

职工高等学校试用教材

模 拟 电 子 技 术

郭维芹 龚耀铭 编
赖先林 周继武
郭维芹 主编

上海科学技术文献出版社

职工高等学校试用教材

模 拟 电 子 技 术

郭维芹 龚耀铭 编
赖先林 周继武

郭维芹 主编

*

上海科学技术文献出版社出版、发行
(上海市武康路2号)

总发行所经销 商务印书馆上海印刷厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印张 17.75 字数 433,000

1987年7月第1版 1987年7月第1次印刷

印数: 1-11,000

书号: 15192·452 定价: 3.95 元

《科技新书目》120-204

目 录

第一章 半导体二极管和三极管	1
§1.1 半导体的导电特性	1
1.1.1 半导体的共价键结构	1
1.1.2 本征半导体	2
1.1.3 杂质半导体	3
1.1.4 半导体中载流子的两种运动方式	4
§1.2 PN 结及其单向导电性	5
1.2.1 PN 结的形成	5
1.2.2 PN 结的单向导电性	6
§1.3 半导体二极管	8
1.3.1 二极管的微变交流电阻	8
1.3.2 二极管的结电容	9
1.3.3 二极管电路的图解法	10
1.3.4 二极管的微变等效电路	12
1.3.5 二极管的参数	12
§1.4 稳压管	12
1.4.1 稳压管及其参数	12
1.4.2 稳压管稳压电路	13
§1.5 半导体三极管(晶体管)	14
1.5.1 晶体管的放大工作原理	15
1.5.2 晶体管的特性曲线	18
1.5.3 晶体管的主要参数	19
练习题	21
自我测验题	23
第二章 放大电路分析基础	24
§2.1 基本放大电路的组成	24
2.1.1 电路组成和工作原理	24
2.1.2 关于符号的一些说明	25
2.1.3 放大器的直流通路和交流通路	26
§2.2 图解分析法	28
2.2.1 静态分析	28
2.2.2 动态分析	31
2.2.3 静态工作点的设置与放大器的动态范围	34
§2.3 微变等效电路分析法	37
2.3.1 晶体管的 h 参数及其模型	38
2.3.2 用 h 参数模型分析共射极放大器	43
§2.4 放大器工作点的设置与稳定问题	48
2.4.1 影响放大器静态工作点稳定的因素	48

2.4.2	稳定偏置电路	50
2.4.3	射极偏置电路静态工作点的计算	52
2.4.4	模拟集成电路中的偏置电路	54
§ 2.5	共集电极电路和共基极电路	56
2.5.1	共集电极放大电路	56
2.5.2	共基极放大电路	57
2.5.3	三种基本组态的比较	59
§ 2.6	放大器的级联	59
2.6.1	阻容耦合多级放大器	59
2.6.2	直接耦合方式	61
练习题		66
自我测验题		70
第三章	场效应管放大器	73
§ 3.1	结型场效应管	73
3.1.1	结型场效应管的结构和工作原理	73
3.1.2	结型场效应管的特性曲线	74
3.1.3	结型场效应管的参数	77
§ 3.2	绝缘栅场效应管	78
3.2.1	N 沟道耗尽型 MOS 管	78
3.2.2	N 沟道增强型 MOS 管	80
3.2.3	MOS 管的使用	82
§ 3.3	场效应管放大器	82
3.3.1	场效应管的偏置电路	82
3.3.2	场效应管的微变等效电路	84
3.3.3	场效应管基本放大器	84
练习题		86
自我测验题		88
第四章	差动放大器	90
§ 4.1	差动放大器的基本原理	90
4.1.1	工作方式	91
4.1.2	差模特性	92
4.1.3	共模特性	93
4.1.4	共模抑制比	94
4.1.5	传输特性	95
§ 4.2	差动放大器的失调及温度漂移	96
4.2.1	输入失调电压 V_{os} 及其温度漂移 dV_{os}/dT	96
4.2.2	输入失调电流 I_{os} 及其温度漂移 dI_{os}/dT	97
§ 4.3	差动电路的改进	97
4.3.1	恒流源偏置	97
4.3.2	复合管差动放大器	98
4.3.3	场效应管差动放大器	98
练习题		99
自我测验题		101

第五章 集成运算放大器	103
§ 5.1 运算放大器的基本概念	103
5.1.1 什么是运算放大器	103
5.1.2 理想运算放大器	104
§ 5.2 基本线性电路	105
5.2.1 反相放大器	106
5.2.2 同相放大器及跟随器	106
5.2.3 差动放大器	107
5.2.4 加法器和减法器	108
5.2.5 积分器和微分器	111
§ 5.3 基本的非线性电路	113
5.3.1 比较器	113
5.3.2 施密特触发器	114
§ 5.4 运算放大器的非理想特性	115
5.4.1 集成运放的内部结构和电路工作原理	115
5.4.2 失调及其漂移	117
5.4.3 共模特性和共模抑制比	122
5.4.4 有限放大倍数、有限输入电阻和非零输出电阻	122
练习题	125
自我测验题	127
第六章 负反馈放大器	130
§ 6.1 负反馈的基本性质	130
6.1.1 放大器的负反馈	130
6.1.2 基本反馈方程式	131
6.1.3 负反馈的效果	133
§ 6.2 反馈的分类和反馈电路的判别	135
6.2.1 反馈的分类	135
6.2.2 反馈电路的判别	137
§ 6.3 四种负反馈放大器的特性	140
6.3.1 电压串联负反馈	140
6.3.2 电流并联负反馈	145
6.3.3 其它两种反馈类型	147
§ 6.4 实际反馈电路的分析方法	148
6.4.1 划分反馈电路“ A ”框与“ F ”框的原理	148
6.4.2 分离反馈放大器的一般规则	151
§ 6.5 反馈放大器的计算举例	153
6.5.1 计算反馈电路的步骤	153
6.5.2 计算实例	154
练习题	159
自我测验题	161
第七章 放大器的频率特性	163
§ 7.1 频率特性的基本概念及其分析方法	163
7.1.1 放大器的通频带	163

*7.1.2 频率特性波特图表示法	165
§ 7.2 放大器的频率特性	169
7.2.1 RC 耦合放大器的低频特性	169
7.2.2 晶体管高频小信号模型	170
7.2.3 晶体管的高频参数	172
7.2.4 放大器的高频特性	175
7.2.5 场效应管高频模型	177
7.2.6 运算放大器的频率特性	178
§ 7.3 负反馈放大器的频率特性	179
7.3.1 负反馈扩展放大器通频带	179
*7.3.2 负反馈放大器的稳定性	182
*7.3.3 反馈放大器的相位补偿措施	185
练习题	190
自我测验题	192
第八章 振荡电路	194
§ 8.1 正弦波振荡器	194
8.1.1 振荡条件和正弦波振荡器的构成	194
8.1.2 RC 正弦振荡电路	196
8.1.3 LC 正弦波振荡电路	199
8.1.4 石英晶体振荡器	205
§ 8.2 非正弦振荡器	208
8.2.1 方波发生器	208
8.2.2 三角波发生器	210
8.2.3 锯齿波发生器	211
练习题	212
自我测验题	216
第九章 功率放大器	219
§ 9.1 甲类功率放大器	219
9.1.1 负载直接耦合的甲类功率放大器	219
9.1.2 变压器耦合甲类功率放大器	220
§ 9.2 变压器耦合推挽功率放大器	222
9.2.1 乙类推挽电路的基本原理	222
9.2.2 输出功率、效率、管耗的计算	223
9.2.3 非线性失真和甲乙类工作	225
§ 9.3 无输出变压器功率放大器	226
9.3.1 互补推挽电路的工作原理	226
9.3.2 准互补推挽电路	229
§ 9.4 集成功率放大器	231
9.4.1 单片音频功率放大器 5G37	231
9.4.2 单电源、固定增益单片功率放大器 LM380	232
*9.4.3 可外接功率晶体管的集成功率放大器	235
练习题	236
自我测验题	238

第十章 直流电源	240
§ 10.1 整流电路	240
10.1.1 单相半波整流电路	240
10.1.2 单相桥式整流电路	241
§ 10.2 滤波电路	242
10.2.1 电容滤波电路	243
10.2.2 RC- π 型滤波器和有源滤波器	244
§ 10.3 稳压电路	245
10.3.1 稳压电源的质量指标	246
10.3.2 硅稳压管稳压电路设计	247
10.3.3 运算放大器稳压电源	248
§ 10.4 串联型稳压电源	250
10.4.1 串联型稳压电源的工作原理	250
10.4.2 提高稳压性能的措施	251
10.4.3 稳压器的过流保护电路	252
§ 10.5 单片稳压器	254
10.5.1 三端式集成稳压器	254
10.5.2 7800 系列三端集成稳压器的应用	255
练习题	258
自我测验题	260
附录 I 集成运算放大器参数选录	263
附录 II 电容式整流器参数的图表计算法	270
参考文献	273

第一章 半导体二极管和三极管

半导体二极管和三极管以及集成电路等半导体器件的工作原理,是以半导体物理为基础的。在分析半导体器件的工作原理之前,先讨论半导体的导电特性。

§ 1.1 半导体的导电特性

半导体器件是用硅(Si)和锗(Ge)制成的。就导电能力来说半导体介于导体和绝缘体之间,但人们对半导体发生浓厚的兴趣,主要还在于它有如下特性。第一,在纯净的半导体中掺入微量杂质后,可显著提高它的导电能力,并可通过掺入不同性质的杂质以控制半导体的导电类型。第二,半导体的导电能力受环境温度、光照辐射等因素的影响很大,即半导体具有热敏特性和光敏特性。这些特性,是由半导体的结构和独特的导电机理决定的。

1.1.1 半导体的共价键结构

原子物理学指出,原子由具正电荷的原子核和带负电荷的电子组成,电子按一定的规律分布在核外的不同壳层上,最外壳层上的电子称为价电子。硅和锗的原子壳层结构示于图1.1.1。由图可见,硅和锗都有四个价电子,它们都是四价元素。

因为仅仅价电子参与导电作用,所以可将原子核和内层电子看成一个带正电的整体。这样,就得到硅、锗原子结构的一个简化模型,如图1.1.2所示,即带四个正电荷的离子和四个价电子。在本节后面的叙述中用的就是简化模型。

当半导体材料制成单晶体时,原子都有规律地、重复地排列着。图1.1.3为硅单晶结构的平面示意图。

因为在晶体中原子之间的距离很近且相等,原来分属于每个原子的价电子,不仅受自身

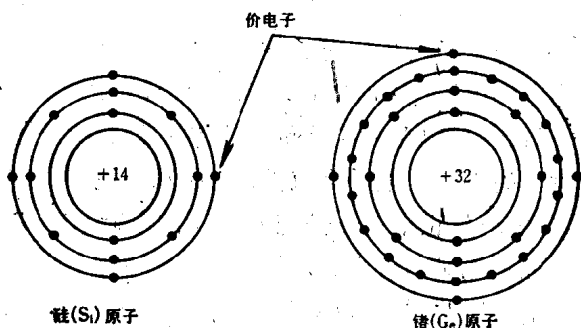


图1.1.1 硅和锗的原子结构

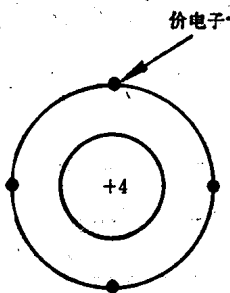


图1.1.2 硅和锗的简化原子模型

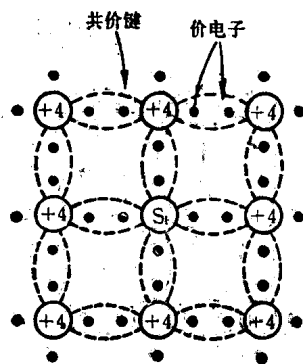


图1.1.3 硅单晶结构平面示意图

原子的束缚,而且受到相邻四个原子的影响,这样,两个相邻的原子之间都有一对电子,电子对中任何一个电子,部分时间绕自身原子核运动,另部分时间又出现在相邻的原子所属的轨道上,电子不再固定属于某一个原子,而是为两个原子所共有,即电子的共有化,这样,每个价电子个别的轨道,就变成相邻两个原子之间两个价电子的公共轨道。上述原子间的电子共有化结构称为共价键。图 1.1.3 中以原子间的虚弧线及其中的电子表示共价键。事实上,由于电子轨道的交叠,价电子可以从甲核跑到乙核,又可从乙核跑到丙核,因此,价电子实际上为整个晶体共有。

共价键有很强的结合力,如果没有足够的能量,共价键中的电子是不易脱离公共轨道的。因此,单晶中的价电子不是自由电子,仍是束缚电子,不能参与导电。然而,在共价键中的电子所受到的束缚力并不象绝缘体那样大,在一定温度下,例如在常温下(300K),由于热运动,硅(或锗)晶体中的少数电子有可能挣脱束缚而成为自由电子。下面我们将讨论这个问题。

锗单晶有完全类似于硅单晶的共价键结构,这里不再赘述。

1.1.2 本征半导体

不含有杂质的,完全纯净的半导体称为本征半导体。

1. 热激发,电子-空穴对

物理学指出,在绝对零度以上,任何物质都处于热运动之中。在硅单晶中,这种热运动的形式为硅离子在其晶格平衡位置附近作的振动。各原子热运动的能量虽然各不相同,但从统计规律来看,温度越高,振动的幅度越大。

当价电子与晶格离子相互作用时,使少数价电子获得足够的能量而挣脱共价键的束缚成为自由电子(图 1.1.4),形成电子载流子。

与此同时,在相应共价键位置上少了一个电子而留下了一个空位置,称为空穴。空穴是由原子失去一个电子形成的,使原来呈电中性的硅原子成为一个带正电的正离子。可以认为,这个单位正电荷便是空穴所带的电荷量。如果在晶体中某处出现了一个空穴,则邻近原子的较高能量的价电子,比较容易填补该空穴,而在邻近原子处留下新的空位,相当于空穴的移动。因此,带正电的空穴也象自由电子一样,能在晶体中自由运动。在无电场作用时,电子和空穴的运动都是随机的,不规则的,不形成电流。在电场力的作用下,电子逆电场方向运动,空穴沿电场方向运动。图 1.1.5 示出了空穴在电场作用下运动的情形。空穴的这种定向运动也形成电流。由此可见空穴也是一种载流子。当然空穴电流实质上是共价键上

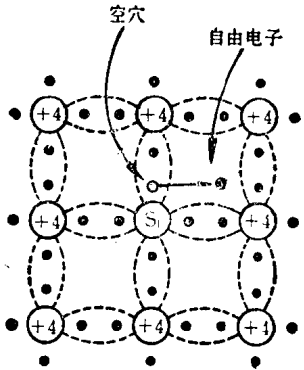


图 1.1.4 本征半导体的热激发产生电子空穴对

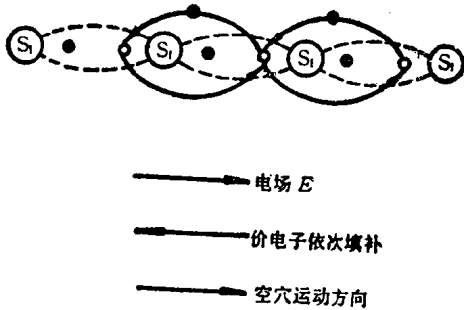


图 1.1.5 空穴在电场中的定向运动

束缚电子的填补运动所形成的电流，它与自由电子所形成的电子流不能混为一谈。空穴与自由电子的运动相反，但所形成的电流方向是相同的，所以，在半导体中的总电流应是电子电流和空穴电流之和。

综上所述，由于热运动的能量使共价键破坏，晶体中产生了能运载电荷的粒子即电子和空穴（它们称为载流子），这种物理现象称为热激发。因此，由于热激发，本征半导体中产生电子-空穴对，本征半导体中应含有等量的电子和空穴。空穴是半导体所独有的一种载流子。在电场中，电子与空穴分别逆电场和沿电场作方向相反的定向运动，并形成半导体中的总电流。

2. 载流子的产生和复合

在本征半导体中，由于热激发，不断地成对地产生自由电子和空穴，这就产生了载流子。那么，半导体中的载流子会不会越来越多呢？实践表明，在一定温度下，本征半导体内载流子的数量是一定的。这是因为与热激发的同时，还有载流子的复合过程也在进行：在热运动中，电子会与空穴相遇，从而电子和空穴一起消失，这就是电子与空穴的复合。因此，每单位时间内总有一定数量的电子-空穴对产生出来，又有一定数量的电子-空穴对因复合而消失掉。这样，电子-空穴对又产生又复合，在一定温度条件下，载流子的产生与复合两者达到动态平衡，晶体中的电子-空穴对维持在一定的数目上。

理论证明，本征半导体中在某温度下的平衡载流子（空穴或电子）的浓度 n_i 为：

$$n_i = A_0 T^{3/2} e^{-E_{go}/2kT} \quad (1.1.1)$$

式中， A_0 为与材料有关的常数， E_{go} 为绝对零度时破坏共价键所需的能量， k 为玻尔兹曼常数， T 为绝对温度。

由上式可见， n_i 的大小与温度 T 密切相关。在通常的温度范围内，指数项较之 $T^{3/2}$ 项更为主要，因此， n_i 大致为温度的指数函数。

由上式对室温时的计算结果是：本征硅的 n_i 约为 $10^{10}/\text{cm}^3$ ，本征锗的 n_i 约为 $10^{13}/\text{cm}^3$ 。因为，硅和锗单晶的原子密度为 $10^{23}/\text{cm}^3$ 数量级，因此，仅 10^{13} 个硅原子或 10^9 个锗原子中产生一对电子和空穴，这说明了为什么室温下本征半导体的导电能力比较差。

1.1.3 杂质半导体

上面分析告诉我们，在半导体中，不仅有电子载流子，而且还有空穴载流子，这是半导体导电的一个重要特性。但是，在纯净的半导体中，靠本征激发的载流子数目有限，导电能力差，所以其本身并不实用。在本征半导体内掺入微量的杂质，载流子数目剧增，不仅导电特性大为加强并且通过掺入不同性质的杂质可方便地控制半导体的导电类型，从而开辟了半导体利用的广阔前景。

1. N 型半导体

如果在本征硅内掺入微量的五价元素磷（或砷等），由于所掺入的磷原子数量极微，不改变硅单晶的共价键结构，仅某些晶格结点上的硅原子为磷原子所取代（图 1.1.6）。磷原子有五个价电子，其中四个与周围的四个硅原子的价电子组成共价键，而剩下的一个价电子所受的束缚力较弱。理论计算证明，把它分离出来成为自由电子所需的能量很小：硅约为 0.05eV ，锗约为 0.01eV 。因

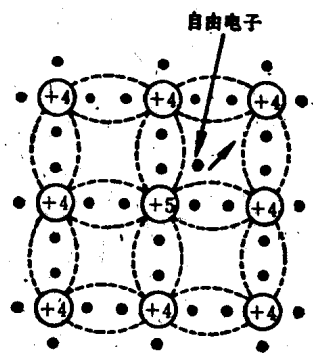


图 1.1.6 N 型半导体

而在常温下,这些受束缚甚弱的电子几乎全部成为自由电子,而留下带正电的杂质离子。由此可见,每个杂质原子提供一个自由电子。如在本征硅内掺入亿分之一的五价元素杂质,则杂质原子提供的自由电子数为 $10^{-8} \times 10^{22} = 10^{14}/\text{cm}^3$, 远远超过其热激发的本征载流子浓度 ($10^{10}/\text{cm}^3$)。在这样的半导体中,自由电子数远超过空穴数,电子为多数载流子(多子),空穴为少数载流子(少子),它的导电以电子为主,故这种半导体称为电子型(N型)半导体。每掺入一个五价元素的杂质可以施出一个多余的电子,故把这类杂质称为施主杂质。

2. P型半导体

在本征硅内掺入微量的三价元素铟(或硼等)时,便发生另一种情况,具有三个价电子的

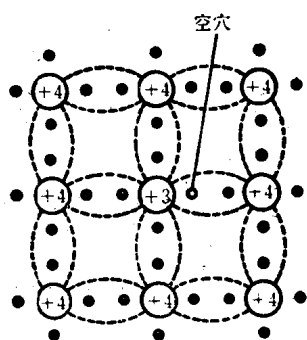


图 1.1.7 P型半导体

铟原子在与周围的硅原子组成共价键时,尚有一个空位未被填满(图 1.1.7),其邻近硅原子的价电子就很容易填补这个空位(仅需 0.0112eV),从而产生一个空穴及一带负电的杂质离子。在这种半导体中,空穴数远大于电子数,空穴为多子,电子为少子,它的导电以空穴为主,故称空穴型(P型)半导体。由于每掺入一个三价元素便产生一个能接受电子的空穴,故把这类杂质称为受主杂质。

综上所述,在常温下(理论计算指出仅需 50K),所有施主或受主杂质原子都已电离。尚须指出的是,在杂质半导体中,热激发仍然存在,只不过本征热激发所产生的载流子远小于杂质所带来的载流子浓度。以后可以看到,少数载流子是晶体管反向饱和电流的主要来源。

1.1.4 半导体中载流子的两种运动方式

半导体的导电机理与一般的导体不同,即构成它的电流除了其中载流子的漂移运动外,还有其特有的扩散运动。

1. 漂移运动

载流子在电场中的定向运动称为漂移,由漂移构成的电流称为漂移电流。前面已阐明,半导体中的电子和空穴两种载流子在电场中将分别逆电场和沿电场作定向运动,构成半导体中的总的漂移电流。漂移电流的大小,正比于电场强度和载流子的浓度。

2. 扩散运动

在半导体内,如果载流子的浓度分布不均匀,即使没有外加电场,也会发生载流子的定向运动,即载流子从浓度高的区域向浓度低的区域扩散。这里用最简单的存在一维浓度梯度的情形为例,说明扩散运动的存在。

图 1.1.8 表示某个半导体,它的空穴浓度沿 x 轴向分布不均匀。从垂直于 x 轴的假想切面看,切面左侧的空穴浓度高于右侧,由于空穴本身无规则的热运动,从宏观看,单位时间内自左向右通过切面的空穴数多于自右向左通过该切面的空穴数。结果,就造成了空穴自浓度高处向低处的宏观的定向运动,载流子的这种定向运动称为扩散。

扩散运动所形成的电流叫扩散电流,它正比于载流子的浓度梯度。

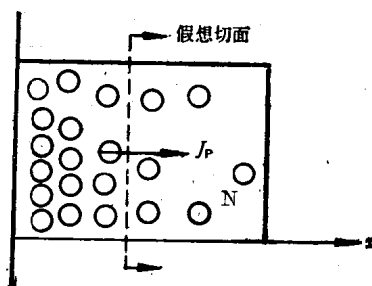


图 1.1.8 空穴沿 x 轴向分布不均匀的半导体,空穴自左向右扩散,形成扩散电流

综上所述, 半导体中的载流子可有两种运动, 即在电场作用下的漂移运动, 和由载流子浓度梯度所引起的扩散运动, 分别形成漂移电流和扩散电流。半导体中的电流为两者之和。

§1.2 PN 结及其单向导电性

在一块半导体单晶材料的一侧掺以受主杂质, 形成 P 型半导体; 而在另一侧掺以施主杂质, 形成 N 型半导体, 在 P 型和 N 型半导体的相接处就会形成一个具有特殊性质的区域——PN 结。PN 结的形成是至关重要的, 因为它是构成大多数半导体器件的基础。本节将研究 PN 结的形成及其单向导电性。

1.2.1 PN 结的形成

1. PN 结的形成

图 1-2-1 示出了 PN 结的形成过程。图中的 P 型及 N 型半导体只示出了其中的杂质离子和多数载流子, 至于结晶格子上的半导体原子及少数载流子均未示出。

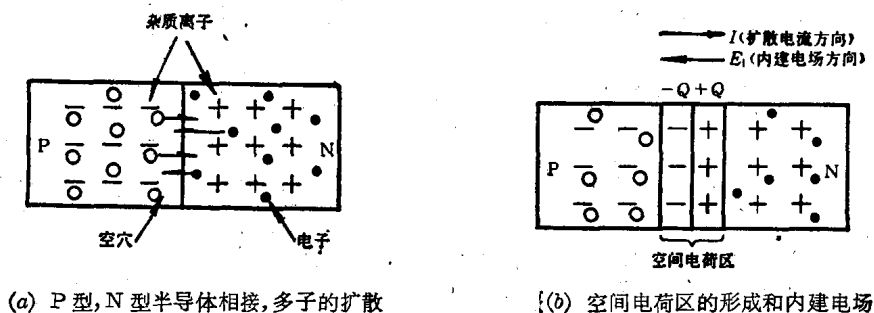


图 1-2-1

P 型半导体有大量的空穴和少量的电子, 而 N 型半导体有大量的电子和少量的空穴, 由于这种浓度梯度的存在, 载流子就要从浓度高的地方向浓度低的地方扩散, 形成扩散电流。扩散的结果是否会使整个材料中空穴与电子的浓度一样呢? 让我们来考察由扩散引起的结果。P 型的空穴扩散进入 N 区后, 便淹没在 N 区大量的电子之中, 并与之复合。结果, 在 P 型区接近分界面的一侧由于空穴的减少, 出现了带负电的杂质离子层。同理, 靠近分界面的 N 型区一侧的电子扩散进入 P 区, 与 P 区空穴复合, 而出现带正电的杂质离子层, 如图 1-2-1(a)。由于这些离子固定排列在晶格的结点上, 不能自由运动, 所以并不参与导电, 这样, 在界面两侧造成了一个带异号电荷的薄层, 称为空间电荷区, 即所谓 PN 结。于是, 在半导体内部建立了一个由 N 区指向 P 区的内电场(E_i)。由图 1-2-1(b) 可以看出, 内电场的方向与载流子扩散运动的方向相反, 因此, 它既阻止 P 区的空穴向 N 区扩散, 又阻止 N 区的电子向 P 区扩散, 即内建电场对载流子的扩散有阻挡作用。因此, 内建电场又称为阻挡层, 或叫做势垒区。在这个区域内, 多数载流子已扩散到对方因复合而消耗殆尽, 所以又称为耗尽区。

上面讨论了多子的扩散运动, 下面再讨论少子的情形。由于空间电荷区的出现, 当 P 区的电子和 N 区的空穴由于热运动一旦游弋至空间电荷区边缘, 即被内建电场拉向对方, 形成与扩散电流反向的漂移电流。所以, PN 结内同时存在着机理不同, 方向相反的两种电流——多子扩散电流和少子漂移电流, PN 结的宏观电流应为两者之差。

在 PN 结形成过程之初, 扩散电流大于漂移电流, 空间电荷区逐渐增厚, 内建电场随之增强, 阻止扩散的势垒也就逐渐增高, 扩散电流弱下来。由于在一定温度下少子的数量是一定的, 反向的漂移电流不因空间电荷区的增加而改变。最终, 当内建电场达到稳定后, 扩散

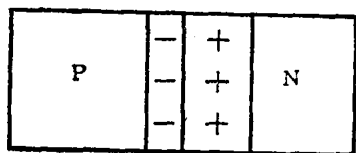


图 1.2.2 P 区杂质浓度大于 N 区杂质浓度的 PN 结

运动与漂移运动达到动态平衡, 即扩散电流与漂移电流大小相等, 方向相反, 在界面处不表现出宏观电流。此刻, PN 结的厚度稳定不变, 称为平衡 PN 结。理论计算证明, 平衡 PN 结的总厚度仅约零点几个微米。

由 PN 结的形成过程可知, 如果 P 型和 N 型半导体的杂质浓度相同, 则界面两边的两个带电薄层的厚度相等。如两边杂质浓度不等, 则空间电荷区就会更多地深入杂质浓度较低的一侧。图 1.2.2 示出了杂质浓度不等时所形成的空间电荷区的情形。

2. 平衡 PN 结的接触电位差

PN 结的空间电荷区形成的内建电场, 可以用电位梯度来描述。电场的方向从 N 区指向 P 区, N 区的电位高于 P 区, 两者的电位差值用 V_0 表示, 称为 PN 结的接触电位差, 见图 1.2.3。

由理论分析得知, 平衡 PN 结的接触电位差由下式决定:

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \quad (1.2.1)$$

式中, $\frac{kT}{q}$ 为温度的电压当量, 当 $T=300\text{ K}$ 时, 为 0.026 V ;

N_A , N_D 分别为 P 型、N 型半导体中的受主杂质和施主杂质的浓度; n_i 为该温度下半导体内的本征载流子浓度。 V_0 一般为零点几伏。

式(1.2.1)表明, 接触电势 V_0 与温度有关。当温度升高, 因为 n_i 急剧增加, 因而 PN 结的接触电势下降, 其温度系数约为 $-2\text{ mV}/^\circ\text{C}$ 。这是造成半导体器件温度不稳定的原因之一。

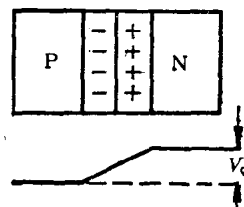


图 1.2.3 PN 结的接触电势

1.2.2 PN 结的单向导电性

在 PN 结两端施以外电压, 称为给 PN 结以偏置, 如电压的极性 P 端较 N 端为正, 称为正偏置, 反之为负偏置。PN 结最重要的特性就是它在正、负偏置时所表现出的完全不同的电流属性。

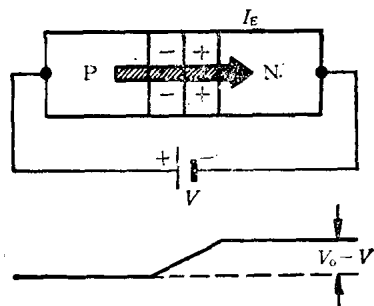


图 1.2.4 正偏置的 PN 结产生较大的正向电流

未加偏置时, PN 结是平衡的, 即其多子的扩散电流与少子的漂移电流两者平衡, PN 结内无宏观电流。由上可知, 如需 PN 结产生宏观的电流, 必须设法破坏它的扩散与漂移两者间的平衡。

1. PN 结的正向偏置

当对 PN 结加上图 1.2.4 所示的正偏电压 (外部电压正极接 P 区, 负极接 N 区) 时, 外加电场与内电场方向相反, 削弱了内电场, 或者说正偏电压使 PN 结的势垒高度降低为 $V_0 - V$, 使空间电荷区变窄, 扩散运动超过电场作用下的漂移电流, 有利于多子的扩散。因此, 正偏置破坏了 PN 结的平衡, 多子的扩散

电流大于少子的漂移电流, PN 结中形成了以扩散电流为主的正向的宏观电流。因为扩散电流是多子形成的,而多子的数量较多,所以正向电流较大,亦即 PN 结对正偏置通常呈现较小的电阻。并且,正向偏置电压的稍微增加,即 PN 结势垒高度的微小降低,使具有克服势垒的能量的多子大为增加,因此,PN 结的正向电流随结电压的增加而急剧增加。当然,PN 结的电流理应为外电路中的电流所接续。

2. PN 结的反向偏置

如果给 PN 结外加反向电压(外电压正极接 N 区,负极接 P 区),如图 1.2.5 所示。这时,外电场与内电场的方向一致,或者说,反偏电压 V 使 PN 结的势垒增高为 $V_0 + V$, 使空间电荷区变宽,多子的扩散受阻,仅有一小部分能量较大的载流子能爬过势垒而扩散入对方,并与漂移电流相平衡。而少子的漂移因是下坡,并不受影响,因而反偏同样破坏了 PN 结的平衡,使漂移运动超过扩散运动,其结果是 PN 结内形成以漂移电流为主的反向电流。

反向电流究其实质乃是少子的漂移电流,因为一定温度下少子的浓度有限且不变,所以 PN 结的反向电流在反偏电压大于一定值后即与反偏电压无关,因而又称 PN 结的反向电流为反向饱和电流。反向饱和电流很小,通常锗管为微安数量级而硅管比锗管还要小三个数量级,即纳安,因而 PN 结对反偏电压呈现较大的电阻。

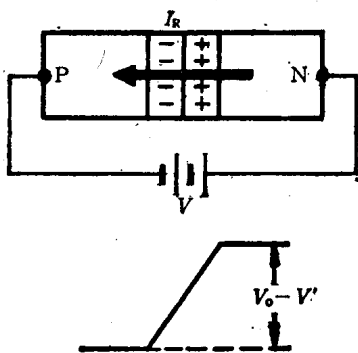


图 1.2.5 PN 结反偏置及其增高了的势垒

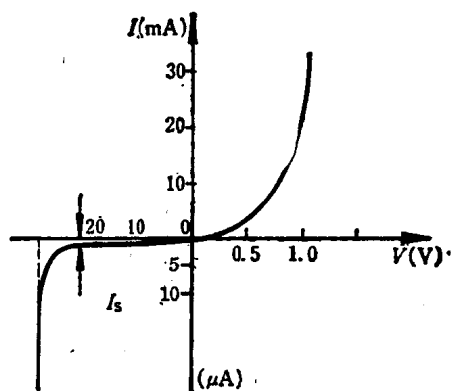


图 1.2.6 二极管的伏安特性曲线

3. PN 结的伏安特性

上面的讨论已表明 PN 结具有单向导电性, 即其电流与其偏置电压密切相关。利用专门的测量线路或晶体管特性图示仪可得到二极管的伏安特性曲线, 如图 1.2.6 所示。它描述了管子的外特性, 即管子电流与端电压的关系。由图可见, 二极管对正向(正偏置)和反向(负偏置)具有截然不同的特性, 正向段存在某个门槛电压值(一般锗管为 0.1V 左右, 而硅管为 0.5V 左右)。当偏置电压低于它时, 管子电流很小, 而当电压大于该值后, 正向电流随电压的增加而急剧增大, 管子呈开通状态。反向段管子的反向电流很小, 且基本上与电压无关, 管子呈现很大的电阻。而当反偏电压超过某个击穿电压时, 管子的反向电流激增, 管子进入击穿区(有关击穿的机理在 § 1.4 中说明)。可见二极管具有单向导电性, 这与上面定性的讨论一致。

(1) 二极管方程 理论分析证明, PN 结的伏安特性可近似地用下述二极管方程表示(不包括击穿段):

$$I = I_s (e^{qV/kT} - 1). \quad (1.2.2)$$

式中, I_s 为管子的反向饱和电流, $\frac{kT}{q}$ 为温度的电压当量, 在 $T=300\text{K}$ 时约为 26mV . 在正向段, 当 $V \gg \frac{kT}{q}$ 时, $I = I_s e^{qV/kT}$, 即管子正向电流与端电压呈指数关系. 在反向段, 当 $|V| \gg \frac{kT}{q}$ 后, $I = -I_s$, 管子的电流即为反向饱和电流.

(2) 温度对伏安特性的影响 图 1.2.7 示出了温度对 PN 结伏安特性的影响. 由图可看出, 反向饱和电流随温度上升而剧增, 而正向段表现为特性曲线的左移.

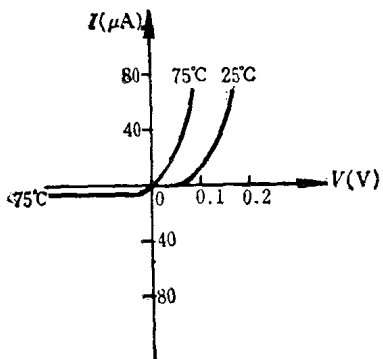


图 1.2.7 温度对 Ge 二极管伏安特性的影响

反向饱和电流: PN 结的反向饱和电流是由 P 区和 N 区中少子的漂移运动形成的电流, 其少子的浓度与温度密切相关, 由 (1.1.1) 式可见, 与温度大致按指数规律上升, 因而 PN 结的反向饱和电流 I_s 对温度极其敏感, 它亦随温度的上升按指数规律剧增. 通常可粗略估计为温度每升高 10°C 左右, I_s 增加一倍. I_s 对温度的敏感, 是造成以 PN 结为基础的半导体器件温度不稳定的主要原因.

正向段: 当温度升高时, 由 1.2.1 式, PN 结的接触电位差降低, 则仅需较小的正偏置电压即能维持相等的正向电流, 即正向段特性曲线左移. 上述温度对正向段的影响, 正是造成以 PN 结为基础的半导体三极管温度不稳定的重要原因.

§ 1.3 半导体二极管

在 PN 结两侧的中性区, 各引出欧姆接触的金属电极, 就构成了最简单的半导体二极管. 本节将介绍二极管的动态性能 (诸如微变交流电阻, 结电容等), 二极管的参数以及二极管电路的图解法.

1.3.1 二极管的微变交流电阻

在较低频率的电信号下, 二极管内的电荷存储效应 (将于 1.3.2 节详述) 可忽略, 二极管在电路中呈现为一个纯电阻. 当然, 该电阻并不是通常意义下的直流电阻, 而是 PN 结的微变等效电阻或称交流电阻, 简介如下:

设二极管的端电压为 V_D , 电流为 I_D , 即二极管工作在特性曲线的 Q 点, 则其通常意义下的直流电阻为 $R_D = V_D / I_D$. 在伏安特性曲线图 1.3.1 上, 直流电阻为线段 OQ 的斜率的倒数. 显然, 二极管的直流电阻随其偏置的方向及大小的不同而异, 因而二极管是非线性元件. 二极管的直流电阻在分析问题意义并不大, 经常用到的是它的微变电阻.

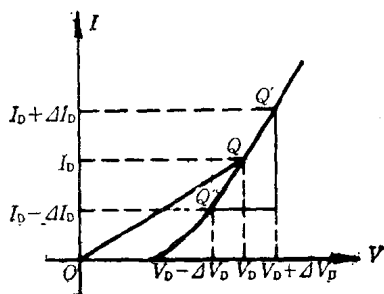


图 1.3.1 PN 结的正向微变电阻

现在, 于二极管的偏置电压 V_D 上叠加一个幅值为 ΔV_D 的交流成分, 则管子电流将在

$I_D \pm \Delta I_D$ 之间变化。二极管对交流呈现的电阻应为 $r_D = \Delta V_D / \Delta I_D$ 。在图 1.3.1 上, 该电阻对应于线段 $Q'Q''$ 斜率的倒数, 二极管在 Q 点所呈现的动态电阻表示为

$$r_D = \lim_{\Delta I_D \rightarrow 0} \frac{\Delta V_D}{\Delta I_D} = \frac{dV_D}{dI_D}. \quad (1.3.1)$$

由此可见, 二极管的动态电阻或微变等效电阻对应于伏安特性曲线上某点切线斜率的倒数。由于在特性曲线的不同点其斜率也是不一样的, 二极管的动态阻值随二极管的静态电流而变, 工作电流越大, 即 Q 点越高, 它的微变电阻就越小。

由二极管方程 (1.2.2) 式, 二极管的正向微变电阻为

$$r_D = \frac{1}{g_D} = \frac{1}{\frac{dI_D}{dV_D}} = \frac{1}{\frac{q}{kT} I_S \cdot e^{\frac{qV}{kT}}} \approx \frac{kT/q}{I_D} \approx \frac{26 \text{ mV}}{I_D (\text{mA})}. \quad (1.3.2)$$

式中, g_D 为微变电导。根据上式可以很容易地由二极管的静态计算出二极管的正向微变电阻, 式中的 I_D 为流过二极管的静态电流。

例 1.3.1 某二极管管压为 0.66 V, 电流为 3 mA, 计算在该工作点的直流电阻及微变电阻。

解 二极管的直流电阻 $= \frac{V_D}{I_D} = \frac{0.66 \text{ V}}{3 \text{ mA}} = 220 \Omega$ 。

由 (1.3.2) 式, 它在该电流处的微变电阻

$$r_D \approx \frac{26 \text{ mV}}{I_D (\text{mA})} = \frac{26 \text{ mV}}{3 \text{ mA}} = 8.7 \Omega$$

由本例从数值看, 直流电阻和微变电阻是完全不同的。当然, 更重要的是两者在概念上的本质差别, 后者是对交变信号所呈现的电阻, 并仅当交流信号时才有意义。如果用万用表去测量二极管的微变电阻, 显然是错误的。

1.3.2 二极管的结电容

我们由熟知的电容器谈起。电容器能储存电荷, 当储入电量为 dQ 时, 它的电压变化为 dV , 则以 dQ/dV 作为表示该电容器储存电荷的能力, 即电容量为

$$C = \frac{dQ}{dV}. \quad (1.3.3)$$

当电容为常值时, $C = \frac{Q}{V}$, 上式是一般情况的定义式。

当 PN 结二极管的偏置电压改变时, 伴随着二极管电流改变的同时, 二极管的势垒区和中性区 (扩散区) 内都将发生电量的变化, 亦即这两个区域都有存储电荷的能力, 因而都具有电容效应。

1. 势垒电容

前面谈到了平衡 PN 结其势垒区具有稳定不变的厚度, 如果给 PN 结以偏置, 形成非平衡 PN 结。图 1.3.2 示出了这种变化。当给 PN 结以正偏置时 (图 1.3.2a), 势垒区的内建电场被削弱, 总电场因此减小。当然, 势垒区电场的减小对应于该区域空间电荷的减小。实际上这是由于 P 区的空穴和 N 区的电子在外电场作用下分别向势垒区漂移, 中和了势垒区的部分空间电荷的结果, 从而使势垒区变薄。显然, 正偏电压越大, 其势垒区的厚度愈薄。同理 PN 结加反向偏置, 多子分别背离势垒区的漂移运动, 势必使势垒区的厚度增加。

由此可见, PN 结的势垒区的厚度, 随其偏置电压的大小而变。注意到“厚度”的变化就



图 1.3.2 (a) PN 结正偏, 势垒区变薄 (b) PN 结反偏, 势垒区变厚

意味着势垒区电量的变化, 因而势垒区有电容效应, 与势垒区电荷的存储有关的该电容称为 PN 结的势垒电容 C_B 。

由图 1.3.2 显然可见, 势垒电容相当于一个平行板电容器 (极板面积为结面积 S , 极板间距离为势垒区的厚度 δ , 而介质的介电常数为 ϵ), 因此

$$C_B = \frac{\epsilon \cdot S}{\delta} \quad (1.3.4)$$

所不同的是平板电容器的电容量为常量, 而势垒电容的大小因 δ 随偏置变化而是变化的, 理论计算也完全证实了上述结论。正偏值时, δ 小, 因而 C_B 大, 反偏时 δ 大, 因而 C_B 小, 并随反偏电压的增大 (绝对值), C_B 减小。

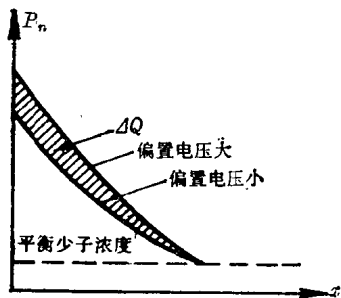


图 1.3.3 PN 结正偏时扩散区内非平衡少子的密度分布

2. 扩散电容

PN 结正偏时, 由 P 区及 N 区扩散入对方的空穴及电子分别聚积在结边界的两侧, 该处的少数子浓度高于其平衡少数子浓度。由于浓度差, 非平衡少数子还要向中性区纵深扩散, 在扩散过程中, 不断与中性区的多子复合, 最后达到与少子的浓度相平衡时为止。理论证明, 扩散入对方的非平衡少子的浓度分布按指数衰减, 如图 1.3.3, 图中示出了对应不同正向偏置电压的 N 型区中的少数子浓度分布曲线。

注意到电荷分布曲线覆盖下的面积即为电量, 不难理解, 正偏电压的变化使扩散区内载流子的电量发生变化, 亦即, PN 结的扩散区内有电荷存储效应——电容效应。与扩散区电荷的存储相联系的电容称为 PN 结的扩散电容 C_D 。

理论证明, PN 结的扩散电容也不是常值, 而与偏置电压有关, 随着电压的增加而 C_D 迅速增大。

PN 结的电容为势垒电容与扩散电容之和。正偏时, 扩散电容的数值远大于势垒电容, 因而结电容以扩散电容为主。反偏时, 扩散电容可不计, 以势垒电容为主。

1.3.3 二极管电路的图解法

由 PN 结的伏安特性曲线得知二极管是一非线性元件。在电路中如何处理呢? 一般, 在大讯号工作时应用图解法, 而在小讯号时, 通常以二极管的线性模型代替。

考虑图 1.3.4 的二极管电路, E 为偏置电压, R_L 为负载电阻, 现须决定负载上的电流及管子上的压降。

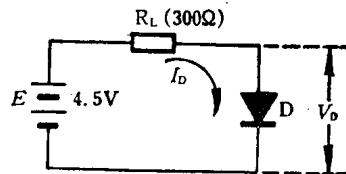


图 1.3.4 二极管电路