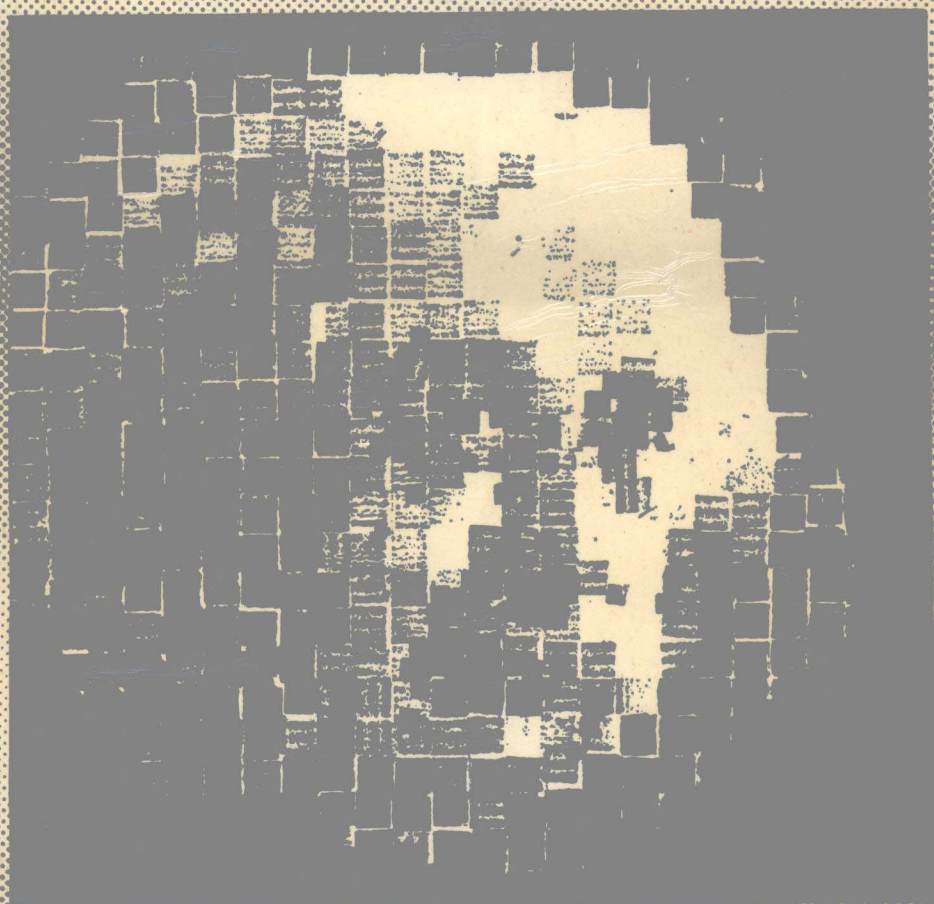


光电技术基础

缪家鼎 龚兆远 辛学耕 编

高等学校教学用书



机械工业出版社

光电技术基础

廖家鼎 龚兆元 辛学耕 编著



浙江大学出版社

内 容 简 介

本书把原来的“光电技术基础”和“光电成像器件及其应用”两门课合并成一门课,内容包括半导体物理基础、辐射度和光度的基本物理量、辐射源、光辐射探测器、光电倍增管、光敏电阻、结型光电器件、热探测器、变像管和像增强器、真空摄像管及电荷耦合摄像器件。

本书可作光学仪器、应用光学和分析仪器专业的本科生教材,也可作为相关专业本科生、研究生和有关科技人员的参考书。

光 电 技 术 基 础

缪家鼎

龚兆元 编著

辛学耕

责任编辑:陈子饶

* * *

浙江大学出版社出版

上虞汤浦印刷厂排版

肖山东湘印刷厂印刷

浙江省新华书店发行

* * *

787×1092 1/16 开本 13.625 印张 346 千字

1983 年 12 月第 1 版 1988 年 12 月第 1 次印刷

印数:0001—3000

ISBN 7-308-00111-3

TP·001 定价:3.10元

序 言

现代光学仪器发展的总趋势是把传统的光学、精密机械和光电技术、计算机技术、激光技术以及新型材料、器件密切结合起来,研制和生产出各种数字化、自动化和智能化的仪器和装备。

在现代光学仪器中,光电技术的主要作用是把光学信息转变为电学信息,再通过电子技术、计算机技术的处理,最后显示测量结果或执行某种动作。因此,光电技术在现代光学仪器中总是起了很关键的作用。人们常把光学仪器分解为光机部分、光电转换部分和电学部分,这证明光电转换部分起着不可缺少的中继作用。

过去,光学仪器中主要使用分立光电器件,而近年来,光学仪器中愈来愈多地采用光电成像器件,特别是摄像管和电荷耦合器件。这样,就要求我们在培养光学仪器的技术人才时,要拓宽他们的知识面。1983年我国的光学专家王大珩、王之江、金国藩、彭定堃等在评议我系时也建议把原来的“光电技术基础”和“光电成像器件及其应用”两门课合并成一门课,把内容有机地联系起来进行讲授,要让学生在不太增加负担的情况下掌握这两门课的主要内容。

根据光学仪器发展的趋势和专家们的建议,我们从1984年起在教学工作的同时分工着手编写新教材,本书是在蔡兆元所编写的“光电技术基础”和辛学耕编写的“光电成像器件及其应用”两本讲义的基础上,由缪家鼎、蔡兆元、辛学耕参加了本书的编著工作,最后由缪家鼎教授对该书进行了修改,补充,完成统稿任务,并担任主编。

有幸的是,近年来国内外的同行发表了涉及本书内容的很多著作、论文,使我们在编写本书时得到很多教益,也激励我们尽量把书编得好一点。在这里,我们向这些见过面和未见过面的同行,致以真挚的问候。本书中错误和不足之处难免,欢迎读者指正。

本书可作为光学仪器、应用光学和分析仪器专业的大学生教材,也可作为相关专业大学生和研究生的参考书。早年毕业而现在从事这方面工作的科技人员,可作为后续教育的内容阅读本书,以扩充自己的知识领域。

编著者

1988.3.1.

目 录

第一章 半导体物理基础	1
§ 1.1 半导体结构和载流子浓度	1
§ 1.2 半导体的漂移电流和扩散电流	8
§ 1.3 半导体光电导	11
§ 1.4 体积光伏效应	14
§ 1.5 p-n 结	15
§ 1.6 p-n 结、异质结和肖特基结的光电效应	20
第二章 辐射度和光度的基本物理量	25
§ 2.1 辐射度的基本物理量	25
§ 2.2 黑体辐射	27
§ 2.3 明视觉和暗视觉的光谱光视效率	30
§ 2.4 光谱光视效能和光视效能	32
§ 2.5 光度的基本物理量	32
§ 2.6 辐射能的传输	33
第三章 辐射源	36
§ 3.1 辐射源或光源的特征参数	36
§ 3.2 热辐射源	38
§ 3.3 气体放电光源	41
§ 3.4 半导体发光二极管(LED)	47
§ 3.5 激光器	51
第四章 光辐射探测器导论	56
§ 4.1 探测器的分类	56
§ 4.2 探测器的噪声	57
§ 4.3 探测器的品质因数	62
§ 4.4 探测器主要参数的测试方法	67
第五章 光电倍增管	70
§ 5.1 光电发射和光电阴极	70
§ 5.2 二次电子发射和倍增极	76
§ 5.3 光电倍增管(PMT)的工作原理	78
§ 5.4 光电倍增管的主要参数和特性	82
§ 5.5 光电倍增管供电电路	88

§ 5.6	光电倍增管的噪声和探测率	91
§ 5.7	光子计数器	93
第六章	光敏电阻	98
§ 6.1	光敏电阻的工作原理	98
§ 6.2	实用光敏电阻	100
§ 6.3	光敏电阻的品质因数	104
§ 6.4	光敏电阻的电路和噪声	107
§ 6.5	几个应用实例	109
第七章	结型光电器件	112
§ 7.1	p-n 光电二极管	112
§ 7.2	光电池	121
§ 7.3	象限光电池和坐标光电池	122
§ 7.4	p-i-n 光电二极管	124
§ 7.5	紫外光电二极管	125
§ 7.6	雪崩光电二极管 (APD 和 RAPD)	127
§ 7.7	光电三极管	130
§ 7.8	光电耦合器	132
第八章	热探测器	134
§ 8.1	热探测器的基本问题	134
§ 8.2	热电偶和热电堆	137
§ 8.3	热释电探测器	141
§ 8.4	测辐射热计	146
§ 8.5	高莱气动探测器	150
§ 8.6	精密测量用的热探测器	150
第九章	变像管和像增强器	153
§ 9.1	变像管的工作原理	153
§ 9.2	像增强器的工作原理	155
§ 9.3	变像管和像增强器的主要参数	157
§ 9.4	高压发生器	160
§ 9.5	条纹相机	161
第十章	真空摄像管	163
§ 10.1	概论	163
§ 10.2	视像管	167
§ 10.3	光电发射型摄像管	175
§ 10.4	热释电摄像管 (PEV)	178
§ 10.5	真空摄像管在工业电视中的应用	178
第十一章	电荷耦合摄像器件	185
§ 11.1	电荷耦合器件的工作原理	185
§ 11.2	几种改进的 CCD 结构	192

§ 11.3	电荷耦合器的特征参数.....	195
§ 11.4	电荷耦合摄像器件(CCID)	198
§ 11.5	CCD 彩色摄像机	205
附表一	S 系列光谱响应.....	211
附表二	国产光电倍增管的典型参数.....	213



第一章 半导体物理基础

固体材料是制造光辐射探测器的基础。固体的结构可分为单晶体、多晶体和无定形体。由于晶体的结构最有规律性，它的性能参数比较稳定，因此得到了广泛应用。多晶体和无定形体制造比较方便，成本低，也有一定的应用。

按材料的电阻率又可把固体分为导体、半导体和绝缘体，电阻率小于 $10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ 的属于导体，电阻率在 $10^{12} \sim 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ 范围内的属于半导体，电阻率大于 $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ 的属于绝缘体。它们在探测器的不同部分分别起着作用。但作为探测器的光敏面常采用半导体材料，其中用得最多的是硅、锗、砷化镓、硫化镉等。

本章叙述的内容是为较深入地理解探测器的工作原理服务的，因此重点是半导体的固态结构和能带结构、它与光辐射的相互作用以及由此产生的光电效应。

§ 1.1 半导体结构和载流子浓度

一、半导体的晶体结构

晶体内部结构中的原子、离子或分子都是有规律地在三维空间内周期性重复排列的，组成一定型式的晶格，其外形为一定形状的几何多面体。晶体都具有一定的对称性，并且是一种均一的各向异性体。

晶体结构的种类很多，按晶族、晶系分类。探测器常用材料所属的立方晶系如图 1.1 所示，

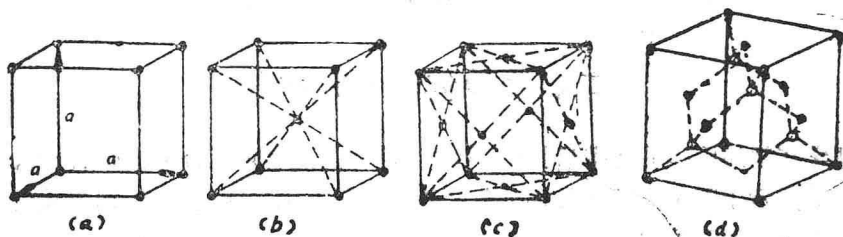


图 1.1

图 (a)、(b) 和 (c) 分别表示简单立方体、体心立方体和面心立方体三种晶格。简单立方体晶格在每个顶角上都有一个原子，而每个原子为八个晶格所共有。体心立方体晶格与前者相比在体心多一个原子。面心立方体与简单立方体晶格相比，在六个面的中心都增加一个原子，每个原子为二个晶格所共有。

图 1.1 (d) 示出硅、锗或碳等元素的金刚石结构，它除了在立方体顶角和面心上有原子(用黑点表示)外，在四个体对角线的 $1/4$ 处有原子(用圈表示)存在。处在立方体顶角和面心的原子，它们自身构成一个面心立方体晶格。处在体对角线 $1/4$ 处的原子，它们自身也构成一个面心立方体晶格，两个晶格分布完全相同，整个晶体中的原子排列，可看作由两个面心立方体晶格套在一起构成的，一个对另一个沿着立方体对角线方向，平移其线长的 $1/4$ 。

如果把金刚石结构中一个面心立方体的原子改为硫，另一个面心立方体的原子改为锌，结果就形成闪锌矿结构。砷化镓半导体材料也具有闪锌矿结构。

现在以面心立方体晶格为例说明一下晶面和晶向的表述方法。

晶面是用密勒指数表征的。具体办法是先确定晶面与各轴的截点，用晶格常数表示各截点到原点的距离，再取各截距的倒数，化成三个最小的整数，这就是该晶面的密勒指数。

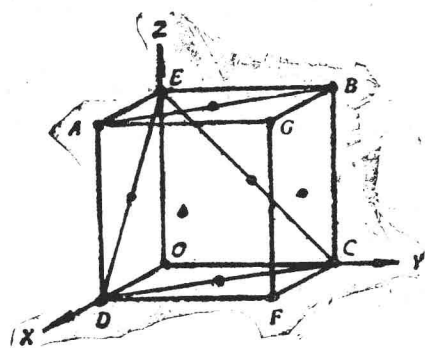


图 1.2

如图 1.2 上的 $ABCD$ 晶面，它与 X 、 Y 和 Z 轴的截距为 (a, a, ∞) ，它们倒数的最小整数为 $(1, 1, 0)$ ，即是该晶面的密勒指数。相似地， $AGFD$ 晶面的密勒指数为 $(1, 0, 0)$ ， CDE 晶面的密勒指数为 $(1, 1, 1)$ 。

晶向是指通过晶格原点指向任何一个原子的方向，表征的方法是以晶格原点为坐标点，以晶格常数为单位，求出指向原子的坐标，如为 (la, mb, nc) ，那么这一晶向就以 (l, m, n) 表征，如图 1.2 上的 OG 晶向，由于 G 点的坐标为 (a, a, a) ，因此该晶向以 $(1, 1, 1)$ 表征，可以证明，垂直于晶面的晶向，它们的晶面密勒指数和晶向指数彼此相等。

由于在各种晶向上原子的分布不同，因此呈现出晶体的各向异性。

固体除了单晶体结构外还有多晶和无定形结构。多晶是由很多很小的单晶无序地组合在一起的固体。在单晶内部原子呈有规律排列，在单晶之间呈无规律排列，因此在多晶的各个方向上均串接着不同方向的单晶，统计平均结果表明多晶的各向异性很小，甚至消失。无定形体是原子没有周期性和规律性排列的固体，因此它是各向同性的，如玻璃等。多晶和无定形体以其低廉的成本见长，现已在太阳能电池等器件中得到应用。

二、半导体的能带和种类

物理学在阐述固体的能带后指出，半导体晶体的能带可区分为满带、价带、导带和禁带，它们之间的关系示于图 1.3。除禁带外每种能带内还有很多能级，由于构成晶体的原子数很大，相邻能级之间的能量差很小。

能带理论指出：晶体中电子只能处于上述能带的能级上，而每一个上述的能带中都有与构成晶体的原子总数相适应的能级数。根据泡利原理在每一能级上最多只能填充一个电子。因此在任一准许带中可能容纳的电子数最多为 N 个， N 是该能带的能级数。根据能量最小原理电子填充能带时，总是从最低的能带、最小能量的能级开始填充。在满带中任何时间均填满电子，因此对半导体的光电特性没有影响，可以略去，在温度为绝对零度的情况下价带为价电子占满，而导带中没有电子。当价带中的电子获得足够的热能或辐射能，就会跃过禁带进入导

带。导带中的电子和价带中出现的空穴构成载流子，从而改变半导体的导电性能。在禁带内不允许电子存在，也没有能级。

前面概述了理想晶体中的能带，对于实际的半导体晶体，其能带结构相当复杂，现以硅、锗和砷化镓为例加以说明，图 1.4 列举了它们的能带结构示意图。图中括号及其中的数字如 (1 1 1) 和 (1 0 0) 等代表晶向；能量值 0.66、1.08 和 1.43 eV 分别为 Ge、Si 和 GaAs 晶体的禁带宽度，又称能隙，用 E_g 表示。

从图 1.4(a)、(b) 可见，Ge、Si 半导体材料导带的最低点和价带的最高点不在同一 K 值处，电子在能带间的跃迁是非竖直跃迁，如虚线所表示的，因此称它们为“间接带隙材料”，电子从价带跃迁到导带的最

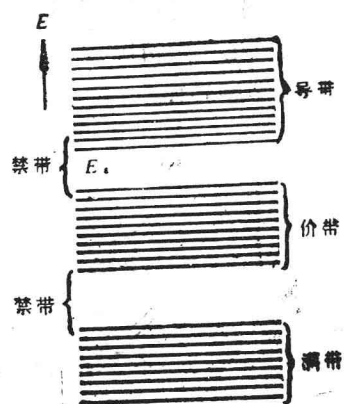


图 1.3

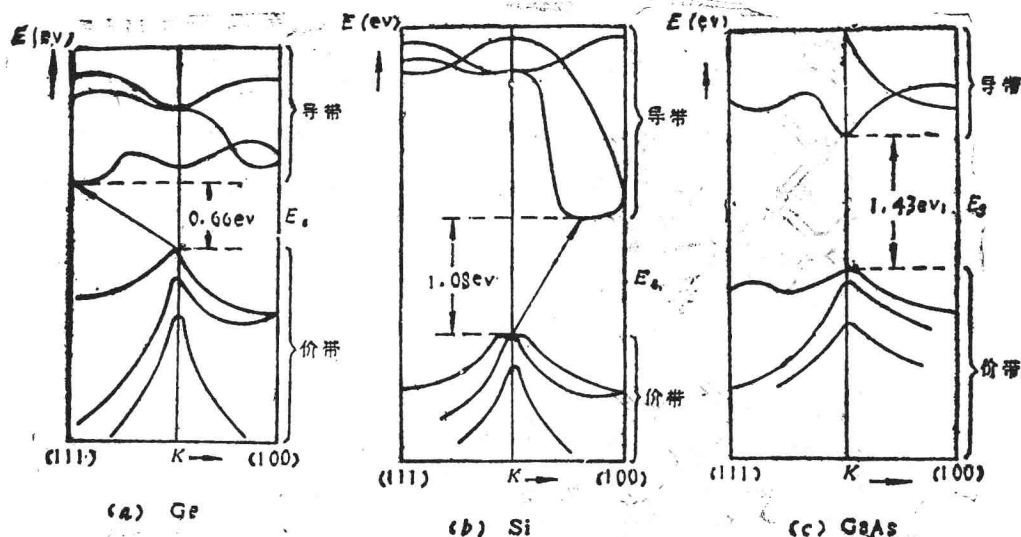


图 1.4

小能量等于能隙和由波矢决定的声子能量之和。相反，对 GaAs 半导体材料，如图 (c) 所示，它的导带最低点和价带的最高点在同一个 K 值处，这类半导体称为“直接带隙材料”，电子从价带跃迁到导带的最小能量等于能隙。对这类半导体，其导带的电子跃回价带时容易发射出辐射能。因此最先用作发光二极管和半导体激光器材料，而光辐射探测器则普遍采用 Si、Ge 半导体材料。近来为提高探测器的响应速度也有转而采用 GaAs 材料的。

三、i、n 和 p 型半导体

前面讨论了理想晶体的能带结构。实际晶体中往往存在与组成晶体的基质原子不相同的原子——杂质原子，以及在晶体形成过程中出现的各种缺陷，如位错、晶粒间界、间隙原子等，

从而降低了材料性能。为此常采用材料提纯去除有害杂质，进行各种处理消除或减少晶体缺陷。但也有另一种情况，就是在晶体中有意识地掺入一定量的有用杂质，取得所需的重要的特性。下面讨论三种情况：

1. i 型半导体

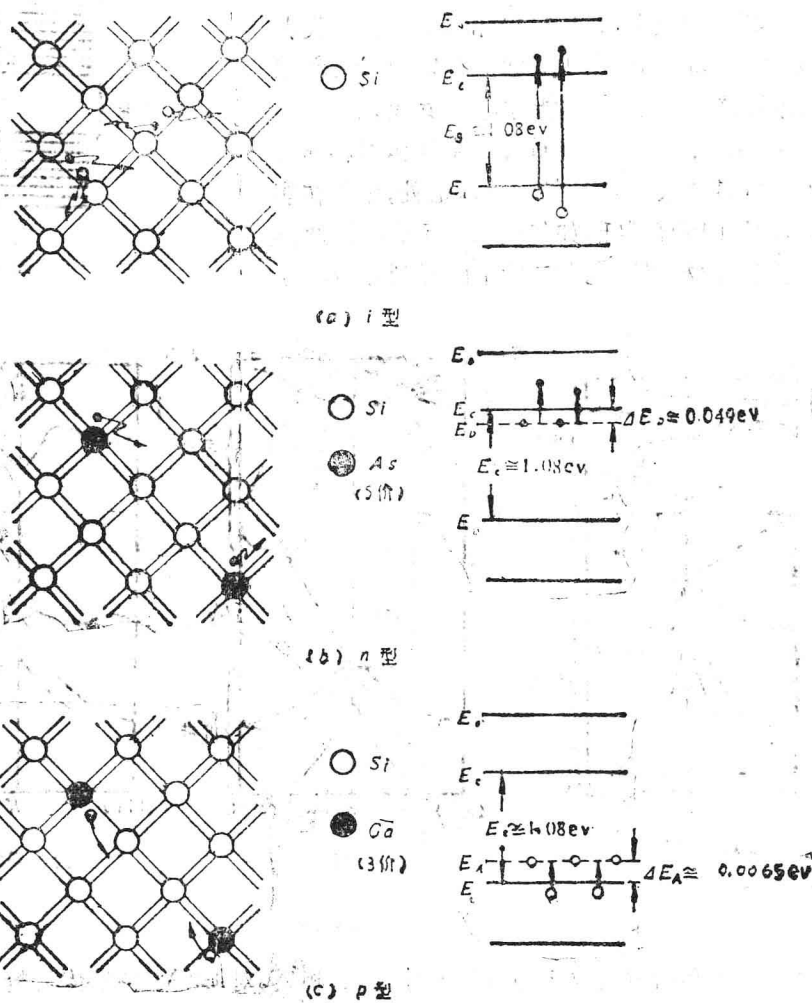


图 1.5

i 型也称本征型，是完全由基质原子组成的晶体。由热激发产生自由电子和自由空穴（以下均简称为电子、空穴）对，构成电流的载流子，也就是说，在本征半导体中导带电子数和价带空穴数相等。如图 1.5(a) 所示晶体由基质原子硅组成，价电子组成共价键，在热激发情况下共价键上的电子挣脱束缚参与导电，从能级图看相当于电子进入导带参加导电。在共价键上出现的空位将由附近的电子填补，构成空穴导电，这相当于价带空穴参加导电。由于电子从价带顶 E_v 跃迁到导带底 E_c 需要大于或等于能隙的能量 E_g ，由于常温下具有这样能量的电子概率

很小,故参加导电的电子空穴对很少,结果造成本征半导体的电导率很低。

2. n 型半导体

在纯硅晶体中掺入少量 V 族元素 As 或 P 的原子,如图 1.5(b) 所示。由于 As、P 原子有五个价电子,它用四个价电子与周围的硅原子组成共价键,余下的一个电子很松地束缚在五价原子周围。这一电子只要获得很小的能量,就能脱离原子而参加导电,这时原子带正电,但不出现空位。因此在 n 型半导体中导带电子在导电中起主要作用,这样的晶体称“电子型半导体”或“n 型半导体”,掺入的杂质称“施主杂质”,杂质原子所占据的能级称“施主能级”,用 E_D 表示。

从图 (b) 右边的能级图可见,施主能级处于禁带内导带底的下面。电子从施主能级跃迁到导带所需的能量为 ΔE_D ,称电离能,等于 $E_C - E_D$ 。与 E_g 相比, ΔE_D 是很小的,在常温下电子所具有的平均热能就足以使施主原子电离。因此 n 型半导体具有较高的电导率,其高低与掺入施主杂质的浓度成正比。

在 n 型半导体中除由施主杂质电离产生的导带电子导电外,还存在由价带电子跃迁引起的电子空穴对的导电,但是在 n 型半导体中电子占绝对多数,因而称它们为“多数载流子”,而少量的空穴被称为“少数载流子。”

3. p 型半导体

在纯硅晶体中掺入少量 III 族元素 Ga 或 B 原子,如图 1.5(c) 所示。由于 Ga 或 B 原子只有三个价电子,它与周围的硅原子组成共价键时少一个价电子,于是就出现一个空位。这个空位很易接受从邻近硅中过来的价电子,从而使晶体中出现空穴,形成空穴为主的导电,这样的晶体称为“空穴型半导体”或“p 型半导体”,掺入的杂质称为“受主杂质”,杂质所具有的能级称为受主能级,用 E_A 表示。

从图 (c) 右边的能级图可见,受主能级处于禁带内价带顶的上方,价带电子跃迁到受主能级所需的电离能 $\Delta E_A = E_A - E_V$ 。这时电子填充了共价链中的空位,而出现空穴。这个电离能 ΔE_A 也很小,常温下电子具有的平均热能就已足够。因此 p 型半导体也具有较高的电导率。其高低与掺杂浓度成正比。

由于在 p 型半导体中也存在由价电子跃迁到导带所形成的电子空穴对的导电,为此把占多数的空穴称为“多数载流子”,把少量的导带电子称为“少数载流子”。

还要指出一点,随着掺杂浓度的增加,杂质能级会扩展成杂质能带,浓度更大时施主能带可以和导带叠合一小部分,或受主能带与价带叠合一小部分。

四、热平衡条件下的载流子浓度

为了导出一些同半导体性质有关的基本关系,首先必须确定热平衡时半导体中的载流子浓度。而为了得到计算结果,又必须首先从能级密度和每一能级上电子的占有率入手。

1. 能级密度

能级密度是指在导带和价带内在每单位体积单位电子伏内的能级数,用 $N(E)$ 表示,它是 E 的函数。在导带内

$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \quad (1.1)$$

式中 $N(E)$ 为在电子能量 E 处的能级密度； m_e^* 为电子的有效质量； h 为普朗克常数， $h = 6.626 \times 10^{-34} (\text{J} \cdot \text{s})$ 。

此式说明 $N(E) \propto (E - E_c)^{1/2}$ ，也就是离 E_c 愈远，能级密度愈大，相似地，在价带内

$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (1.2)$$

式中 m_p^* 是空穴的有效质量。 $N(E)$ 也有着离 E_v 愈远能级密度愈大的特点，图 1.6 中 $N(E)$ 与 E 的关系曲线就说明了这点。

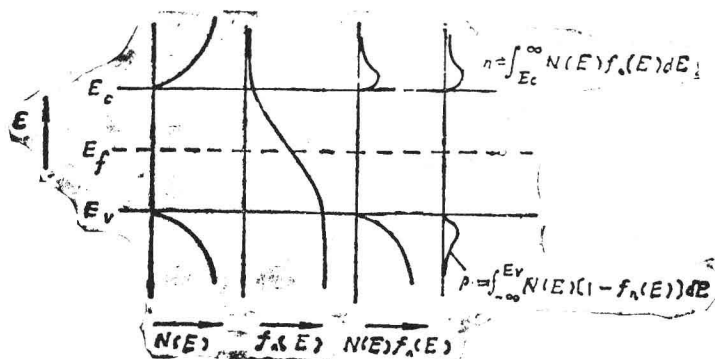


图 1.6

2. 电子的占有率

一个电子占据一个能量为 E 能级的几率按统计物理学理论称为费米-狄拉克分布函数，也就是

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{(E - E_f)/kT}} \quad (1.3)$$

式中 k 为玻耳兹曼常数， $k = 1.38 \times 10^{-23} (\text{J/K})$ ， T 为绝对温度， E_f 为费米能级。将 $E = E_f$ 代入此式可知，不论温度高低， $f_n(E)$ 总是等于 50%，因此把电子占有率为 50% 的能级定义为费米能级。对于掺有不同浓度杂质的不同半导体具有不同的 E_f 值。

从此式也可知，对相同的能级 E ， $f_n(E)$ 随着温度 T 的变化而变化， T 增高， $f_n(E)$ 增大。

在价带中，如已知电子的占有率，即可求出空穴的占有率。 $f_p(E)$ 根据电子和空穴占有率之和应等于 1 的原则，可得

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{(E_f - E)/kT}} \quad (1.4)$$

如果 $E - E_f$ 或 $E_f - E$ 大于 $3kT$ 时，上述两式分母中的 1 可略去，于是

$$f_n(E) = e^{-(E - E_f)/kT}, \quad f_p(E) = e^{-(E_f - E)/kT} \quad (1.5)$$

3. 平衡载流子浓度

现在把热平衡条件下的载流子浓度简称为平衡载流子浓度，它等于能级密度与载流子占有率的乘积再按能量积分。具体地说，导带中的载流子是电子，它的总数为：

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N(E) f_n(E) dE = N_c e^{-(E_c - E_f)/kT} \quad (1.6)$$

式中

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

称为导带有效能级密度。

价带中的载流子是空穴,它的总数

$$\begin{aligned} p &= \int_{-\infty}^{E_v} N(E) (1 - f_n(E)) dE = \int_{-\infty}^{E_v} N(E) f_p(E) dE \\ &= N_v e^{-(E_f - E_v)/kT} \end{aligned} \quad (1.7)$$

式中

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

称为价带有效能级密度。

对于 $N(E)$ 、 $f(E)$ 、 $N(E) \cdot f(E)$ 与 E 的关系,以及 n 和 p 的积分表示在图 1.6 中。

将 n 和 p 相乘即式 (1.6) 与式 (1.7) 相乘,可得到一些有意义的结论:

$$n \cdot p = N_c N_v e^{-(E_c - E_f)/kT} \cdot e^{-(E_f - E_v)/kT} = N_c N_v e^{-E_g/kT} \quad (1.8)$$

(1) 在每种半导体中平衡载流子电子数和空穴数的乘积为一常数。

(2) 能隙愈小, n 和 p 的乘积愈大,导电性愈好。

(3) 半导体中的载流子数与温度有密切关系,温度增加载流子增多。

(4) E_g 一般与温度有 $E_g = E_{g0} - \beta T$ 的关系, E_{g0} 是零度时的能隙, β 是温度系数,单位为 eV/K。

4. i、n 和 p 型半导体中的载流子浓度

在 i 型半导体中参加导电的电子浓度 n_i 等于空穴浓度 p_i , 于是

$$\begin{aligned} n_i^2 &= p_i^2 = N_c N_v e^{-E_g/kT} \\ n_i &= p_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-E_g/2kT} \end{aligned} \quad (1.9)$$

把它们代入求 n 和 p 的公式 (1.8), 解得

$$E_f = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c} = E_i + \frac{3kT}{4} \ln \left(\frac{m_p^*}{m_e^*} \right) \quad (1.10)$$

式中的 E_i 为中间能级,处于禁带中间位置, E_f 偏离 E_i 值的大小取决于 m_p^*/m_e^* 的比值。

在 n 型半导体中,室温下的多数载流子的 n 值主要取决于掺入的施主杂质的浓度 N_d , 而

$$p = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{N_c N_v e^{-E_g/kT}}{N_d} \quad (1.11)$$

且

$$E_f = \frac{1}{2} (E_c + E_D) + \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right) \quad (1.12)$$

从上式可见, E_f 常处于导带底和施主能级之间,随着 N_d 的增大, E_f 向上移动。

在 p 型半导体中,室温下的多数载流子的 p 值主要取决于掺入的受主杂质浓度 N_a , 且

$$n = \frac{n_i^2}{N_a} = \frac{N_c N_v e^{-E_g/kT}}{N_a} \quad (1.13)$$

$$E_f = \frac{1}{2}(E_A^* + E_v) - \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{N_a}{N_z} \right) \quad (1.14)$$

从上式可见, p 型半导体的 E_f 常处于受主能级和价带顶之间, 随着 N_a 的增大, E_f 愈靠近价带。

§ 1.2 半导体的漂移电流和扩散流

前面讨论了半导体的能带结构以及在热平衡条件下载流子的浓度。本节将讨论载流子运动的有关规律和由此产生的电导现象。

一、载流子的散射和漂移

电流是带电粒子(载流子)在电场作用下作定向运动形成的。半导体中的载流子就是导带电子和价带空穴, 因此导带电子浓度和价带空穴浓度直接和半导体的电导率有关。同时, 半导体中电子和空穴的运动不同于真空中自由电子的运动。它们在运动过程中会和晶格原子碰撞, 从而改变它们运动的方向和速度, 因此电导率还与电子和空穴的运动速度有关。下面分别讨论在无外电场作用和有外电场作用下载流子的运动情况。

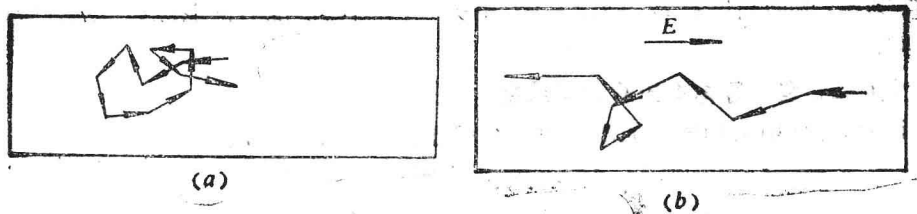


图 1.7

在无外电场作用的情况下, 载流子借助于常温下获得的热能以约 10^7 cm/s 的平均速度运动, 不断地与晶格碰撞而改变运动方向, 这种现象称为“载流子的散射”。如图 1.7(a) 所示, 很多次运动的结果使平均的移动速度为零, 形成不了电流。常温下载流子大约平均每走几十到几百个原子间距 ($10^{-7} \sim 10^{-8}$ cm) 就发生一次碰撞, 两次碰撞间的平均距离称为载流子的平均自由程。

如果在半导体两端施加电压, 在其内部就形成电场, 那么载流子除了上述的无规则运动外, 还会出现在电场加速作用下形成的定向运动。不过, 这种定向运动不能长期延续下去, 仅能从一次碰撞到下次碰撞为止。结果, 在外加电场 E 的作用下, 电子以上述两种运动的合成运动逆电场方向运动而形成电流。这种运动称为“载流子的漂移”, 它的平均速度称为漂移速度, 如图 1.7(b) 所示。电子漂移速度 v_n 和电场强度 E 有以下关系:

$$v_n = -\mu_n E \quad (1.15)$$

式中的 μ_n 称为电子迁移率, 单位为 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。电场强度 E 的单位为 V/cm , 漂移速度 v_n 的单

位为 cm/s 。 μ_n 值一般为一常数,但当载流子浓度很大时 ($>10^{16} \text{cm}^{-2}$) μ_n 会减小, μ_n 值与温度也有一定关系。上式的负号表示电子运动的方向与电场的方向相反。

对空穴来说,它受电场的作用与电子的相同,不过它的运动方向与电场方向相同,它的漂移速度

$$v_p = \mu_p E \quad (1.16)$$

式中 μ_p 称为空穴迁移率。一般情况下, $\mu_n > \mu_p$, 例如对硅来说, $\mu_n \cong 1400 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, 而 $\mu_p \cong 500 \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$

二、漂 移 电 流

由于载流子的漂移运动产生的电流称为漂移电流,它是在热平衡情况下平衡载流子产生的唯一的一种导电电流,因此又称为传导电流。下面将推导计算传导电流的公式。

设在截面 A ($A = d \times W$) 和长度 L 的半导体两端施加电压 V , 那么由电子形成的电流 I_n 等于单位时间内流过任一截面的电子数,即:

$$I_n = -qnAv_n = -qnA(-\mu_n E) = qnA\mu_n E \quad (1.17)$$

同理,由空穴形成的电流

$$I_p = qpAv_p = qpA(\mu_p E) = qpA\mu_p E \quad (1.18)$$

于是,得到的总电流

$$I = I_n + I_p = qAE(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.19)$$

把 $E = V/L$ 代入,得

$$I = qA \frac{V}{L} (n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.20)$$

电导 $G = I/V$, 得

$$G = \frac{I}{V} = \frac{qA}{L} (n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.21)$$

设电导率为 σ , 于是

$$\sigma = \frac{GL}{A} = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.22)$$

电阻率 ρ 是电导率的倒数,结果

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (1.23)$$

例:如图 1.8 中的半导体是 i 型硅,有关尺寸 $d = 10 \mu\text{m}$, $W = 2 \text{mm}$, $L = 1 \text{cm}$,施加电压 $V = 1 \text{V}$,求在室温下通过此半导体的电流以及它的阻值。

解:查阅参考资料得到在室温 (300K) 下硅的有关参数: $N_c = 2.8 \times 10^{19}$, $N_v = 1.04 \times 10^{19}$, $E_g = 1.12 \text{eV}$, $kT = 0.026 \text{eV}$,代入有关公式得

$$n_i = p_i = (N_c N_v e^{-E_g/kT})^{1/2} \cong 0.78 \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$$

$$I = qA \frac{V}{L} (n\mu_n + p\mu_p) = qA \frac{V}{L} n_i (\mu_n + \mu_p) = 4.74 \times 10^{-10} (\text{A})$$

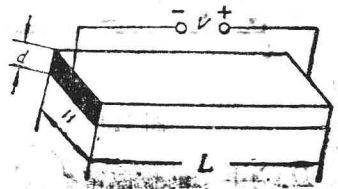


图 1.8

$$R = \frac{V}{I} \approx 1.1 \times 10^9 (\Omega)$$

三、扩散电流

这是在半导体内电场非常弱,由于外场的电注入或光激发,在局部区域出现大量的非平衡载流子,造成浓度差别,即存在浓度梯度,从而使载流子由高浓度区向低浓度区扩散,而形成扩散电流。

以一维扩散为例,如在半导体表面由光激发大量的非平衡电子,其浓度为 $\Delta n(0)$, 它们向内部 ($x > 0$) 扩散,且 $\Delta n(0)$ 保持恒定,则扩散后的电子分布呈下述规律:

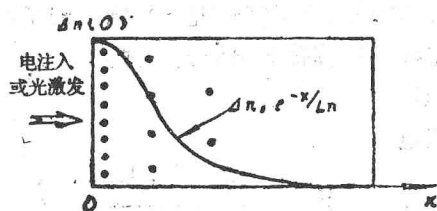


图 1.9

$$\Delta n(x) = \Delta n(0)e^{-x/L_n} \quad (1.24)$$

如图 1.9 所示, 式中 $\Delta n(x)$ 为 x 处电子浓度, L_n 为电子的扩散长度, 它标志着非平衡载流子在复合前由于扩散而深入到材料内部的平均距离。由于扩散形成的扩散电流

$$I_n = qAD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.25)$$

式中: D_n 为电子的扩散常数; A 为材料截面积。将 $\Delta n(x)$ 微分后代入得

$$\begin{aligned} I_n &= qAD_n \left(-\frac{1}{L_n} \right) \Delta n(0)e^{-x/L_n} \\ &= -\frac{qAD_n}{L_n} \Delta n(x) \end{aligned} \quad (1.26)$$

在表面 $x=0$ 处, 由表面流向内部的电子扩散电流为

$$I_n = -\frac{qAD_n}{L_n} \Delta n(0) \quad (1.27)$$

这相当于表面的电子数均以速度 (D_n/L_n) 运动时所引起的电流, 其电流方向与扩散方向相反。

电子的扩散长度 L_n 与扩散常数 D_n , 寿命 τ_n 有下列关系

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (1.28)$$

在扩散常数 D_n 和迁移率 μ_n 之间经证明具有下列关系

$$D_n = \left(\frac{kT}{q} \right) \mu_n \quad (1.29)$$

同理, 如激发的是空穴, 那么有关公式改为:

$$I_p = -qAD_p \frac{dp}{dx} = \frac{qAD_p}{L_p} \Delta n(x) \quad (1.30)$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (1.31)$$

$$D_p = \left(\frac{kT}{q} \right) \mu_p \quad (1.32)$$