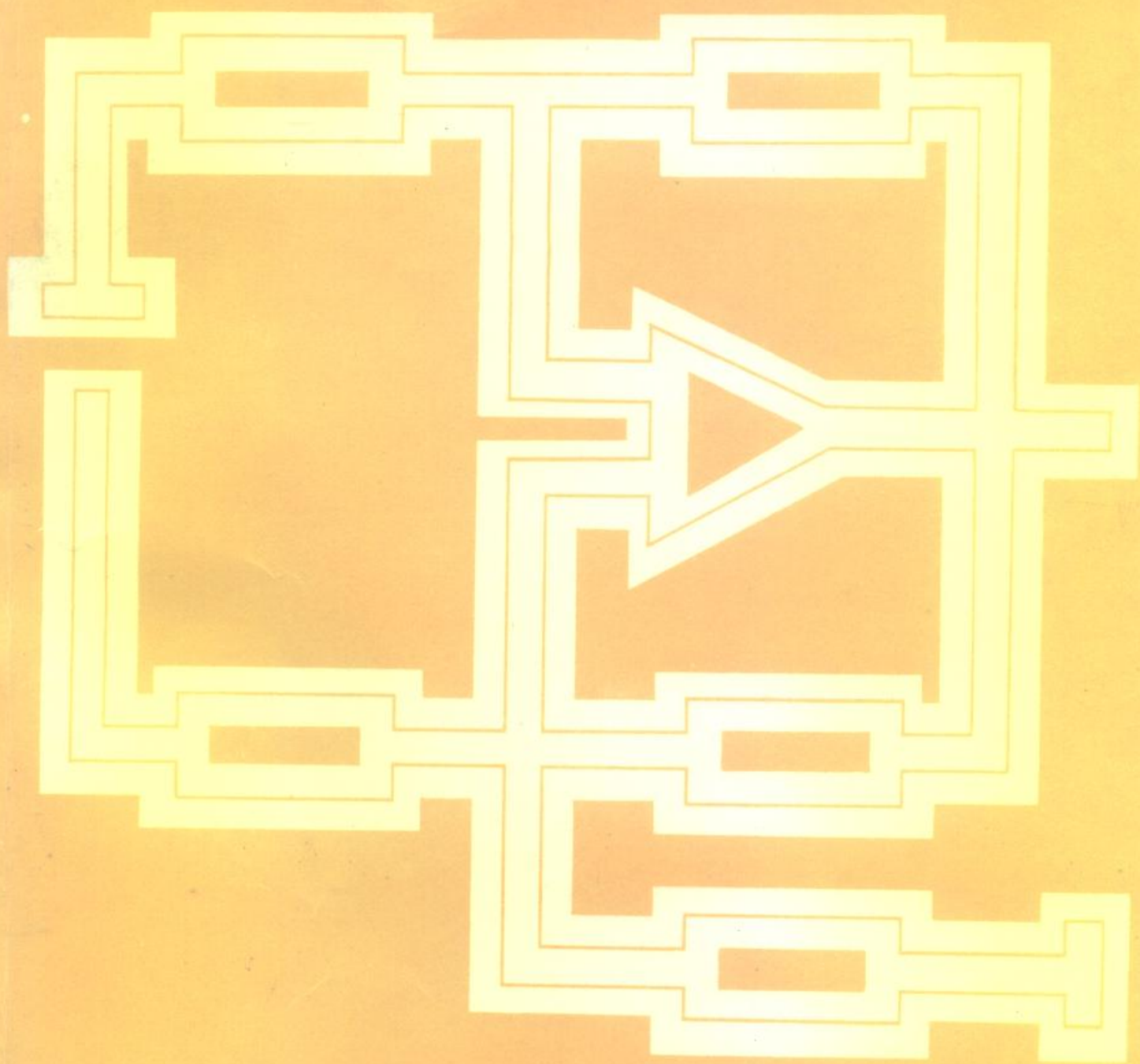


模拟电子线路导论

廖长英 主编



模拟电子线路导论

廖长英 主编

电子科技大学出版社

T 115

模拟电子线路导论

廖长英 主编

电子科技大学出版社

内容简介

本书是参照国家教委 1987 年颁发的“高等工业学校电子线路(I)(即线性电子线路或低频电子线路)课程教学基本要求”编写的。

内容包括:半导体器件原理;基本放大电路及其基本分析方法;反馈放大器及其频率响应集成运算放大器及其应用。

书中每章均有小节,并附有适量的习题。

本书可作高等学校电子、通信等类专业(本科)的技术基础课教材,也适用作高等教育自学考试电子技术专业(本科)的线性电子线路或低频电子线路的教材或主要参考书。

模拟电子线路导论

廖长英 主编

*
电子科技大学出版社出版
四川建筑印刷厂印刷
四川省新华书店发行
*

开本 787×1092 1/16 印张 30 字数 737 千字
版次 1988 年 1 月第一版 印次 1997 年 6 月第三次印刷
印数 11501~14500 册
中国标准书号:ISBN 7-81016-018-4/TN·10
(15452·26) 定价:25.00 元



前 言

“模拟电子线路导论”是由过去的“线性电子线路”或“低频电子线路”演变而来的。这是一本模拟电子线路的入门教材，内容包括：半导体器件原理；双极结型晶体管(BJT)和场效应晶体管(FET)基本放大电路的构成原理和基本分析方法；典型集成放大器简介；集成运算放大器及其应用。

本教材供电子工程和无线电技术等专业的本科生使用，也宜用作高等教育自学考试同类专业(本科)的教材或主要参考书。

1986年，国家教委工科电工课程指导委员会，电子线路课程指导小组于厦门召开扩大会议，制订了“电子线路课程的教学基本要求”。本教材是根据“教学基本要求”的精神，并吸取国内外有关教材的优点，还利用我们自己长期积累的教学资料和经验编写而成的。所遵循的编写原则是：“加强基础，精选内容，逐步更新，利于教学”。

在内容的安排上，为了适应微电子技术迅猛发展的形势，又考虑到本课程是电子线路的入门课的这一特点，我们确定了：“以半导体器件为起点，以基本放大电路的构成原理为先导，以集成电路为主干”的安排原则。即起步于入门，而放眼于集成。

为了加强使用计算机能力的培养，我们特编写了“SPICE 通用电路模拟程序使用指南”的附录。并增设模拟电子线路的计算机辅助分析(CAA)实验，使计算机使用不断线。

本教材由廖长英主编，各章执笔分工如下：第一、二、三和五章由张志道执笔，第四、七、九和十章由陈信初执笔，第六和八章由廖长英执笔，第十一和十二章由谢坪生执笔、附录由骆文德执笔。

本书由成都电讯工程学院杨国雄教授主审。

限于水平，书中难免有不当之处，恳请同行和读者提出批评指正，以利改进。

编 者

1987年5月

主要参考书

- (1) C. A. Holt, Electronic Circuits Digital and Analog, John Wiley & Sons, Inc, 1978.
- (2) Alan B. Grebene, Bipolar and Mos Analog integrated Circuit Design, John Wiley & Sons, Inc, 1984.
- (3) 复旦大学微电子教研组编, “模拟集成电路” 高等教育出版社, 1983.
- (4) [美] M.S. 高西著, 电子线路、器件、模型、功能、分析和设计, 刘宝榆译, 冯秉铨校, 人民教育出版社, 1980.
- (5) Jacob. Millman, Microelectronics Digital and Analog Circuits and Systems, McGraw-Hill, Inc, 1979.
- (6) P.R. Gray R.G. Meyer, Analysis and Design of Analog Integrated Circuits, John Wiley & Sons Inc, 1977.
- (7) 谢嘉奎主编, 电子线路, 第二版, 高等教育出版社, 1984.
- (8) 黄昆、韩汝琦著, 半导体物理基础, 科学出版社, 1979.
- (9) Paul.M. Chirlian, Analysis and Design of Integrated Electronic Circuits, HARPER & ROW PUBLISHERS, New York, 1981.
- (10) 王子仪编著, 微电子电路 江苏科学技术出版社 1985.

目 录

第一章 半导体	(1)
1-1 半导体的特点.....	(1)
1-2 本征半导体.....	(2)
1-3 杂质半导体.....	(7)
1-4 扩散电流和漂移电流.....	(10)
本章小结.....	(17)
复习思考题和习题.....	(17)
第二章 半导体二极管	(19)
2-1 梯度半导体内电位变化.....	(19)
2-2 开路 PN 结.....	(21)
2-3 外加偏置 PN 结.....	(24)
2-4 空间电荷区载流子浓度和 PN 结定律.....	(26)
2-5 二极管伏安特性.....	(28)
2-6 温度对伏安特性的影响.....	(37)
2-7 PN 结的击穿.....	(38)
2-8 PN 结电容.....	(39)
2-9 PN 结增量等效电路和直流等效电路.....	(42)
本章小结.....	(43)
复习思考题和习题.....	(44)
第三章 结型晶体管	(46)
3-1 结型晶体管工作原理.....	(46)
3-2 晶体管电流分配关系.....	(50)
3-3 晶体管数学模型(埃伯尔斯-莫尔模型).....	(53)
3-4 晶体管共基(CB)组态及其特性.....	(59)
3-5 晶体管共射(CE)组态及其特性.....	(62)
3-6 晶体管结电容和主要参数.....	(68)
本章小结.....	(71)
复习思考题和习题.....	(72)
第四章 场效应晶体管	(74)
4-1 结型场效应管.....	(74)
4-2 MOS 场效应管.....	(82)
4-3 FET 放大区更精确的数学模型和小信号电路模型.....	(90)
4-4 场效应管使用注意事项.....	(94)
本章小结.....	(95)

习题	(96)
第五章 晶体管和集成电路工艺简介	(97)
5-1 晶体管制造	(97)
5-2 集成电路工艺	(100)
5-3 离子注入技术	(106)
本章小结	(108)
复习思考题	(108)
第六章 晶体管放大器的基本电路及其基本分析方法	(109)
6-1 最简单的 CE 放大电路及图解分析法	(109)
6-2 静态工作点的直流等效电路分析法	(117)
6-3 温度变化对 Q 点的影响的定量分析	(119)
6-4 负反馈稳定偏置电路和温度补偿稳偏电路	(122)
6-5 小信号放大器的主要性能参数及等效电路分析法	(135)
6-6 晶体管的小信号模型	(138)
6-7 三种组态的小信号放大电路及其中频段性能分析	(153)
6-8 差动放大电路	(166)
6-9 多级小信号放大器的中频段分析	(182)
本章小结	(185)
习题	(185)
第七章 场效应管放大器的中频段分析	(191)
7-1 场效应管偏压电路	(191)
7-2 场效应管单管放大电路	(196)
7-3 场效应管双管放大电路	(200)
本章小结	(204)
习题	(204)
第八章 低频功率放大器	(208)
8-1 使用大功率晶体管应注意的几个问题	(208)
8-2 单管甲类功率放大器	(210)
8-3 乙类推挽功率放大器	(217)
本章小结	(233)
习题	(234)
第九章 负反馈放大器的中频段分析	(237)
9-1 反馈放大器的基本概念	(237)
9-2 负反馈对放大器性能的影响	(242)
9-3 电压取样-电流求和负反馈放大器	(251)
9-4 电压取样-电压求和负反馈放大器	(258)
9-5 电流取样-电流求和负反馈放大器	(263)
9-6 电流取样-电压求和负反馈放大器	(266)
本章小结	(268)

习题	(269)
第十章 RC 基本放大器的频响	(274)
10-1 增益函数 $A(S)$ 及其极点和零点	(275)
10-2 频率响应曲线	(277)
10-3 极点和时间常数的关系	(284)
10-4 单管放大电路的低频响应	(285)
10-5 单管放大电路的高频响应	(291)
10-6 双管放大电路的频率响应	(297)
本章小结	(304)
习题	(305)
第十一章 集成运算放大器及其应用	(309)
11-1 单片集成运放的特点	(309)
11-2 单片集成运放的内部电路	(311)
11-3 全 MOS 集成运算放大器	(334)
11-4 理想运算放大器	(312)
11-5 集成运放的线性运用	(352)
本章小结	(365)
习题	(366)
第十二章 负反馈放大器的频率响应	(373)
12-1 一般分析	(373)
12-2 单极点反馈系统	(376)
12-3 双极点反馈系统	(378)
12-4 无零三极点反馈系统	(386)
12-5 负反馈放大器的频响近似分析	(392)
12-6 波特图法判断反馈放大器的稳定性	(408)
12-7 集成运放的相位补偿技术	(415)
本章小结	(424)
习题	(425)
附录 SPICE 通用电路模拟程序使用指南	(429)

第一章 半导体

电子线路是由有源的电子器件和无源的电阻、电容、电感等元件构成的。在无线电技术发展的初期，电子线路中应用的器件主要是电子管。随着晶体管的发明，半导体器件迅速发展起来，从六十年代以来，无线电技术领域，电子管逐渐被半导体器件替代。近年来，随着集成电路的发展，电子线路正从传统的分立元件电路向集成电路过渡。

但是，无论是制造分立的固体电子器件，还是制造集成电路，都以半导体作为基础材料。为了对固体电子器件和集成电路有一个比较深入的了解，有必要了解半导体的一些特性。了解半导体的基本原理，也有利于迅速认识和应用各种各样新诞生的固体电子器件。

本章将从半导体单晶体的结构出发，讨论半导体的一些基本物理特性。众所周知，金属中的传导电流是由带负电荷的自由电子的运动引起的。而在半导体中，由于具有带负电荷的自由电子和带正电荷的空穴两种载流子，它们在电场力作用下引起的运动，形成漂移电流（即传导电流）；在它们自身的浓度梯度作用下引起的运动，则形成半导体中特有的扩散电流。

1-1 半导体的特点

我们知道，自然界中的一切物质均由中性的原子组成，原子又是由带正电荷的原子核和带负电荷的绕原子核运动的电子组成。由于各种物质的原子结构不相同，物质的导电性能也各不相同。根据物质导电性能的明显差异，可以把世间的物质分为导体、绝缘体和半导体。铜、银、铝等金属材料是很容易导电的，称为导体，它们的电阻率 ρ （ $\rho=1/\sigma$ ， σ 为电导率）很低，在 $10^{-4}\sim 10^{-2}\Omega\cdot m$ 的范围内。例如铜的电阻率 $\rho=1.57\times 10^{-4}\Omega\cdot m$ 。陶瓷、塑料、橡胶等材料是很难导电的，称为电的绝缘体，它们的电阻率很高，在 $10^{12}\sim 10^{20}\Omega\cdot m$ 的范围内。例如橡胶的电阻率 $\rho=10^{20}\Omega\cdot m$ 。

除了上述的导体和绝缘体外，自然界中还存在一类物质，如锗、硅、砷化镓等，导电性能介于导体和绝缘体之间，这类物质称为半导体，它们的电阻率，比较典型的数值为 $10^{-1}\sim 10^{12}\Omega\cdot m$ 。例如纯锗，在室温（300K）下，电阻率 $\rho=0.46\Omega\cdot m$ 。

人们在不断的实践中认识到，半导体的导电性易受外界因素的影响。例如温度变化、掺杂、光照等原因，使半导体的电阻率有非常大的变化。第一、纯半导体的电阻率随温度上升而迅速下降，金属的电阻率随温度的升高而增大。例如纯锗，温度从20℃升高到32℃，电阻率下降一半；而金属铜，温度每升高1℃，电阻率增加0.4%。第二、半导体中掺入微量适当杂质，能使电阻率显著下降。例如纯锗，掺入相当于锗原子浓度千万分之一的特定元素，在室温下它的电阻率从 $0.46\Omega\cdot m$ 下降到 $0.0036\Omega\cdot m$ ，即下降两个数量级。第三、半导体中掺入某种合适的元素，可以形成两种不同导电类型的杂质半导体，其中电导率主要取决于自由电子浓度的称为N型半导体，电导率主要取决于空穴浓度的称为P型半导体。这是半导体的一种独特性质，人们利用这种特性，制成各种用途的半导体器件，成为现代电子设备的基

础。

为什么半导体具有上述种种特性呢？这个问题，在半导体物理学中已有严格的论述，它将涉及以量子力学为基础的固体能级、能带理论。对于作为电子技术入门课的《模拟电子线路导论》来说，感兴趣的是如何正确选用各种合适的半导体电子器件，用于实现各种预想的电子线路功能。因此，深入研究半导体物理，已不属于我们这门课程的主要任务。然而，为了熟悉电子器件的工作原理和特性，有必要对半导体的一些基本物理特性作一番必要的探讨。为此，我们可以从半导体单晶体的结构出发，讨论半导体的有关属性，以加深对后续章节将要讨论的各种半导体器件工作原理和外特性的理解。

1-2 本征半导体

一、共价键结构

本征半导体，可认为是纯净的半导体单晶体。应用最广泛的是本征锗和硅，它们的原子序数分别为32和14。这表明锗原子和硅原子的核电荷分别为 $+32q$ 和 $+14q$ (q 为一个电子所带的电荷量，其值为 $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$)，它们的核外电子数分别为32和14。原子核带有的正电荷量等于核外电子所带的总负电荷量，整个原子保持电中性。锗和硅的原子结构示意图分别如图1-1(a)和(b)所示。由图可见，锗原子和硅原子的结构有一个共同的特点，即核外电子分布在各层电子轨道上，其中最外层都占有四个电子。这最外层的电子，通常称为价电子，元素的许多物理化学特性都与价电子有关。为了便于讨论导电机理，常常采用简化的原子结构模型。锗和硅的简化模型如图1-1(c)所示。图中带“+4”的圆圈，代表除价电子以外的所有电子和原子核，称为惯性核；四个价电子分布在惯性核的周围。

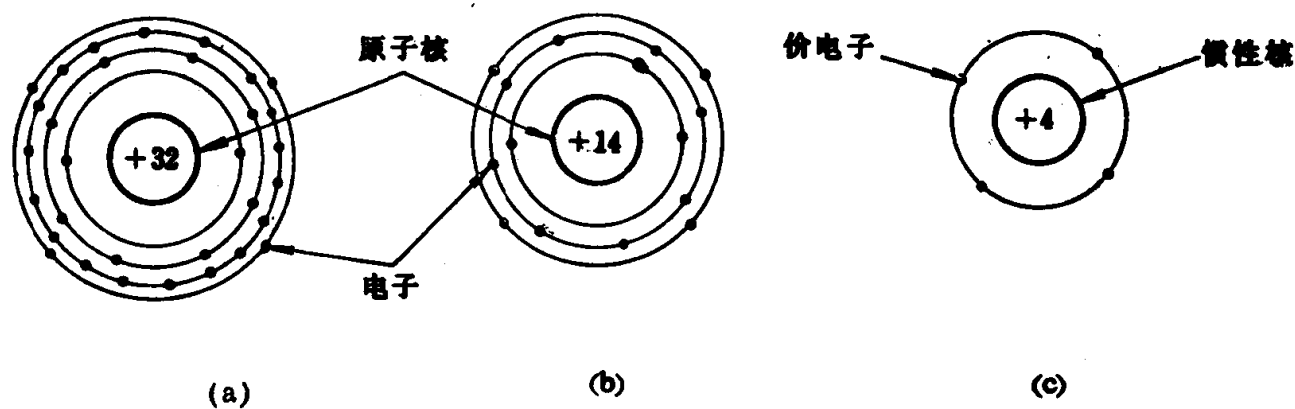


图1-1 原子结构平面示意图 (a)锗；(b)硅；(c)锗和硅简化原子结构模型。

半导体锗或硅制成单晶体时，原子的排列十分整齐、规则。采用简化原子结构模型，硅(或锗)单晶体结构的平面示意图如图1-2(a)所示。

在硅单晶体中，每个硅原子的价电子，一方面受自身原子核的吸引，在最外层电子轨道上运动，另一方面，由于原子间距很小，也受相邻原子核的吸引，能在相邻原子的最外层电子轨道上运动。原子的最外层电子的这种运动称为价电子的共有化运动。每个硅原子各拿出一个价电子与它相邻的原子共有，即每两个相邻硅原子之间共有一对价电子。这对价电子承受两个相邻原子核的吸引而被束缚在一起，形成共价键结构。硅和锗的原子与原子之间就是通过这种共价键结构互相连接起来，形成硅和锗的单晶体。这种承受束缚作用的共有价电子

对叫做共价键。图1-2(b)更清楚地表示共价键的这种键合作用。锗和硅都是四价元素，有四个价电子，正好与相邻的四个原子的价电子，两两组成四个共价键，使得每个原子的最外层电子轨道上占有八个电子，成为稳定的原子结构。在处于绝对温度零度和没有外界因素影响的条件下，每个价电子都被束缚在共价键中，成为不能自由移动的束缚电子。

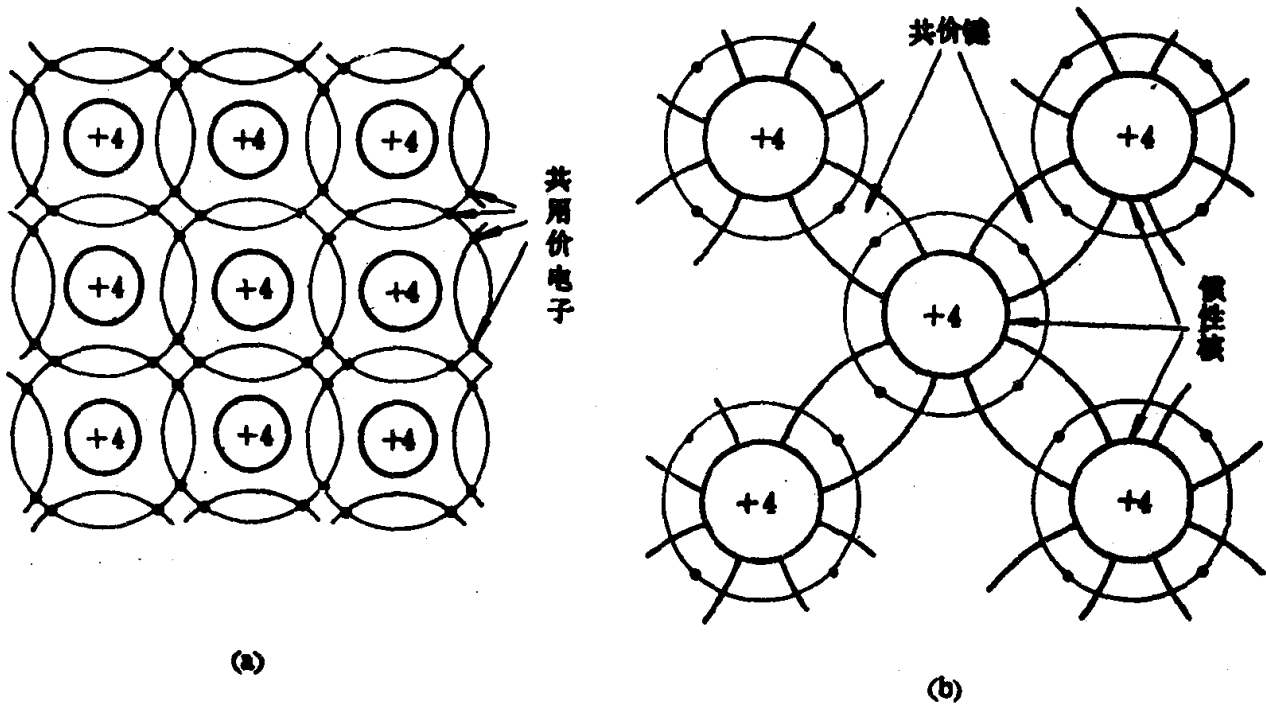


图1-2 (a)硅单晶体结构平面表示; (b)硅单晶体共价键的键合作用。

二、两种载流子

当温度大于绝对温度零度时，晶体中的原子不断地在自己的平衡位置附近热运动。锗或硅单晶体中的价电子，一方面受共价键的束缚作用，另一方面又同时从原子的热运动中获得能量。当受束缚作用的价电子获得了足以挣脱共价键束缚的能量时，使从束缚状态激发到自由状态。换句话说，价电子脱离共价键而成为自由电子，如图1-3所示。自由电子与价电子不同，它受原子核的吸引十分微弱，可以在晶体中自由地迅速运动。我们把这种由于原子的热运动而使本征半导体中的价电子脱离共价键束缚而成为自由电子的过程叫做热激发(即本征激发)。热激发与温度有密切关系，当温度恒定，热激发的速率也恒定。

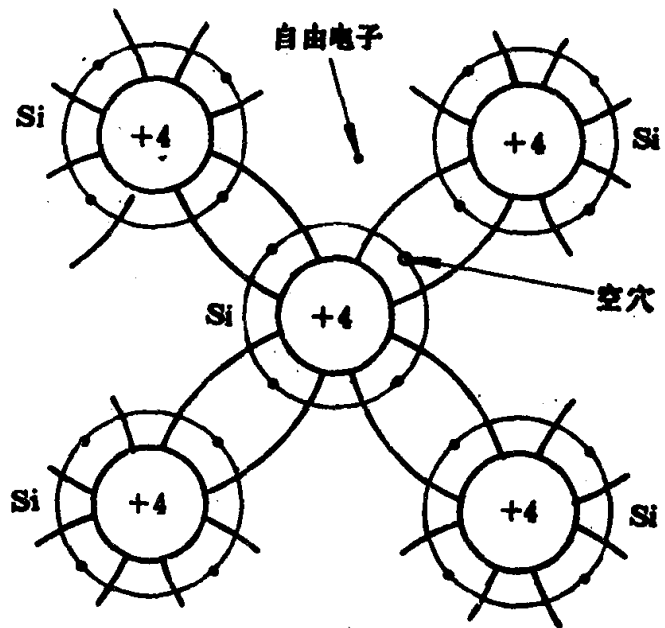


图1-3 具有被破坏的共价键的硅晶体

在热激发过程中，价电子脱离共价键后在原来的共价键中留下一个空位，这个空位被称为空穴。这样，在热激发下，锗或硅单晶体中同时产生了自由电子(带负电荷)和空穴(带正

电荷)两种带电粒子。它们是成对产生的,称为自由电子-空穴对。一旦半导体中产生了一定数量的自由电子-空穴对以后,这两种带电粒子在电场作用下将要作漂移运动,成为电荷流动的载运者,所以称为载流子。空穴的重要性在于,它可以作为一个带正电荷的载流子。空穴起自由的带正电荷载流子作用的这一论点,已用量子力学得到了证明。

在半导体中,只要温度大于绝对温度零度(相当于 -273°C)时总是存在着两种带异性电荷的载流子,即自由电子和空穴。设每立方米体积中自由电子的数目为 n ,空穴的数目为 p ,那么在本征半导体中

$$n = p$$

它们分别称为自由电子浓度和空穴浓度。

三、载流子产生与复合的热平衡

自由电子可以在晶体中迅速运动。当自由电子与某个空穴相遇时,作为载流子的自由电子和空穴便成对消失。这种现象称为自由电子-空穴对的复合。当温度保持不变时,如果半导体未受其他外部干扰(如外加电场和高能辐射等)的影响,则自由电子-空穴对产生与复合将达到动态平衡。此时,虽然半导体中热激发和复合两种过程仍在不断地进行着,但是,自由电子-空穴对由于热激发产生多少便复合多少,换句话说,产生与复合的速率相等,使自由电子-空穴对维持在一定的数目上。这样一种状态叫做载流子产生与复合的热平衡。那种对应于某个温度的一定数值的自由电子和空穴浓度称为热平衡载流子浓度。热平衡状态下的自由电子浓度和空穴浓度,我们另外用符号 n_0 和 p_0 表示。显然,它们与没有达到热平衡状态时的浓度 n 和 p 是有区别的。在本征半导体中,两种热平衡载流子浓度的乘积是一个常数,即

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (1-1)$$

式(1-1)称为质量作用定律。式中, n_i 称为本征浓度。它是温度的函数,并与半导体材料有关。对于本征硅, n_i^2 可用下式表示

$$n_i^2 = 15 \times 10^{44} T^3 e^{-1400/T} \text{ m}^{-6} \quad (1-2)$$

式(1-2)中的 T 为绝对温度,单位为开尔文(K)。国际制(SI)单位五个基本单位是米(m),千克(kg)、安培(A)、秒(s)和开尔文(K)。对于本征锗,式(1-2)中的常数15和14000,分别变成3.1和9100,即锗中

$$n_i^2 = 3.1 \times 10^{44} T^3 e^{-9100/T} \text{ m}^{-6}$$

对于本征半导体,两种热平衡载流子浓度必定相等,并等于某个恒定温度时的本征浓度,即 $n_0 = p_0 = n_i$ 。在300K室温下,硅中本征浓度为 $1.48 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 。在室温附近,式(1-2)中 T^3 的变化比指

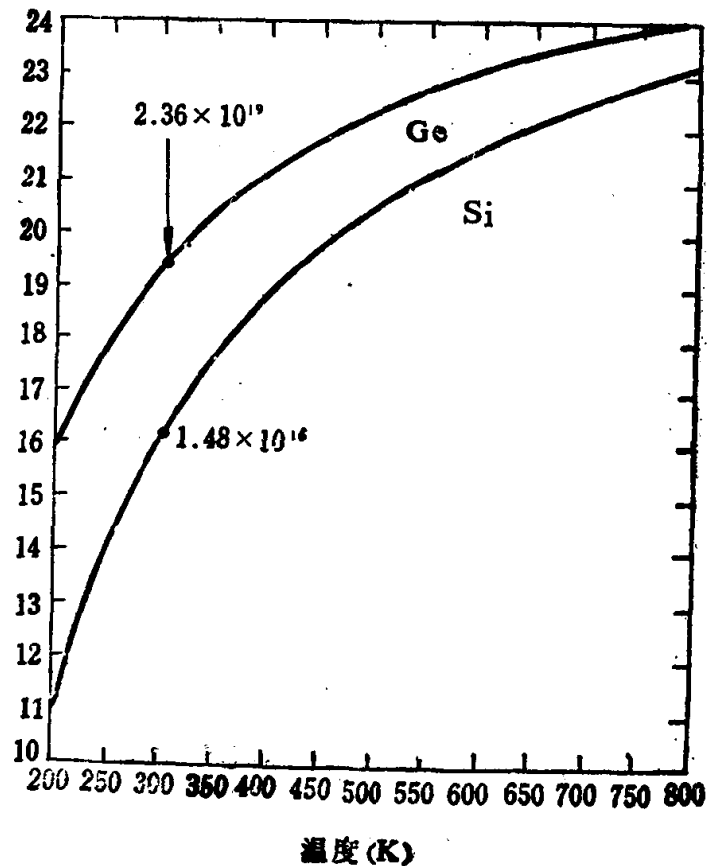


图1-4 n_i 与温度的关系

数项慢，因此 n_i 和 n_i^2 均与温度近似成指数关系。图1-4中的两条曲线，给出了硅和锗的本征浓度 n_i 随温度变化的情况。

四、本征半导体的导电机理

本征半导体中，当温度高于绝对温度零度时，除了自由电子迅速运动外，空穴也可以在共价键中作迁移运动。空穴的迁移运动，实质上是相邻共价键中的价电子填补空穴的运动，在效果上，相当于空穴从一处移动到另一处。空穴的这种迁移运动可以用图1-5来说明。

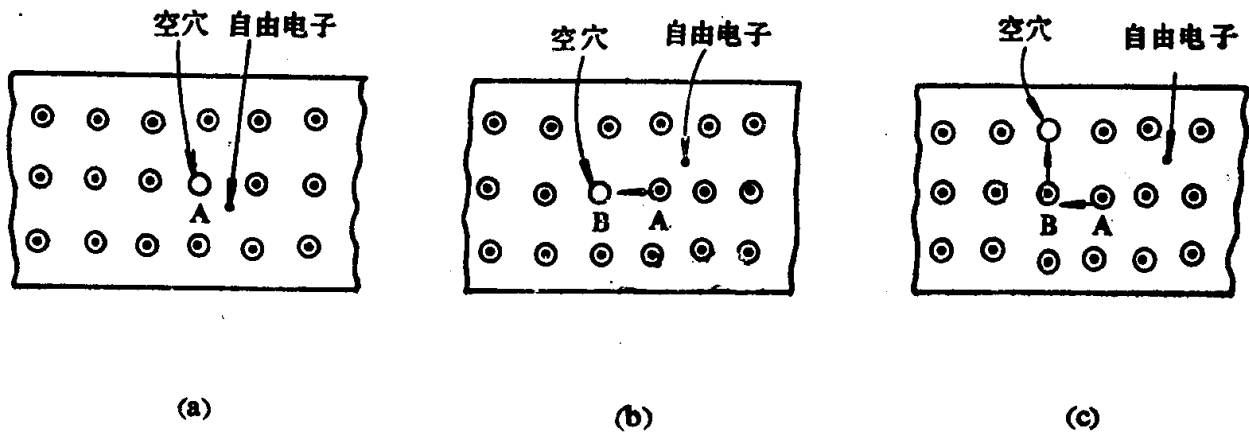


图1-5 空穴的迁移运动

图1-5带点的圆圈表示本征半导体样品中完整的共价键，而不带点圆圈表示不完整的共价键，即空穴。图1-5(a)，表示由于热激发共价键 A 中的价电子脱离共价键产生一自由电子-空穴对。空穴 A 可以被来自相邻共价键 B 的价电子所填补〔见图1-5(b)〕。此时，A 变成完整的共价键，而 B 成为空穴。在这个过程中，空穴相当于从 A 沿着与价电子运动相反的方向迁移到 B。在另一时刻，将以同样方式空穴从 B 有可能迁移到 C〔见图1-5(c)〕。观察图1-5注意到，在不同时刻，晶体中的自由电子也变换了位置。

在这里，我们需要指出，价电子填补空穴的这种运动，与自由电子和空穴的复合运动是不相同的。自由电子与空穴的复合，导致这一对载流子的同时消失(对应于某个温度时，由于产生和复合的速率相等，故作为载流子的自由电子和空穴的热平衡浓度依然保持不变)。然而，价电子填补空穴的运动，这是某个共价键中的价电子变成另一个共价键中的价电子的运动过程。由此可见，空穴的这种运动，没有涉及自由电子，它是随机的、无一定方向的、又不及自由电子那样自由，只能在共价键中作迁移运动。

一旦半导体中存在电场 E 时，空穴将和自由电子一样，在电场作用下作定向运动。两者的区别是：空穴因为带正电荷，顺着电场方向运动，自由电子带负电荷，逆着电场方向运动，如图1-6所示。图中虚线箭头，表示两种载流子在电场作用下形成的漂移电流方向。

根据上述分析，本征半导体中存在两种导电机理，即自由电子导电和空穴导电。本征半导体的电导率 σ_i ，由两种成份组成，即电子型电导率 σ_e 和空穴型电导率 σ_h ，可用下式表示

$$\sigma_i = \sigma_e + \sigma_h$$

在一根长度为 l 、截面积为 A 、电阻为 R 的半导体棒两端，当外加电压为 V 时，棒中传导电流 I 的电流密度用 J 表示，则有

$$J = \frac{I}{A} = \frac{1}{A} \cdot \frac{V}{R} = \frac{1}{A} \frac{V}{\rho l / A} = \frac{V}{\rho l}$$

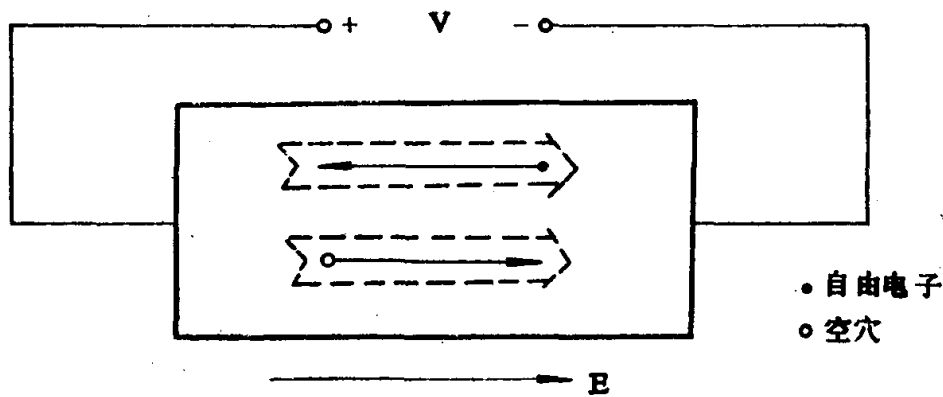


图1-8 自由电子和空穴在电场作用下的运动

考虑到电场 $E = V/l$, 电导率 $\sigma = 1/\rho$, 所以电流密度 J 为

$$J = \sigma E \quad (1-3)$$

在热平衡时, 设自由电子的平均漂移速度为 v_e , 空穴的平均漂移速度为 v_h , 则电流密度 J 为

$$J = qn_0 v_e + qp_0 v_h$$

我们用 μ_e 和 μ_h 分别表示自由电子和空穴的迁移率, 迁移率的定义为 $\mu = v/E$ 。这样, 上式中的电流密度 J 又可以表示成

$$\begin{aligned} J &= qn_0 \mu_e E + qp_0 \mu_h E \\ &= (qn_0 \mu_e + qp_0 \mu_h) E \end{aligned}$$

比较式(1-3), 并用 σ_i 代替 σ , 则半导体的本征电导率为

$$\begin{aligned} \sigma_i &= qn_0 \mu_e + qp_0 \mu_h \\ &= qn_i (\mu_e + \mu_h) \end{aligned} \quad (1-4)$$

式中本征电导率 σ_i 的单位为 $\Omega^{-1}m^{-1}$, 即 S/m。

本征锗和硅的性能列于表1-1中

表1-1 锗和硅的性质

	硅(Si)	锗(Ge)
原子序数	14	32
原子浓度(个/米 ³)	1.48×10^{26}	4.4×10^{28}
300K时的 n_i (个/米 ³)	5×10^{28}	2.36×10^9
300K时的 μ_e (m ² /V·s)	0.135	0.39
300K时的 μ_h (m ² /V·s)	0.048	0.19
D_e (m ² /s)	0.00349	0.0098
D_h (m ² /s)	0.00124	0.0048

1-3 杂质半导体

在本征半导体中有选择地掺入微量元素，不但可以使电导率发生显著变化，而且还能形成不同导电类型的半导体。这种半导体称为杂质(非本征)半导体，可分为N型(即电子型)半导体和P型(即空穴型)半导体。

一、施主杂质和N型半导体

在四价元素硅(或锗)半导体单晶体中掺入微量五价元素磷(P)，砷(As)，或锑(Sb)杂质时，这种杂质原子可以在晶格的某些位置上替代原来的硅原子，并以自己的价电子与相邻硅原子的价电子组成共价键。因为每个杂质原子最外层电子轨道上有五个价电子，因此，除去组成共价键的四个价电子外，还多了一个价电子。这个多余的价电子受原子核的吸引比其他受共价键束缚的价电子弱得多，只要极小的能量就可以使这个多余的价电子摆脱引力而成为自由电子。这种使杂质元素的价电子游离成为自由电子的能量称为电离能。硅中掺入五价杂质磷元素，电离能为 0.044eV (电子伏特)。这是一个小的能量，只要在室温下，这种杂质原子几乎都能电离，给出一个自由电子。失去一个价电子的杂质原子变成不能移动的正离子。我们把这种给出一个自由电子的五价元素称为施主杂质。图1-7表示硅单晶体中加入磷原子电离后的平面结构示意图。

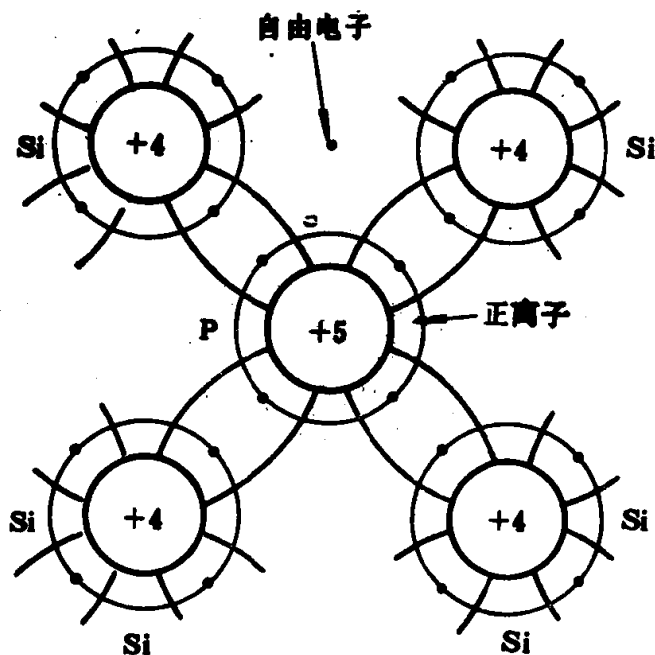


图1-7 硅单晶体中加入磷原子电离后的平面结构示意图

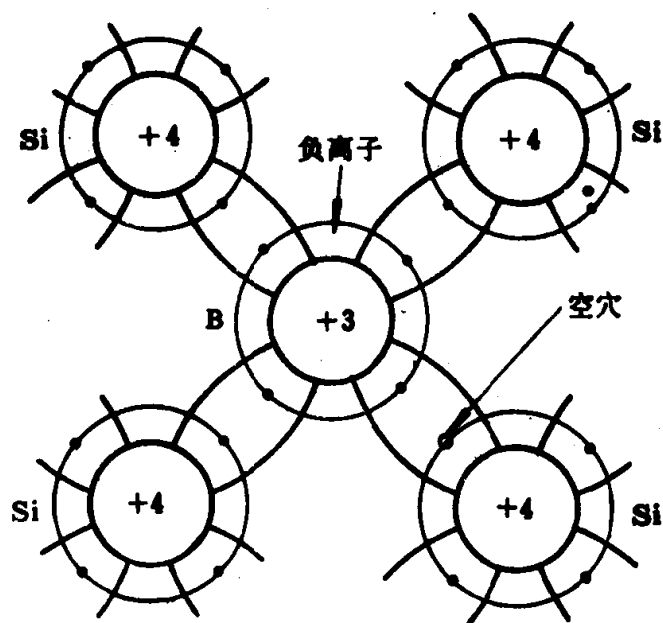


图1-8 硅单晶体中加入硼原子电离后的平面结构示意图

杂质半导体与本征半导体一样，在一定温度下由于热激发产生一定数量的自由电子-空穴对，在掺入施主杂质的半导体中，施主杂质给出多余电子，使这种半导体中自由电子的浓度增加。然而，空穴的浓度却减小到低于本征浓度。这种空穴浓度反而减小的原因是由于存在大量的自由电子，导致在掺杂过程中自由电子与空穴的复合进行得更快所造成的。因为这种杂质半导体中自由电子浓度大大超过空穴浓度，使电子型导电占优势，所以称为N型半导体或电子型半导体。在N型半导体中，自由电子是多数载流子(简称多子)，而空穴是少

数载流子(简称少子)。

二、受主杂质和P型半导体

四价元素硅(或锗)单晶体中掺入微量硼(B),铝(Al)或铟(In)等三价元素后,便发生另一种情形,如图1-8所示。由于硼等三价元素只有三个价电子,这种杂质原子在硅原子的替代位置上与相邻硅原子构成共价键时缺少一个价电子,出现一个空位。由于硅单晶体中掺入硼后价电子的电离能仅为0.045 eV,在室温下大部分价电子都具有这个电离能。因此,相邻硅原子的价电子都很容易进入这个空位,而在它原来的位置上出现了一个空穴。三价元素的原子获得一个电子后,成为带负电荷的负离子,不能移动。因为三价元素的原子能接受一个价电子,所以这种三价元素称为受主杂质。每掺进一个三价元素原子便形成一个空穴。可见,在掺有受主杂质的半导体中,受主杂质贡献了大量的空穴,而由热激发产生的自由电子浓度反而低于本征浓度,半导体中空穴型导电占优势,电子型导电占劣势,所以称这种杂质半导体为P型半导体或空穴半导体。在P型半导体中,空穴是多子,而自由电子是少子。

三、电中性定律和杂质半导体的电导率

在下章将要证明:本征半导体的质量作用定律,即 $n_0 p_0 = n_i^2$,也适用于杂质半导体。但是必须注意,杂质半导体中由于杂质电离作用, n_0 和 p_0 是不相等的,它们可以通过电中性定律进一步联系起来。

现在,让我们用代数形式表示这个定律。令 N_D 表示施主杂质原子浓度。如上所述,由于这些施主杂质原子实际上都成了正离子,那末 N_D 个/米³ 施主离子就提供 N_D 个/米³ 正电荷。因此,总的正电荷浓度是 $N_D + p_0$ 。同样,如果用 N_A 表示受主杂质原子浓度,那么这些受主杂质就提供 N_A 个/米³ 负电荷。总的负电荷浓度是 $N_A + n_0$ 。因为半导体是电中性的,所以其正负电荷浓度的数值必定相等,即

$$N_D + p_0 = N_A + n_0 \quad (1-5)$$

式(1-5)就是半导体的电中性定律,它表示同时掺有施主杂质和受主杂质的半导体中,正负电荷浓度相等,不存在净的正电荷或负电荷。

N型半导体, $N_A = 0$, 又因为该半导体中自由电子浓度远远大于空穴浓度 ($n_0 \gg p_0$), 式(1-5)可简化为

$$n_0 \approx N_D \quad (1-6)$$

式(1-6)表明,N型半导体的自由电子浓度大约等于施主杂质原子浓度。

根据式(1-2)和(1-6),可以得到N型半导体的空穴浓度为

$$p_0 \approx \frac{n_i^2}{N_D} \quad (1-7)$$

同理,在P型半导体中,空穴浓度近似等于受主杂质原子浓度,即

$$p_0 \approx N_A \quad (1-8)$$

自由电子浓度为

$$n_0 \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad (1-9)$$

除了在本征半导体内可用杂质原子掺杂外，也可以在P型半导体内掺入施主杂质原子，或反过来在N型半导体中掺入受主杂质原子。如果，P型半导体内掺入的施主杂质原子浓度超过原先的受主杂质原子浓度，即 $N_D > N_A$ ，那么原来的P型半导体就会变成N型半导体了〔注意：在此情况下，式(1-6)和(1-7)中的 N_D ，应当用有效浓度 $(N_D - N_A)$ 来代替〕。同样方法，也可以把N型半导体变成P型半导体。这就是所谓的半导体杂质补偿，是半导体的一个特点。

杂质半导体的导电机理与本征半导体的相似。所不同的是，杂质半导体的自由电子和空穴的浓度发生了两极分化，不再是相等的了。此外，由于受掺杂浓度的影响，杂质半导体的载流子迁移率也与本征半导体的不同。特别在重掺杂情况下，载流子迁移率将明显下降。但在低量级掺杂情况下，可以认为迁移率与掺杂浓度无关，近似地，仍可用本征半导体的自由电子和空穴的迁移率 μ_e 和 μ_h 表示。因此，对于N型半导体，其电导率可表示为

$$\begin{aligned}\sigma_e &= q(\mu_e n_0 + \mu_h p_0) \\ &\approx q\mu_e n_0 \\ &\approx q\mu_e N_D\end{aligned}\quad (1-10)$$

同样，对于P型半导体，其电导率为

$$\begin{aligned}\sigma_h &= q(\mu_h p_0 + \mu_e n_0) \\ &\approx q\mu_h p_0 \\ &\approx q\mu_h N_A\end{aligned}\quad (1-11)$$

一般情况下，都有 $N_D \gg n_i$ ， $N_A \gg n_i$ ，所以杂质半导体的电导率远远大于本征电导率 σ_i 。这是半导体的又一个特点。

四、杂质半导体的温度特性

在本征半导体中，自由电子浓度与空穴浓度相等，两者均随温度升高而迅猛增加。但是，当温度 $T = 0\text{K}$ 时，因为无热激发，本征半导体变成了绝缘体。室温下，在适当掺杂的杂质半导体中，多子浓度约等于杂质原子浓度，少子浓度甚小，但却是温度的敏感函数。温度足够高时，由于热激发加剧，一切杂质半导体都将变成本征半导体，这种现象称为杂质半导体的本征化。假如定义当少子浓度为多子浓度的10%时的温度为非本征化温度范围的上限 T_i ，则可以证明，此温度上限值也就是相当于 $n_i = 0.35N_A$ 或 $0.35N_D$ 时的温度。当温度高于 T_i 时，半导体器件的工作由于本征化而失常了。

对于指定的杂质浓度，可用图1-4 n_i 与温度相关的曲线，确定非本征化温度范围的上限值 T_i 。例如，某P型半导体的 $N_A = 10^{22}\text{m}^{-3}$ ，则此温度范围上限值就是对应于 $n_i = 0.35N_A = 0.35 \times 10^{21}$ ，即 $\log n_i = 20.5$ 时的温度。从图1-4曲线上可以找出这个温度值，对于锗为357K（即84℃），对于硅为499K（即226℃）。硅的 T_i 较高是一个优点。图1-9给出了 $N_A = 10^{21}\text{m}^{-3}$ 的P型硅半导体两种载流子浓度与温度的关系曲线。从图可见，当温度 T 高达499K时，由于热激发（本征激发）加剧，少子浓度急剧上升，半导体迅速趋于本征化。