

PRINCIPLES OF ELECTRICAL ENGINEERING

电气工程原理



钱棣华 戴超仁 黄正鹏等编译



上海交通大学出版社

电 气 工 程 原 理

钱棣华 戴超仁 黄正鹏
陈淼鑫 柴之聪 刘素艳 编译

上 海 交 大 出 版 社

(沪)新登字 205 号

内 容 提 要

本书是论述电气工程原理的书籍,全书分为三篇十五章,电子学篇主要介绍半导体、真空管原理和线路;电机的能量转换篇介绍磁学原理、变压器和各种电机的原理和应用;控制系统和计算机篇介绍了自动控制原理、控制系统的动态特性和电子模拟计算技术。本书是大专院校教材,但也适合作为在职人员的培训材料和自学书籍。

025: 24

电气工程原理

出 版: 上海交通大学出版社
(淮海中路1984弄19号)

发 行: 新华书店上海发行所

印 刷: 江苏常熟市文化印刷厂

开 本: 787×1092(毫米) 1/16

印 张: 24.25

字 数: 596000

版 次: 1992年4月 第1版

印 次: 1992年5月 第1次

印 数: 1—4800

科 目: 266—300

SIBN7-313-00770-1/T

定 价: 16.00 元

前 言

本书是石油大专院校的教材，作译者结合自己的教学实践和现场的科研生产实际并参考美国电气工程教授 Vincent Del Toro 编著的《电气工程原理》一书编译而成。全书分为三篇十五章。第一篇为电子学，共三章，讨论了半导体及其电路；真空管及其电路；专用电子电路。第二篇为电机的能量转换，共八章，由磁学理论和磁路；变压器；电能和机械能的转换；三相感应电动机；三相同步电机；直流电机；单相感应电动机和直接能量转换方法组成。第三篇为控制系统和计算机，共四章，讨论了自动控制原理；控制系统的动态特性；动态特性的频域分析法；电子模拟计算技术。全书论述深入浅出，附有大量例题、图表，每章末有习题，书末附有题解，不但是教材，且适合自学。

近年来为了积极开展在全国石油系统范围内的节能工作，中国石油天然气总公司组织有关院校和国内几个主要油、气田协同攻关，开展油田电网优化运行技术研究，已取得几项成果并在系统推广。要做好这项工作，需要一本具有近代技术内容的电气工程类书，为现场工作人员掌握、用好节电新技术做准备，本书还可作为在职工程技术人员的培训教材。所以本书的编译工作得到大庆石油管理局和科技发展部的大力支持与帮助。本书在大庆石油管理局副局长钱棣华高级工程师的亲自指导下编译，具体参加这项工作的有大庆石油学院戴超仁副教授、陈森鑫副教授、柴之聪副教授、刘素艳讲师和中国石油天然气总公司《国外油田工程》编辑部黄正鹏副主编。由于我们水平有限，书中难免有错误和不妥之处，望广大读者批评指正。

编 译 者

1991年2月

目 录

第一篇 电 子 学

第一章 半导体及其电路	3
1-1 玻耳兹曼关系和半导体的扩散电流	4
1-2 半导体二极管	11
1-3 半导体三极管——晶体管	14
1-4 结型场效应晶体管(JFET)	18
1-5 集成栅场效应晶体管(MOSFET)	22
1-6 晶体管放大器的图解分析	24
1-7 线性等效电路	32
1-8 晶体管放大器的偏置方法	38
1-9 晶体管放大器性能计算	44
1-10 RC 耦合晶体管放大器的频率响应	55
1-11 集成电路	61
第二章 真空管及其电路	72
2-1 理查森—德希曼方程和兰米尔—蔡尔德定律	72
2-2 真空二极管	75
2-3 真空三极管	78
2-4 真空三极管放大器的图解分析	83
2-5 真空管的等效电路	88
2-6 真空管放大器的偏置	90
2-7 二级真空管放大器	90
2-8 频率响应	93
2-9 四极管和五极管	97
第三章 专用电子电路	103
3-1 含有二极管的电子电路	103
3-2 射极跟随器	106
3-3 推挽放大器	108
3-4 调制	108
3-5 幅度解调或检波	112
3-6 晶体管逻辑电路	113

第二篇 电机的能量转换

第四章 磁学理论与磁路	123
4-1 安培定理	123

4-2	磁学理论	128
4-3	强磁材料的磁化曲线	129
4-4	磁路的概念和模拟	132
4-5	磁路的计算	134
4-6	硬磁材料中的磁滞和涡流损失	140
4-7	继电器	142
第五章	变压器	149
5-1	变压器的工作原理和矢量图	149
5-2	变压器的等效电路	155
5-3	变压器的空载状态参数	162
5-4	效率和电压调整率	166
5-5	互感	167
第六章	电能与机械能的转换	172
6-1	电磁转矩的基本分析	172
6-2	感应电压分析	176
6-3	电机的结构	177
6-4	实用电磁转矩与感应电压表示式	181
第七章	三相感应电动机	188
7-1	旋转磁场	188
7-2	感应电动机分析	191
7-3	特性计算	196
7-4	三相感应电动机的应用和控制	201
第八章	三相同步电机	210
8-1	三相电压的产生	210
8-2	同步发电机的矢量图和等效电路	211
8-3	同步电动机	213
8-4	同步电动机的特性计算	214
8-5	同步电动机的应用	217
第九章	直流电机	221
9-1	直流发电机分析	221
9-2	直流电动机分析	224
9-3	直流电动机的特性	226
9-4	直流电动机的应用	229
第十章	单相感应电动机	235
10-1	如何获得旋转磁场	235
10-2	不同类型的单相电动机	236
第十一章	直接能量转换方法	240
11-1	光电能量转换——太阳能电池	240
11-2	热电能量转换	241

11-3	电化能量转换——燃料电池	243
11-4	磁流体发电机	245

第三篇 控制系统和计算机

第十二章	自动控制原理	253
12-1	反馈系统	253
12-2	位置反馈控制系统——伺服机构	256
12-3	反馈控制的典型应用	258
12-4	反馈及其作用	262
第十三章	控制系统的动态特性	271
13-1	二阶伺服机构的动态响应	271
13-2	误差微分控制	280
13-3	输出率控制	282
13-4	积分—误差控制	285
第十四章	动态特性的频域分析法	290
14-1	系统环节的传递函数	290
14-2	系统传递函数	304
14-3	系统分类	305
14-4	系统稳定性	309
14-5	由开环传递函数预估系统性能	317
14-6	根轨迹法	319
第十五章	电子模拟计算技术	330
15-1	模拟计算机的分类	330
15-2	直流电子模拟计算机的基本运算	332
15-3	微分方程的仿真	337
15-4	传递函数仿真	347
15-5	变量的乘法和除法	349
15-6	常用非线性函数的仿真	351
附录 A	单位和计量	358
附录 B	电阻温度系数和铜线数据	359
附录 C	力矩方程的推导	360
附录 D	部分晶体管和真空管特性曲线	365
参考文献		373
部分习题答案		375
后记		378

第一篇 电 子 学

第一章 半导体及其电路

按照电气和电子工程研究所公布的术语定义,“电子学是科学和工程的一个分支,它涉及电子器件和它们的应用”,而 IEEE 采纳的电子器件定义为“一个由电子导电的器件,而电子可由真空管、气体放电管或半导体产生”。将这两个陈述结合起来可以确认电子学不仅涉及真空管和晶体管这类电子器件遵循的理论和设计,而且还涉及到围绕着电子器件建立的各种电路,这些电路完成了无数的任务,例如在通信系统、计算机、控制系统、仪器仪表和遥测学方面。

自从二次大战以来,电子学事业按异常的速度发展着,不用说,国防需要和空间计划在这些发展中起着重要的作用,这些事业的范围可以参考 IEEE 专门技术,下面列出的某些感兴趣的领域,具体如下:

音频。音频通信技术包括音响、录音和唱片复制。

广播。广播仪器的设计和使用。

核子科学。电子技术和器件应用到核子科学领域。

广播和电视接收机。广播电视接收机和元件以及有关方面的设计和制造。

空间电子学和遥测。用电磁介质计量和记录远程点的数据。

航行电子学。电子学应用于飞机的操作以及交通控制和所有飞行器的驾驶。

工业电子学和控制仪器。专门针对工业过程的有关应用控制、处理和测量的电子学。

电子计算机。电子计算机的设计和操作系统。

生物医药电子学。应用于生物和医学问题的电子理论和技术。

通信系统。无线和有线电话、电信和海上无线电传真、航空学、无线电材料、同轴电缆和固定站服务。

自动控制。包括反馈控制的自动控制技术理论和应用。

地球科学电子学。有关地球物理和地球化学的电子仪器研究和开发,尤其是关于引力、测量、地震测量、空间探测、气象学、海洋学。

大气物理学。大气仪器研究中的电子学和电路的理论和应用以及包括电推进和电操作子系统的系统应用在内的运输电系统。

虽然上述列出的清单仅仅是一部分,但电子学的广泛发展已相当明显。所包含的清单是为了使读者对电子学范畴有一个较好的了解。本书第一篇的目的不是为了在这些有兴趣的领域做出有益贡献提供必需的基础知识,而是提供一般的基础,主要研究重要电子器件的特性和理论,以及它们在标准电子电路里的应用。第一章研究固态电子器件及其电路,第二章介绍真空管及其电路。对器件强调其外部特性和控制容量,对电路主要介绍电子学领域里经常遇到的电子电路,提供这些电路的运行分析和性能描述。

电子学里电子电路理论、电磁学以及电机能量变换是基础。但是研究另外一些基本的关系也是必要的,在高真空电子学里有两个重要的方程特别值得注意,一个是理查森—德希曼(Richardson-Dushman)方程,它描述各种金属的热电子发射容量;另一个是兰米尔—蔡

尔德(Langmuir-Child)定律, 该定律能确定空间电荷限定电流, 这是在高真空环境里存在适当电位差的两个电极之间的空间电荷限定电流。这些方程是重要的, 因为它们描述了真空管电子学以及相关电路里的器件(也就是二极管、三极管、四极管和五极管)特性, 这些特性将在第二章中讨论。除了代替真空管器件使用不同的基本关系之外, 同样的情况在半导体电子学里广泛采用, 本章首先研究半导体电子学及半导体电路分析。

1-1 玻耳兹曼关系和半导体的扩散电流

决定半导体材料如锗和硅里电子流可用性过程明显地不同于真空管器件和金属导体。在我们研究材料特征的时候, 我们的研究工作将以描述半导体二极管的外部特性为结束, 因为这是理解半导体电子学的基础, 一旦理解了半导体二极管运行的理论, 其他有关的器件例如晶体管就很易处理, 因为他们是基本器件的变型。例如, 像后面指出的那样, 晶体管可以看作背靠背连接的两个二极管。

金属的特性是非常不同于半导体材料的特性, 例如, 在金属里价电子(也就是外层轨道上的电子), 是完全自由的, 而且可以在原子之间漫步, 然而半导体里一个原子的价电子的运动要同邻近原子的价电子的运动相一致, 这样在它们之间强加了共价键, 结果是在正常环境之下仅有少数自由电子存在于纯半导体元件里。因此两个元件的导电特性是非常不同的。所以加零点几伏于铜导体的两端能够产生大的电流, 而同样的电位差加至相同尺寸的锗材料, 得到的是很小可忽略的电流。

工程器件里, 电子学涉及到电子流的控制, 任何一个电子器件的基本考虑必须是有能力而且很容易有效地产生电子以及控制它。在第2章, 我们将看到真空管器件里如何通过加热提供电子以及借助于电极之间的电场来控制电子。金属依靠材料空间格子结构里自由电子的性质使电子可用, 对金属加电场来控制电子流。显然纯粹半导体材料里缺少电子源, 因而作为电子器件受到限制。纯粹半导体材料必须改变以便使它有效地增加输送电荷载流子的能力, 刚好, 能够得到这样结果, 在纯半导体材料里加少量的杂质即可实现。加少量五价砷到融化的纯四价锗里, 使每个砷原子形成一个允许流动的自由电子, 而杂质锗—砷混合构成一个半导体。由于这个过程形成有限数量的自由电子, 所以半导体的电导率小于金属的电导率, 但重要的是现在存在一些有效的可控制的电荷载流子。只要将杂质加入有共价键的材

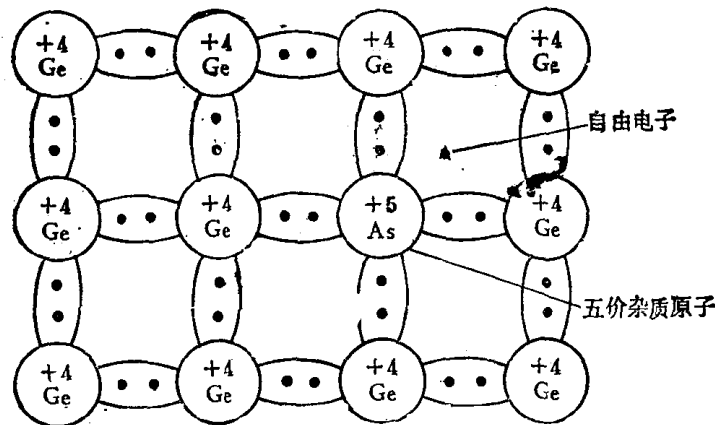


图1-1 价电子填入共价键的图形表示。自由电子由五价杂质原子砷给出

料就能产生有效的电荷载流子, 杂质质量较高, 半导体电导率就越大。

基本上有两种类型的杂质可以加至四价元素如锗和硅里, 这些元素在周期表的第四族里可以找到。当杂质有 5 个价电子, 称为 n 型杂质或者施主。图 1-1 表示了锗原子价电子之间的共价键原理。锗拥有总数 32 个轨道电子, 这里仅给出外层 4 个电子, 为一致起见, 中间所示为带有相应 +4 电荷的核子, 当然核子总的电子数是 32。也要注意砷杂质原子的情况, 它的 5 个价电子中的 4 个同邻近锗原子的电子一起运动, 于是形成共价键, 第五个电子是没有键的, 且在环境温度下有足够的热能量, 以至没有被静电吸引到砷原子核的正电荷上, 因此这个电子是自由地通过材料来回运动。砷原子称为施主杂质, 它以电子的形式提供一个电荷载流子, 图 1-2 为这个情况的符号表示, 围绕 + 记号的圆圈强调正原子核是固定电荷, 因而不可能是电流的一部分, 只有自由电子是电流的一部分。

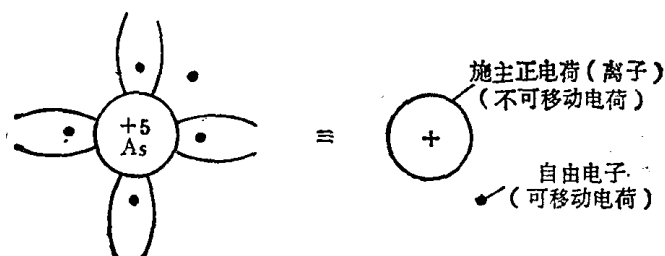


图 1-2 施主杂质原子的符号表示

当三价元素(如镓, 硼, 铝, 铟)加至纯锗时, 得到第二种类型杂质半导体。因为镓在外层只有三个价电子, 图 1-3 所示即为邻近原子电子之间共价键的原理表示, 注意只能填入三个共价键, 第四键的空白称之为空穴, 空穴的存在意味着杂质原子能接受一个电子, 以填满此

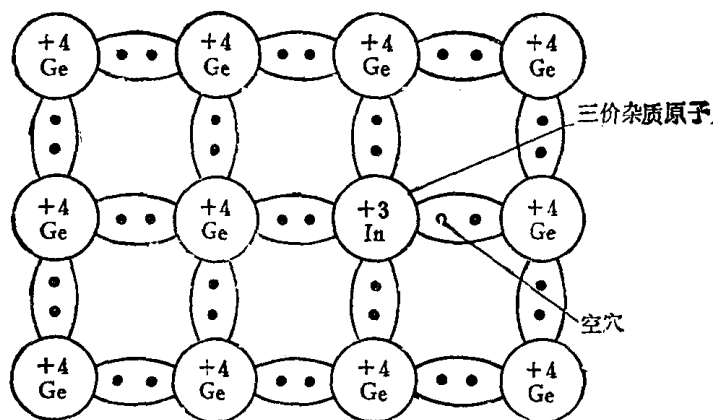


图 1-3 三价杂质原子填入共价键和第四个键的空白

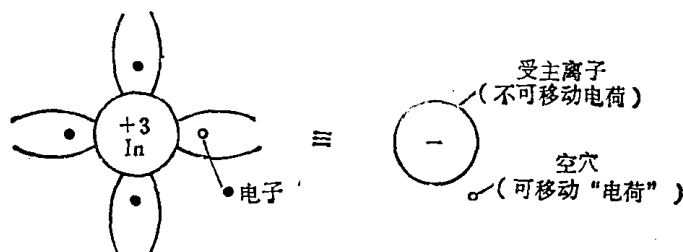


图 1-4 符号表示三价杂质接受电子。当电子填入空穴时, 空穴可以去任何地方, 因此, 可以将空穴处理为正电荷载流子

空白。为此,这种类型的杂质称为受主或 p 型杂质。注意到当杂质原子接受一个电子时,意味着一个纯负电荷被固定了;而空穴,则不再存在于材料的那一个位置上,而是移动到另一地方,例如,电子来的那个地方。依据这样一个术语,可以将空穴看作是可迁移的电荷。图 1-4 表示了这个情况,图中负记号的圆圈指出三价杂质原子已接受一个电子,留下空穴至任何其他地方。

考虑材料的能带描述是有用的,量子理论指出,在结晶型材料里,对于由禁带分离出来的原子,存在着许多的能带,虽然对于单个原子来说,能带是离散的,但其他原子的邻近效应修改了离散能级的各个带以至能量的分布呈现能带的形式。图 1-5 所示为金属导体的能带描绘,部分填满的带适用于占据最高能量的自由或价电子。如果加一个小的能量到晶体,这些电子不受限制将上升到较高的能级,但对于能级在满带里的那些电子,不可能构成这样的状况。如果按外加电场的形式加能量至材料里,就可以出现导通。因此最上面的带称为导带。

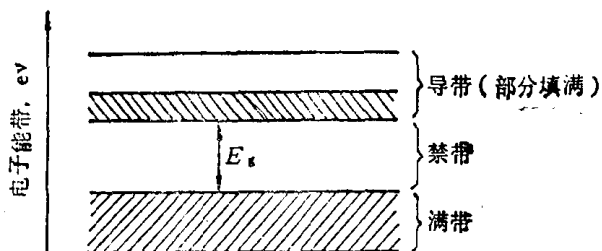


图 1-5 金属导体的能带描绘

在没有杂质的半导体材料里,其能带描绘如图 1-6 所述,这里有意义的因素是,分开满价带和空导带的禁带约为 0eV ,因此,当温度增加时,电子的能级上升,超过这个能带间隙,那末该电子将由共价键分离出来,变成可以导通的电子。在室温将近 10^{10} 原子里有一个拥有这样的游离电子。

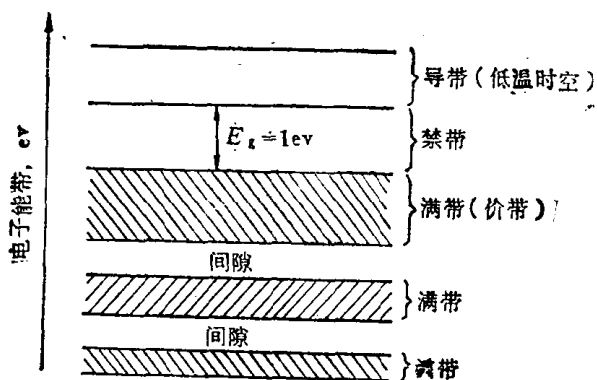


图 1-6 半导体的能带结构

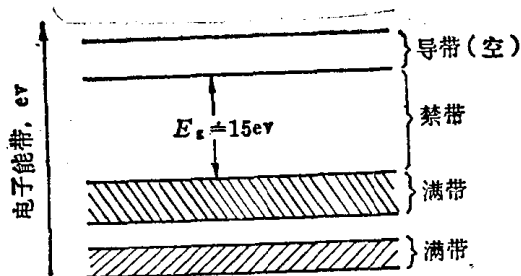


图 1-7 绝缘体的能带结构

图 1-7 描述了绝缘体的情况,这里间隙能级大于半导体的间隙能级,结果是,室温时在导带里没有离开共价键的自由电子,甚至加上十分大的电场,还不足以断裂任何适当数量的共价键,这样材料的电导率实际上是零。

1. 半导体类型

现在我们准备按照能带概念考虑杂质型半导体,但是首先让我们考虑本征锗半导体,它不包含杂质。与室温相关联的热能对移走共价键的电子是完全足够了。如已经提到的那样,大约在 10^{10} 个原子里产生一个,图 1-8(a)描述了按照晶格排列的情况,而图 1-8(b)是借助于能带图来描述。注意导带里存在的电子,因热量增加,有更多的电子成为参与导电,这就是为什么半导体材料随着温度上升成为良好的导体的原因。构成明显对比的是金属的

电导率随温度升高而降低,因为,空间格子里更猛烈地振动的原子,对自由流动的电子存在较大的阻碍。也应注意,现在电流可能按两种方式流动,除空穴移动之外,还有电子流动。

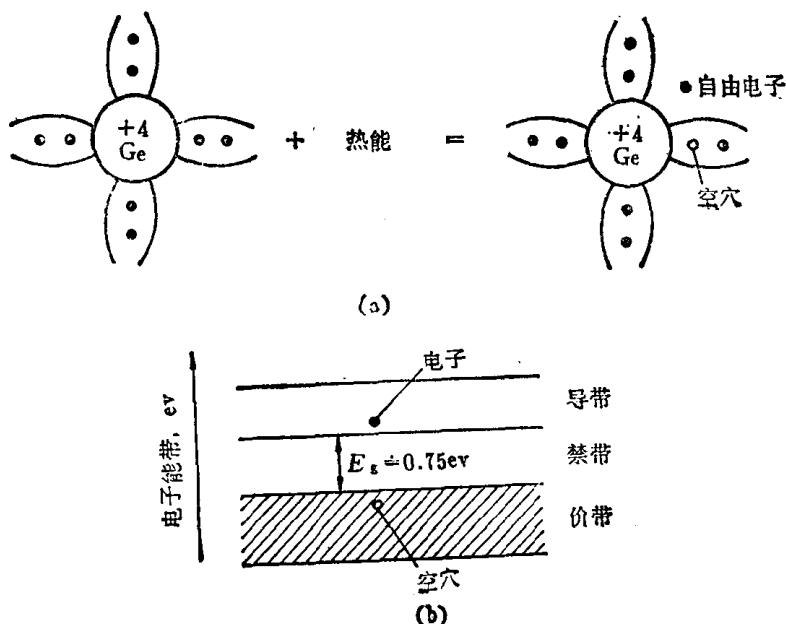


图 1-8 (a) 通过热扰动产生电子-空穴对; (b) 在室温时本征半导体的能带

图 1-9 所示为 n 型杂质半导体的能带结构描绘, 正常情况下按 10^8 分之一加入杂质, 因为在杂质原子之间有着相对宽的空间, 因此杂质能级保持离散。图 1-9 用表示各个杂质原子指出了这种情况。进一步可发现, 存在着同五价杂质原子相关的附加能级, 它位于导带较低处接近 0.01 电子伏特的地方, 由于这样小的能级差, 故而室温热就能够提供足够多的能量给每个过量电子(也就是第五个价电子), 以便使它上升进入导带区。于是所有杂质原子完全电离了, 而且像图 1-9 所描绘的那样, 用围绕正电荷的圆圈说明。要记住, 正常的纯锗原子的热振动继续使得电子空穴对有效, 但这个提供的

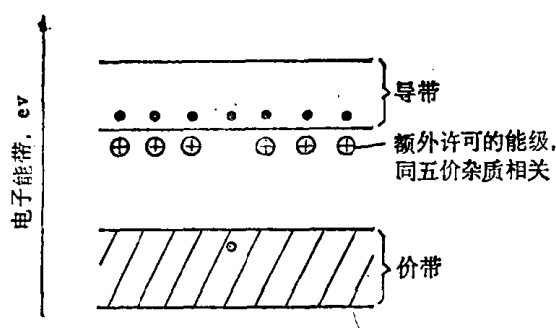


图 1-9 n 型杂质能带结构, 电子是多数载流子, 空穴是少数载流子

电子数目比杂质原子提供的来得小, 观察图 1-9 指出, 像本征半导体那样, n 型杂质半导体通过电子和空穴的作用产生电流。但是, 在 n 型杂质半导体里, 电子的数目(负的载流子)远超过空穴的数目, 这就是称为“n 型”的原因。空穴取代了少数载流子。而在纯粹半导体里, 空穴的数目总是等于电子的数目。

当三价杂质加至锗或者硅的时候, 出现了类似的情况, 杂质的存在允许额外的未填满的能级存在, 它位于图 1-10 说明的满带之上百分一电子伏特处, 于是共价键里足量的电子要求能量, 以便到达附加的能级, 这样在

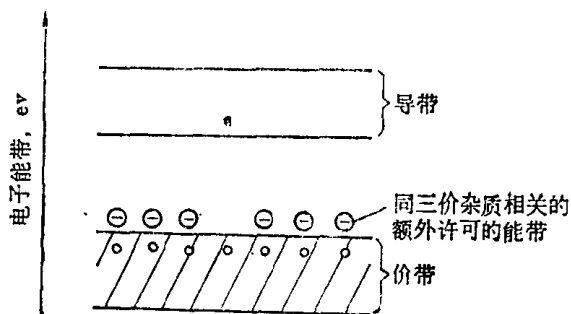


图 1-10 p 型杂质半导体的能带结构, 空穴是多数载流子, 电子是少数载流子

室温填满杂质原子所有的空穴,那末可以说100% 电离了杂质。当然,电离过程中价带留下了空穴,它可以自由运动于周围其他位置之间。纯锗原子的热振动也产生了电子空穴对。于是加到价带里的空穴总数中去。注意,当应用三价杂质时,少数载流子是电子,而空穴是多数载流子。为此,这样的半导体称为p型杂质半导体。p代表“正”的电荷载流子。很清楚,即使是引用空穴的地方,因电子的运动而造成的电流总是出现的,但结果是空穴在相反方向移动,因此,电子学上说,空穴的运动相当于拥有可流动性的正离子的运动,该流动性可以和电子相比拟。为方便起见,涉及p型器件的所有进一步的工作使用这种说法。

2. 正向偏置p-n结二极管

上述材料在这里被用来讨论扩散过程,扩散过程是半导体二极管运行的基础。只要生长一个半导体材料的单晶,使受主杂质在融化单晶的一部分占优势,而另一部分施主杂质占优势,就可以形成一个半导体二极管,图1-11所示为p-n结二极管的原理图。记住,n型材料有相对高的电子密度,而p型材料有高的空穴密度(或电子空位)。有理由预期,存在着一个趋势,电子扩散到p侧和空穴扩散到n侧。事实上,开始是正确的,但是并不能无限制地继续这个过程,一个电子经过结运动由n侧到p侧,n侧裸露了正固定电荷,而p侧受主杂质接受一个电子形成负的固定电荷,当积聚足够数量的电荷时,产生了电位壁垒 V_0 ,它阻止了进一步的扩散,图1-12较详细地说明了这个情况,注意这个图仅仅描述了杂质原子,以及纯锗热振动形成的电子空穴对,结果在p-n结的任一侧缺少可迁移电荷载流子,该区域称为耗尽区,它的宽度约为 10^{-4}cm 数量级。



图 1-11 生长的 p-n 结

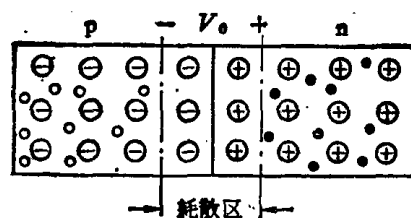


图 1-12 p-n 结二极管给出了通过可移动电荷载流子跨结扩散产生的电荷壁垒 V_0 。

电位能量壁垒 V_0 担当类似金属能量壁垒的角色, V_0 的幅值在零点几伏的数量级,而且在任何给定的情况下,它的数值可以由玻耳兹曼关系式以及 p 和 n 区电荷密度求得。为了说明参考图 1-13, 在对数坐标上描绘出 p 区和 n 区多数和少数载流子的电荷密度, 就像在 n 型材料那样, 考虑平衡条件, 即开关 S 打开, 注意 p 型材料掺杂比 n 型材料更重。作为半导体的规律, 无论其不纯与否, p 或 n 型材料里空穴和电子的乘积是由温度决定的常数。玻耳兹曼关系是一个方程式, 当区域内含有的粒子密度相对稀疏时, 它表示了一个区域的粒子密度与到邻近区域的粒子密度的关系, 因此, 玻耳兹曼关系是特别有用, 例如在大气研究里。它也可以用在 p-n 结二极管, 得到很好的近似, 因为对半导体材料系统, 价带里的空穴密度和导带里电子的密度是很低的。玻耳兹曼关系式的数学表示是

$$N_1 = N_2 e^{qV_{01}/E_g} \quad (1-1)$$

其中 N_1 为区域 1 里的粒子密度;

N_2 为区域 2 里的粒子密度;

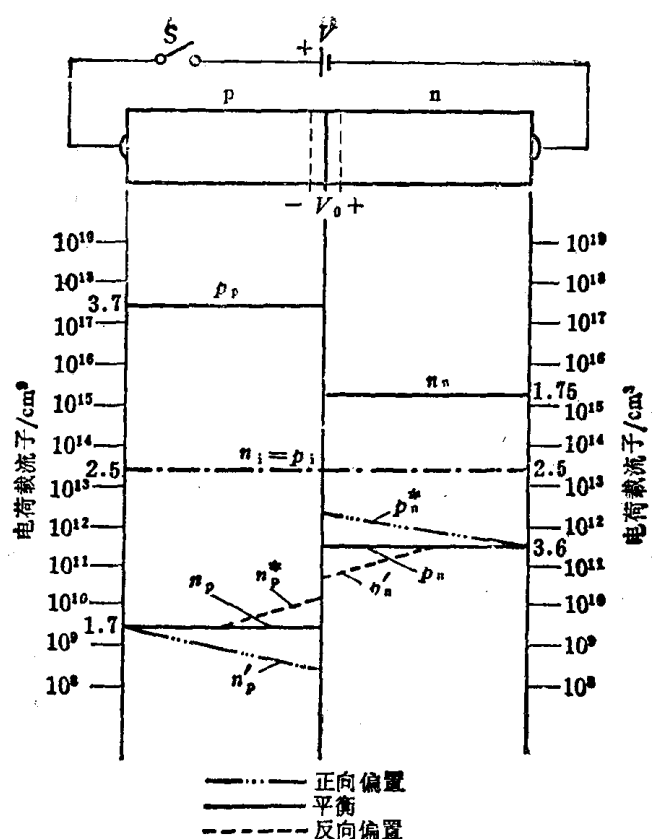


图 1-13 p-n 结二极管载流子浓度

p_p = 空穴, 或 p 材料多数载流子;
 n_p = 电子, 或 p 材料少数载流子;
 n_n = 电子, 或 n 材料多数载流子;
 p_n = 空穴, 或 n 材料少数载流子

E_T 为与温度等效的能量(见方程 2-4);

V_{21} 为相对于区域 1 的区域 2 的电位能。

应用该方程式于图 1-13 的 p-n 结二极管, 对两个区域的空穴, 得到

$$p_p = p_n e^{V_0/E_T} \quad (1-2)$$

按图 1-13 规定, 代入 p_n 和 p_p 值, 对环境温度 $E_T = 0.026V$, 得到

$$e^{V_0/0.026} = \frac{3.7 \times 10^{17}}{3.6 \times 10^{11}} = 1.027 \times 10^6 \quad (1-3)$$

而且得到

$$V_0 = 0.36V$$

现在可以开始建立半导体二极管伏安特性了,[†] 首先考虑加正向偏置电压时的二极管特性, 这仅仅要求关闭图 1-13 里的开关 S。注意所说的正向偏置是将电池的正端连接到 p 型材料, 而电池的负端到 n 型材料, 进一步假定电池电压 V 小于电位能壁垒 V_0 。显然作为正向偏置电压 V 和 V_0 反相。事实上, 结上 n 区空穴的浓度必须按照修改的玻耳兹曼关系改变, 为

$$p_p = p_n^* e^{(V_0 - V)/E_T} \quad (1-4)$$

这里 p_n^* 是 n 型材料空穴浓度的新值, 改写方程式(1-4), 得到

$$p_p = p_n^* e^{V_0/E_T} e^{-V/E_T} \quad (1-5)$$

代入方程(1-2)至(1-5), 接着得到

$$p_n^* = p_n e^{V/E_g} \quad (1-6)$$

在结理论里, 这是最重要的关系式, 这个方程式说明, 加上一个小的正向偏置, 少数电荷载流子有一个指数型增加, 于是对 $V = 0.102V$, 结上 n 型材料空穴浓度的新值是

$$p_n^* = p_n e^{0.102/0.026} \approx 50 p_n \quad (1-7)$$

可知空穴浓度平衡值增加了 50 倍。

空穴增加这么多, 那么它来自何处呢? 一些设想指出, 正向偏置电压 V 的存在, 使有效电位能壁垒由 V_0 降低到 $(V_0 - V)$, 因此允许空穴跨过结移动至 n 区, 有趣的是, 虽然结上 n 型材料空穴浓度增加了, 由 3.6×10^{11} 到 180×10^{11} , 这个量仅仅是 p 型材料空穴密度很小一部分, p 型材料空穴密度是 3.7×10^{17} 。而且按照电荷中性规律, 每次, 一个空穴离开 p 型材料, 总由另一个来补充, 它是由电池的正侧进入 p 型材料。

在空穴跨过结注入到 n 型材料之后, 空穴浓度这么大的增加会发生什么呢? 由于两个连续区域有不同的粒子密度, 存在着自然产生的扩散作用, 正当空穴横过结进入 n 型材料的时候, 贯穿整个 n 型材料并占优势的负电荷载流子使之很快的发生复合, 于是电荷密度很快地随着离开结的距离增加而降低。另外, 因 n 型材料, 电荷中性规律, 该电子同空穴复合, 就存在另外一个电子由电池的负侧进入 n 区。重要的是要理解, 半导体是以一定距离内电荷密度的变化形成了电荷输送, 因此构成了电流, 但是这不是通常意义上的电流, 如金属导体中的有关电流。在半导体二极管内, 电流是由扩散发生。事实上空穴电流通常可以写为

$$I_{pn} = -A_e D_p \left\{ \frac{dp_n^*}{dx} \right\} \quad (1-8)$$

这里 D_p 为空穴扩散常数, m^2/s ;

A 为 p-n 结的截面积, m^2 ;

e 为电子电荷, 单位为 C/e ;

I_{pn} 为 n 区空穴电流。

方程式(1-8)强调了事实, 扩散电流决定于电荷密度随距离而变化的比率。扩散电流不遵守欧姆定律。

上述处理集中于 p 和 n 区空穴密度的差, 两个区域里电子密度差按同样处理, 因此, 由玻耳兹曼关系可知 p 区少数载流子同时增加, 表达式为

$$n_p^* = n_p e^{V/E_g} \quad (1-9)$$

当这些电子通过 p 区扩散时, 它们很快同大量存在的空穴复合。再一次有随距离的电荷传送, 于是得到扩散电流的第二部分, 但这时归结于 p 这里的电子。因此, 可以写出

$$I_{np} = A_e D_n \frac{dn_p^*}{dx} \quad A \quad (1-10)$$

这里 D_n = 电子扩散常数, m^2/s

A = 截面积, m^2

e 为电子电荷;

I_{np} 为 p 区电子扩散电流。

总的扩散电流为方程式(1-8)和(1-10)的和, 在结上即 $x = 0$, 于是

$$I = I_{pn}(0) + I_{np}(0) \quad (1-11)$$