

# 光纤通信用 光电子器件制作工艺基础

黄章勇 编著

北京邮电大学出版社  
· 北京 ·

## 内 容 提 要

本书较全面地介绍了光纤通信用光电子器件和组件的制造工艺(包括工艺理论基础和可供参考的工艺数据)。它从激光二极管、光探测器、光调制器和半导体光放大器等主要光电子器件的结构入手,论述为实现这些结构所必须的主要制作工艺技术,重点介绍了 Si 基和 III-V 族化合物基光电子器件的材料制备(包括各种外延生长技术)、光刻和腐蚀、掺杂、介质膜和金属膜制备、器件和组件的组装和封装等工艺技术。

本书是编著者多年工作经验之积累,也展示制作工艺中的最新技术,是一部光纤通信用光电子器件较为全面的制作工艺类技术书。该书可供从事光纤通信用光电子器件的设计、研究、制作人员的使用和参考,也可供大专院校光通信、光电子技术专业师生使用和参考。

### 图书在版编目(CIP)数据

光纤通信用光电子器件制作工艺基础/黄章勇编著. —北京:北京邮电大学出版社,2004

ISBN 7 5635 0965 8

.光... .黄... . 光纤通信—光电器件 光纤通信—电子元件 . TN929.11

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 134421 号

---

书 名: 光纤通信用光电子器件制作工艺基础  
作 者: 黄章勇 编著  
责任编辑: 时友芬 王玲娣  
出版发行: 北京邮电大学出版社  
网 址: www.buptpress.com  
社 址: 北京市海淀区西土城路 10 号(100876)  
电话传真: 010 62282185(发行部) / 010 62283578(FAX)  
电子信箱: publish@bupt.edu.cn  
经 销: 各地新华书店  
印 刷:  
开 本: 787 mm× 1 092 mm 1/16  
印 张: 19.75  
字 数: 463 千字  
印 数: 1—3 000 册  
版 次: 2005 年 2 月第 1 版 2005 年 2 月第 1 次印刷

---

ISBN 7 5635 0965 8 / TN · 318

定 价: 34.00 元

如有质量问题请与北京邮电大学出版社发行部联系

# 前 言

光纤通信以其自身的优越性已在信息传输领域中占据了重要的地位，而光电子器件是实现光纤通信系统工作必不可少的核心器件。这些器件承担了光信号的发射、调制、放大、交换，以及光信号的接收任务。光纤通信系统的优劣在很大程度上取决于这些器件的设计和制作，特别是光电子器件的制作技术是实现优异性能的保证，工艺理论以及工艺技术是制作工艺得以发展和实施的关键。该书是编著者三十余年从事光电子器件研究和生产工作的积累和总结，尽管本人的理论水平和工艺技术远不能适应高速发展的光电子技术要求，但本人为我国光电子技术的发展，特别是在光电子产业化的发展中贡献一点微薄力量的愿望促使我编著这本书。


本书较全面地介绍了光纤通信用的主要光电子器件（包括 LD、PD、光调制器、半导体光放大器、光开关等）的制作工艺理论基础和制作工艺技术。重点介绍了 Si 基和 III-V 族化合物基光电子器件的外延生长（包括 CVD、LPE、卤化物运输汽相外延生长、MOCVD、MBE）、制作量子点的低维半导体材料制备、异质材料的晶片键合、光刻和腐蚀、掺杂、介质膜制备、欧姆接触电极制备以及器件的组装（包括电路组装和光路组装）和封装。在本书的最后还介绍了光电子器件在制造和使

用过程中引入的缺陷（主要是位错和应力）以及缺陷的控制和检测。

本书紧扣光电子器件制作中涉及到主要制作工艺和正在发展中的先进工艺，相信本书对从事光电子技术，特别是从事光电子器件设计和制作人员是有用的。值得指出的是，在本书中引用一些工艺参数是不同制作者在特定条件得出的参数，只能供读者参考。

在本书的写作过程中，得到业界不少专家、朋友的支持和帮助；另外，廖先炳、何兴仁在查阅资料、整理和校对文稿方面，蒋进联、周艳等同志在录入和作图方面也都给予了大力支持和帮助；在本书出版的过程中，得到了北京邮电大学出版社的大力支持，在此一并表示感谢。

由于作者水平有限，书中难免有遗漏和错误之处。敬请批评指正。



二 五年一月

# 目 录

## 第 1 章 器件与工艺技术物理基础

1.1 能带概念 .....	1
1.2 本征半导体与态密度 .....	3
1.3 施主与受主 .....	4
1.4 杂质电离 .....	5
1.5 载流子的运动 .....	6
1.6 p n 结 .....	10
1.7 p n 结击穿 .....	20
1.8 异质结 .....	26

## 第 2 章 光电子器件的基本结构及其关键制作工艺

2.1 激光二极管的基本结构和制作 .....	38
2.2 光电探测器的结构和制作 .....	47
2.3 半导体放大器的结构和制作 .....	50
2.4 光调制器的结构与制作 .....	51
2.5 半导体光开关的结构和制作 .....	57
2.6 集成光电子器件的结构和制作 .....	60

## 第 3 章 光电子器件的材料制备技术

3.1 基底片制备 .....	64
3.2 光电子器件用 Si 基材料的制备 .....	70
3.3 光电子器件用 III 族化合物半导体材料和外延生长 .....	82
3.4 III 族化合物的液相外延生长 .....	87
3.5 III 族化合物的卤化物输运汽相外延生长 .....	103
3.6 金属有机化合物汽相淀积 .....	108
3.7 分子束外延生长 .....	122

3.8	化学束外延生长 .....	130
3.9	原子层、分子层外延生长 .....	134
3.10	族化合物低维半导体材料的制备技术 .....	135
3.11	光子晶体薄膜及其制备 .....	137
3.12	异质材料的晶片键合技术 .....	140
3.13	光电子器件外延层质量检测 .....	144
<b>第4章 光电子器件制作中的光刻和腐蚀</b>		
4.1	UV 光刻 .....	148
4.2	电子束光刻 .....	158
4.3	X 射线光刻 .....	168
4.4	纳米印刷光刻 .....	172
4.5	飞秒激光脉冲直接光刻 .....	174
4.6	光栅制作 .....	175
4.7	湿法化学腐蚀蚀刻图形 .....	179
4.8	干法腐蚀蚀刻图形 .....	185
<b>第5章 光电子器件的掺杂技术</b>		
5.1	扩散掺杂 .....	197
5.2	离子注入掺杂 .....	210
5.3	外延掺杂 .....	218
<b>第6章 光电子器件中的介质薄膜及其制备</b>		
6.1	光电子器件中的介质薄膜 .....	220
6.2	介质膜的制备 .....	227
<b>第7章 光电子器件的电极金属膜及其制备</b>		
7.1	光电子器件对电极金属膜的要求 .....	240
7.2	光电子器件的欧姆接触材料 .....	241
7.3	光电子器件的金属化淀积技术 .....	243
<b>第8章 光电子器件和组件的组装和封装</b>		
8.1	光电子器件的组装 .....	246
8.2	光电子组件的组装 .....	261
8.3	光电子器件和组件的封装 .....	268
<b>第9章 光电子器件在制作和使用中引入缺陷及其缺陷控制和检测</b>		
9.1	光电子器件在晶体生长中造成的缺陷及其控制和检测 .....	289

9.2 光电子器件制作过程中引入的缺陷 .....	294
9.3 光电子器件工作过程中引入的缺陷反应 .....	295
9.4 不合格器件的剔除 .....	296
附录 英文缩写词 .....	299
参考文献 .....	303

# 器件与工艺技术物理基础

## 1.1 能带概念

在孤立原子中,原子核外的电子按照一定的壳层排列,每一壳层容纳一定数量的电子。每个壳层上的电子具有分立的能量值,也就是电子按能级分布。为表示能量高低,在图 1 1 中用一条条高低不同的水平线表示电子的能级,此图称为电子能级图。

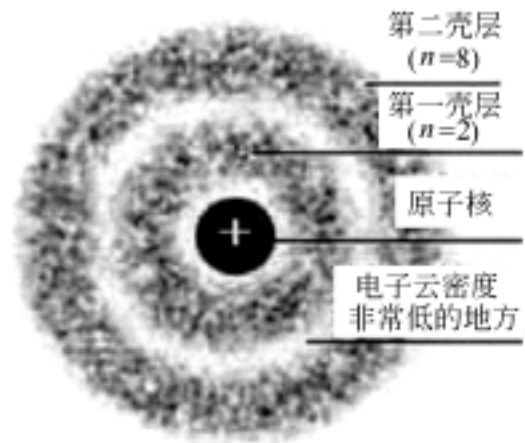


图 1 1 电子能级图

晶体中大量的原子集合在一起,而且原子之间距离很近,以硅为例,每立方厘米的体积内有  $5 \times 10^{22}$  个原子,原子之间的最短距离为 0.235 nm。致使离原子核较远的壳层发生交叠,壳层交

叠使电子不再局限于某个原子上,有可能转移到相邻原子的相似壳层上去,也可能从相邻原子运动到更远的原子壳层上去,这种现象称为电子的共有化。从而使本来处于同一能

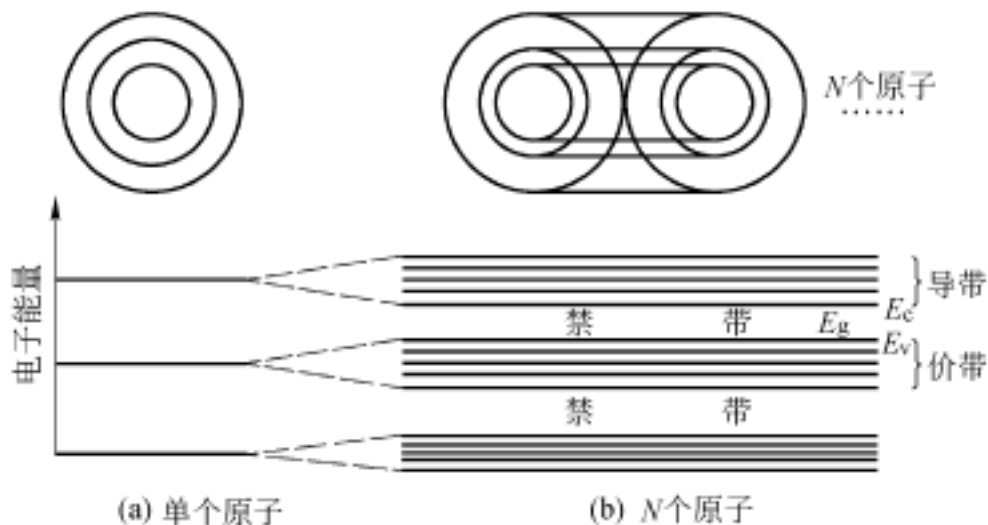


图 1 2 大量原子集合构成能带

量状态的电子产生微小的能量差异,大量彼此分离而又挨得很近的能级实际上形成了一个连续的能带,如图 1 2 所示。

两个能带之间的区域表示不允许固体中的电子占据,这个区域称为禁带或带隙,用  $E_g$  表示。原子壳层中的内层允许带总是被电子先占满,然后再占据能量更高的外面一层的允许带。被电子占满的允许带称为满带,每一个能级上都没有电子的能带称为空带。

原子中最外层的电子称为价电子,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允许带称为导带。

导带底的能级表示为  $E_c$ ,价带顶的能级表示为  $E_v$ , $E_c$  与  $E_v$  之间的能量间隔称为禁带  $E_g$ 。

导体或半导体的导电作用是通过带电粒子的运动(形成电流)来实现的,这种电流的载体称为载流子。导体中的载流子是自由电子,半导体中的载流子则是带负电的电子和带正电的空穴。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。

图 1 3 表示三种类型固体(绝缘体、半导体、导体)的能带图。绝缘体,例如绝缘材料  $\text{SiO}_2$ ,它的价电子与邻近原子形成强健,这些键很难打破,因此没有电子参与导电过程,电阻率大于  $10^{12} \cdot \text{cm}$ , $\text{SiO}_2$  在能带图中表现出大的禁带宽度,它的  $E_g$  约为  $5.2\text{eV}$ ,可以看到价带内的能级都被电子占满,导带内的能级都空着,能量或外场不能把价带顶的电子激发到导带,因此绝缘体不能导电。半导体内邻近原子形成的键强度适中,因此热振动会使一些键破裂,每打破一个键就会产生一个自由电子和一个自由空穴。半导体禁带宽度小于绝缘体。半导体 Si 的  $E_g$  约为  $1.12\text{eV}$ ,导带中有一定数目的电子,从而有一定的导电性,电阻率为  $10^{-3} \sim 10^{12} \cdot \text{cm}$ 。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,电阻率为  $10^{-6} \sim 10^{-3} \cdot \text{cm}$ 。



图 1 3 能带图

图 1 3 中的能带图表示电子的能量。当电子能量增加时,电子跃迁到能带图上较高的位置。空穴能量增加时,它就在价带内向下跃迁。

如前所述,导带底与价带顶之间的能量间隔称为禁带宽度  $E_g$ 。导带底的能量为  $E_c$ ,它相应于电子的势能,即电子禁止时的能量, $E_c$  以上的能量表示电子的动能。同样,价带顶的能量为  $E_v$ , $E_v$  相应于空穴的势能, $E_v$  以下的能量表示空穴的动能。不同的半导体材料有不同的  $E_g$ , $E_g$  的温度关系  $dE_g/dT$  均为负,即随温度升高禁带宽度变小。

## 1.2 本征半导体与态密度

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。在一定的温度下,不断的热扰动使电子从价带激发到导带,并在价带留下相等数量的空穴,本征半导体是指它的杂质含量小于热激发的电子数与空穴数。

求本征半导体的电子浓度,即单位体积的电子数引出费米能级。电子浓度  $n(E)$  是单位体积内允许的能态密度(态密度)  $N(E)$  和电子占据该能量的几率函数  $F(E)$  的乘积。对  $N(E)F(E)dE$  从导带底至导带顶  $E_{\text{top}}$  进行积分,可得到导带中的电子浓度:

$$n = \int_0^{E_{\text{top}}} n(E) dE = \int_0^{E_{\text{top}}} N(E) F(E) dE \quad (1.1)$$

能量为  $E$  的电子态被电子占据的几率由费米狄喇克分布函数(费米分布函数)给出:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]} \quad (1.2)$$

式中,  $k$  为玻耳兹曼常数;  $T$  为绝对温度(单位为  $K$ );  $E_F$  为费米能级。费米能级定义为在该能级上的一个状态被电子占据的几率正好为  $1/2$ 。当能量  $E$  比费米能级大  $3kT$  或小  $3kT$  时,式(1.1)中的指数分别大于 20 或小于 0.05。因此,费米分布函数可近似简化为

$$F(E) \approx \exp\left[-\frac{E - E_F}{kT}\right] \quad (E - E_F) > 3kT \quad (1.3)$$

及

$$F(E) \approx 1 - \exp\left[-\frac{E_F - E}{kT}\right] \quad (E - E_F) < -3kT \quad (1.4)$$

式(1.4)可以看成空穴占据能量为  $E$  的状态的几率。

导带内有大量的电子态,但本征半导体的导带内只有少数电子,因此电子占据状态的几率很小。同样价带中有大量的电子态,但绝大部分被电子占据,电子在价带占据状态的几率接近为 1。因此价带只有少数未被占据的电子状态(空穴)。可以看到费米能级几乎位于禁带中线( $E_F$  在  $E_c$  下很多个  $kT$  处)。

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  $p$

$$n = p = n_i \quad (1.5)$$

$n_i$  称之为本征载流子浓度。经过计算,可得本征载流子浓度

$$np = n_i^2, \quad (1.6)$$

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left[\frac{E_g}{kT}\right] \quad (1.7)$$

$$n = \sqrt{N_c N_v} \exp\left[\frac{E_g}{kT}\right] \quad (1.8)$$

式中,  $N_v$  为价带中的有效态密度,室温下(300K)Si 的  $N_v$  为  $1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , GaAs 的  $N_v$  为  $7.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ;  $N_c$  为导带中的有效态密度,室温下 Si 的  $N_c$  为  $2.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , GaAs 的  $N_c$  为  $4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。式(1.6)称为质量作用定律。在热平衡状态下,本征半导体都服

从质量作用定律,对掺杂的非本征半导体,一种载流子增加,另一种载流子就通过复合而减少。因此,在一定温度下,两种载流子的乘积保持常数。

$n_i$  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  $1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , GaAs 的  $n_i$  为  $1.79 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 。

### 1.3 施主与受主

半导体中人为地掺入少量杂质形成非本征半导体,或掺杂半导体,同时引入杂质能级,用  $E_D$  或  $E_A$  表示。

图 1.4(a)表示在四价原子硅(Si)晶体中掺入磷(P)或砷(As),在晶格中某个硅原子被磷原子所替代的情形,五价磷原子用四个价电子与周围的四价硅原子形成共价键,而多余一个电子,这个多余的电子受原子的束缚力要比共价键上电子所受束缚力小得多,容易被五价原子释放,游离跃迁到导带上形成导电的自由电子。由于硅中增加了带负电荷的载流子,所以成为 n 型半导体,磷原子称为施主。施主束缚电子的能量状态称为施主能级  $E_D$ 。 $E_D$  位于禁带中,较靠近材料的导带底。 $E_D$  与  $E_c$  间的能量差称为施主电离能。

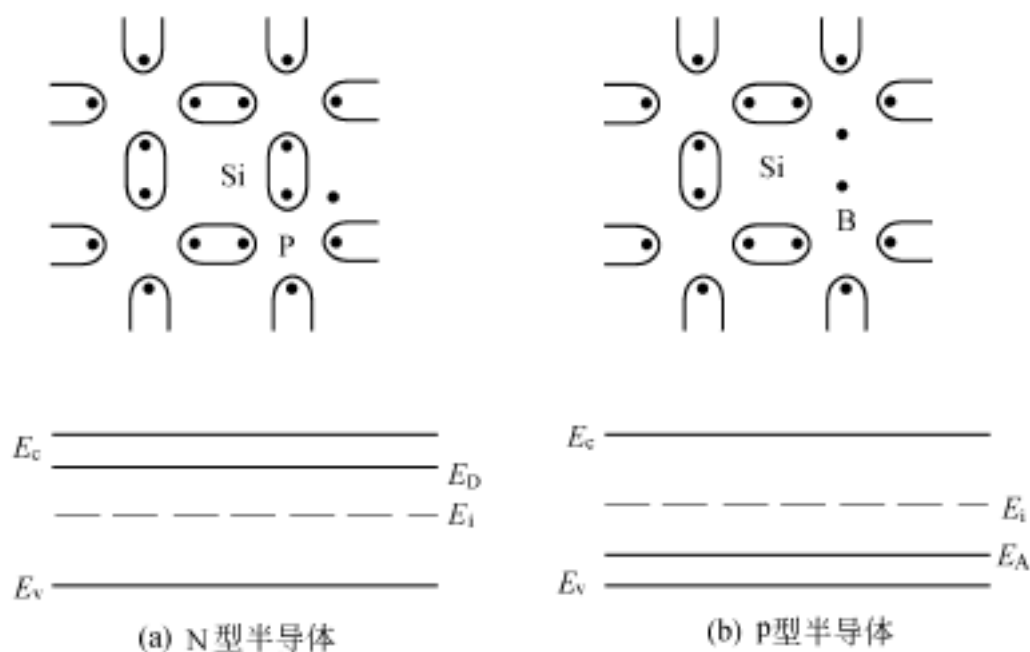


图 1.4 杂质硅的原子图和能带图

在图 1.4(b)中,四价原子硅(Si)晶体中掺入三价原子硼(B)。晶体中某个硅原子被硼原子所替代,硼原子的三个价电子要和周围硅原子中的四个价电子组成共价键,形成八个电子的稳定结构,尚缺一个电子。于是从硅晶体中获取一个电子形成稳定结构,使硼原子外层多了一个电子变成负离子,而在硅晶体中出现空穴。硅变成为 p 型半导体,硼原子称为受主。受主获取电子的能量状态称为受主能级  $E_A$ ,也位于禁带中,在价带顶  $E_v$  附近, $E_A$  与  $E_v$  之间的能量差称为受主电离能。图 1.4 能级中的  $E_i$  表示本征费米能级,位于禁带中间。

掺杂对半导体导电性能的影响很大。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,从而显著影响半导体的电导率。

## 1.4 杂质电离

采用氢原子模型公式可以估算出施主杂质的电离能  $E_D$  :

$$E_D = \left[ \frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} \right]^2 \left[ \frac{m_0}{m_b} \right] E_H \quad (1.9)$$

式中,  $m_0$  为自由电子质量;  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $m_b$  为电子有效质量;  $\epsilon_s$  为半导体介电常数。从上式中可以计算出硅施主和受主杂质的电离能,施主杂质的电离能从导带底计算为 0.025 eV,砷化镓为 0.007 eV。硅和砷化镓的受主杂质电离能从价带顶算起均为 0.05 eV。

电离能  $> 3kT$  的为深杂质能级,式中的  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T$  为绝对温度。对硅和砷化镓浅杂质能级的施主,室温下热能足够使所有的施主杂质电离,因而在导带中产生相同数量的电子。这种情况称为完全电离。完全电离时,电子浓度

$$n = N_D \quad (1.10)$$

式中的  $N_D$  为施主浓度。图 1.5(a) 表示施主完全电离的情况,由图可见,可动电子的浓度正好等于不可动施主离子的浓度。对图 1.5(b) 所示的浅受主能级,如果完全电离时,空穴浓度

$$p = N_A \quad (1.11)$$

式中  $N_A$  为受主浓度。

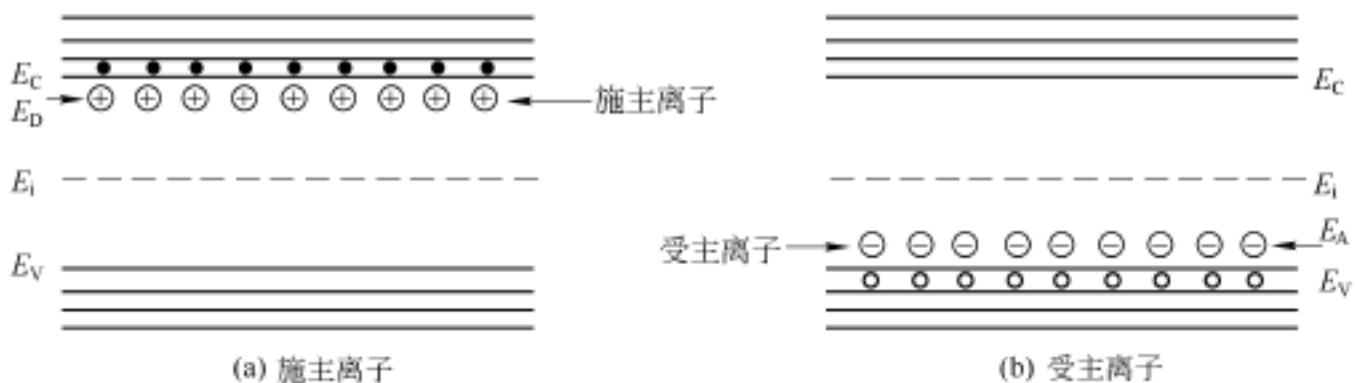


图 1.5 非本征半导体能带图

如果施主与受主杂质同时存在,则浓度较大的杂质决定该半导体的导电类型。费米能级必将自行调整,以保持电中性条件,即总负电荷(电子与电离受主之和)必须等于总正电荷(空穴与电离施主之和):

$$n + N_A = p + N_D \quad (1.12)$$

解方程式(1.12)和(1.12),可得 n 型半导体在平衡时的电子与空穴浓度:

$$n = \frac{1}{2} \left[ N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (1.13)$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} \quad (1.14)$$

下标 n 表示 n 型半导体。n 型半导体中电子占多数,称电子为多数载流子,空穴称为少数载流子。在 p 型半导体中,多数载流子为空穴,少数载流子为电子,电子和空穴浓度分

别为

$$p_p = \frac{1}{2} [ N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} ] \quad (1.15)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \quad (1.16)$$

式中,下标 p 表示 p 型半导体。一般情况下,由于净杂质浓度  $|N_D - N_A|$  在数值上远大于本征载流子浓度  $n_i$ ,上述各式可简化为

$$n_p = N_D - N_A, \quad \text{如果 } N_D > N_A \quad (1.17)$$

$$p_p = N_A - N_D, \quad \text{如果 } N_A > N_D \quad (1.18)$$

图 1.6 表示施主浓度为  $N_D = 10^{15} / \text{cm}^3$  时,硅样品中电子浓度随温度变化关系。低温下,热能不足以使晶体中的施主完全电离,一些电子被冻结在施主杂质能级上,因而电子浓度小于施主浓度。随着温度升高,达到完全电离状态( $n = N_D$ )。当温度进一步增高时,在一个很宽的温度范围内,电子浓度基本保持不变。这个范围称为非本征区。然而,当温度再增高时,就达到了本征载流子浓度可与施主浓度相比拟的情况。在这个温度以上,半导体就变为本征的了。

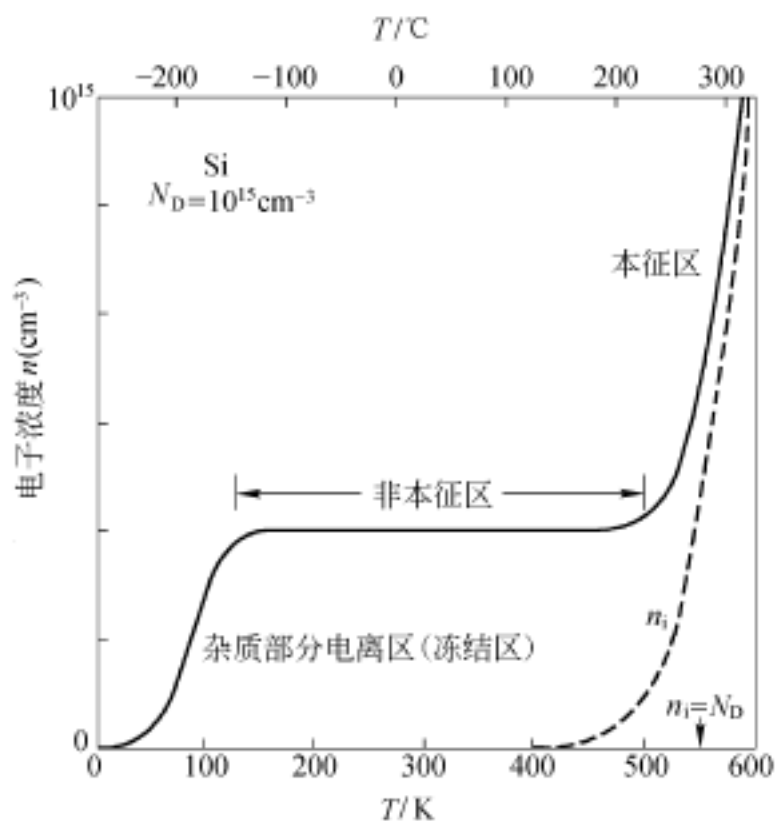


图 1.6 硅样品中电子浓度和温度的关系

## 1.5 载流子的运动

在电场和载流子浓度梯度的作用下,载流子会发生两种基本运动:漂移和扩散。

### 1.5.1 载流子漂移

半导体导带内的导电电子基本是自由粒子,它们不再隶属某一个别的晶体格点或施

主。热平衡状态下,导电电子的平均热能可由能量均分定理得到。每个自由度的能量为  $\frac{1}{2}kT$ ,  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T$  为绝对温度。半导体中的电子有三个自由度,它们能在三维空间范围内运动,因此电子的动能为:

$$\frac{1}{2} m_n v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (1.19)$$

式中  $m_n$  为电子有效质量;  $v_{th}$  为平均热速度。根据(1.19)室温下硅和砷化镓的热速度为  $10^7$  cm/s。因此,可把电子的热运动看成是电子与晶格原子、杂质原子及其它散射中心的一系列随机碰撞。在足够长的时间间隔内,电子随机运动的净位移为零。相继两次碰撞之间的平均距离称为平均自由程,两次碰撞之间的平均时间称为平均自由时间  $\tau_c$ 。平均自由程的典型数值为  $10^{-5}$  cm,  $\tau_c$  约为 1ps(即  $10^{-15}/v_{th} \approx 10^{-12}$  s)。

当有一个小的电场  $E$  加到半导体样品上时,每个电子在电场  $-qE$  的作用下,在相继两次碰撞之间会被电场加速。因此在电子热运动上将叠加一个附加的速度分量。这个附加速度分量称为漂移速度。电子在外加电场的反方向有一个净位移。

设在两次碰撞之间电子作自由运动时,电场给电子的冲量(作用力乘以时间)等于这期间电子获得的动量,在碰撞时都传给了晶格。电场给电子的冲量为  $-qE\tau_c$ ,电子获得的动量为  $m_n v_n$ ,因此有

$$-qE\tau_c = m_n v_n \quad (1.20a)$$

$$v_n = \left[ \frac{-qE\tau_c}{m_n} \right] \quad (1.20b)$$

式中,  $v_n$  为电子漂移速度式(1.20b)说明电子的漂移速度与外电场成正比。比例常数与平均自由时间及有效质量有关,这个比例常数称为电子迁移率  $\mu_n$ ,其单位是  $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,表达式为

$$\mu_n = \frac{q\tau_c}{m_n} \quad (1.21)$$

所以

$$v_n = -\mu_n E \quad (1.22)$$

在载流子输运过程中,迁移率是一个重要参量,它描述了外加电场对电子运动的影响。对价带的空穴,可写出类似的表达式:

$$v_p = \mu_p E \quad (1.23)$$

式中  $v_p$  为空穴的漂移速度,  $\mu_p$  为空穴迁移率。空穴的漂移方向与外加电场方向相同,所以式(1.23)中没有负号。

由式(1.21)可见,迁移率与碰撞的平均自由时间相关,碰撞又与各种散射机构相关。最主要的两种散射机构是晶格散射与杂质散射。晶格散射起因于晶格原子在绝对温度零度以上的热振动,晶格振动随温度升高加剧。因此晶格散射导致迁移率随温度升高而减小。理论分析显示晶格散射迁移率  $\mu$  按  $T^{-\frac{3}{2}}$  比例减小。

当带电载流子通过电离的杂质时,发生杂质散射。杂质散射的几率依赖于电离杂质总浓度。与晶格散射不同,杂质散射在高温下明显减弱。因为在高温下,载流子运动加快,停留在杂质原子附近的时间变短,受到的有效散射较小。理论杂质散射迁移率  $\mu$  按

$T^2/N_T$  变化,  $N_T$  为杂质总浓度。

总之,在轻掺杂情况下( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ),晶格散射起主要作用,迁移率随温度升高而下降。对重掺杂而言( $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ )迁移率随温度升高而增大。在温度一定的情况下,迁移率随杂质浓度的增大而减小。在各种情况下,电子的迁移率均大于空穴的迁移率(如图 1 7 所示),这是因为电子的有效质量较小的缘故。由漂移运动产生的电流分量称为漂移电流。

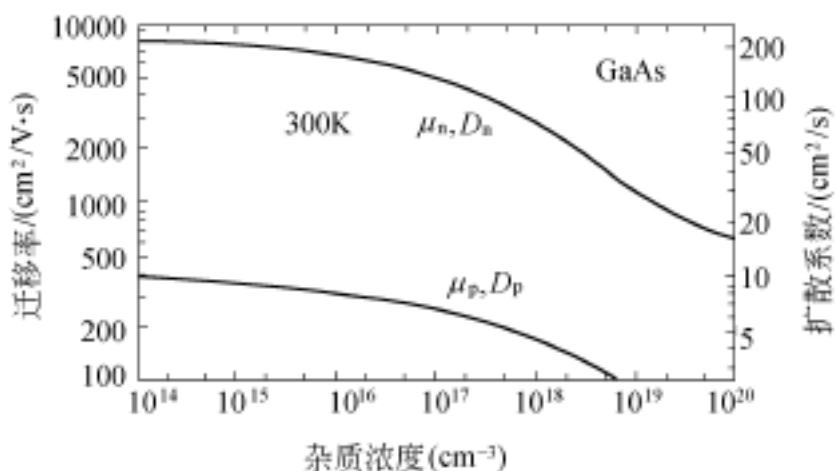


图 1 7 300 K GaAs 中迁移率、扩散系数和杂质浓度的关系

### 1.5.2 载流子扩散

若半导体材料中载流子浓度存在空间上的变化,载流子倾向于从高浓度区向低浓度区运动,这个过程称为扩散。由扩散引起的电流分量称为扩散电流。

为了理解扩散过程,假定电子浓度沿  $x$  方向改变,如图 1 8 所示。

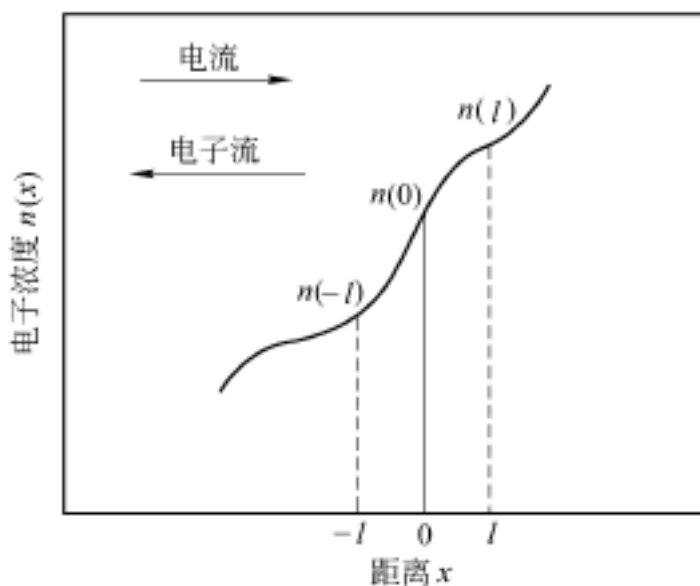


图 1 8 电子浓度随距离变化产生的电子流与电流

半导体的温度是均匀的,因此电子的平均热能不随  $x$  变化,只是浓度  $n(x)$  随  $x$  变化。在一定温度下,电子以热速度  $v_{th}$ 、平均自由程  $l$  作无规则热运动( $l = v_{th} \tau$ )。在  $x = -l$ (即左边距离  $x = 0$  为一个平均自由程处)的电子向左或向右运动机会相等;在一平均自由时间  $\tau$  内,有一半电子穿过  $x = 0$  平面,因此,单位时间内从左向右通过  $x = 0$  单位面积的平均流量

$$F_1 = \frac{1}{2} \frac{n(-l) l}{c} = \frac{1}{2} n(-l) v_{th} \quad (1.24)$$

同样在单位时间内,在  $x = l$  处的电子从右向左通过  $x = 0$  平面,单位面积的平均流量

$$F_2 = \frac{1}{2} n(l) v_{th} \quad (1.25)$$

这样,单位时间内电子从左向右的净流量

$$F = F_1 - F_2 = \frac{1}{2} v_{th} [n(-l) - n(l)] \quad (1.26)$$

随空间变化的电子浓度在  $x = \pm l$  处展开为泰勒级数,取头两项作为近似,得到

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} v_{th} \left\{ \left[ n(0) - l \frac{dn}{dx} \right] - \left[ n(0) + l \frac{dn}{dx} \right] \right\} \\ &= -v_{th} l \frac{dn}{dx} = D_n \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (1.27)$$

式中,  $D_n$  ( $= v_{th} l$ ) 称为扩散系数,每个电子所带电荷为  $-q$ ,因而载流子产生的电流为

$$J_n = -qF = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.28)$$

扩散电流与电子浓度对空间的导数成正比。它是在有浓度梯度时由载流子的无规则热运动引起的。随着  $x$  的增加,电子浓度梯度为正时,电子将向负  $x$  方向扩散。此时电流是正的,即电流方向和电子扩散的方向相反,如图 1.8 所示。

利用能量均分定理,(1.28)式可写成

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx} = q \left[ \frac{kT}{q} \mu_n \right] \frac{dn}{dx} \quad (1.29)$$

由于对于一维情况有

$$\frac{1}{2} m_e v_{th}^2 = \frac{1}{2} kT \quad (1.30)$$

$$D_n = \left[ \frac{kT}{q} \right] \mu_n \quad (1.31)$$

故将式(1.29)称作爱因斯坦关系。这一关系把表征半导体载流子运输的扩散过程和漂移过程的两个重要常数,即扩散系数和迁移率联系在一起。

当电场和浓度梯度同时存在时,既有漂移电流又有扩散电流。任一点的总电流密度是漂移分量与扩散分量之和:

$$J_n = q\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.32)$$

式中  $E$  是  $x$  方向的电场。

对空穴电流可得到类似的表达式

$$J_p = q\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.33)$$

式(1 33)中的扩散项取负号,是由于空穴浓度梯度为正时,空穴向负方向扩散,由此引起的空穴电流也流向负方向。

总的电流的密度是式(1 32)与式(1 33)之和,即

$$J = J_n + J_p \quad (1 34)$$

上述三个表达式构成电流密度方程。

## 1.6 p n 结

### 1.6.1 p n 结的杂质分布

要形成一个有用的半导体微电子或光电子器件,单靠一种导电类型(n型或p型)的半导体材料是不够的。通常需要把两种不同导电类型的半导体,或半导体与金属或半导体与绝缘体结合形成界面或p n结。

p n结并非是把两种导电类型不同的半导体材料简单地连接起来形成的,而是在一块n型(或p型)半导体衬底上用适当的工艺方法(如合金法、扩散法、离子注入法)掺入p型(或n型)杂质,或者是在n型(或p型)材料上通过外延工艺生长p型(或n型)材料形成一定的杂质分布而构成的。

#### 1. 突变结

在一片低掺杂(如  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )的n型半导体材料通过上述方法掺入高浓度的p型杂质(如  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 以上),由于  $N_A \gg N_D$ ,这种p n结称为  $p^+ n$ 结。在这种  $p^+ n$ 结中,n区含有均匀分布的施主杂质,浓度为  $N_D$ ;p区是新形成的含有均匀分布的受主杂质,浓度为  $N_A$ 。从p区到n区的界面上杂质浓度由  $N_A$ 突然变为  $N_D$ 杂质分布,而且变化很陡,具有这种分布的结构为突变结。图 1 9表示了突变结的杂质分布情况,它是一种近似理想分布曲线,实际中没有这么陡峭。

#### 2. 缓变结

目前广泛使用扩散法制造p n结。它是在高温之下把p型杂质向n型硅(或化合物半导体)中进行扩散,当受主浓度  $N_A$ 超过施主浓度  $N_D$ 时,则在n型硅中形成一层p型硅,从而在硅中形成p n结,取表面位置为  $X=0$ ,则  $X_j$ 就是p n结的结深。

由于p型杂质是从表面向里扩散的,所以p型杂质浓度在表面处最高为  $N_0$ ,逐渐向里减少。所以扩散结的杂质浓度从p区到n区是逐渐变化的,通常称为缓变结,如图 1 10所示。从图 1 10可以看出,在p n结附近扩散进去的杂质分布可用  $X_j$ 处的切线来近似。切线的斜率  $a_j = \tan \alpha$ ,决定扩散杂质的实际分布,所以扩散结常常可以近似地认为是一个线性的缓变结。但在一定条件下也可以作为突变结来处理,若扩散的表面浓度很高,  $N_0$ 达  $10^{20} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ,而结深又比较浅,只有  $1 \sim 2 \mu\text{m}$ ,即高浓度浅扩散结,在p n结处的斜率  $a_j$ 很大,这样的杂质分布也接近于突变结。

综上所述,p n结可归结为两种情况:突变结和线性缓变结。合金结、高表面浓度的浅扩散结、MOCVD外延生长的异质结,一般为突变结。而低表面浓度的深扩散结,一般可