿着 x 轴扩散, 但 $D_n \neq D_p$, 所以它们引起的扩散流不能抵

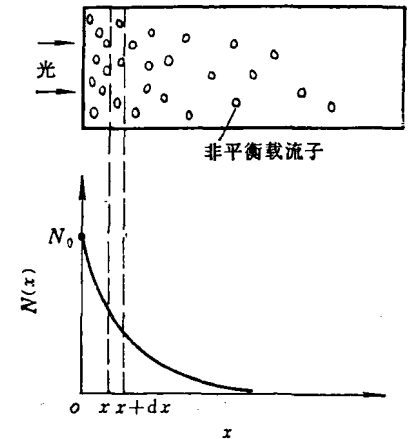


图1-13 光注入, 非平衡载流子扩散示意图

错。在电场中多子和少子均要作漂移运动，因多子的数目远比少子多，所以漂移流主要是多子的贡献；在扩散情况下，如光照产生的非平衡载流子，此时非平衡少子的浓度梯度最大，所以对扩散流的贡献主要是少子。

§1-3 光电导效应

光照变化引起半导体电导变化的现象称光电导效应。其机理是，材料吸收光子能量使非传导态电子变为传导态电子。

一、稳态光电导

以图1-14所示的本征半导体样品为例。A为横截面面积，L为长度。无光照时称为暗态，有光照时称为亮态（设光照是均匀、稳定、持续的），因此材料的电导有暗电导和亮电导之分。如果外加电压为U时，则通过样品的电流也有暗电流和亮电流之分。亮电导与暗电导之差称为光电导，亮电流与暗电流之差称为光电流。今以G代表电导，σ代表电导率，I代表电流，下标d代表暗，p代表光，不加下标时代表亮。则有

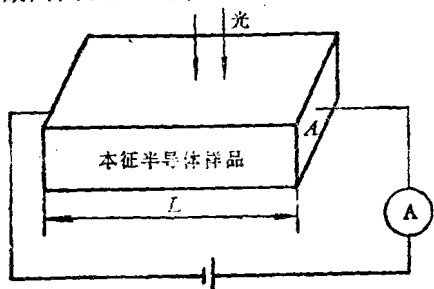


图1-14 本征半导体样品，分析光电导效应应用图

$$\text{暗态下 } G_d = \sigma_d \frac{A}{L}, I_d = G_d U = \sigma_d \frac{AU}{L} \quad (1-48)$$

$$\text{亮态下 } G = \sigma \frac{A}{L}, I = GU = \sigma \frac{AU}{L} \quad (1-49)$$

亮态与暗态之差

$$G_p = G - G_d = (\sigma - \sigma_d) \frac{A}{L} = \Delta\sigma \frac{A}{L} \quad (1-50)$$

$$I_p = I - I_d = (G - G_d)U = \Delta\sigma \frac{AU}{L}$$

式中，G_p、I_p分别为光电导和光电流；Δσ为光致电导率的变化量。

稳态下，非平衡载流子的产生率应等于复合率，由式(1-35)和式(1-37)得，

$$\frac{N}{AL} = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \frac{N}{AL} = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (1-51)$$

式中，N为单位时间光照产生的非平衡电子空穴对数， $N = \phi_0 \eta / h\nu$ ，η称量子效率，表示平均1个光子所产生的非平衡电子空穴对数。

由式(1-42)知，本征半导体光致电导率变化量应为

$$\Delta\sigma = q(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (1-52)$$

以式(1-51)代入式(1-52)得

$$\Delta\sigma = q(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \frac{N}{AL} \quad (1-53)$$

以式(1-53)代入式(1-50)得

$$G_p = \frac{qN}{L^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (1-54)$$

$$I_p = \frac{qNU}{L^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$$

这里需对式(1-54)作些说明，等号左边的I_p是按I-I_d写出的光电流，属于外电路传导电流性质。等号右边的Nq是分析半导体受光照时写出的单位时间内产生的非平衡载流子电荷，按电流的概念，可视为半导体内的光生电流。从式(1-54)看，二者显然不一定相等，其比值为

$$M = \frac{I_p}{Nq} = \frac{U}{L^2} (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \quad (1-55)$$

利用E=U/L、μ=v/E、t=L/v等关系得出式(1-55)，式中的t_n、t_p分别表示两电极间电子与空穴的渡越时间。M称光电增益，因N与光功率φ₀成正比，所以M与光电流灵敏度成正比，M越大，光电导效应越强。一般，M<1，但如果材料(τ)、电极结构设计(L)和使用条件(U)适当，M也可大于1。因而式(1-55)对于光敏电阻的设计和选用都很有指导意义。

以上分析也适用于杂质半导体，杂质半导体对光照响应贡献最大的是非平衡少子，非平衡多子可忽略不计。将这一条件用于以上各式，即可得出关于杂质半导体的关系式。

二、光电导弛豫过程

半导体电导的变化不能随光照变化而立即产生，在时间上有一个弛豫过程。其原因非平衡载流子的产生与复合都不是立即完成的。

半导体受矩形脉冲光照时，常用上升时间常数τ_r和下降时间常数τ_d来描述弛豫过程的长短。设阶跃受光时产生率为G，复合率(弱光照)为R(=Δn/τ)，则净产生率为

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (1-56)$$

利用初始条件：t=0，Δn=0，解式(1-56)得

$$\Delta n = \tau G (1 - e^{-t/\tau}) \quad (1-57)$$

式(1-57)为Δn的增长过程，其中τG为持续光照下Δn的稳态值，τ为上升时间常数，表示Δn从零增长到稳态值的63%时所需时间，记以τ_r。

阶跃停光时，产生率为零，式(1-56)变形为

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (1-58)$$

利用初始条件：t=0，Δn=τG，解式(1-58)得

$$\Delta n = \tau G e^{-t/\tau} \quad (1-59)$$

式(1-59)为Δn的衰减过程，其中τG为停光前的稳态值，τ为下降时间常数，表示Δn从τG衰减到τG的37%时所需的时间，记以τ_d。

对于正弦形的光照，常用上限截止频率来描述光电弛豫。对式(1-56)作拉氏变换得

$$s\Delta n(s) = G(s) - \frac{1}{\tau}\Delta n(s) \quad (1-60)$$

$$\Delta n(s) = \frac{\tau G(s)}{1 + \tau s}$$

令s=jω，然后有理化求模量得

$$\Delta n = \frac{\tau G}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} = \frac{\Delta n_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (1-61)$$

式中, Δn_0 为中频时非平衡载流子浓度; ω 为圆频率, $\omega = 2\pi f$, f 称为频率; τ 在复合公式中表示非平衡载流子的平均寿命, 而在这里称为时间常数。

由式 (1-61) 可以看出, Δn 是频率的函数, Δn 将随 ω 增加而减小。当 $\omega = 1/\tau$ 时, $\Delta n = n_0/\sqrt{2}$ 。这时

$$f = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1-62)$$

称 f 为上限截止频率或带宽。

另外由式 (1-55) 和式 (1-62) 可以看出, 光电增益与带宽之积为一常数。即

$$Mf = \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \frac{1}{2\pi\tau} = \left(\frac{1}{t_n} + \frac{1}{t_p} \right) \frac{1}{2\pi} = \text{常数} \quad (1-63)$$

式 (1-63) 很重要, 它表示材料的光电灵敏度与频率带宽是矛盾的。光电灵敏度高的材料, 带宽都比较窄, 或者说, 带宽较宽的材料, 光电灵敏度都较低。这一结论有一定的普遍性, 其它光电效应也有类似的性质。

§1-4 光伏效应

一块半导体, P 区与 N 区的交界面称为 PN 结。PN 结受到光照时, 可在 PN 结的两端产生电势差, 这种现象则称为光伏效应。

制作 PN 结的材料, 可以是同一种半导体, 也可以是两种不同的半导体或金属与半导体的结合。不同材料制成的 PN 结, 光电效应虽然略有差异, 但它们的基本原理都是相同的。下面以同质结的光伏效应为例来作一说明。

一、热平衡状态下的 PN 结

1. PN 结的形成过程

一块半导体经过不同掺杂, 可形成 N 区和 P 区。N 区电子为多子, 空穴为少子, P 区正好相反。在 PN 区交界面处因存在载流子的浓度差, 所以彼此要向对方扩散。电子与空穴相遇又要发生复合, 因此在界面两侧随之产生不能够移动的离子区 (也称耗尽区、空间电荷区或阻挡层)。N 区一边是正离子区, P 区一边是负离子区。同时也随之出现由耗尽区引起的内电场 (称内建电场)。这个电场对两方多子的扩散有抵制作用, 而对少子的漂移则有帮助作用, 从而在 PN 结中同时存在两种方向相反的运动, 即扩散和漂移。当漂移运动等于扩散运动时, 界面两侧即建立起稳定的内建电场, 这就是热平衡下 PN 结的形成过程 (见图 1-15)。

2. PN 结能带与接触电势差

从能带图 (图 1-15) 来看, N 型和 P 型半导体单独存在时费米能级 E_{FN} 靠近于导带底, E_{FP} 靠近于价带顶, 二者有一定差值。当 N 型和 P 型半导体紧密接触时, 电子就要从费米能级高的一方向费米能级低的一方流动, 空穴流动的方向则相反。同时即产生内建电场, 内建电场方向为从 N 指向 P。在内建电场作用下, E_{FN} 将连同整个 N 区能带一起下移, E_{FP} 将连同整个 P 区能带一起上移, 直至费米能级拉平为 $E_{FN} = E_{FP}$ 。

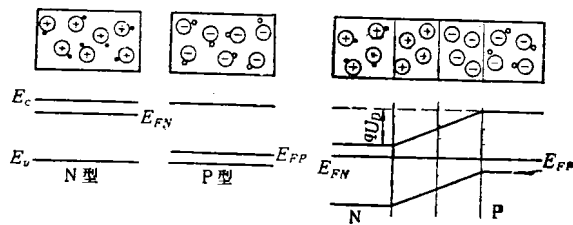


图 1-15 热平衡下 PN 结模型及能带图

同时即产生内建电场, 内建电场方向为从 N 指向 P。在内建电场作用下, E_{FN} 将连同整个 N 区能带一起下移, E_{FP} 将连同整个 P 区能带一起上移, 直至费米能级拉平为 $E_{FN} = E_{FP}$ 。

载流子停止流动为止。这时导带与价带则发生相应的弯曲, 形成势垒。这就是说, 热平衡下 PN 结有统一的费米能级, 势垒高度等于 NP 型半导体单独存在时费米能级之差。势垒高度如果用电压表示时, 则为

$$qU_D = E_{FN} - E_{FP} \\ U_D = \frac{E_{FN} - E_{FP}}{q} \quad (1-64)$$

式中, q 为电子电量; U_D 为接触电势差, 显然势垒高度正比于 U_D 。

对于在耗尽区以外的状态, 由式 (1-18) 知

$$n_{n0} = n_i e^{(E_{FN} - E_i)/kT} \\ n_{p0} = n_i e^{(E_{FP} - E_i)/kT}$$

对以上两式相除取对数并将式 (1-64) 代入得

$$U_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (1-65)$$

从式 (1-65) 可以看出, U_D 与掺杂浓度有关, 在一定温度下 PN 结两边掺杂浓度越高, U_D 越大; 禁带宽的材料 n_i 较小, 故 U_D 也大。

3. PN 结中电场分布

热平衡下 PN 结两侧耗尽区分别带有等量异号电荷 (见图 1-16)。设半导体各处横截面相同, 则

$$N_D x_n = N_A x_p$$

利用泊松方程有

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \begin{cases} -\frac{qN_D}{\epsilon}, & x_n \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_A}{\epsilon}, & x_p \leq x \leq 0 \end{cases}$$

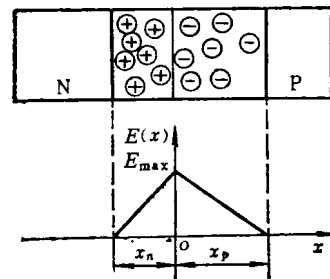


图 1-16 耗尽区中电场分布

式中, $V(x)$ 为 x 处的静电势; ϵ 为材料的介电系数。

对上式两边积分, 并代入边界条件, 即得 PN 结中最大电场强度为

$$E_{max} = \frac{qN_D x_n}{\epsilon} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon} \quad (1-66)$$

静电势总变化量应等于图 1-16 中场强分布曲线下的总面积, 即

$$U_D = \frac{1}{2} E_{max} (x_n + x_p) = \frac{1}{2} E_{max} W \quad (1-67)$$

式中, $W = x_n + x_p$, 为耗尽区宽度。

W 与接触电势差 U_D 的关系为

$$W = \left(\frac{2\epsilon}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} U_D \right)^{1/2}$$

实际上, 有时 PN 结两侧掺杂浓度相差很大, 设 $N_D \gg N_A = N_0$, 则

$$W = \left(\frac{2\epsilon U_D}{q N_0} \right)^{1/2} \quad (1-68)$$

这就是说, W 决定于低掺杂一侧的杂质浓度 N_0 。当有外电压 U 存在时, 设 P 端加高电势, 则

$$W = \left(\frac{2\epsilon(U_0 - U_f)}{qN_0} \right)^{1/2} \quad (1-69)$$

这就是说，外加电压 U_f 对 W 有影响， U_f 为正（P端加高电势）时， W 变窄， U_f 为负时， W 变宽。

4. PN结电容

PN结两侧耗尽区是一个偶电层，正负电荷精确相等，如果用平板电容器来类比，则单位面积电容为

$$C = \frac{\epsilon}{W} = \left(\frac{qeN_0}{2(U_0 - U_f)} \right)^{1/2} \quad (1-70)$$

式(1-70)表明 C 与 N_0 、 U_f 有关。 N_0 越低， C 越小； $U_f > 0$ ， C 变大； $U_f < 0$ ， C 变小。

5. PN结电流方程

热平衡下PN结中漂移运动等于扩散运动，净电流为零。但是，如果有外加电压时，结内平衡即被破坏。这时，流过PN结的电流方程为

$$I = I_0(e^{qU/kT} - 1) \quad (1-71)$$

式(1-71)是关于PN结的基本方程(推导略)。它包括两项，第一项 $I_0 e^{qU/kT}$ 代表正向电流，方向是从P端经过PN结指向N端，它与外加电压 U 有关， $U > 0$ 时它将迅速增大， $U = 0$ 时它等于 I_0 ，即平衡状态， $U < 0$ 时它趋于零。第二项 I_0 代表反向电流，它的方向与正向电流方向相反。它与外加电压无关，故称反向饱和电流。但 I_0 是温度的函数， I_0 将随温度升高而增大。

二、光照下的PN结

1. PN结光电效应

入射光子能量大于材料禁带宽度时，半导体吸收光子能量将产生电子空穴对。产生在PN结区以内的电子空穴对被内建电场分离，电子被拉向N区一侧，空穴被推向P区一侧。产生在PN结区以外的电子空穴对有两种情况。产生的位置距离结区在平均扩散距离 L 以内的，和产生在结区的电子空穴对一样，当它们扩散到内建电场中时即被分离。产生的位置距离结区超过平均扩散距离 L 的电子空穴对，在扩散过程中将被复合掉，对PN结光电效应无贡献。PN结区以及包括平均扩散距离以内的区域，电子空穴对被分离的结果是，耗尽区宽度变窄，接触电势差减小。这时的接触电势差和热平衡时相比，其减小量即是光生电势差。表现为P端为正N端为负。

2. 光照下PN结的电流方程

与热平衡时相比，有光照时，PN结内将产生一个附加电流，即内建电场对光生的电子空穴对进行分离所形成的电流，称为光电流 I_p ，其方向与PN结反向饱和电流 I_0 相同，因此光照下PN结的电流方程为

$$I = I_0 e^{qU/kT} - (I_0 + I_p)$$

如果把光电流 I_p 表示为电流灵敏度 S 与照度 E 之积，则上式又可写为

$$I = I_0 e^{qU/kT} - I_0 - SE \quad (1-72)$$

3. 开路电压 U_{oc}

光照下的PN结外电路开路时P端对N端的电压称为开路电压 U_{oc} ，即式(1-72)中 $I = 0$ 时的 U 值。因此得

$$U_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \frac{SE + I_0}{I_0} \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{SE}{I_0} \quad (1-73)$$

一般光电流 $I_p = SE \gg I_0$ ，所以可以作以上的近似处理。

4. 短路电流 I_{sc}

光照下的PN结，外电路短路时从P端流出，经过外电路，从N端流入的电流称为短路电流 I_{sc} 。令式(1-72)中 $U = 0$ 则有

$$I_{sc} = SE \quad (1-74)$$

U_{oc} 和 I_{sc} 是光照下PN结的两个重要参量， U_{oc} 表示在一定温度下，开路电压随着照度按对数关系增长，但最大值不超过接触电势差 U_0 。 I_{sc} 表示短路状态下， I_{sc} 与照度 E 有线性关系(弱光照时)。

图1-17为不同状态下PN结的能带图。图a为无光照时热平衡状态的能带图，NP型半导体

有统一的费米能级，势垒高度 $qU_0 = E_{FN} - E_{FP}$ ；图b为稳定光照下PN结外电路开路时的能带图，这时PN结为非热平衡状态，由于光生载流子积累而出现光生电压 U_{oc} ，NP型半导体在PN结区不再有统一的费米能级，势垒高度为 $q(U_0 - U_{oc})$ ；图c为稳定光照下PN结外电路短路时的能带图，这时PN结两端无光生电压，势垒高度仍为 qU_0 ，光生的电子空穴对被内建电场分离后源源不断地流入外电路形成短路电流；图d为有光照和有负载情况下的能带图，这时一部分光电流在负载上建立起电压 U ，另一部分光电流被PN结因正向偏压 U 引起的正向电流抵消，这时PN结的势垒高度为 $q(U_0 - U)$ 。

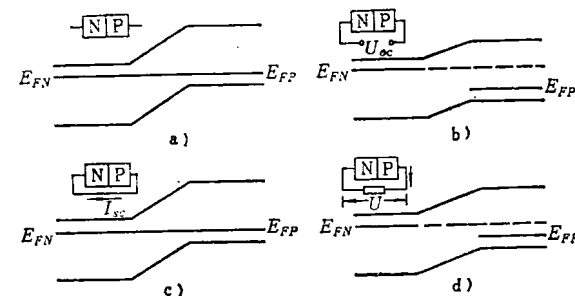


图1-17 不同状态下PN结的能带图

§1-5 光电发射效应

金属或半导体受到光照时，电子从材料表面逸出这一现象称为光电发射效应。光电发射效应是真空光电器件光电阴极的物理基础，本节将结合光电阴极对光电发射有关的概念、理论和规律作一介绍。

一、金属光电发射效应

金属受到光照时，电子能够从金属表面逸出的条件是，入射光子的能量($h\nu$)至少要等于金属电子的逸出功 A ，即

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + A \quad (1-75)$$

式中， A 为金属电子逸出功，它表示电子从表面逸出时所需的最低能量； $mv^2/2$ 为光电子初动能，它表示逸出表面后电子的最大初动能。

物理学指出，金属光电发射的规律为：光电子最大初动能与入射光频率 ν 成正比，与光强无关；在满足光电发射条件下，光电流与光强成正比；光电发射的弛豫过程极短，可略而不计。

1. 光电发射阈值