

# 第 1 章 半导体器件概述

半导体器件是构成各种电子电路的基础。本章首先简要介绍半导体的基本知识，再讨论 PN 结的形成机理和特性 然后介绍半导体二极管、半导体三极管、场效应管的工作原理、特性曲线、主要参数及电路模型 最后介绍集成运算放大器的基本特性和理想运放的电路模型及主要参数。

## 1.1 PN 结及二极管

### 1.1.1 半导体及 PN 结

自然界的各种物质 根据其导电能力的差异 可以分为导体、绝缘体和半导体 3 大类。容易传导电流的物质称做导体 如铜、银和铝等材料都是良导体 几乎不能传导电流的物质称做绝缘体 如塑料、陶瓷、橡胶等 而导电能力介于导体与绝缘体之间 电阻率在  $10^{-3} \sim 10^9 \Omega$  范围内的物质就称做半导体。

半导体除了在导电能力方面与导体、绝缘体有差异外 更重要的还在于它有如下特性 第一 当半导体受外界光和热的刺激时 其导电能力将发生显著的变化 第二 在纯净的、按晶格结构排列的半导体材料中掺入微量的其他元素时，其导电能力将会明显提高。这些特性是由半导体结构及其独特的导电机理形成的。

#### 1. 本征半导体

完全纯净的原子按晶格结构排列完整的半导体称做本征半导体。

大多数半导体器件所用的主要材料是硅 (Si) 和锗 (Ge)，它们都是 4 价元素，在原子结构中最外层有 4 个电子 这 4 个电子也称为价电子。物质的化学性质是由价电子决定的，半导体的导电能力也与价电子有关。为了突出价电子的作用和画图的方便 常用图 1.1.1 所示的简化原子结构模型来表示 图中 +4 表示原子核及内层电子所具有的电荷。

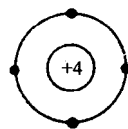


图 1.1.1 硅和锗的原子结构简化模型

目前所用的半导体材料都要制成晶体 就是说 这些物质的原子在空间排列成很有规律的空间点阵 简称晶格。在晶体中 由于原子之间的距离很近 每个原子的 4 个价电子不仅受所属原子核的约束，而且还受到相邻的原子核的吸引，使得每一个价电子为两个相邻的原子核所共有 形成了共价键结构 如图 1.1.2 所示。

对于本征半导体来说，由于晶体中的共价键有较强的结合力，在热力学温度 0K 相当于  $-273^\circ\text{C}$ )、且无外界激发时 价电子的能量不足以挣脱共价键的束缚 此时晶体中没有自由电子 和绝缘体一样 半导体不能导电。

但是随着温度的升高 如在室温条件下 半导体共价键中的价电子并不完全像绝缘体中的电

子被束缚得那样紧，由于热激发就会使一些价电子获得足够的能量而挣脱共价键的束缚，成为能参与导电的自由电子 同时在原来的共价键中留下一个空位 称为“空穴”如图 1.1.3 所示。

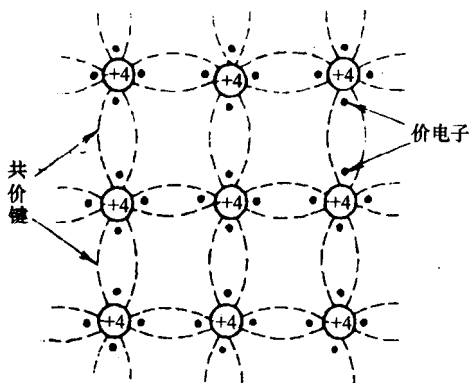


图 1.1.2 晶体中的共价键结构

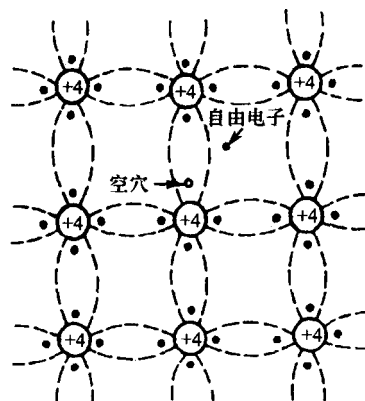


图 1.1.3 本征激发产生自由电子和空穴

由于存在这样的空位，相邻原子的价电子比较容易离开它所在的共价键而填补到这个空位中来 使该价电子原来所在的共价键中出现一个新的空穴 这个空穴又可能被相邻原子的价电子填补 再出现新的空位 从而在半导体中出现了空穴运动。由于空穴是由硅或锗原子失去一个电子而形成的 使原来呈电中性的原子成为一个带正电的离子 可以认为 这个单位正电荷便是空穴所带的电荷量。所以空穴的运动就可看做是一个带正电荷的粒子的运动，空穴的出现是半导体区别于导体的重要特点。所以在半导体中存在着两种载流子：带负电荷的自由电子和带正电荷的空穴。在本征半导体中产生的电子和空穴总是成对地出现，成为电子-空穴对 这一现象也称为本征激发。

由于物质的运动 半导体中的电子-空穴对不断产生 同时 自由电子与空穴相遇时又将重新被共价键束缚 电子和空穴就会成对消失 这一现象称为复合。在一定的温度下 电子-空穴对的产生和复合在不停地进行，最终达到了一种动态平衡，使半导体中载流子的浓度一定。可以证明 本征半导体中自由电子或空穴的浓度除与半导体材料本身的性质有关以外 还与温度密切相关。在一般使用范围内，载流子浓度随温度升高近似按指数规律增加。如硅材料 大约温度每升高 $8^{\circ}\text{C}$  本征载流子浓度增加一倍 对于锗材料 大约温度每升高 $12^{\circ}\text{C}$  本征载流子浓度增加一倍。

由于物质的导电能力决定于载流子的数目，因此半导体的导电能力将随温度的增加而增加 这是半导体的一个重要特性。

## 2. 杂质半导体

由于本征激发产生的载流子数目有限，所以本征半导体的导电能力较差，本身也不实用。如果在本征半导体中掺入微量的其他元素（这种其他元素通常称为杂质）则将使半导体的导电性能显著改变。根据掺入杂质的性质不同，杂质半导体可以分为 N 型半导体和 P 型半导体。

### (1) N 型半导体

在硅 或锗 晶体内掺入少量的 5 价元素杂质 如磷 砷 锑等 则原来晶格中的某些硅原子

将被杂质原子所代替。杂质原子有 5 个价电子 它用其中的 4 个价电子与相邻的 4 个硅原子组成共价键后 还多一个价电子处在共价键之外, 如图 1.1.4 所示。这个多余的价电子只受到杂质原子核的吸引 这种束缚力较微弱 只要较少的能量 (如在室温条件下) 就能挣脱杂质原子核的吸引而成为自由电子, 同时杂质原子也变成带正电荷的离子。除了杂质原子给出的自由电子外 硅 或锗 晶体本身也将产生少量的电子-空穴对, 在这种杂质半导体中, 电子的浓度将大大高于空穴的浓度, 将主要依靠电子导电, 因此将这种杂质半导体称为电子型半导体, 简称 N 型半导体, 其中自由电子称为多数载流子, 简称多子; 空穴称为少数载流子, 简称少子。由于掺入的杂质原子提供了大量的自由电子, 所以也称这种杂质为施主杂质。

### (2) P 型半导体

在硅 或锗 的晶体内掺入少量的 3 价元素杂质 如硼、铝、镓等 杂质原子的 3 个价电子与相邻的 4 个硅原子形成共价键时, 因缺少一个电子, 在晶体中便出现了一个空穴, 如图 1.1.5 所示。在这种杂质半导体中, 空穴数将远远大于自由电子数, 将主要依靠空穴导电, 所以将这种杂质半导体称为空穴型半导体, 简称 P 型半导体 其中空穴为多子 自由电子为少子。由于掺入的杂质原子能够产生多余的空穴而接受电子, 所以将这种杂质称为受主杂质。

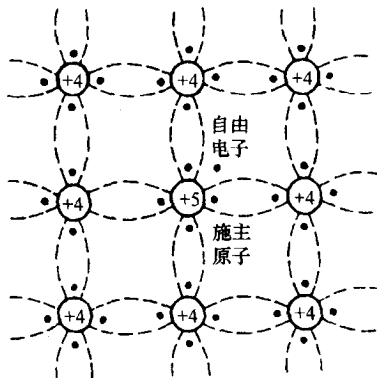


图 1.1.4 N 型半导体的晶体结构

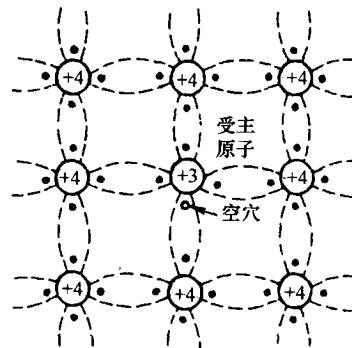


图 1.1.5 P 型半导体的晶体结构

由此可见, 在半导体中掺入杂质后, 其载流子浓度将发生显著改变, 其中多子浓度主要取决于掺杂的浓度, 少子浓度则主要取决于温度。而 N 型半导体、P 型半导体的出现 就可以构成各种各样的半导体器件。

## 3. PN 结

通过掺杂工艺 使一块半导体的一边形成 P 型半导体 另一边形成 N 型半导体 并且保持晶格的连续性, 则在两种半导体的交界面附近, 形成了一个具有特殊性质的薄层, 被称之为 PN 结。PN 结是构成各种半导体器件的基础。

### (1) PN 结的形成

当 P 型半导体和 N 型半导体“结合”在一起时, 由于在交界面两侧电子和空穴浓度相差悬殊 N 区内的电子必然向 P 区内运动, 这种由于浓度差而引起的载流子运动称为扩散运动, 扩散到 P 区的电子因与空穴复合而消失; 同样 P 区的空穴也向 N 区扩散 且与 N 区的电子复合而消失。于是, 在交界面两侧形成了一个由不能移动的正负离子所形成的空间电荷区, 即 PN 结 如图 1.1.6 所示。在空间电荷区内几乎不存在可以自由运动的载流子, 所以也称其为耗尽

层。由于空间电荷区的出现，破坏了 P 区、N 区中原来的电中性条件，使 P 区带负电，而 N 区带正电，形成了一个由 N 区指向 P 区的电场，其电位差一般在零点几伏，用  $U_v$  表示，并称之为接触电位差。由于这个电场是由半导体内部载流子的扩散运动形成的，故称其为内电场。显然，这个内电场的作用将阻止多子的进一步扩散，所以空间电荷区也称为阻挡层。而内电场的方向又使 N 区内的少数载流子空穴可向 P 区移动，同时 P 区的少数电子在内电场的作用下也向 N 区漂移。从 N 区漂移到 P 区的空穴补充了原来交界面上 P 区失去的部分空穴，而从 P 区漂移到 N 区的电子补充了原来交界面上 N 区失去的部分电子，这将使空间电荷减少，内电场削弱，这种现象将有利于扩散而不利于漂移。

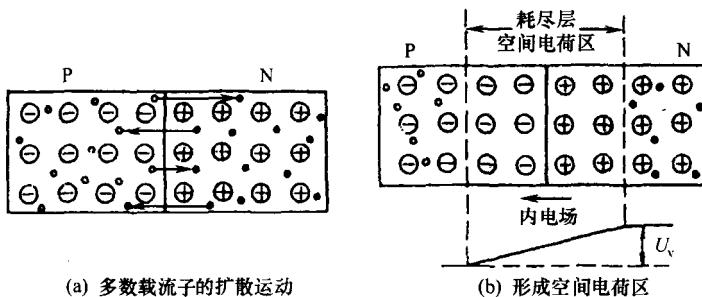


图 1.1.6 PN 结的形成

由此可见，PN 结中存在着两种载流子的运动：多子的扩散与少子的漂移。而由扩散运动形成的电流叫扩散电流，由漂移运动形成的电流叫漂移电流。扩散使空间电荷区加宽，内电场增强，对多子的扩散阻力增大，但也增强了少子的漂移；而漂移使空间电荷区内电场减弱，又使扩散容易进行。当漂移和扩散达到动态平衡时，PN 结中总的电流等于零，空间电荷区的宽度也达到稳定。

## (2) PN 结的单向导电性

在 PN 结的两端外加电压通常称之为偏置。

正向偏置：P 区接电源正极，N 区接电源负极的偏置方式称之为 PN 结的正向偏置。如图 1.1.7 所示。

此时外加电场与内电场方向相反，削弱了内电场，使空间电荷区变薄，破坏了原来 PN 结的动态平衡，使多子的扩散强于少子的漂移，从而在 PN 结中形成了正向的电流  $I_F$ 。由于该电流是由多子扩散形成的，多子数量较多，只要外加电压有较小的改变，就将形成较大的正向电流变化，即 PN 结在正向偏置时，呈现出一个较小的电阻值。

反向偏置：P 区接电源负极，N 区接电源正极的偏置方式称之为 PN 结的反向偏置。如图 1.1.8 所示。

由于外加电场方向与内电场方向相同，增强了内电场的作用，使空间电荷区变厚，则多子的扩散更困难，但有利于少子的漂移，因而在 PN 结中形成了由少子的漂移运动产生的反向电流  $I_S$ 。因为少数载流子浓度有限，所以反向电流数值非常小。在一定的温度下，少数载流子浓度基本不变，所以在外加反向偏置大于一定数值后（大于零点几伏），其反向电流  $I_S$  将不再随着反向偏置电压的增加而变大，所以称  $I_S$  为反向饱和电流。 $I_S$  的值虽然很小，但它受温度的影响却十分明显，随着温度的升高， $I_S$  将会明显增大。

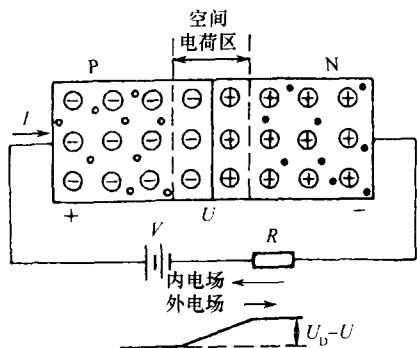


图 1.1.7 正向偏置的 PN 结

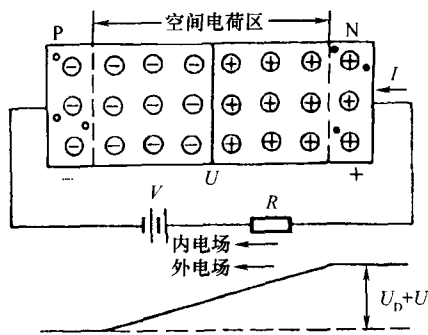


图 1.1.8 反向偏置的 PN 结

总之 当 PN 结正向偏置时, 将形成较大的正向电流 PN 结处于正向导通状态; 当 PN 结反向偏置时, 反向饱和电流非常小, PN 结处于反向截止状态, 这种特性就称为 PN 结的单向导电性。

由理论分析可以得到 PN 结两端的偏置电压  $u_D$  与 PN 结中流过的电流  $I$  之间的关系为

$$I = I_S \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) = I_S \left( e^{\frac{u_D}{U_T}} - 1 \right) \quad (1.1.1)$$

式中  $I_S$  为反向饱和电流,  $U_T = \frac{kT}{q}$  为温度电压当量 其中  $k$  为玻耳兹曼常数 ( $k = 8.63 \times 10^{-5} \text{ eV/K} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ,  $K$  为开尔文  $J$  为焦耳),  $T$  为热力学温度,  $q$  为电子电量 ( $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$  库仑) 在室温下 ( $T = 300\text{K}$ )  $U_T \approx 26\text{mV}$ 。

式 (1.1.1) 可从两方面分析:

当正向偏置时, 且偏压  $u_D$  大于  $U_T$  几倍以上 则

$$I \approx I_S e^{\frac{u_D}{U_T}} \text{ 即 } I \text{ 随 } u_D \text{ 按指数规律变化;}$$

当反向偏置时, 只需偏置电压  $|u_D|$  大于  $U_T$  几倍以上 则  $I = -I_S$  (负号表示反向电流) 式 (1.1.1) 表示的特性称之为 PN 结的理想伏安特性 可用图 1.1.9 表示。

### (3) PN 结的击穿

PN 结在反向偏置时, 在一定偏压范围内, 形成的反向电流  $I_S$  很小, 且不随偏压的增大而增大。但是当反向电压增大到一特定数值 ( $U_{BR}$ ) 时 反向电流将急剧增加 如图 1.1.9 所示, 这种现象称为 PN 结的反向击穿,  $U_{BR}$  为 PN 结的反向击穿电压。导致 PN 结击穿的原因可分两种:

#### 齐纳击穿

当半导体材料的掺杂浓度较高时, 耗尽层的宽度较窄, 在不太大的反向电压 (一般为几伏) 下 就可在耗尽层中形成很强的电场 它可直接破坏共价键结构 把电子从共价键中“拉”出来, 产生电子-空穴对, 从而引起反向电流急剧增加。

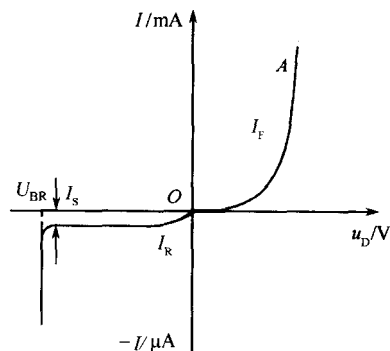


图 1.1.9 PN 结的理想伏安特性

### 雪崩击穿

如果耗尽层的宽度较宽,随着反向电压的增加,电场强度也不断增强,使少子在漂移运动中不断被加速,动能增大。在运动过程中少子可能与共价键中的价电子发生碰撞,并将价电子从共价键中“撞”出来,形成电子-空穴对。新产生的电子-空穴对,在电场的加速下又将去撞击其他价电子,当反向电压达到一定值后,使耗尽层中载流子的数量急剧增多,即形成了载流子雪崩式的倍增效应。载流子的剧增也将引起反向电流的急剧增加。

击穿电压较低的一般为齐纳击穿,击穿电压较高的为雪崩击穿。如以硅材料而言,击穿电压在4V以下的多为齐纳击穿,7V以上的多为雪崩击穿,在4~7V之间的两种击穿都有可能。

PN结出现击穿并不一定指PN结损坏,只要有一定的限流措施,就不会使PN结反向击穿后,因电流过大产生过热而损坏。当反向电压降低后,PN结的特性恢复到击穿前的情况。但是如果反向电流过大,使PN结结温过热就将损坏PN结。通常把前一种有可逆特性的击穿称为电击穿,而后一种击穿称为热击穿。

#### (4) PN结电容

PN结的电容效应按其形成的原因不同,可分为势垒电容 $C_B$ 和扩散电容 $C_D$ 。

##### 势垒电容 $C_B$

耗尽层是由带正、负电荷的离子构成的,当外加电压发生变化时,耗尽层的宽度将发生变化。当外加电压改变使耗尽层变宽时,电荷量增加,而外加电压使耗尽层变窄时,电荷量减少。耗尽层中的电荷量随外加电压的改变而变化所形成的电容效应,就称之为势垒电容 $C_B$ 。显然,势垒电容只有在外加电压发生变化时才起作用,外加电压变化频率越高,其作用越显著。 $C_B$ 是一个非线性电容,反向偏压越高, $C_B$ 越小,而正向偏压加大时, $C_B$ 增大。

##### 扩散电容 $C_D$

当PN结外加正向电压时,两边的多子在扩散过程中越过PN结而成为另一方的少子,这些少子并不会立即复合消失,而是在一段路程内,一边扩散,一边复合,在对方区域内形成一个由少子浓度形成的浓度梯度。靠PN结边缘浓度大,离PN结远的地方浓度小。

当外加正向电压加大时,正向电流也增加,有更多的载流子扩散到对方区域,即在对方区域就有更多的载流子积累;反之当正偏电压减小时,对方区域内积累的载流子也减少。外加电压的改变引起PN结两侧区域内积累电荷量的变化所形成电容效应,称之为扩散电容 $C_D$ 。

在PN结正向偏压时,电荷的积累随电压的升高而增多, $C_D$ 较大,而反向偏压时,载流子积累很少,所以反偏时 $C_D$ 忽略不计。

由上所述,PN结在高频运用时,可用如图1.1.10所示的等效电路模型表示。其中 $r_j$ 代表PN结电阻, $C_j$ 表示PN结电容, $C_j = C_B + C_D$ 。正向偏置时, $r_j$ 为正向电阻,数值较小,而 $C_j$ 较大,且主要由 $C_D$ 决定;反向偏置时, $r_j$ 为PN结反向电阻,数值较大,而结电容 $C_j$ 较小,且主要由 $C_B$ 决定。

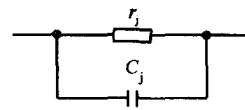


图 1.1.10 PN结高频电路模型

## 1.1.2 二极管的基本特性

### 1. 二极管的结构

半导体二极管就是由一个PN结加两个引出电极,再用管壳封装而成的。其中P区引出的电极叫阳极(正极),N区引出的电极叫阴极(负极)。图1.1.11所示为一些常用二极管的外形图及电路图形符号。

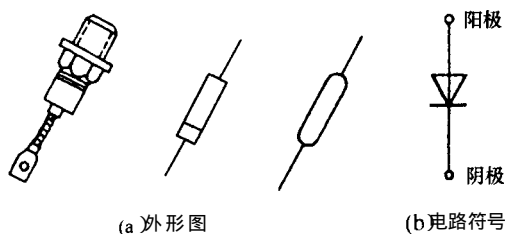


图 1.1.11 半导体二极管的外形及电路符号

二极管的类型很多 按制造材料分为硅二极管和锗二极管 按制造结构分为点接触型及面接触型,其中点接触型二极管 PN 结的面积小 允许通过的电流较小 但它们的结电容也很小,可以在较高的频率下工作,适用于高频检波、混频及小电流整流;面接触型二极管的 PN 结面积较大 可通过较大的电流 但其结电容也较大 只能在较低的频率下工作 常用于整流电路;此外 还有一种开关型二极管 在脉冲数字电路中做开关管使用。

## 2. 二极管的伏安特性

二极管两端所加电压  $U$  与管子中流过电流  $I$  之间的关系曲线  $I = f(U)$  就是二极管的伏安特性,一个典型的二极管伏安特性曲线如图 1.1.12 所示。

由图 1.1.12 可以看出,二极管的伏安特性与前述理想 PN 结的伏安特性 (见图 1.1.9) 基本是相同的。

### (1) 正向特性

正向偏压较小时,正向电流几乎为零,只有当外加电压超过某一数值  $U_{th}$  时,才出现明显的正向电流。 $U_{th}$  通常称其为阈值电压、开启电压或死区电压。在室温下,硅管的  $U_{th} \approx 0.5V$  锗管的  $U_{th} \approx 0.1V$ 。当外加偏压超过  $U_{th}$  后,随着电压的增加,正向电流基本上按指数规律变化,此时二极管处于导通状态。只要正向电流不是特别

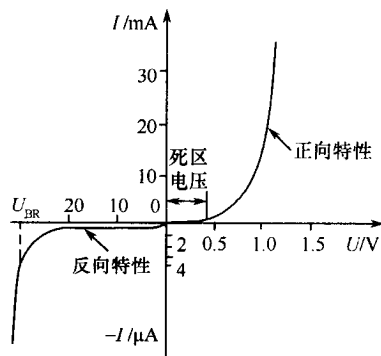


图 1.1.12 二极管的伏安特性曲线

大,处于导通状态的二极管两端的压降变化不大,接近一个常数,也将其称为导通压降  $U_{D(on)}$  一般硅管的导通压降  $U_{D(on)} \approx 0.6 \sim 0.8V$  锗管的导通压降  $U_{D(on)} \approx 0.2 \sim 0.3V$ 。

### (2) 反向特性

由 PN 结特性可知,二极管在反向偏压作用下,反向电流很小,且基本上不随外加偏压的增加而增加,这个反向电流称其为反向饱和电流  $I_S$ ,此时也称二极管处于截止状态。硅管的  $I_S$  约为  $0.1\mu A$  以下 锗管的  $I_S$  大约为几十微安。

### (3) 反向击穿特性

当外加反向偏压超过击穿电压  $U_{BR}$  时 反向电流出现急剧增加 从而使二极管出现击穿。

## 3. 二极管的开关特性

二极管的主要特性为单向导电性,即外加正向偏压时二极管导通,此时等效电阻很小,可近似认为是一个“开关的闭合” 二极管外加反向偏压时 二极管截止 此时等效电阻很大 相当

于一个“开关的断开”。而二极管在正向导通与反向截止两种不同状态之间的转换过程就是二极管的开关特性。

### (1) 反向恢复过程

在图 1.1.13(a) 所示电路中，输入一个如图 1.1.13(b) 所示的信号电压，由二极管特性可知，在  $0 \sim t_1$  时间内，二极管处于正偏而导通，电路中形成正向电流，其数值为

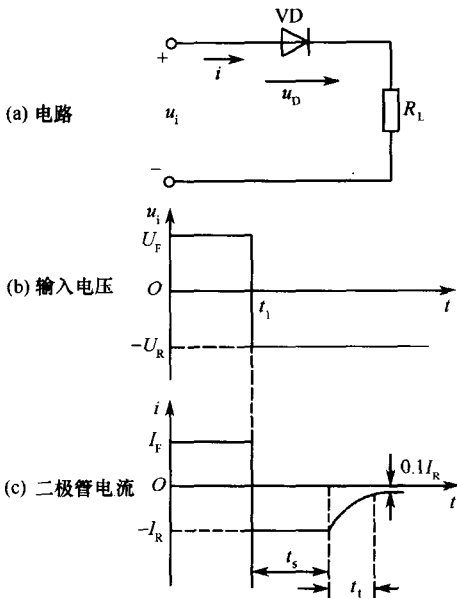


图 1.1.13 二极管的反向恢复过程

$u_D$  即为二极管的导通压降  $U_{D(on)}$ ，硅管为  $0.6 \sim 0.8V$ ，锗管为  $0.2 \sim 0.3V$ 。

在  $t = t_1$  时，输入电压由  $U_F$  突变为  $-U_R$ ，理想情况下，二极管处于反偏而应立即截止，电路中只应流过很小的反向饱和电流。但实际情况，在  $t = t_1$  后的短时间内，二极管并没有立即截止，而是由原来正向的  $I_F$  突变为一个很大的反向电流  $I_R \approx \frac{U_R}{R_L}$ ，维持一定时间  $t_s$  后再开始逐渐下降，再经过  $t_t$  时间后，下降到反向饱和电流  $I_S$  的数值（有时用  $0.1I_R$ ），此时二极管才处于反向截止状态。此电流波形如图 1.1.13(c) 所示。

二极管由正向导通到反向截止的转换过程一般称为反向恢复过程，其中  $t_s$  称为存储时间， $t_t$  称之为渡越时间，而  $t_s + t_t = t_{re}$  称为反向恢复时间， $t_{re}$  的存在使二极管的开关工作速度受到限制。

### (2) 反向恢复过程形成的原因

在分析 PN 结电容时提到过扩散电容的概念，即在 PN 结外加正向电压时，在势垒区两边将出现少子的积累并形成一定的浓度梯度，这种少子的积累也叫做电荷存储效应。

当外加输入电压由正偏  $U_F$  突变为反偏  $-U_R$  时，原来的少子积累并不会马上消失，而是在反向电场作用下，一方面进一步与多子复合，另一方面将漂移到原来的区域，即 N 区的空穴漂移至 P 区，而 P 区的电子被拉至 N 区。

由于这些载流子全部消失需要时间，且在此时间内 PN 结仍将处于正偏，PN 结电阻很小，与  $R_L$  相比可忽略不计，所以形成了较大的反向电流

$$I_R = \frac{U_R + u_D}{R_L} \approx \frac{U_R}{R_L}$$

经过  $t_s$  时间后，势垒区两侧原有少子积累开始明显减少，势垒区也逐渐变宽，反向电流逐渐减少，直到正常的反向饱和电流的数值。这段时间即为渡越时间  $t_t$ 。在此期间，二极管截止，反向恢复过程结束。

由此可见，反向恢复过程实质上就是存储电荷的消失过程， $t_{re}$  的大小不但与二极管的材料及结构有关，还与积累电荷的多少、消失速度的快慢等有着密切的关系。一般开关二极管的  $t_{re}$  在纳秒  $10^{-9}s$  数量级。

### (3) 二极管的开通时间

理论上讲，二极管从反向截止转为正向导通亦需要一定的时间，这个时间称为开通时间。开通时间与反向恢复时间相比要短得多，它对二极管的开关速度几乎不产生影响，所以一般都忽略不计。

## 1.1.3 二极管的电路模型及主要参数

### 1. 电路模型

由于二极管的非线性特征，使电路参数的严格计算比较烦琐。为了计算方便，在特定条件下，常用一些线性化的模型来近似代替实际的二极管。

#### (1) 直流模型

由二极管的单向导电性可知，在外加正偏时二极管导通，其两端的导通压降很小，等效电阻很小，可近似看做零，而外加反向偏压时，二极管截止，流过的电流为反向饱和电流，其数值很小，可近似认为零，由此可得二极管的直流模型如图 1.1.14 所示。

即外加正偏电压超过导通电压时，二极管导通且存在一个管压降，而当二极管反偏或低于导通电压时，二极管截止。

由于导通压降较低，因此在许多场合，为了分析计算更为方便，常令  $U_{D(on)} = 0$  从而得到一个更简单的电路模型，这种模型也称为理想模型。

#### (2) 小信号模型

在有些电路中，主要分析对象不是二极管处于导通或截止，而是考虑二极管两端电压在某一固定值附近有微小变化时所引起的二极管中电流的相应变化量，如图 1.1.15(a) 所示。该固定电压/电流也称为静态工作点，用  $Q$  来表示。从图中可以看出， $Q$  点附近较小的电压变化与电流变化之间的关系，可以用  $Q$  点的切线斜率来描述  $\Delta U/\Delta I = r_d$  称为二极管的微变等效电阻。

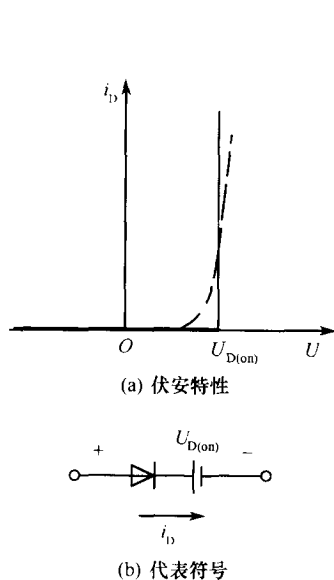


图 1.1.14 二极管的直流模型

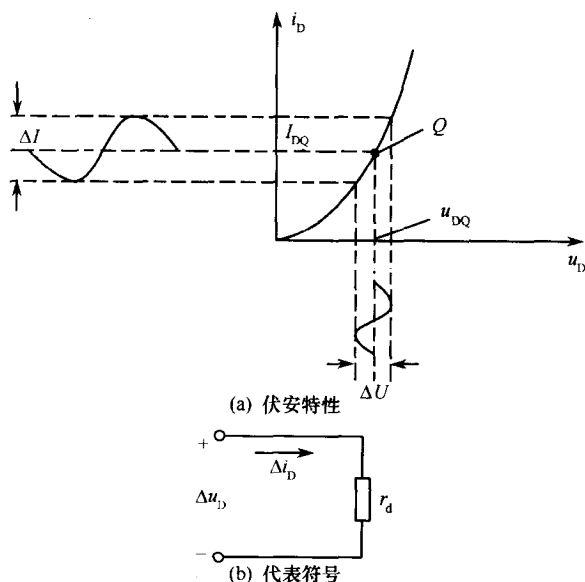


图 1.1.15 二极管小信号等效电路模型

由二极管伏安特性表达式 (1.1.1) 可得

$$\frac{1}{r_d} = \frac{\Delta I}{\Delta U} \approx \frac{dI}{dU} = \frac{d[I_S(e^{\frac{U}{U_T}} - 1)]}{dU} = \frac{I_S}{U_T} e^{\frac{U}{U_T}} \approx \frac{I_D}{U_T}$$

即 
$$r_d = \frac{U_T}{I_D} \quad (1.1.2)$$

由此, 二极管在静态工作点  $Q$  附近的电路模型为一个电阻, 如图 1.1.15(b) 所示。其中

$$r_d = \frac{U_T}{I_D} = \frac{26 \text{ (mV)}}{I_D} \text{ (室温下)}$$

显然该图所示的小信号电路模型只适用于二极管处于正向导通且电压变化很小时, 所以也称为微变等效电路模型。

## 2. 二极管的主要参数

二极管的参数是对其伏安特性的定量描述, 也是实际工作中正确使用和合理选择器件的主要依据。每个参数都可由厂家给出的手册中查得。二极管的主要参数有:

最大整流电流  $I_F$  指二极管长期运行时, 允许通过管子的最大正向平均电流。它主要是由 PN 结的结面积和二极管允许的温升所限定。实际使用时, 二极管的平均电流不得超过此值, 否则可能使二极管过热而损坏。

最高反向工作电压  $U_R$  指二极管在使用时所允许外加的最大反向电压, 超过此值二极管有可能被击穿。为了留有余地, 通常将击穿电压  $U_{BR}$  的一半定为  $U_R$ 。

反向电流  $I_R$  指在室温下二极管两端加上规定的反向电压但未击穿时的反向电流值。通常希望  $I_R$  愈小愈好,  $I_R$  愈小, 表明二极管的单向导电性愈好。由于反向电流是由少数载流子产生的, 所以  $I_R$  受温度的影响特别大。

④ 最高工作频率  $f_M$   $f_M$  的值主要决定于 PN 结结电容的大小, 结电容愈大, 则二极管的最高工作频率  $f_M$  愈低。而工作频率超过  $f_M$  时, 二极管的单向导电性将得不到很好体现。

⑤ 极间电容  $C_j$  指二极管的结电容, 它是势垒电容和扩散电容的总和, 直接影响  $f_M$  的大小。

例如 国产检波二极管 2AP1 的参数为

$$I_F \cdot 16\text{mA}, U_R \cdot 20\text{V}, U_{BR} \geq 40\text{V}, I_R \leq 250\mu\text{A}, f_M \cdot 15\text{MHz}, C_j \leq 1\text{pF}$$

值得注意的是, 由于制造工艺的限制, 即使同一型号的管子, 参数的离散性也很大, 手册上往往给出的是参数的范围。另外还要注意的, 手册上给出的参数是在一定的测试条件下测得的, 条件不同, 参数也会发生变化。

各种不同类型二极管的参数可查阅有关厂家提供的产品手册。

### 1.1.4 特殊二极管

除前面讨论的普通二极管外, 还有一些特殊功能的二极管, 如稳压二极管、变容二极管、光电二极管及发光二极管等, 现分别介绍如下。

#### 1. 稳压二极管

由二极管伏安特性可知, 如果二极管工作在反向击穿区, 其特性曲线非常陡直, 即反向电流可以有较大的变化, 其两端的反向电压变化量却很小, 此时二极管有“稳压”作用, 利用这一

特性可构成稳压二极管，简称稳压管。所以稳压管实质就是一个工作在反向击穿区的二极管，其特性曲线及电路符号如图 1.1.16 所示。

稳压管的主要参数有：

稳定电压  $U_Z$  指稳压管中流过规定的电流值时，稳压管两端的电压值。 $U_Z$  是根据需求挑选稳压管的主要依据之一。不同型号的稳压管其稳定电压值不同 即使同一型号的稳压管 由于制造工艺的限制 每个管子的  $U_Z$  也有一定的离散性，厂家手册中给出在规定的测试电流下稳定电压的范围。

稳定电流  $I_Z$  指稳压管正常工作时的参考电流。工作电流过低 管子的稳压效果变差 工作电流较高 只要不超过额定功耗 稳压管都能正常工作。而且一般来说 工作电流较大时其稳压效果较好 但相应管子的功耗也增加。

动态电阻  $r_z$  指稳压管两端的变化电压与通过电流的变化量之比，即  $r_z = \frac{\Delta U}{\Delta I}$ 。显然  $r_z$  值愈小，稳压效果愈好。对同一个管子，工作电流愈大  $r_z$  愈小。如 2DW7C 稳压管 当工作电流  $I_Z$  为 5mA 时  $r_z$  约为  $16\Omega$  当  $I_Z$  升至 20mA 时  $r_z$  降至约  $3\Omega$ 。

额定功耗  $P_Z$  稳压管在工作时两端存在稳定电压  $U_Z$  且管子里流过一定的电流 因此就有功耗。这部分功耗将以热能的形式 使管子发热 额定功耗  $P_Z$  就决定于稳压管允许的温升。其数值为稳定电压  $U_Z$  与稳压管允许的最大电流  $I_{Zmax}$  的乘积。即

$$P_Z = U_Z \cdot I_{Zmax}$$

温度系数  $\alpha$  用来说明稳压管稳压值受温度影响的参数。 $\alpha$  定义为当稳压管工作电流不变时 环境温度每升高 1 所引起的稳定电压变化的百分比。就硅稳压管而言，一般  $U_Z$  低于 4V 时  $\alpha$  为负值； $U_Z$  高于 7V 时  $\alpha$  为正值 而在 4~7V 之间的稳压管 其  $\alpha$  值较小 说明其稳定电压受温度影响较小，性能较稳定。

## 2. 变容二极管

由前面 PN 结的讨论可知 二极管有结电容  $C_j$  其中包括势垒电容  $C_B$  和扩散电容  $C_D$ 。结电容  $C_j$  的数值不是一个常数，它与外加电压有关。二极管在反向偏压下，其结电容随电压值的增大而减小，这种效应显著的二极管就称其为变容二极管。图 1.1.17 代表变容二极管的

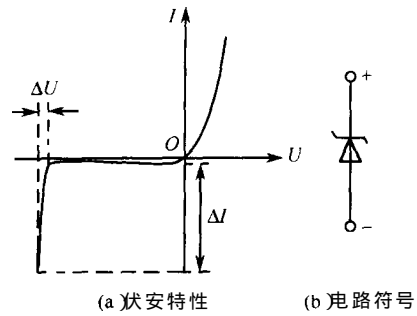


图 1.1.16 稳压管的特性曲线及电路符号

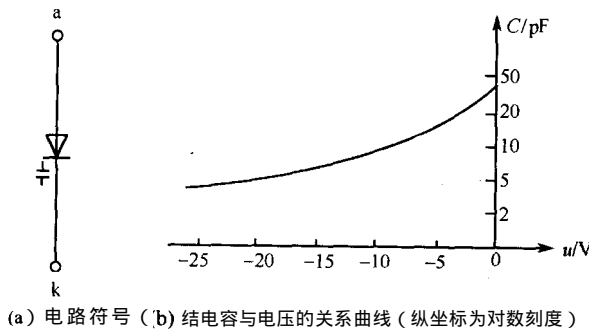


图 1.1.17 变容二极管

电路符号及变容二极管的特性曲线。不同型号的管子，其电容变化量可从几皮法至几百皮法。变容二极管在高频技术中应用较多。

### 3. 光电二极管

由于二极管的反向电流是由少数载流子产生的，如果在管壳上装一个玻璃窗接受光照，其反向电流将随光照强度的增加而上升。利用这一特性可构成光电二极管，图 1.1.18 表示光电二极管的电路符号、等效电路及特性曲线。

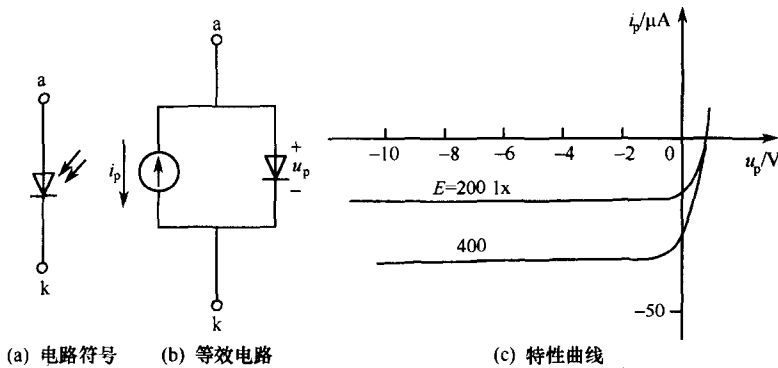


图 1.1.18 光电二极管

一般的光电二极管灵敏度为  $0.1\mu\text{A}/\text{lx}$  ( $\text{lx}$  读做勒克斯，为照度单位)，可用来做光强的测量。如制成大面积的光电二极管，就可做光电池使用。



图 1.1.19 发光二极管的电路符号

### 4. 发光二极管

发光二极管通常都是用元素周期表中 III、V 族元素的化合物如砷化镓、磷化镓等制成的。这种管子在外加正向电压时，电子与空穴直接复合释放能量，从而发光。如图 1.1.19 是发光二极管的电路符号图。发光二极管的光谱范围较窄，其波长由制作的材料来定。发光二极管可以单管形式出现，作为一般指示用，也可以制成 7 段码显示数字，或制成矩阵形式显示文字、图像。

## 1.2 半导体三极管

从半导体二极管到具有放大作用的半导体三极管，在半导体器件的应用上是一个质的飞跃。常见的半导体三极管外形如图 1.2.1 所示。

半导体三极管的种类很多，按工作频率可分为高频管及低频管，按功率可分为大、中、小功率管；按半导体材料可分为硅管及锗管，等等，但各种管子的结构都是由 NPN 型或 PNP 型两种形式构成。

图 1.2.2 所示是 NPN 型和 PNP 型三极管的结构示意图及相应的电路符号。

由图 1.2.2 可以看出，半导体三极管由 3 个相互间隔的区域构成，分别称其为发射区、基区和集电区。3 个区域对应的引出电极称做发射极 (e)、基极 (b) 和集电极 (c)，而发射区与基

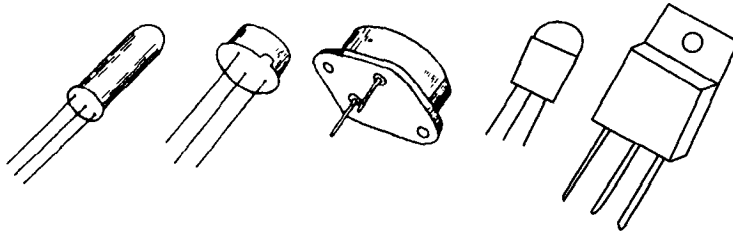


图 1.2.1 几种常见的半导体三极管外形

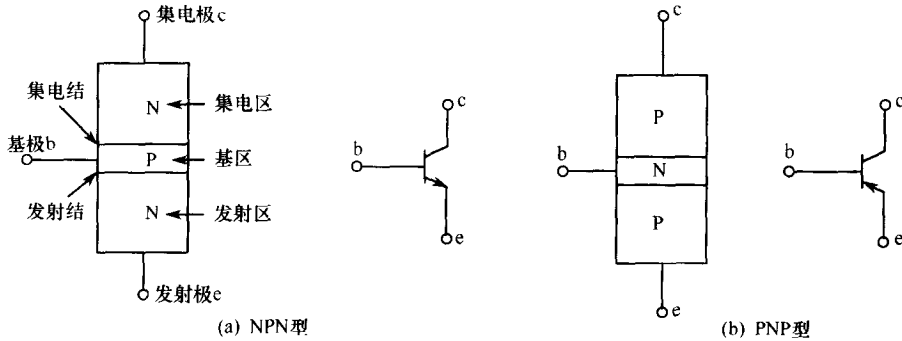


图 1.2.2 三极管的结构示意图和电路符号

区之间形成的 PN 结称做发射结 ( $J_e$ ) 集电区与基区之间形成的 PN 结称做集电结 ( $J_c$ )。基区为 P 型半导体的称为 NPN 型三极管 而基区为 N 型半导体的称为 PNP 型三极管。

两种型号管子的电路符号如图 1.2.2 中所示, 其中发射极的箭头方向表示发射结在正向偏压时的电流流向。三极管除了在结构上按上述要求构成外, 为了保证三极管具有电流放大作用, 在其制造工艺上还得保证 3 个特性: ①发射区掺杂浓度高; ②基区很薄及掺杂浓度低; 集电区面积较大, 掺杂浓度也较低。

### 1.2.1 三极管的基本工作原理

半导体三极管有 3 个电极, 在实际使用中有一个电极输入信号, 有一个电极作为信号的输出端, 还有一个电极则作为输入输出的公共端。按公共端电极的不同可分为共发射极、共基极、共集电极 3 种基本组态。不同的组态构成的电路特性各不相同, 但三极管本身的工作原理是一致的, 且为了使三极管能正常放大, 必须满足发射结正向偏压, 集电结反向偏压。

下面以 NPN 型三极管为例进行分析。

#### 三极管内部载流子的传输过程

图 1.2.3(a) 表示 NPN 型三极管内部载流子运动的示意图。其中  $V_{BB}$  保证了发射结的正向偏压, 而  $V_{CC}$  就是给集电结提供反向偏压。

#### (1) 发射区发射载流子

由于发射结正向偏置, 由 PN 结原理可知, 发射区的多子(电子)源源不断地扩散越过发射结而进入基区, 同样基区的多子(空穴)也会扩散到发射区, 从而形成发射极电流  $I_E$ 。由于发射区掺杂浓度高, 基区掺杂浓度很低, 由基区空穴形成的电流比发射区电子形成的电流小得

多，所以一般忽略空穴形成的电流，认为发射极电流  $I_E$  主要由发射区发射的载流子产生。

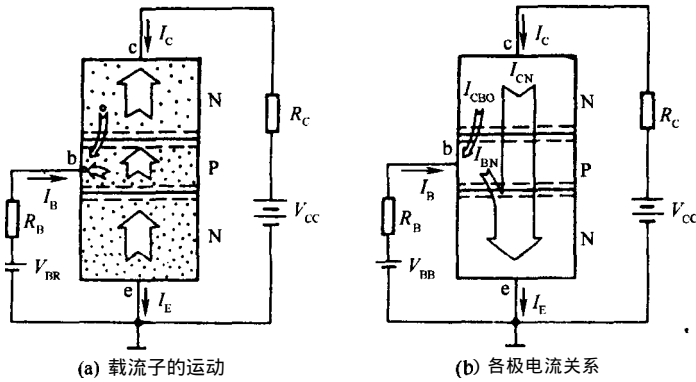


图 1.2.3 三极管内部载流子的运动和电流关系

### (2) 基区的扩散与复合

由发射区注入到基区的电子成为基区中的少数载流子，在靠近发射结边界积累起来并形成一定的浓度梯度。在基区的扩散过程中有部分电子与基区的空穴复合，而基区被复合掉的空穴由外电源  $V_{BB}$  不断进行补充，从而形成基极电流的一部分  $I_{BN}$ 。由于基区很薄且掺杂浓度很低，故在基区复合的机会很少，所以  $I_{BN}$  比发射极电流  $I_E$  小得多，大多数电子在基区中继续扩散而到达集电结边缘。

### (3) 集电区收集载流子

由于集电结外加反向偏压，将阻止集电区、基区的多数载流子扩散，但少子的漂移运动却得到加强。所以在基区扩散到集电结边缘的少数载流子（电子）在反偏电压的吸引下漂移过集电结而被集电区收集，形成集电极电流的一部分  $I_{CN}$ 。显然  $I_{CN} = I_E - I_{BN}$ 。

另一方面，由于集电结反偏，集电区和基区本身的少数载流子在反偏电压作用下也将形成反向漂移电流，这部分电流称为反向饱和电流，用  $I_{CBO}$  表示。 $I_{CBO}$  数值很小，是由少数载流子产生的，与环境温度有很大的关系，也是三极管工作的不稳定因素之一（见后面有关章节的分析）。

从上述分析中可以看出，半导体三极管工作时，内部有两种载流子（电子、空穴）参与导电，所以也称这种器件为双极型三极管。

## 2. 电流分配关系

由三极管内部载流子的传输过程分析可以看出，三极管 3 个电极中流过的电流分别为

$$I_E = I_B + I_C \quad (1.2.1)$$

$$I_B = I_{BN} - I_{CBO} \quad (1.2.2)$$

$$I_C = I_{CN} + I_{CBO} \quad (1.2.3)$$

为了分析方便，将由发射区注入的电子传输到集电区所占的比例称为共基极直流电流放大系数，用  $\bar{\alpha}$  表示，即

$$\bar{\alpha} = I_{CN} / I_E$$

则式 1.2.3)可改写为

$$I_C = \bar{\alpha} I_E + I_{CBO} \quad (1.2.4)$$

$$I_B = (1 - \bar{\alpha}) I_E - I_{CBO} \quad (1.2.5)$$

由于  $I_{CBO}$  很小 故

$$\bar{\alpha} \approx I_C / I_E \quad (1.2.6)$$

通常  $\alpha$  值在 0.95~0.99 之间。

如将式 1.2.1 代入式 1.2.4) 整理后可得

$$I_C = \frac{\bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}} I_B + \frac{1}{1 - \bar{\alpha}} I_{CBO} \quad (1.2.7)$$

令  $\frac{\bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}} = \beta$ ,  $\beta$  被称为共发射极直流电流放大系数。则式 1.2.7) 可以写成

$$I_C = \beta I_B + (1 + \beta) I_{CBO} \quad (1.2.8)$$

令  $(1 + \beta) I_{CBO} = I_{CEO}$  (1.2.9)

$I_{CEO}$  称为穿透电流 则式 1.2.8) 可以写成

$$I_C = \beta I_B + I_{CEO} \quad (1.2.10)$$

当  $I_{CEO} \ll I_C$  忽略  $I_{CEO}$  则

$$I_C \approx \beta I_B \quad (1.2.11)$$

而  $I_E = (1 + \beta) I_B$  (1.2.12)

$$\bar{\beta} \approx I_C / I_B \quad (1.2.13)$$

$\beta$  通常的值为几十至几百。

以上分析的是三极管中流过的直流电流之间的分配关系,但在通常情况下,为了分析对某个信号的放大作用,需要知道每个电极中电流的微小变化量之间的关系。如 3 个电极的电流微小变化量分别用  $\Delta I_B$ ,  $\Delta I_C$  及  $\Delta I_E$  表示 则称  $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B$  为共射交流电流放大系数;  $\alpha = \Delta I_C / \Delta I_E$  为共基交流电流放大系数。且  $\alpha$ ,  $\beta$  满足

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (1.2.14)$$

或  $\alpha = \frac{\beta}{1 + \beta}$  (1.2.15)

显然  $\alpha, \beta$  与  $\bar{\alpha}, \bar{\beta}$  有着完全不同的物理含义。但对于大多数三极管而言,  $\alpha$  与  $\bar{\alpha}$ ,  $\beta$  与

$\beta$  的数值相差很小,所以在数值计算中不再将它们加以区分。同样,在后面的分析中也只用共基极电流放大系数  $\alpha$  与共射极电流放大系数  $\beta$ ,而不再区别是指交流或直流。

### 3. 放大作用

三极管最基本的一种应用就是将微弱信号进行放大。图 1.2.4 所示为一个简单的共射极放大电路。

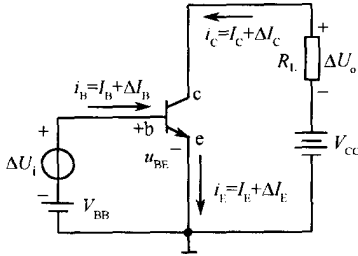


图 1.2.4 简单的共射极放大电路

图中  $V_{BB}$  保证了发射结处于正偏,而  $V_{CC}$ 、 $R_L$  保证了集电结处于反偏,在基极电路中串入一个待放大的信号源  $U$

设  $\Delta U_i = 20\text{mV}$  则发射结电压  $u_{BE}$  就在原来  $V_{BB}$  的基础上叠加了一个  $\Delta U_i$  即  $u_{BE} = V_{BB} + \Delta U_i$ 。在  $\Delta U_i$  的作用下发射极电流也将发生变化即  $i_E = I_E + \Delta I_E$ 。由于三极管内部载流子分配关系一定,所以集电极电流将随  $\Delta I_E$  的改变而改变。如果  $\beta = 50$  且设  $\Delta U_i = 20\text{mV}$  时能引起基极电流的变化  $\Delta I_B = 20\mu\text{A}$  则

$$\Delta I_C = \beta \cdot \Delta I_B = 50 \times 20(\mu\text{A}) = 1(\text{mA})$$

设  $R_L = 1\text{k}\Omega$  上的电压变化为  $\Delta U_o = -\Delta I_C \cdot R_L = -1(\text{mA}) \times 1(\text{k}\Omega) = -1(\text{V})$ 。显然,在负载  $R_L$  上获得的变化电压比原输入信号电压大了许多倍,通常定义

$$\dot{A}_u = \frac{\Delta U_o}{\Delta U_i}$$

为电压放大倍数。该例中的电压放大倍数为  $-50$ ,负号表示输出电压与输入电压相位相反。

### 1.2.2 三极管的基本特性

由于半导体三极管有 3 个电极且又为非线性器件所以要全面了解三极管的特性常用伏安特性曲线来描述。三极管不同的组态具有不同的特性,下面讨论 NPN 型三极管在共发射极组态时(见图 1.2.5)的特性曲线。

#### 输入特性曲线

输入特性曲线指当集电极与发射极之间的电压  $u_{CE}$  为某一常数时,输入回路中的基极电流  $i_B$  与基极、发射极之间的电压  $u_{BE}$  之间的关系。即

$$i_B = f(u_{BE}) \Big|_{u_{CE} = \text{常数}}$$

显然不同的  $u_{CE}$  值将获得不同的曲线。

①  $u_{CE} = 0\text{V}$  即三极管的集电极与发射极相接,相当于集电结与发射结两个 PN 结并联,所以此时的输入特性应为两个二极管并联后的特性。如图 1.2.6 所示左边的一条特性曲线。

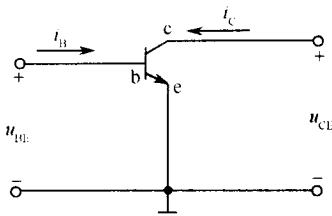


图 1.2.5 共发射极组态

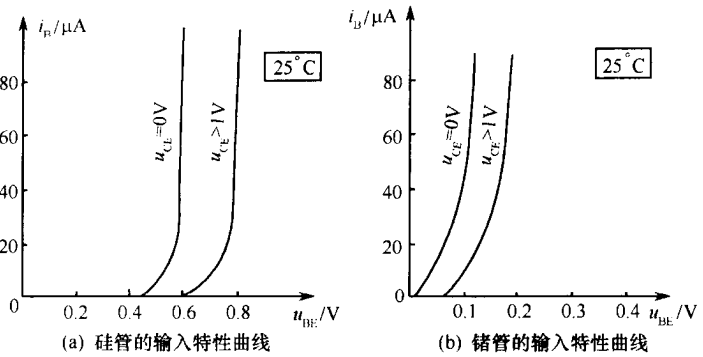


图 1.2.6 三极管输入特性曲线

②  $u_{CE} \geq 1V$  随着  $u_{CE}$  的增大,有利于将发射区扩散到基区的电子收集到集电极。当  $u_{CE} \geq 1V$ ,三极管发射结正偏而集电结反偏,三极管处于放大状态,此时发射区注入的电子只有极小部分在基区复合,大部分都被集电极收集。因此对应于相同的  $u_{BE}$  当  $u_{CE} \geq 1V$  时,流向基极的电流  $i_B$  比原来  $u_{CE} = 0V$  时减小了,特性曲线向右移动。如图 1.2.6 所示右边的一条特性曲线。

从理论上讲,  $u_{CE}$  继续增大 特性曲线还将继续右移。但当  $u_{CE} \geq 1V$  时,只要  $u_{BE}$  一定 则从发射区注入基区的电子数一定,在集电结上的反偏电压已足以将发射区注入到基区的电子基本上全部收集到集电极 即使  $u_{CE}$  继续增大,  $i_B$  也不会明显减小,特性曲线几乎与  $u_{CE} = 1V$  时重叠在一起。因此,输入特性曲线一般只用两条来描述,即  $u_{CE} = 0V$  和  $u_{CE} \geq 1V$  的情况,如图 1.2.6 所示。

## 2. 输出特性曲线

输出特性曲线指基极电流  $i_B$  一定的情况下,三极管输出回路中的电流  $i_C$  与电压  $u_{CE}$  之间的关系曲线。即

$$i_C = f(u_{CE}) \Big|_{i_B = \text{常数}}$$

图 1.2.7 表示 NPN 型三极管在共射组态时的输出特性曲线 现取其中某一条 (如  $i_B = 40\mu A$ ) 加以说明。

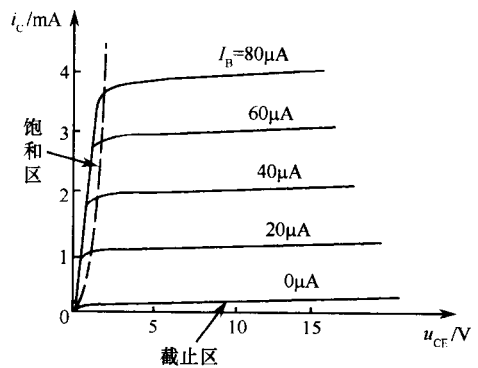


图 1.2.7 三极管输出特性曲线

特性曲线的起始部分较陡,即  $u_{CE}$  略有增加,  $i_C$  将有明显增加。这是因为在  $u_{CE}$  较小时 (一般  $u_{CE} < 1V$ ),集电结上的反压很小甚至是零偏或正偏,它对基区电子的吸收力不大,随  $u_{CE}$  的增加对基区自由电子的吸引力不断加强,即  $u_{CE}$  稍有增加,从基区到集电区的电子也将增加,所以  $i_C$  随  $u_{CE}$  的增加而增加。

$u_{CE}$  增大到某一特定值时,如  $u_{CE} \geq 1V$ ,此时集电结上反偏电压足以使发射区注入基区的电子绝大多数收集到集电极,而  $i_B$  一定时,表示发射区注入的电子数一定,  $u_{CE}$  再增大,也不会对  $i_C$  产生多大影响,所以此后的特性曲线比较平坦,但其也不是水平的,而是随着  $u_{CE}$  的增加略往上倾斜,这是因为  $u_{CE} = u_{CB} + u_{BE}$ ,又  $u_{BE}$  变化较小 (如硅  $u_{BE} = 0.6 \sim 0.7V$ ,锗  $u_{BE} =$