

第 3 章

半导体器件基础

3.1 PN 结

3.1.1 平衡状态下的 PN 结

在前面的章节中，我们已经学习了 P 型半导体和 N 型半导体。P 型半导体中多子是空穴，而 N 型半导体中多子是电子。若将一个 P 型半导体和一个 N 型半导体结合，实现冶金学接触（原子级接触），则两者的交界处就会形成 PN 结。形成 PN 结最常用的方法是杂质扩散。例如，在一个 N 型半导体上，以适当的工艺掺入 P 型杂质，若掺入的 P 型杂质浓度超过 N 型杂质浓度，则这个半导体单晶的不同区域会分别显示出 P 型和 N 型两种不同的导电类型，两个区域的交界处就会形成 PN 结。

平衡状态是指 PN 结内温度均匀、稳定，不存在外加电压、光照、磁场、辐射等作用。本节主要介绍空间电荷区的形成、内建电场、内建电势差及空间电荷区宽度等。

1. 空间电荷区的形成及内建电场

在 PN 结形成后，N 型区域（N 区）内自由电子为多子，空穴为少子，而 P 型区域（P 区）内空穴为多子，自由电子为少子，在它们的交界处就出现了自由电子和空穴的浓度差。在扩散运动的作用下，电子和空穴由高浓度处向低浓度处扩散，一些电子从 N 区向 P 区扩散，同时一些空穴从 P 区向 N 区扩散，这种扩散运动的结果就是 P 区一侧失去空穴，留下了带负电的受主电荷，N 区一侧失去电子，留下了带正电的施主电荷。这些受主电荷和施主电荷带电，且固定不动，称为空间电荷，空间电荷存在的区域称为空间电荷区。这样，P 区和 N 区的交界处就形成了一个空间电荷区。PN 结的空间电荷区示意图如图 3.1 所示。

在空间电荷区形成后，由于 N 区一侧的空间电荷区带正电，P 区一侧的空间电荷区带负电，因此空间电荷区会形成一个内建电场，其方向是从带正电的 N 区指向带负电

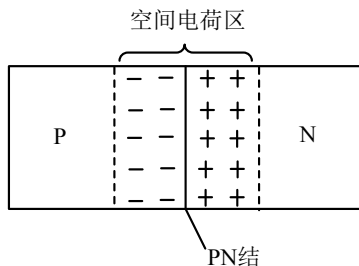


图 3.1 PN 结的空间电荷区示意图

的 P 区。显然，这个电场的方向与载流子扩散运动的方向相反。因此，内建电场会阻止载流子的扩散运动，但它也会使 N 区的少数（空穴）向 P 区漂移，使 P 区的少数（电子）向 N 区漂移，漂移运动的方向正好与扩散运动的方向相反。从 N 区漂移到 P 区的空穴补充了原来交界处 P 区失去的空穴，从 P 区漂移到 N 区的电子补充了原来交界处 N 区失去的电子，这就使空间电荷减少，内建电场的电场强度减弱。因此，漂移运动的结果是使空间电荷区变窄，扩散运动加强。P 型半导体和 N 型半导体交界处两侧有一个电离杂质薄层，当电离杂质薄层形成的空间电荷区宽度不发生变化时，PN 结称为平衡状态下的 PN 结。由于空间电荷区缺少多子，因此其也被称为耗尽区。

2. 平衡状态下 PN 结的能带图

在 PN 结形成前，N 区费米能级高于 P 区费米能级。根据费米能级的物理意义可知，在 PN 结形成后，电子将从费米能级高的 N 区流向费米能级低的 P 区。同理，空穴将从 P 区流向 N 区，以至于 N 区的费米能级不断下移，P 区的费米能级不断上移，直至两个区的费米能级相等，此时 PN 结达到热平衡状态。由于 PN 结中内建电场的作用，空间电荷区将存在一个由 P 区到 N 区不断降低的电势，这使得 P 区的能带相对于 N 区上移，而 N 区的能带相对于 P 区下移，直至 P 区和 N 区的费米能级处处相等，因此 PN 结中费米能级处处相等表示每一种载流子的扩散电流和漂移电流相互抵消，没有净电流通过 PN 结。空间电荷区内除费米能级以外的能级都由 P 区向 N 区逐渐降低，各个能级与真空能级平行。平衡状态下的 PN 结能带示意图如图 3.2 所示。

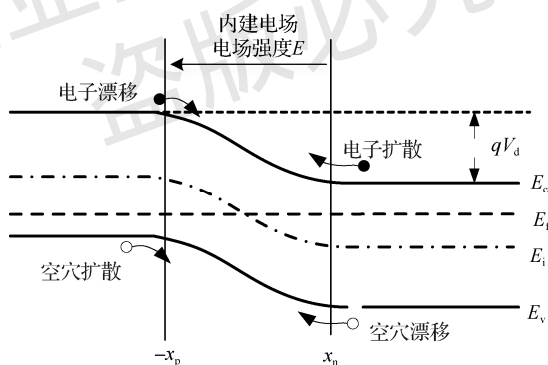


图 3.2 平衡状态下的 PN 结能带示意图

3. 空间电荷区近似

热平衡状态下的 PN 结可分为三个区：空间电荷区、中性区和边界层。空间电荷区内的载流子完全扩散掉，即完全耗尽，空间电荷区仅包含电离杂质，此时的空间电荷区又可称为“耗尽层”。

为简化分析，本节将做如下假设：PN 结为突变结；空间电荷区的载流子浓度为零；N 型中性区、P 型中性区和空间电荷区之间的转变是突变的。

突变结在边界层上，泊松方程无法得到解析解，在计算机辅助计算的基础上，得到边界层的宽度约为特征长度的 3 倍，此特征长度称为非本征德拜长度 L_D ，即

$$L_D = \left(\frac{k\varepsilon_0 V_T}{q|N_D - N_A|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

式中, N_D 为 PN 结 N 区的掺杂浓度; N_A 为 PN 结 P 区的掺杂浓度。

在净杂质浓度 ($|N_D - N_A|$) 为 10^{16}cm^{-3} 的硅中, $L_D \approx 3 \times 10^{-6} \text{cm}$ 。因此, 边界层厚度远小于空间电荷区宽度, 因此其可以完全被忽略, 即 PN 结完全可以分为中性区和空间电荷区。

4. PN 结的内建电势差

由于 PN 结存在内建电场, 因此空间电荷区两侧存在电势差, 这个电势差称为内建电势差, 也称为接触电势差, 用 V_{cpd} 表示。能带的弯曲程度, 即电子的电势差 qV_{cpd} 为势垒高度。

由图 3.2 可知, 能带的弯曲是由费米能级差引起的, 因此

$$qV_{\text{cpd}} = E_{\text{fn}} - E_{\text{fp}} \quad (3.2)$$

在平衡状态下, N 区的电子浓度与 P 区的电子浓度可表示为

$$n_{n0} = n_i \exp\left(\frac{E_{\text{fn}} - E_i}{k_0 T}\right), \quad n_{p0} = n_i \exp\left(\frac{E_{\text{fp}} - E_i}{k_0 T}\right) \quad (3.3)$$

$$\ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{1}{k_0 T} (E_{\text{fn}} - E_{\text{fp}}) \quad (3.4)$$

在平衡状态下, 若 N 区的电子浓度 $n_{n0} = N_D$, P 区的空穴浓度 $p_{p0} = N_A$, 且 $n_{p0} p_{p0} = n_i^2$, 则 $n_{p0} = n_i^2 / N_A$, 将式 (3.2) ~ 式 (3.4) 联立, 可得

$$V_{\text{cpd}} = \frac{1}{q} (E_{\text{fn}} - E_{\text{fp}}) = \frac{k_0 T}{q} \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \frac{k_0 T}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} \quad (3.5)$$

由上式可以看出, PN 结的内建电势差与 PN 结两侧的掺杂浓度、温度、禁带宽度等有关。

5. PN 结的内建电场、电势分布和空间电荷区宽度

PN 结的空间电荷区内的泊松方程可表示为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V_n}{dx^2} &= -\frac{qN_D}{\varepsilon} \quad (0 < x < x_n) \\ \frac{d^2 V_p}{dx^2} &= \frac{qN_A}{\varepsilon} \quad (-x_p < x < 0) \end{aligned} \quad (3.6)$$

式中, x_n 和 x_p 分别为空间电荷区 N 区边界和 P 区边界; ε 为半导体的介电常数。

在平衡状态下, 由电中性条件可知 PN 结两侧的电荷相等, 即

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (3.7)$$

可得空间电荷区宽度 W 为

$$W = x_n + x_p \quad (3.8)$$

对 PN 结的空间电荷区内的泊松方程进行积分, 可得

$$\begin{cases} \frac{dV_n}{dx} = -\left(\frac{qN_D}{\varepsilon}\right)x + c_1 & (0 < x < x_n) \\ \frac{dV_p}{dx} = \left(\frac{qN_A}{\varepsilon}\right)x + c_2 & (-x_p < x < 0) \end{cases} \quad (3.9)$$

由于内建电场主要存在于空间电荷区中，空间电荷区边界上的内建电场的电场强度为零，因此式 (3.9) 的边界条件可以表示为

$$\begin{cases} E_n(x_n) = -\frac{dV_n}{dx}\bigg|_{x=x_n} = 0 \\ E_p(-x_p) = -\frac{dV_p}{dx}\bigg|_{x=-x_p} = 0 \end{cases} \quad (3.10)$$

将式 (3.10) 代入式 (3.9) 中，得到

$$c_1 = \frac{qN_D x_n}{\varepsilon}, \quad c_2 = \frac{qN_A x_p}{\varepsilon}$$

由电中性条件可知 $c_1 = c_2$ ，因此空间电荷区中的电场分布为

$$\begin{cases} E_n(x) = -\frac{dV_n}{dx} = \frac{qN_D}{\varepsilon}(x - x_n) & (0 < x < x_n) \\ E_p(x) = -\frac{dV_p}{dx} = -\frac{qN_A}{\varepsilon}(x + x_p) & (-x_p < x < 0) \end{cases} \quad (3.11)$$

由上式可以看出，空间电荷区中的内建电场是位置的线性函数，在 PN 结交界处 ($x=0$)，内建电场的电场强度取得最大值，即

$$E_m = E_n|_{x=0} = E_p|_{x=0} = -\frac{qN_D x_n}{\varepsilon} = -\frac{qN_A x_p}{\varepsilon} \quad (3.12)$$

对式 (3.11) 进行积分，得到空间电荷区中的电势分布为

$$\begin{cases} V_n(x) = -\left(\frac{qN_D}{2\varepsilon}\right)x^2 + \left(\frac{qN_D x_n}{\varepsilon}\right)x + d_1 & (0 < x < x_n) \\ V_p(x) = \left(\frac{qN_A}{2\varepsilon}\right)x^2 + \left(\frac{qN_A x_p}{\varepsilon}\right)x + d_2 & (-x_p < x < 0) \end{cases} \quad (3.13)$$

由于在空间电荷区中，沿着内建电场的方向电势降低，因此假设 P 区边界处 ($x=-x_p$) 电势为 0，N 区边界处 ($x=x_n$) 电势为 V_{cpd} ，即

$$V_n(x_n) = V_{cpd}, \quad V_p(-x_p) = 0$$

将上式代入式 (3.13) 中，得到

$$d_1 = V_{cpd} - \frac{qN_D x_n^2}{2\varepsilon}, \quad d_2 = \frac{qN_A x_p^2}{2\varepsilon}$$

由于电势处处连续，因此当 $x=0$ 时， $V_n(0) = V_p(0)$ ， $d_1 = d_2$ ，将 d_1 和 d_2 代入式 (3.13) 中，得到电势分布为

$$\begin{cases} V_n(x) = V_{cpd} - \frac{qN_D(x^2 + x_n^2)}{2\varepsilon} + \frac{qN_D x x_n}{\varepsilon} & (0 < x < x_n) \\ V_p(x) = \frac{qN_A(x^2 + x_p^2)}{2\varepsilon} + \frac{qN_A x x_p}{\varepsilon} & (-x_p < x < 0) \end{cases} \quad (3.14)$$

由上式可以看出, 空间电荷区中的电势分布是抛物线形式, $-qV(x)$ 表示 x 点处电子的电势能。根据式 (3.11) 和式 (3.14) 画出平衡状态下 PN 结的内建电场分布和电势分布示意图, 如图 3.3 所示。

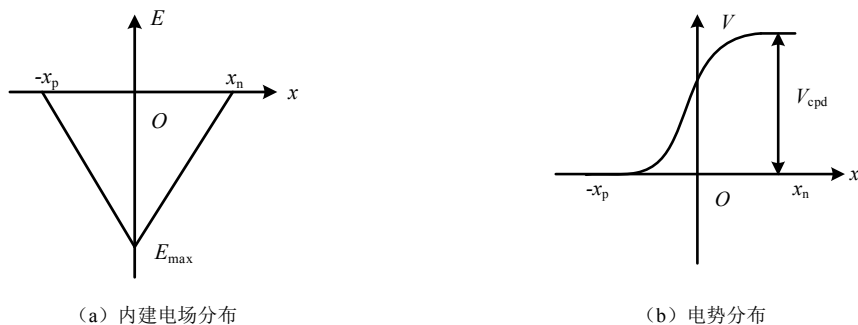


图 3.3 平衡状态下 PN 结的内建电场分布和电势分布示意图

由于 $V_n(0) = V_p(0)$, 因此将其代入式 (3.14) 中就可以得到平衡状态下 PN 结的接触电势差, 即

$$V_{cpd} = \frac{q(N_A x_p^2 + N_D x_n^2)}{2\varepsilon} \quad (3.15)$$

根据电中性条件可以得到 N 区和 P 区的空间电荷区宽度分别为

$$x_n = \frac{N_A W}{N_D + N_A}, \quad x_p = \frac{N_D W}{N_D + N_A}$$

并且

$$N_A x_p^2 + N_D x_n^2 = \frac{N_A N_D W^2}{N_D + N_A} \quad (3.16)$$

将式 (3.16) 代入式 (3.15) 中, 得到接触电势差, 即

$$V_{cpd} = \frac{q N_A N_D W^2}{2\varepsilon(N_D + N_A)} \quad (3.17)$$

所以, 平衡状态下 PN 结的空间电荷区宽度为

$$W = \sqrt{\frac{2V_{cpd}\varepsilon}{q} \left(\frac{N_D + N_A}{N_A N_D} \right)} \quad (3.18)$$

以下分析单边突变结的内建电场、接触电势差和空间电荷区宽度。对于 P^+N 单边突变结, $N_A \gg N_D$; 对于 PN^+ 单边突变结, $N_A \ll N_D$ 。由电中性条件可知, 在单边突变结中, 轻掺杂一侧的空间电荷区宽度远大于重掺杂一侧的空间电荷区宽度。

对于 P^+N 结, 其最大电场强度为

$$E_{max} = -\frac{q N_D x_n}{\varepsilon}$$

空间电荷区宽度为

$$W = x_n = \sqrt{\frac{2V_{cpd}\varepsilon}{q N_D}}$$

接触电势差为

$$V_{\text{cpd}} = \frac{qN_{\text{D}}W^2}{2\varepsilon} = \frac{qN_{\text{D}}x_{\text{n}}^2}{2\varepsilon}$$

对于 PN⁺结，其最大电场强度为

$$E_{\text{max}} = -\frac{qN_{\text{A}}x_{\text{p}}}{\varepsilon}$$

空间电荷区宽度为

$$W = x_{\text{p}} = \sqrt{\frac{2V_{\text{cpd}}\varepsilon}{qN_{\text{A}}}}$$

接触电势差为

$$V_{\text{cpd}} = \frac{qN_{\text{A}}W^2}{2\varepsilon} = \frac{qN_{\text{A}}x_{\text{p}}^2}{2\varepsilon}$$

由以上分析可以看出，单边突变结具有以下特点：①空间电荷区宽度随着轻掺杂一侧杂质浓度的增大而减小；②最大电场强度随着轻掺杂一侧杂质浓度的增大而增大；③接触电势差随着轻掺杂一侧杂质浓度的增大而增大；④由于空间电荷区主要在轻掺杂一侧，因此能带弯曲也主要发生在轻掺杂一侧。

3.1.2 PN 结的单向导电性

平衡状态下的 PN 结没有外加电压，内部没有电流流通，净电流为零。当 PN 结外加电压时，其平衡状态被打破，内部产生电流。由于空间电荷区内部载流子浓度远小于中性区载流子浓度，因此空间电荷区的电阻远高于中性区的电阻，这样连接在 PN 结的外加电压降主要落在空间电荷区，中性区的电压降可以忽略不计。故本章后面所述的 PN 结电压通常指空间电荷区两端的电压。

流过 PN 结的电流与施加在 PN 结两端的电压极性及电压大小有关。当对 P 区施加相对于 N 区更高的电压 V 时，PN 结的势垒高度下降为 $q(V_{\text{cpd}} - V)$ ，势垒高度的下降有助于 N 区的电子向 P 区扩散，以及 P 区的空穴向 N 区扩散。因此，外加电压打破了 PN 结原有的平衡状态，扩散电流大于漂移电流，PN 结内部形成从 P 区到 N 区的净电流，人们通常把这种外加电压称为正向电压。相反地，当对 P 区施加相对于 N 区更低的电压 V_{R} 时，PN 结的势垒高度上升为 $q(V_{\text{cpd}} + V_{\text{R}})$ ，势垒高度的上升阻挡了载流子的扩散，此时，PN 结的阻抗很大，内部的电流很小，人们通常把这种外加电压称为反向电压。不同电压极性下的 PN 结具有不同的导通特性，这说明 PN 结具有单向导电性，也称为 PN 结的整流特性。

3.1.3 非平衡状态下的 PN 结

平衡状态下的 PN 结具有一定的势垒宽度和势垒高度，空间电荷区存在一定的内建电场，每一种载流子的扩散电流和漂移电流互相抵消，没有净电流通过 PN 结，PN 结费米能级处处相等。由 PN 结的单向导电性可知，当对 PN 结外加电压时其处于非平衡状态，费米能级不再处处相等，势垒高度和势垒宽度也发生相应的变化，因此本节将具体分析非平衡状态下 PN 结的空间电荷区变化情况、载流子运动过程及能带图。

1. 正向电压下 PN 结势垒高度的变化及载流子的运动

由 PN 结的单向导电性可知, 对 PN 结外加正向电压 V 时, 由于外加电场的方向与内建电场的方向相反, 内建电场强度减弱, 势垒高度从平衡时的 qV_{cpd} 下降为 $q(V_{\text{cpd}} - V)$, 因此能带弯曲程度减小, 如图 3.4 所示。

外加正向电压引起的内建电场强度减弱破坏了载流子扩散运动和漂移运动之间原有的平衡, 使得扩散运动增强, 漂移运动减弱, 扩散电流大于漂移电流。所以, 对 PN 结外加正向电压后, 产生了电子从 N 区向 P 区及空穴从 P 区向 N 区的净扩散电流。电子从 N 区扩散进入 P 区后, 在 P 区边界 pp' ($x = -x_p$) 形成电子的积累, P 区边界的电子成为非平衡少数, 且 P 区边界的少数浓度比 P 区内部大, 这样形成了从 P 区边界向 P 区内部的电子扩散流。非平衡少数(电子)在 P 区内部扩散的同时与 P 区的多子(空穴)复合, 经过比扩散长度大若干倍的距离后, 非平衡少数(电子)全部被复合掉, 这段区域称为扩散区。在一定的正向电压下, 单位时间内从 N 区扩散到 P 区边界的非平衡少子的浓度是一定的, 并在扩散区内形成稳定的分布。所以, 当正向电压一定时, 从 P 区边界到 P 区内部会形成稳定的电子扩散电流。同理, 从 N 区边界到 N 区内部会形成稳定的空穴扩散电流。

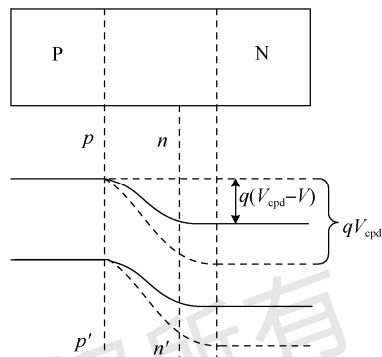


图 3.4 正偏时 PN 结能带变化

由以上分析可以看出, 对 PN 结外加正向电压后, 扩散运动的增强导致 P、N 区内部的多子向对方区域扩散, 形成对方区域的非平衡少数。正向电压增大后, 势垒高度降得更低, 扩散运动增强, 流入 P 区的电子流和流入 N 区的空穴流增大, 这种外加正向电压使非平衡载流子进入半导体的过程称为非平衡载流子的电注入。

图 3.5 所示为对 PN 结外加正向电压时的电流分布。对 PN 结外加正向电压后, N 区的电子从 N 区内部向 N 区边界漂移, 越过空间电荷区后经 P 区边界扩散至 P 区内部, 形成 P 区的电子电流。在扩散过程中, 电子与从 P 区内部向 P 区边界漂移过来的空穴不断复合, 电子电流不断转化为空穴电流, 直到注入的电子全部被复合掉, 电子电流全部转化为空穴电流。同样, 从 P 区扩散到 N 区的空穴也不断与 N 区的电子复合, 直到空穴电流全部转化为电子电流。可见, 通过 PN 结任一截面的电子电流和空穴电流并不相等, 但是根据电流连续性原理可知, 通过任一截面的总电流是相等的, 只是电子电流和空穴电流所占比例有所不同。在假定通过空间电荷区的电子电流和空穴电流均保持不变的情况下, 通过 PN 结的总电流就是通过 P 区边界的电子电流与通过 N 区边界的空穴电流之和。

2. 反向电压下 PN 结势垒高度的变化及载流子的运动

对 PN 结外加反向电压 V 时, 外加电场的方向与内建电场的方向相同, 内建电场强度增大, 势垒高度从平衡时的 qV_{cpd} 上升为 $q(V_{\text{cpd}} + V)$, 能带弯曲程度增大, 如图 3.6 所示。

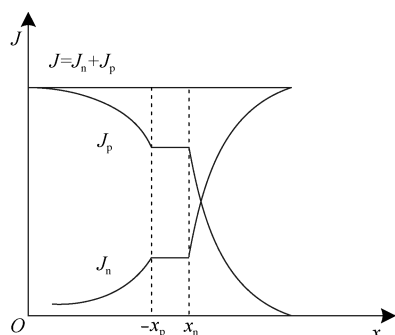


图 3.5 对 PN 结外加正向电压时的电流分布

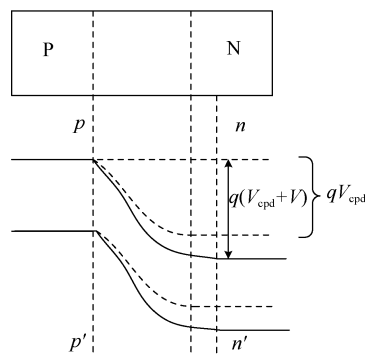


图 3.6 对 PN 结外加反向电压时的能带变化

外加反向电压引起的内建电场强度增大破坏了载流子扩散运动和漂移运动之间原有的平衡,使得漂移运动增强,扩散运动减弱。这时,空间电荷区的电场方向从 N 区指向 P 区,只有 N 区的少数(空穴)和 P 区的少数(电子)会经过空间电荷区形成 PN 结的电流。N 区边界的空穴在电场作用下漂移到 P 区, P 区边界的电子在电场作用下漂移到 N 区,当这些少数在电场作用下漂移走后, N 区内部的空穴浓度比 N 区边界的空穴浓度高, P 区内部的电子浓度比 P 区边界的电子浓度高,这样形成了反向电压下的电子扩散电流和空穴扩散电流,即 N 区内部的空穴向 N 区边界扩散, P 区内部的电子向 P 区边界扩散,这种情况就像少数不断地被抽出来,所以也被称为少子的抽取或吸出。PN 结中总的反向电流等于 P 区边界和 N 区边界附近的少数扩散电流之和。因为少数浓度很低,而扩散长度基本不变,所以外加反向电压时少子的浓度梯度也较小。当反向电压很大时,边界处的少数可以认为是零。这时少子的浓度梯度不再随反向电压的变化而变化,扩散电流也不随反向电压的变化而变化。所以,在外加反向电压下, PN 结的电流较小并且基本不随反向电压的变化而变化。

3. 非平衡状态下 PN 结的能带图

因为对 PN 结外加正向电压后, N 区和 P 区均有少数扩散进入,所以必须用电子准费米能级和空穴准费米能级取代原来平衡时的统一费米能级。由于电子扩散电流和空穴扩散电流随位置的变化而变化,因此准费米能级也随位置的变化而变化。在 N 区扩散区内,因为空穴浓度比电子浓度小,所以空穴准费米能级的变化很大,电子准费米能级的变化很小。空穴从 P 区注入 N 区后, N 区边界浓度很大。随着空穴远离 N 区边界,其和电子复合,空穴浓度逐渐减小。因此, N 区空穴准费米能级为一斜线。当 N 区扩散区与 N 区边界的距离比扩散长度大很多时,空穴被全部复合掉,此时空穴准费米能级与电子准费米能级相等。由于空穴浓度的变化主要发生在扩散区,空间电荷区几乎不发生变化,因此空穴准费米能级的变化主要发生在扩散区,其在空间电荷区中的变化可忽略不计,即在空间电荷区内,空穴准费米能级保持不变。用同样的分析方法,可以得出 P 区扩散区内准费米能级的变化情况,即电子准费米能级主要在 P 区扩散区发生变化,在空间电荷区的变化可忽略不计,当 P 区扩散区与 P 区边界的距离比扩散长度大很多时,电子准费米能级与空穴准费米能级相等。综上,可以画出正向电压下 PN 结的费米能级示意图,如图 3.7 所示。空穴准费米能级从 P 型中性区到 N 区边界处为一水平线,在空穴扩散区该斜线上升,在注入空穴为零处空穴准费米能级与电子准费米能级相等。电子准费米能级在 N 区中性区到 P 区边界处为一水平线,在电子扩散区呈斜线

下降趋势，在注入电子为零处电子准费米能级与空穴准费米能级相等。

对 PN 结外加反向电压时，在电子扩散区、空间电荷区、空穴扩散区中，电子准费米能级和空穴准费米能级的变化规律与对 PN 结外加正向电压时基本相似，不同的只是电子准费米能级和空穴准费米能级的相对位置发生了变化。对 PN 结外加正向电压时，电子准费米能级高于空穴准费米能级；对 PN 结外加反向电压时，空穴准费米能级高于电子准费米能级，如图 3.8 所示。

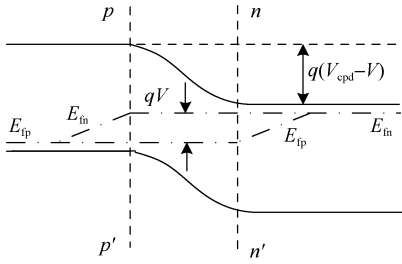


图 3.7 正向电压下 PN 结的费米能级示意图

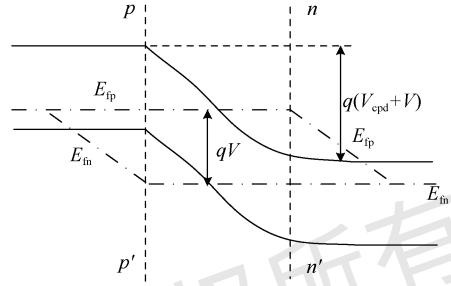


图 3.8 反向电压下 PN 结的费米能级示意图

4. 非平衡状态下 PN 结的势垒电容

以突变 PN 结为例，假如 PN 结的外加电压为 V ，其为正向电压时， $V > 0$ ，其为反向电压时， $V < 0$ ，根据平衡状态下 PN 结的空间电荷区宽度可以得到非平衡状态下 PN 结的空间电荷区宽度，即

$$W = \sqrt{\frac{2(V_{\text{cpd}} - V)\epsilon}{q} \left(\frac{N_D + N_A}{N_A N_D} \right)} \quad (3.19)$$

P⁺N 结的空间电荷区宽度为

$$W = x_n = \sqrt{\frac{2(V_{\text{cpd}} - V)\epsilon}{qN_D}}$$

PN⁺结的空间电荷区宽度为

$$W = x_p = \sqrt{\frac{2(V_{\text{cpd}} - V)\epsilon}{qN_A}}$$

与平衡状态下的 PN 结一样，非平衡状态下 PN 结的空间电荷区宽度与 $V_{\text{cpd}} - V$ 的大小成正比，正向电压 V 增大，空间电荷区宽度减小；反向电压 $|V|$ 增大，空间电荷区宽度增大。对于单边突变结，空间电荷区宽度与轻掺杂一侧的掺杂浓度成反比，说明在非平衡状态下，空间电荷区也主要向轻掺杂一侧展宽。

由电中性条件可知，空间电荷区单位面积上的总电荷量为 $|Q| = qN_A x_p = qN_D x_n$ ，又因为 PN 结的 P 型空间电荷区和 N 型空间电荷区宽度为

$$x_n = \frac{N_A W}{N_D + N_A}, \quad x_p = \frac{N_D W}{N_D + N_A}$$

所以

$$|Q| = \frac{qN_A N_D W}{N_D + N_A}$$

将式 (3.19) 代入上式得到对 PN 结外加电压 V 时, 空间电荷区中的总电荷量为

$$|Q| = \sqrt{2q\varepsilon(V_{\text{cpd}} - V) \left(\frac{N_A N_D}{N_D + N_A} \right)} \quad (3.20)$$

由电容定义可得, 空间电荷区单位面积上的电容 (势垒电容) 为

$$C' = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \sqrt{\frac{\varepsilon q N_A N_D}{2(N_D + N_A)(V_{\text{cpd}} - V)}} \quad (3.21)$$

若 PN 结的面积为 A , 则 PN 结的势垒电容为

$$C = AC' = A \left| \frac{dQ}{dV} \right| = A \sqrt{\frac{\varepsilon q N_A N_D}{2(N_D + N_A)(V_{\text{cpd}} - V)}} \quad (3.22)$$

将式 (3.19) 代入上式, 得到

$$C = A \frac{\varepsilon}{W}$$

由上式可以看出, PN 结的势垒电容公式与平行板电容器的电容公式在形式上相同, 因此可以把 PN 结的势垒电容等效为平行板电容器的电容, 空间电荷区宽度对应为两平行板电极之间的距离。由于 PN 结的空间电荷区宽度随外加电压的变化而变化, 因此势垒电容是随外加电压变化而变化的非线性电容, 而平行板电容器的电容是一个恒量。

单边突变结的空间电荷区电容可简化为

$$C = A \sqrt{\frac{\varepsilon q N_B}{2(V_{\text{cpd}} - V)}} \quad (3.23)$$

式中, N_B 为单边突变结轻掺杂一侧的浓度。

由式 (3.23) 可以看出, 势垒电容随着反向偏压的增大而减小, 随着轻掺杂一侧杂质浓度的增大而增大。

这里需要说明的是, 在计算势垒电容的过程中, 假设空间电荷区没有载流子流过, 这对于外加反向电压的 PN 结来说是成立的。但是对 PN 结外加正向电压时, 大量的载流子流过空间电荷区, 对势垒电容有很大影响; 对 PN 结外加正向电压时, 空间电荷区宽度很小, 势垒电容很大。所以, 上面的推导仅适合对 PN 结外加反向电压的情况。

3.1.4 PN 结的击穿

通过前文分析可知 PN 结具有整流效应, 对其外加反向电压后会产生较小的反向电流, 且该电流不会随反向电压的变化发生明显变化。但是, 反向电压持续增大时, PN 结还会具有稳定不变的反向电流吗? 实验发现, 当反向电压不断增大且达到某一数值时, 由于载流子数量增加, 反向电流密度会迅速变大, 我们把这种现象称为 PN 结的击穿。PN 结发生击穿时的临界反向电压称为 PN 结的击穿电压, 记作 V_{BR} , PN 结的击穿曲线如图 3.9 所示。根据不同的击穿机理, PN 结的击穿分为雪崩击穿、隧道击穿 (又称齐纳击穿) 和热电击穿。下文将对这三种击穿做详细的介绍。

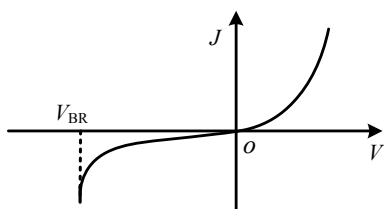


图 3.9 PN 结的击穿曲线

1. 雪崩击穿

通过上文分析可知,PN 结的反向电流主要来自 P 区向空间电荷区扩散的电子电流和 N 区向空间电荷区扩散的空穴电流。当反向电压很大时,空间电荷区的电场强度很大,空间电荷区的电子和空穴受到强电场的漂移作用,可获得足够的动能,这些获得足够动能的电子和空穴会与空间电荷区中的晶格原子碰撞,把价键上的电子碰撞出来,产生导电电子-空穴对,从能带观点来看,就相当于高能量的电子和空穴将满带中的电子激发到导带中。碰撞产生的电子和空穴在空间电荷区继续获得足够的动能,将再次碰撞空间电荷区中的晶格原子,产生新的导电电子-空穴对。

PN 结载流子的倍增效应示意图如图 3.10 所示,空间电荷区中的电子 1 碰撞晶格原子产生一个电子 2 和一个空穴 2,于是一个载流子变成了三个载流子。这三个载流子在空间电荷区强电场作用下继续运动并获得足够的动能,并和空间电荷区中的晶格原子发生碰撞,产生第三代导电电子-空穴对。同样,空穴 1 也如此产生第二代、第三代载流子。虽然在反向电压下空间电荷区内的载流子很少,但是在反复碰撞下,空间电荷区内的载流子就会在短时间内大量增加,这种现象称为载流子的倍增效应。在载流子的倍增效应下,空间电荷区短时间内会产生大量载流子,从而使得反向电流迅速增大,由此引起的击穿称为雪崩击穿。

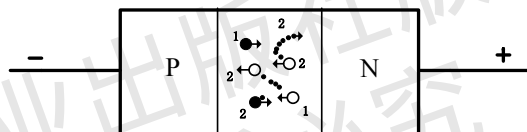


图 3.10 PN 结载流子的倍增效应示意图

2. 隧道击穿

PN 结在反向电压下产生的大量电子会从价带穿过禁带直接进入导带,这种现象称为 PN 结的隧道效应,由隧道效应引起的 PN 结击穿称为隧道击穿。因为电介质击穿现象最初是由齐纳提出并解释的,所以隧道击穿也称齐纳击穿。

对 PN 结外加反向电压后,能带弯曲程度增大,空间电荷区宽度减小。反向电压越大,空间电荷区宽度越小,甚至可以使 N 区的导带底比 P 区的价带顶还要低,如图 3.11 所示。图 3.11 中 P 区价带中的 A 点和 N 区导带中的 B 点的能量相同,因此通常情况下 A 点的电子不会过渡到 B 点。但是当反向电压足够大时,空间电荷区宽度将变得足够小,当隧道长度 Δx 短到一定程度时,量子力学证明 P 区价带中的电子将有一定概率(隧穿概率)在隧道效应下穿过禁带而到达 N 区导带中,这一概率公式如下:

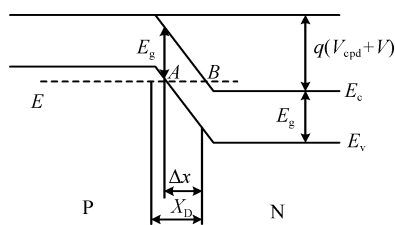


图 3.11 对 PN 结外加较大反向电压后的能带图

$$P = \exp \left[-\frac{4}{3\hbar} (2m_{\text{dn}})^{\frac{1}{2}} E_g^{\frac{1}{2}} \Delta x \right] \quad (3.24)$$

式中, m_{dn} 为导带底电子状态密度有效质量。

由此看出,对于一定的半导体,隧道长度越短,隧穿概率越大。隧道长度与能带弯曲程

度有关，当外加的反向电压越大时，空间电荷区的电场强度越大，能带弯曲程度越大，隧道长度越短，隧穿概率越大，此时 P 区价带中大量的电子穿过势垒到达 N 区导带，使反向电流急剧增大，于是发生隧道击穿。这时外加的反向电压即隧道击穿电压，也称齐纳击穿电压。

此外，隧道效应也与掺杂浓度有关。当掺杂浓度较高时，空间电荷区内建电场强度较大，空间电荷区宽度也较小，因此外加较小的反向电压就能产生较短的隧道长度，也容易发生隧道击穿。当掺杂浓度较低时，外加较大的反向电压才能使内建电场强度增大，发生隧道击穿，但是，此时的空间电荷区很宽，隧道长度会变长，不利于发生隧道击穿，却有利于发生雪崩击穿。因此，在掺杂浓度适中的情况下，发生的主要击穿是雪崩击穿。当掺杂浓度较高时，在反向电压较小的情况下就会发生隧道击穿，此时空间电荷区宽度较小，不利于载流子在空间电荷区获得足够的动能，因此雪崩击穿无法发生。

3. 热电击穿

PN 结的热电击穿是由热不稳定性引起的。PN 结的反向饱和电流密度随温度上升按指数规律增大。当反向电压持续增大时，PN 结内部流过的电流会引起热损耗，即结温上升。当温度达到一定程度时，反向饱和电流密度迅速增大，增大的反向饱和电流密度又引起结温的进一步上升，导致反向饱和电流密度进一步增大，如此反复，会使反向饱和电流密度无限增大而引起击穿。

对于禁带宽度比较小的半导体如锗 PN 结，由于反向饱和电流密度较大，导致器件工作在较大的反向电压下时内部温度过高，因此器件在室温下很容易发生热电击穿。

3.1.5 PN 结的应用

PN 结原理是电子学重要的理论基础之一。PN 结在电子工业中应用极其广泛，几乎所有的电路中都能找到它的身影。可以说当今世界上只要有电子电路的地方就有 PN 结。例如，PN 结构成的 MOS 管是笔记本计算机、手机、各种数码产品的芯片的基本构成单元。同时，PN 结也是 LED 灯、太阳能电池、光通信激光器和探测器的芯片的基本组成部分。除此之外，PN 结还可以作为温度传感器的基本结构。本节将从 PN 结的原理出发，对 PN 结的应用进行简要介绍。

1. 二极管

根据 PN 结的材料、掺杂分布、几何结构、偏置条件及基本特性可以制作出多种功能的二极管。例如，利用 PN 结的单向导电性可以制作整流二极管、检波二极管和开关二极管；利用 PN 结的击穿特性可以制作稳压二极管和雪崩二极管；利用高掺杂 PN 结隧道效应可以制作隧道二极管；利用结电容随外加电压变化的效应可以制作变容二极管。将半导体的光电效应与 PN 结相结合还可以制作多种光电器件。例如，利用前向偏置异质结的载流子注入与复合可以制作半导体激光二极管与半导体发光二极管 (LED)。此外，利用两个 PN 结之间的相互作用可以产生放大、振荡等多种电子功能。PN 结是构成双极晶体管和 MOS 管的核心，是现代电子技术的基础，在二极管中应用广泛。对 PN 结外加反向电压时，其反向电流很小，近似开路，因此它是一个主要由势垒电容构成的比较理想的电容器件，且其增量电容随外加电压的变化而变化，利用该特性可制作变容二极管。变容二极管在非线性

电路中应用较广泛，如压控振荡器（Voltage Controlled Oscillator, VCO）、频率调制等。下文将介绍几种常见的二极管。

（1）整流二极管。

利用 PN 结的单向导电性，可以将 PN 结作为防止电流反向流动的器件使用。也就是人们常说的整流二极管。整流二极管是一种用于将交流电转换为直流电的半导体器件。二极管最重要的特性就是单向导电性。在电路中，电流只能从二极管的正极流入，负极流出。整流二极管通常包含一个 PN 结，有正极和负极两个端子。整流二极管可用半导体锗或硅等材料制作。硅整流二极管的击穿电压大，反向漏电流小，高温性能良好。通常高压、大功率整流二极管都用高纯单晶硅制作（掺杂较多时容易发生反向击穿）。这种器件的 PN 结面积较大，能通过较大电流（可达上千安），但工作频率不高，一般在几十千赫兹以下。整流二极管主要用于各种低频半波整流电路，要达到全波整流需要连成整流桥使用。整流二极管具有将交流变为直流的作用。几乎所有家用电器都能用到整流二极管，如电视机、微波炉、电控热水器、洗衣机、节能灯等。

（2）稳压二极管。

稳压二极管又称齐纳二极管。它根据 PN 结的反向击穿状态，即 PN 结被反向击穿后，电压会保持稳定不变的原理进行工作。它是一种用于稳定电压的单 PN 结二极管。此二极管在反向击穿前都具有很大的电阻，因此可以将其串联起来，以便在较大的电压上使用。它主要用于浪涌保护电路、电视机中的过压保护电路、电弧抑制电路等中。

（3）变容二极管。

变容二极管又称可变电容二极管，它是利用对 PN 结外加反向电压时结电容大小随外加电压变化的特性制成的。反向电压增大时结电容减小，反之则结电容增大，变容二极管的电容一般较小，最大值为几十皮法到几百皮法，最大值与最小值之比约为 5:1。变容二极管主要用于高频电路中的自动调谐、调频、调相等，如在电视接收机的调谐回路中作为可变电容器。

（4）LED。

在日常生活中，人们接触最多的就是 LED。它是半导体二极管的一种，可以把电能转变为光能；LED 与普通二极管一样由一个 PN 结组成，也具有单向导电性。给 LED 加上正向电压后，从 P 区注入 N 区的空穴和从 N 区注入 P 区的电子，在 PN 结附近数微米内分别与 N 区的电子和 P 区的空穴复合，产生自发辐射的荧光。

LED 在很多领域得到普遍应用，如在电路及仪器中作为指示灯、组成文字或数字显示，在电子用品中一般用作屏背光源，或应用于显示、照明，大型的液晶电视、计算机、媒体播放器 MP3、MP4 及手机等的显示屏，以及城市的装饰灯中。LED 与霓虹灯相比，寿命更长、更节能、驱动和控制更简易、无须维护。

LED 具有安全、效率高、环保、寿命长、响应快、体积小、结构牢固等普通发光器件所无法比拟的特性，是一种符合绿色照明要求的光源。

（5）光电二极管。

光电二极管是将光能转换为电能的半导体器件。它的核心部分是一个 PN 结，它在结构上和普通二极管不同的是，为了便于接收入射光照，PN 结面积要尽量大一些，电极面积尽量小一些，而且 PN 结的结深很浅，一般小于 $1\mu\text{m}$ 。它是在反向电压作用下工作的。当没有光照时，它的反向电流很小（一般小于 $0.1\mu\text{A}$ ），该电流被称为暗电流。当有光照时，

携带能量的光子进入 PN 结后,把能量传给共价键上的束缚电子,使部分电子挣脱共价键,从而产生电子-空穴对,光照后产生的电子和空穴称为光生载流子。

光生载流子在反向电压作用下参加漂移运动,使反向电流明显变大,光的强度越大,反向电流也越大,这种特性称为光电导。光电二极管在一般照度的光线的照射下,所产生的电流叫光电流。如果在外电路上接上负载,那么负载就获得了电信号,并且这个电信号随着光的变化而变化。

2. 光电池

光电池是一种不需要外加电压,能把光能直接转换为电能的 PN 结光电器件。光电池按用途可分为两大类:太阳能光电池和测量光电池。

(1) 太阳能光电池。

太阳能光电池是一种利用太阳光直接发电的光电半导体薄片,它只要受到光的照射,就可瞬间输出电压及电流。而此种太阳能光电池简称为太阳能电池或太阳电池,又可称为太阳能晶片。

太阳能电池工作的主要原理是光伏效应,是指光照使不均匀半导体或半导体与金属组合的不同部位之间产生电位差的现象。当光照射太阳能电池表面时,一部分光子被硅材料吸收,光子的能量传递给了硅原子,使电子发生了跃迁,成为自由电子,并在 PN 结两侧集聚,形成了电位差,该过程会形成光生电压。当太阳能电池外部接上负载形成闭合电路时,在光生电压的作用下,将会有电流流过闭合电路,产生一定的输出功率。这个过程的实质是:光子能量转换为电能的过程。

太阳能电池主要用作电源,对它的要求是转换效率高、成本低。它的特点是结构简单、体积小、质量轻、可靠性高、寿命长、在空间中就能将太阳能转换为电能。因此,太阳能电池不仅是航天工业中的重要电源,还被广泛应用于供电困难的场所和人们的日常生活中。

(2) 测量光电池。

测量光电池主要用作光电探测,即在外加电压的情况下,将光能转换为电能。它被广泛应用于光度、色度、光学精密计量和测试中。

3. PN 结温度传感器

PN 结温度传感器是利用二极管、三极管 PN 结的正向压降随温度变化的特性而制成的温度敏感器件。因为在低温测量方面,它具有体积小、响应快、线性好和使用方便等优点,所以它在电子电路中的过热和过载保护、工业自动控制领域的温度控制和医疗卫生领域的温度测量等方面有较广泛的应用。

3.2 金属-半导体接触

1874 年,布莱恩注意到金属-半导体的点接触的总电阻与外加电压极性和具体的表面态有关。1931 年,威尔逊阐明了金属-半导体接触的输运理论。1938 年,肖特基提出了金属-半导体接触的肖特基势垒,之后莫特将肖特基势垒模型修改为莫特模型。1942 年,贝特提出了热电子发射模型。

由于金属-半导体接触在直流、微波应用及作为其他半导体器件的组成部分等方面的重要性,因此其已经得到了广泛的研究,并且金属-半导体接触已被用来制作光电探测器、太阳能电池及 MESFET (金属-半导体场效应晶体管) 的栅极等。更重要的是,金属与重掺杂的半导体的接触可以形成欧姆接触,它是所有半导体器件的流入和流出电流所必需的。

3.2.1 金属-半导体接触的能带图

1. 金属和半导体的功函数

金属中的电子虽然可以在金属中自由运动,但绝大多数电子所处的能级都低于体外能级。因此,要使金属中的电子跃迁到金属外,就需要外界为其提供一定的能量,使其可以逸出。用 E_0 表示真空能级,金属的功函数示意图如图 3.12 所示。将金属的功函数定义为真空能级与费米能级的差值,即

$$W_m = E_0 - E_{fm} \quad (3.25)$$

功函数表示处于费米能级上的电子跃迁到真空能级上所需的能量。同理,半导体的功函数也可以定义为真空能级与费米能级的差值,即

$$W_s = E_0 - E_{fs} \quad (3.26)$$

N 型半导体的功函数示意图如图 3.13 所示。

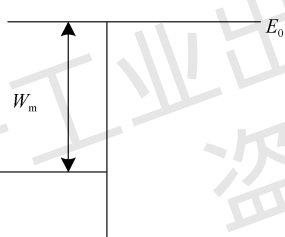


图 3.12 金属的功函数示意图

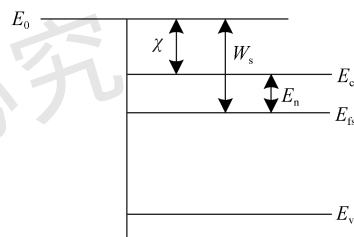


图 3.13 N 型半导体的功函数示意图

半导体的电子亲和能 χ 定义为真空能级与导带底能级的差值,即

$$\chi = E_0 - E_c \quad (3.27)$$

电子亲和能表示半导体导带底的电子跃迁到真空能级所需要的最小能量。利用电子亲和能的公式,半导体的功函数还可以表示为

$$W_s = \chi + [E_c - E_{fs}] = \chi + E_n \quad (3.28)$$

$$E_n = E_c - E_{fs} \quad (3.29)$$

半导体的功函数与杂质浓度的关系如表 3.1 所示。

表 3.1 半导体的功函数与杂质浓度的关系

半导体	电子亲和能/eV	功函数/eV					
		N 型 N_D/cm^{-3}			P 型 N_A/cm^{-3}		
		10^{14}	10^{15}	10^{16}	10^{14}	10^{15}	10^{16}
Si	4.05	4.37	4.31	4.25	4.87	4.93	4.99
Ge	4.13	4.43	4.37	4.31	4.51	4.57	4.63
GaAs	4.07	4.29	4.23	4.17	5.20	5.26	5.32

2. 肖特基势垒的形成

金属与 N 型半导体接触前的能带图如图 3.14 所示。当金属与 N 型半导体未接触时，金属与半导体的能带都是水平的，其中金属的功函数大于半导体的功函数。现在假设用导线将金属与半导体连接起来，由于金属的功函数大于半导体的功函数，且两者的真空能级均相等，因此金属的费米能级低于半导体的费米能级。在金属与半导体的距离逐渐缩小到原子间距这一过程中，半导体中的电子会通过导线向金属流动，使金属一侧带负电，其费米能级更接近导带底，而半导体一侧由于失去电子，则形成了由电离施主杂质形成的正电荷区域，半导体一侧带正电，能带向上弯曲，费米能级远离导带底。当系统处于平衡状态时，金属与半导体的费米能级相等，如图 3.15 所示。

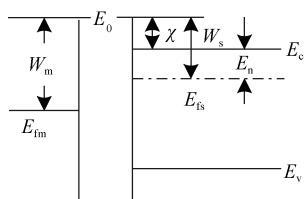


图 3.14 金属与 N 型半导体接触前的能带图

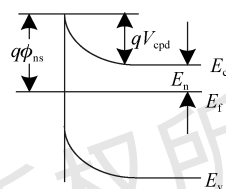


图 3.15 金属与 N 型半导体接触后的能带图

电中性条件要求金属表面的负电荷与半导体表面的正电荷大小相等，符号相反。由于金属中的电子浓度高，因此金属表面的空间电荷层很薄，但半导体中的施主浓度相较于金属中的电子浓度来说低很多，根据电荷量相等公式可知，施主浓度越低，空间电荷区就会越宽。因此，半导体的空间电荷层会更厚。

由图 3.15 可以得到，半导体一侧的势垒高度为

$$qV_{\text{cpd}} = -qV_s = W_m - W_s \quad (3.30)$$

$$\frac{W_s - W_m}{q} = V_s \quad (3.31)$$

金属一侧的势垒高度为

$$q\phi_{\text{ns}} = qV_{\text{cpd}} + E_n = -qV_s + E_n = W_m - W_s + E_n = W_m - \chi \quad (3.32)$$

一般将金属一侧的势垒称为肖特基势垒，相应的势垒高度称为肖特基势垒高度。

当金属与 N 型半导体接触时，若 $W_m > W_s$ ，即当金属的功函数大于半导体的功函数时，因为金属与半导体的真空能级相同，所以金属的费米能级低于半导体的费米能级，电子会向能级低的地方跃迁，即电子会沿着导线从半导体向金属流动，导致半导体一侧带正电荷，金属一侧带负电荷，电场方向由半导体内部指向表面。因此，靠近半导体表面的能带会向上弯曲。空间电荷区主要由电离施主组成，并且在平衡状态下，金属和半导体的费米能级相等，所以半导体表面的电子浓度低于内部的电子浓度。因此，该区域是高阻区域，称为 N 型阻挡层。

当金属与 N 型半导体接触时，若 $W_m < W_s$ ，即当金属的功函数小于半导体的功函数时，因为金属与半导体的真空能级相等，所以金属的费米能级高于半导体的费米能级，电子会沿着导线从金属向半导体流动，导致金属一侧带正电，半导体一侧带负电，电场方向由半导体表面指向内部。因此，靠近半导体表面的能带会向下弯曲，从而使半导体表面电子浓度高于内部电子浓度，该区域是高电导区域。这种由接触形成的接触电阻不会对电子从半

导体向金属一侧流动产生影响,通常将这种接触在半导体一侧形成的空间电荷区称为N型反阻挡层。图3.16所示为金属与N型半导体N型反阻挡层的能带图。

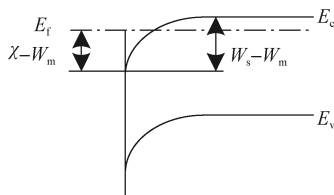


图 3.16 金属与 N 型半导体 N 型反阻挡层的能带图

当金属与P型半导体接触时,形成P型阻挡层与P型反阻挡层的条件正好与N型半导体相反,即当 $W_m > W_s$ 时,能带向上弯曲,形成P型反阻挡层;当 $W_m < W_s$ 时,能带向下弯曲,形成P型阻挡层。金属与P型半导体接触后的能带图如图3.17所示。表3.2列出了形成N型阻挡层与P型阻挡层的条件。

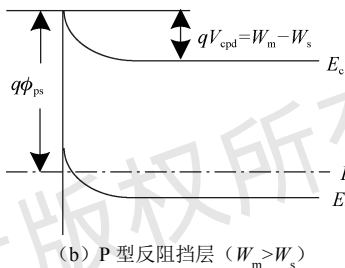
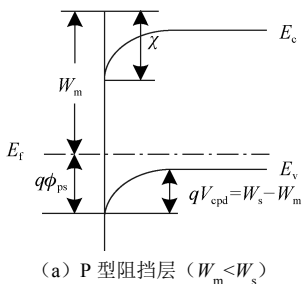


图 3.17 金属与 P 型半导体接触后的能带图

表 3.2 形成 N 型阻挡层与 P 型阻挡层的条件

条 件	金属与 N 型半导体接触	金属与 P 型半导体接触
$W_m > W_s$	N 型阻挡层	P 型反阻挡层
$W_m < W_s$	N 型反阻挡层	P 型阻挡层

3. 外加电压对肖特基势垒的影响

平衡状态下的肖特基势垒能带图如图3.18所示,金属与半导体具有相等的费米能级。在没有外加电压时,金属一侧带负电,半导体一侧带正电,肖特基接触界面存在一个电场,该电场方向由半导体指向金属,沿着电场方向电势降低,电子电势能升高,因此金属与半导体接触界面处的能带向上弯曲。当外加正向电压时,即在金属上外加正向电压 V ,相当于减弱了一部分内建电场的作用,使能带弯曲的程度减小,即从半导体流向金属一侧的电子数目增多,超过了从金属到半导体的电子数目,从而形成了从金属到半导体的正向电流,由于该电流是由半导体中的电子移动形成的,因此正向电流较大,并且外加正向电压越大,半导体一侧的势垒高度减小的程度就越大,正向电流就会越大。外加正向电压时肖特基势垒的能带图如图3.19所示。

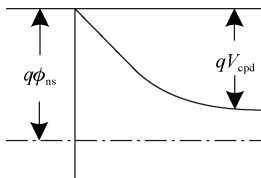


图 3.18 平衡状态下的肖特基势垒能带图

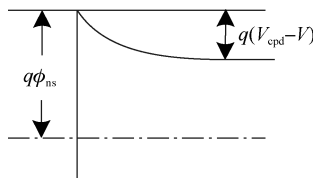


图 3.19 外加正向电压时肖特基势垒的能带图

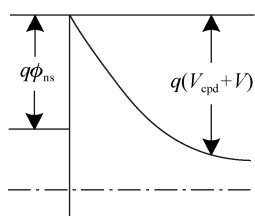


图 3.20 外加反向电压时肖特基势垒的能带图

外加反向电压时，平衡状态下内建电场的作用会增强，半导体一侧的势垒高度就会增大，从半导体流入金属的电子数目会减少，从金属流入半导体的电子数目占组成电流部分电子数目的较大比例，形成从半导体到金属的反向电流。外加反向电压时肖特基势垒的能带图如图 3.20 所示，从该图中可以看出，肖特基势垒不随外加电压的变化而变化，所以从金属到半导体的电子流是恒定的。当反向电压增大时，从半导体到金属的电流很小，可以忽略不计，所以反向电流就趋于饱和。以上讨论说明，外加正向电压时，电流很大，外加反向电压时，电流很小且趋于饱和，这样的特性类似于 PN 结的整流特性。

3.2.2 界面态对肖特基势垒的影响

由于肖特基势垒与金属的功函数和电子亲和能有关，对于同一种类的半导体，电子亲和能具有固定的数值，因此肖特基势垒主要由金属的功函数决定。但实际情况并非如此，大量的测试结果表明：不同的金属，虽然彼此之间的功函数相差很大，但它们的肖特基势垒高度却相差很小。上述结果表明，金属的功函数对肖特基势垒的影响并不大。这是因为在实际的肖特基二极管中，在界面处晶格的断裂会产生大量能量状态，称为界面态或表面态，其位于禁带内。表面态一般分为两类，分别为施主型表面态和受主型表面态。若能级被电子占据时呈电中性，放出电子后呈正电性，则该状态为施主型表面态；若能级放出电子后呈电中性，被电子占据时呈负电性，则该状态为受主型表面态。

假设在一个 N 型半导体表面存在表面态，对于大多数半导体来说，表面态位于距离价带顶约三分之一禁带宽度的能带处，在图 3.21 中为距离价带顶为 $q\phi_0$ 的能级。在该 N 型半导体中，费米能级高于表面态，因为费米能级以下的能带基本都被电子填充，所以表面态带负电。在这种情况下，半导体表面会存在一定的正电荷，这时存在一个电场，电场方向由半导体表面指向半导体内部。沿着电场方向电势降低，电子的电势能升高，从而形成电子的势垒，半导体一侧的势垒高度恰好使表面态上的负电荷与空间电荷区的正电荷数量相等。平衡状态下的能带图如图 3.21 所示。

如果表面态密度很大，那么只要费米能级比 $q\phi_0$ 高一点，表面态上就会积累大量负电荷，能带向上弯曲的程度会较大，当能带弯曲到一定程度时，费米能级就会与表面态重合，这时表面费米能级就会被钉扎在某一与金属无关的位置上，这时肖特基势垒高度称为被高表面态密度钉扎。存在高表面态密度时 N 型半导体肖特基接触的能带图如图 3.22 所示。

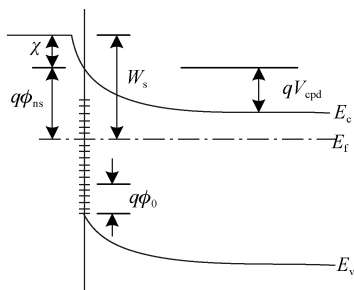


图 3.21 平衡状态下的能带图

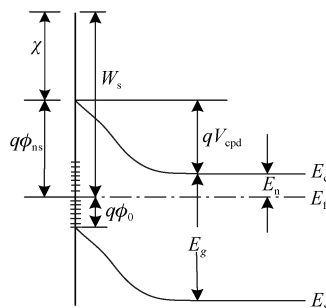


图 3.22 存在高表面态密度时 N 型半导体肖特基接触的能带图

3.2.3 镜像力对肖特基势垒的影响

在金属-真空系统中, 金属表面附近 x 处的电子会在金属上感应出正电荷。电子与感应电荷之间的吸引力等于位于 x 处的电子和位于 $-x$ 处的等量正电荷之间的静电引力, 这个正电荷称为镜像电荷 (见图 3.23), 静电引力称为镜像力。根据库仑引力可得镜像力为

$$F = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (3.33)$$

式中, ϵ_0 为真空的介电常数。当把电子从 x 处移至无穷远处时, 电场力所做的功为

$$\int_x^\infty F dx = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (3.34)$$

当半导体和金属接触时, 利用上面的结果, 将势能零点选在 E_{fm} 处, 由于镜像力的作用, 电子所具有的电势能为

$$\text{PE} = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x} - q|E|x \quad (3.35)$$

式中, ϵ_r 为半导体的相对介电常数; $-q|E|x$ 为不考虑镜像力影响的肖特基二极管电势能。在考虑镜像力的作用时, 在平衡状态下可以得到如图 3.24 所示的能量图。 $q\phi_{\text{ns}}$ 为不考虑镜像力的肖特基势垒高度, $q\Delta\phi$ 为肖特基势垒高度的降低量, $q\phi_{\text{B}}$ 为考虑镜像力的肖特基势垒高度。在镜像力的作用下, 电势能会在 x_{max} 处出现极大值。这个极大值发生在作用于电子的镜像力平衡的位置, 即式 (3.35) 取得极大值点, 相应公式为

$$\frac{d(\text{PE}(x))}{dx} = 0$$

计算上式得到最大势垒的位置 x_{max} 为

$$x_{\text{max}} = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r|E|}}$$

由上式可以看出, 镜像力可以使肖特基势垒高度的最大值向 x 轴的正方向移动, 并且会使肖特基势垒高度减小。

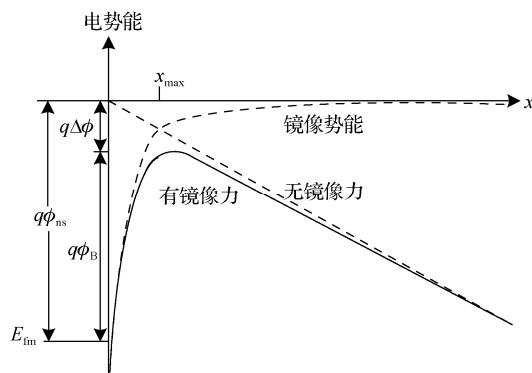


图 3.24 镜像力对肖特基势垒的影响

因此, 考虑镜像力时, 肖特基势垒高度的降低量为

$$q\Delta\phi = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon x_{\max}} - q|E|x_{\max} = -q\sqrt{\frac{q|E|}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \quad (3.36)$$

上式表明, 镜像力的存在会使肖特基势垒高度降低, 并且随着反向电压的增大, 肖特基势垒高度的降低量也随之增加。肖特基势垒高度降低, 从半导体流入金属的电子数目增多, 这会使反向电流增大, 并且随着反向电压的增大而增大。

3.2.4 金属-半导体接触整流理论

1. 扩散理论

对于 N 型阻挡层, 当空间电荷区宽度比电子的平均自由程大很多时, 电子在跨越空间电荷区时会发生多次碰撞, 这样的阻挡层称为厚阻挡层。扩散理论是适用于厚阻挡层的理论。由于空间电荷区存在电场, 载流子存在漂移运动, 因此在计算流过空间电荷区的电流时, 应该既考虑扩散电流, 又考虑漂移电流, 即总电流为漂移电流和扩散电流之和。在空间电荷区中, 根据空间电荷区近似理论, 自由载流子几乎完全扩散掉, 空间电荷完全由电离杂质电荷组成。图 3.25 所示为 N 型半导体中的空间电荷区, 其中, x_d 表示空间电荷区宽度。

根据热扩散理论得到肖特基二极管的电流密度: 当 $V > 0$, 并且 $qV \gg k_0T$ 时, 有 $J = J_{sd} \exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right)$; 当 $V < 0$, 并且 $|qV| \gg k_0T$ 时, 有 $J = -J_{sd}$, 其中, J_{sd} 表示反向饱和电流。

因为 J_{sd} 随外加电压的变化而变化, 所以反向电流并不饱和。根据扩散理论可以得到图 3.26 所示的金属-半导体接触伏安特性曲线。

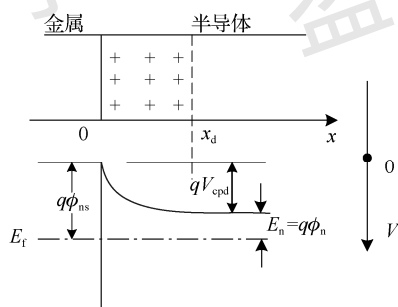


图 3.25 N 型半导体中的空间电荷区

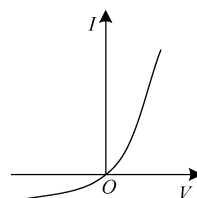


图 3.26 金属-半导体接触伏安特性曲线

扩散理论适用于氧化铜这种载流子迁移率较小的半导体。

2. 热电子发射理论

当 N 型阻挡层很薄时, 电子的平均自由程远大于势垒高度, 扩散理论不再适用。在这种情况下, 电子在空间电荷区中发生的碰撞可以被忽略, 电流的大小主要取决于势垒高度, 电流包括从半导体内部跨越势垒流入金属形成的电流和从金属流入半导体的电流。因此, 电流的计算可以归结为跨越势垒的载流子数目的计算。上述描述就是热电子发射理论。

此处仍旧以 N 型阻挡层为例进行讨论, 并且假设势垒高度 $-q(V_s)_0 \gg k_0T$, 因为从半导体内部跨越势垒流入金属的电子总量只占半导体中电子数目的很小的一部分, 所以可以假

设半导体中的电子浓度为常数。这里涉及的半导体仍然为非简并半导体。

若规定电流的正方向为从金属到半导体，则从半导体到金属的电子流所形成的电流密度为

$$\begin{aligned}
 J_{s \rightarrow m} &= qn_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_z \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \int_{v_{x0}}^{\infty} v_x \exp \left[-\frac{m_n^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_0 T} \right] dv_x \\
 &= qn_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{m_n^* v_z^2}{2k_0 T} \right) dv_z \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{m_n^* v_y^2}{2k_0 T} \right) dv_y \int_{v_{x0}}^{\infty} v_x \exp \left(-\frac{m_n^* v_x^2}{2k_0 T} \right) dv_x \\
 &= qn_0 \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{m_n^* v_{x0}^2}{2k_0 T} \right) \\
 &= \frac{qm_n^* k_0^2}{2\pi^2 \hbar^3} T^2 \exp \left(-\frac{E_c - E_f}{k_0 T} \right) \exp \left[\frac{q(V_s)_0 + qV}{k_0 T} \right] \\
 &= \frac{qm_n^* k_0^2}{2\pi^2 \hbar^3} T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right) \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) \\
 &= A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right) \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right)
 \end{aligned} \tag{3.37}$$

其中，

$$A^* = \frac{qm_n^* k_0^2}{2\pi^2 \hbar^3} \tag{3.38}$$

称为有效理查森数。热电子向真空中发射的理查森数是 $A = qm_0 k_0^2 / 2\pi^2 \hbar^3 = 120 \text{A}(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^2)$ 。

电子从金属到半导体跨越的势垒高度是肖特基势垒高度，且不随外加电压的变化而变化。因此，从金属到半导体的电子流所形成的电流密度 $J_{m \rightarrow s}$ 是常数，它应与热平衡状态下的 $J_{s \rightarrow m}$ 大小相等，方向相反，即

$$J_{m \rightarrow s} = -J_{s \rightarrow m} \Big|_{V=0} = -A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right) \tag{3.39}$$

式中， ϕ_{ns} 为肖特基势垒高度。

因此，总电流密度为

$$\begin{aligned}
 J &= J_{s \rightarrow m} + J_{m \rightarrow s} = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) - 1 \right] \\
 &= J_{sT} \left[\exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) - 1 \right]
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

其中，

$$J_{sT} = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right) \tag{3.41}$$

由于 Ge、Si、GaAs 具有较高的载流子迁移率，因此在室温下，这些半导体的肖特基势垒中的电流输运机构主要是多子的热电子发射。

3.2.5 肖特基二极管与 PN 结二极管的比较

1. 高的工作频率和开关速度

对 PN 结外加正向电压时, N 区中的电子流入 P 区, P 区中性区积累了一定量的电子, 同理, P 区中的空穴流入 N 区, N 区中性区积累了一定量的空穴, 上述电子和空穴对于 P 区和 N 区来说都是少数, 它们存储在中性区。对 PN 结外加反向电压时, 在正向电压下, 存储在中性区的非平衡载流子不能立即被抽走, 这影响了 PN 结的开关速度。而肖特基二极管的正向电流主要由半导体中的多子进入金属形成, 没有少数存储效应。因而, 肖特基二极管具有比 PN 结二极管更高的工作频率特性。

2. 大的反向饱和电流和小的正向导通电压

多子电流大于少数电流, 即肖特基二极管的反向饱和电流大于 PN 结二极管的反向饱和电流。同时根据肖特基二极管扩散理论和热电子发射理论推导得出的电流密度方程和 PN 结二极管的电流密度方程可得, 肖特基二极管较 PN 结二极管具有更小的正向导通电压。肖特基二极管和 PN 结二极管在正向电压下的电流-电压特性如图 3.27 所示。

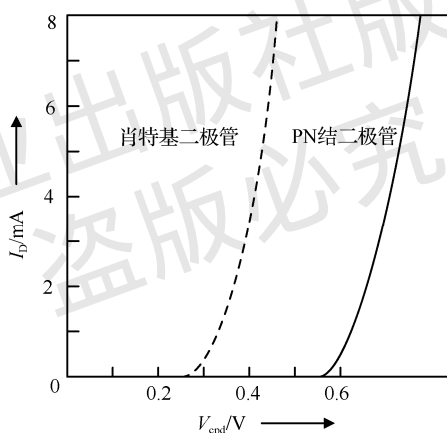


图 3.27 肖特基二极管和 PN 结二极管在正向电压下的电流-电压特性

3.2.6 欧姆接触

金属与半导体接触时可以形成非整流接触, 即欧姆接触。欧姆接触是指: 不产生明显的附加阻抗, 而且不会使半导体内部的平衡载流子浓度发生显著的改变。理想欧姆接触的电阻与半导体的电阻相比应该很小, 当有电流流过时, 欧姆接触上的电压降应当远小于半导体本身的电压降, 这种接触不影响半导体的电流-电压特性。在实际中, 欧姆接触有重要的应用。半导体一般都要利用金属电极输入或输出电流, 这就要求在金属和半导体之间形成良好的欧姆接触。在超高频和大功率器件中, 欧姆接触是设计和制造中的关键问题之一。

在不考虑表面态的影响时, 金属与半导体接触可以形成反阻挡层, 而反阻挡层没有整流作用, 如果选用适当的金属材料, 就可能得到欧姆接触。目前, 在实际中, 主要利用隧道效应的原理在半导体上制造欧姆接触。

重掺杂的 PN 结可以产生很大的隧道电流。当金属与半导体接触时, 如果半导体的掺杂浓度很高, 那么空间电荷区的宽度会变得很小, 电子也会通过隧道效应贯穿势垒产生相当大的隧道电流, 甚至超过热电子发射电流而成为电流的主要部分。当隧道电流占主导地位时, 它的接触电阻可以很小, 形成欧姆接触。因此, 当半导体重掺杂时, 它与金属的接触可以形成接近理想的欧姆接触。

3.3 半导体异质结

上文讨论过的 PN 结, 是通过在同一块半导体单晶进行相反类型的掺杂获得的。一般的 PN 结由于导电类型不同, 其两侧是用同一种材料制作的, 这样的 PN 结称为同质结。如果采用不同的半导体单晶制作 PN 结, 那么这种 PN 结称为异质结。许多元素半导体、IIIA-VA 族、IIA-VIA 族、IVA-IVA 族化合物半导体都可以组成异质结。异质结两边的导电类型仍然由掺杂决定。掺杂类型相同的异质结称为同型异质结, 如由 N 型掺杂的 Ge 与 N 型掺杂的 GaAs 组成的同型异质结。而掺杂类型相反的异质结称为异型异质结, 如由 P 型掺杂的 Si 与 N 型掺杂的 GaP 组成的 PN 结。

异质结的概念早在 1951 年就被提出, 但是由于工艺方面的困难, 人们对异质结的研究仅停留于理论研究阶段。1957 年, 克罗默指出由导电类型相反的两种不同的半导体单晶制作的异质结, 比同质结具有更高的注入效率。自此研究者发现将两种禁带宽度及其他特性不相同的材料结合, 会使得异质结具有一系列同质结没有的特性, 也能获得某些同质结所不具备的功能。异质结取得工艺上的突破发生在 20 世纪 60 年代初期, 人们第一次通过气相外延技术成功制作出异质结。1969 年关于第一次制成异质结二极管的报告被发表, 到 20 世纪 70 年代, 液相外延、金属有机化学气相沉积和分子束外延等先进的材料生长方法相继出现, 使异质结工艺日趋完善。

本节主要讨论半导体异质结的能带结构、平衡状态下半导体异质结的特性、半导体异质结的电流-电压特性及注入特性、半导体异质结量子阱结构与应变异质结结构的相关内容。

说明: 本节采用大写字母 N 或 P 表示异质结中禁带宽度较大的材料的导电类型, 小写字母 n 或 p 表示异质结中禁带宽度较小的材料的导电类型。

3.3.1 半导体异质结的能带结构

对半导体异质结的能带结构进行研究是对半导体异质结基本特性进行研究的基础。在不考虑两种半导体接触界面态的前提下, 任何异质结的能带图都取决于两种半导体的电子亲和能、禁带宽度及功函数。类似于同质结的概念, 异质结分为突变异质结和缓变异质结两种。突变异质结是指从一种半导体向另一种半导体的过渡只发生于几个原子距离范围内, 缓变异质结是指该过渡发生于几个扩散长度范围内。自此, 异质结便可分为四类: 同型突变异质结、同型缓变异质结、异型突变异质结、异型缓变异质结。以下主要针对异型突变异质结的能带结构进行探讨。

1. 理想异型突变异质结的能带图

所谓理想异型突变异质结, 是指两种半导体在接触界面上形成突变接触, 接触界面无

界面态，半导体之间也不存在偶极层和夹层。异型突变异质结分为 Pn 型突变异质结和 pN 型突变异质结，下文以 pN 型突变异质结为例对异型突变异质结的能带图进行分析。

pN 型突变异质结形成前的平衡状态能带图如图 3.28 (a) 所示。两种半导体接触前 p 型半导体的费米能级低于 N 型半导体的费米能级，接触后由于两者的费米能级不相同，因此会发生电荷转移现象既而拉平费米能级来达到平衡状态。电子将从 N 型半导体流向 p 型半导体，空穴则以与电子流动方向相反的方向流动，直至形成如图 3.28 (b) 所示的 pN 型突变异质结的平衡状态能带图。在上述过程进行的同时，N 型半导体和 p 型半导体交界面将分别形成正、负空间电荷区，正、负空间电荷将形成内建电场，使电子在空间电荷区中各点有附加电势能，从而使能带发生弯曲，能带的弯曲量也是真空电子能级的弯曲量，即

$$qV_{\text{cpd}} = qV_{\text{cpd1}} + qV_{\text{cpd2}} = E_{\text{F2}} - E_{\text{F1}} \quad (3.42)$$

式中， V_{cpd} 为接触电势差，它等于两种半导体的功函数之差，由交界面的 p 型半导体和 N 型半导体中的内建电势差共同组成，即 $V_{\text{cpd}} = V_{\text{cpd1}} + V_{\text{cpd2}}$ ，而 V_{cpd1} 和 V_{cpd2} 分别为两种半导体交界面两侧的 p 型半导体和 N 型半导体中的内建电势差。

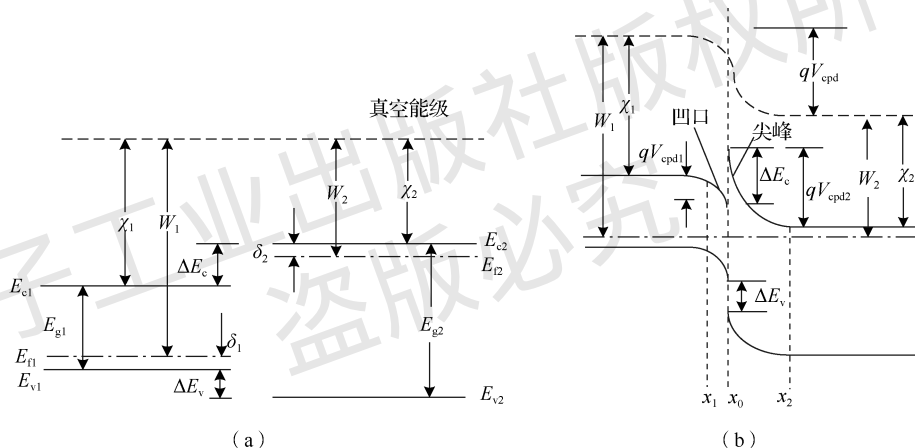


图 3.28 pN 型突变异质结形成前和形成后的平衡状态能带图

观察图 3.28 (b) 所示的能带图不难发现，与同质结的能带弯曲情况相比，异质结两边能带无法对齐，即能带不连续，出现了能带的突变。具体而言，N 型半导体的导带底和价带顶的弯曲量为 qV_{cpd2} ，导带底在交界面形成向上的尖峰，p 型半导体的导带底和价带顶的弯曲量为 qV_{cpd1} ，导带底在交界面形成向下的凹口，两种半导体的导带底在交界面的突变量为

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 \quad (3.43)$$

类似地，价带顶也存在着突变，突变量为

$$\Delta E_v = (E_{g2} - E_{g1}) - (\chi_1 - \chi_2) \quad (3.44)$$

且有

$$\Delta E_c + \Delta E_v = E_{g2} - E_{g1} \quad (3.45)$$

以上三个公式对所有突变异质结普遍适用。导带底和价带顶的突变量被称为导带带阶和价带带阶，也就是所谓的安德森定则。根据导带带阶和价带带阶的概念对理想异型突变异质结能带图进行分析很有意义。

2. 理想同型突变异质结的能带图

由两种导电类型相同的不同半导体组成的突变异质结就是同型突变异质结，它可分为 nN 型突变异质结和 pP 型突变异质结。与异型突变异质结不同的是，同型突变异质结中两种半导体交界面两侧的载流子类型相同，因此交界面两侧的势垒不能都看成是耗尽的，必有一侧存在载流子的积累，并且积累的载流子会在交界面处形成电荷分布，从而对整体的电荷平衡和电势分布产生贡献。下文对同型突变异质结的能带图进行分析。

图 3.29 (a) 所示为 nN 型突变异质结形成前的平衡状态能带图，图 3.29 (b) 所示为 nN 型突变异质结形成后的平衡状态能带图。当两种半导体接触时，由于宽禁带的 N 型半导体的费米能级高于窄禁带的 n 型半导体的费米能级，因此电子从 N 型半导体流入 n 型半导体，n 型半导体一侧界面形成了电子的积累层，而另一侧界面形成了空间电荷区。类似地，图 3.30 也展示了 pP 型突变异质结的平衡状态能带图，由该图可见，同型突变异质结根据两种半导体的禁带宽度、电子亲和能和功函数等的不同，呈现了不同的能带界面。

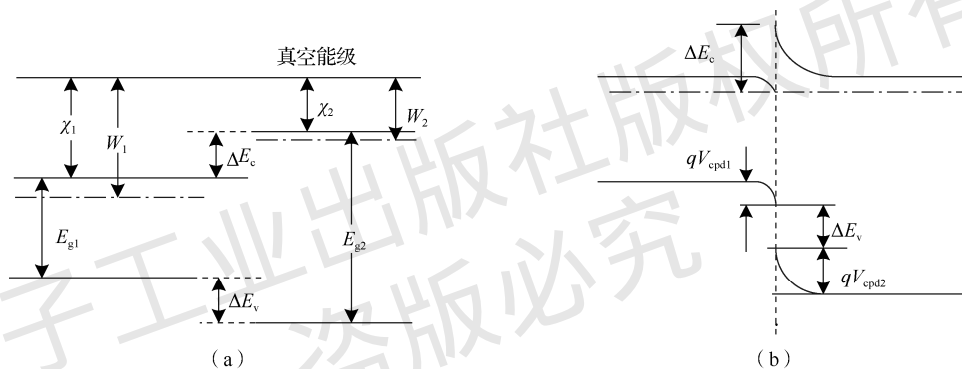


图 3.29 nN 型突变异质结形成前和形成后的平衡状态能带图

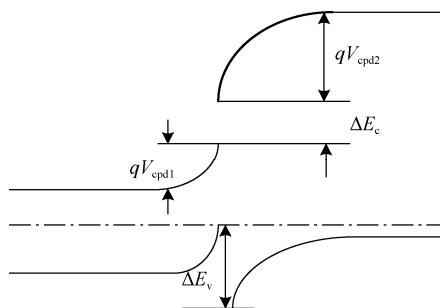


图 3.30 pP 型突变异质结的平衡状态能带图

以上突变异质结的平衡状态能带图是在安迪生于 1962 年假设肖克莱 PN 结理论同样适用的情况下做出来的，故称为安迪生-肖克莱模型。

3. 考虑界面态时的能带图

界面态的产生主要是由于异质结的两种半导体的晶格常数不同。当这两种半导体结合时，不可避免地会出现一些不配对的键，这些键被称为悬挂键。这些悬挂键排列起来可能会形成刃型位错缺陷，如图 3.31 所示。

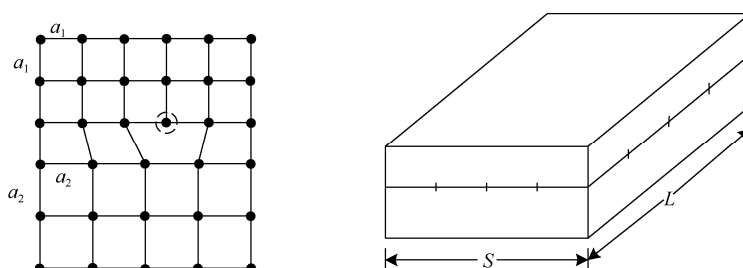


图 3.31 刃型位错缺陷

组成异质结的两种半导体的晶格常数的差别可以用晶格失配量来描述, 其定义为

$$\frac{a_2 - a_1}{\frac{1}{2}(a_2 + a_1)} = \frac{\Delta a}{a} \quad (3.46)$$

式中, a_2 和 a_1 分别为两种半导体的晶格常数。表 3.3 列出了几种半导体异质结的晶格失配。要想得到比较理想的异质结, 首先应该选择晶格失配量小的半导体。对于特定的器件, 同时还应考虑禁带宽度等其他因素。

表 3.3 几种半导体异质结的晶格失配

异 质 结	晶格常数 $a/\text{\AA}$	晶格失配量	异 质 结	晶格常数 $a/\text{\AA}$	晶格失配量
Ge-Si	5.6575~5.4307	4.1%	Si-GaAs	5.4307~5.6531	4%
Ge-InP	5.6575~5.8687	3.7%	Si-GaP	5.4307~5.4505	0.36%
Ge-GaAs	5.6575~5.6531	0.08%	InSb-GaAs	6.4787~5.6531	13.6%
Ge-GaP	5.6575~5.4505	3.7%	GaAs-GaP	5.6531~5.4505	3.6%
Ge-CdTe	5.6575~6.477	13.5%	GaP-AlP	5.4505~5.451	0.01%

界面态能级对能带图的影响与界面态密度的大小和界面态的性质有关。当界面态密度较小时, 无论界面态能级的类型是施主型还是受主型, 都不影响异质结能带图的基本形状。但当界面态密度较大时, 界面态能级上的电荷虽然不影响能带弯曲的方向, 但已能显著地改变某一侧空间电荷区的厚度和势垒高度, 能带弯曲的方向将受界面电荷的影响。以金刚石结构的晶体为例, 根据表面能级理论计算求得, 当金刚石结构的晶体表面能级密度在 10^{12}cm^{-2} 以上时, 表面的费米能级约位于禁带宽度的 $1/3$ 处, 如图 3.32 所示。该结论是由巴丁等得到的, 故称其为巴丁极限。

对于 p 型半导体, 悬挂键起施主作用, 表面态接受空穴带正电, 表面积累电子, 因此 p 型半导体接触面处的能带向下弯曲, 与其紧邻的 n 型半导体表面积累电子, n 型半导体接触面处的能带也向下弯曲, 无论是 pn、np 异型突变异质结还是 pp 同型突变异质结, 接触面处的能带均向下弯曲, 如图 3.33 (a) ~ 图 3.33 (c) 所示。对于 n 型半导体, 悬挂键起受主作用, 表面态接受电子带负电, 表面积累空穴, 因此 n 型半导体接触面处的能带向上弯曲, 与其紧邻的 p 型半导体表面积累空穴, p 型半导体接触面处的能带也向上弯曲, 无论是 pn、np 异型突变异质结还是 nn 同型突变异质结, 接触面处的能带均向上弯曲, 如图 3.33 (d) ~ 图 3.33 (f) 所示。

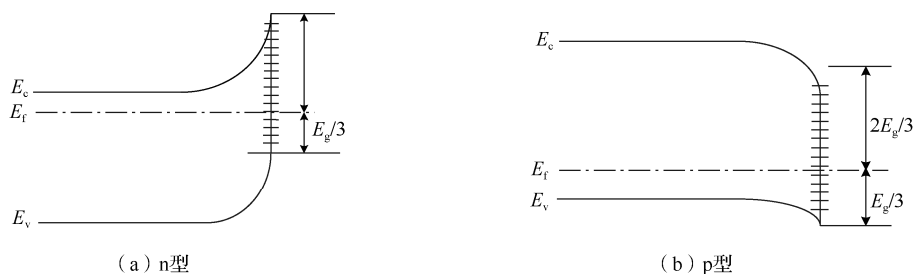


图 3.32 表面能级密度大的半导体能带图

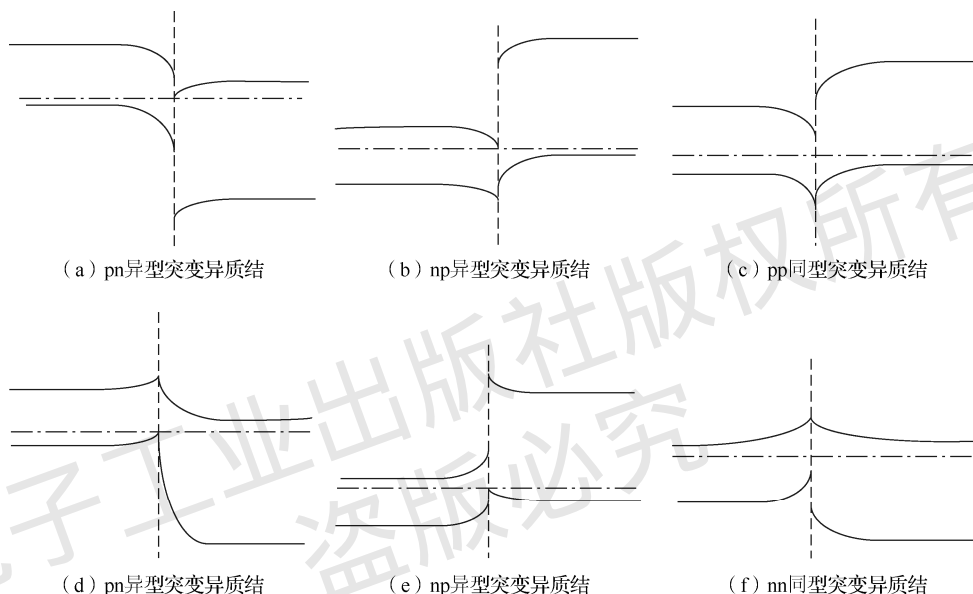


图 3.33 考虑界面态影响后异质结的能带示意图

3.3.2 平衡状态下半导体异质结的特性

通过上文对 PN 结的分析可知,人们可根据能带图计算出 PN 结的内建电场、接触电势差、势垒电容等特性。同样,异质结的内建电场、接触电势差、势垒电容等特性也可以根据能带图轻松获得。下面对 pN 型突变异质结的内建电场、接触电势差、势垒宽度、势垒电容进行计算和分析。

从基本的泊松方程出发,有

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (3.47)$$

式中, E 为电场强度; $\rho(x)$ 为某一位置处的电荷密度; ε 为半导体的介电常数。根据电场强度 E 和电势 V 的关系 $E = -dV(x)/dx$, 泊松方程可以表示为

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad (3.48)$$

因为空间电荷区没有自由载流子,只有完全离化了的杂质电荷,所以 $\rho(x)$ 为

$$\begin{cases} \rho(x) = -qN_A, & x_1 < x < x_0 \\ \rho(x) = qN_D, & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3.49)$$

式中, q 为电子电荷量; N_A 和 N_D 分别为窄禁带 p 区的受主杂质浓度和宽禁带 N 区的施主杂质浓度; x_1 和 x_2 分别为窄禁带 p 区的空间电荷区边界和宽禁带 N 区的空间电荷区边界。将式 (3.49) 代入式 (3.48) 中, 得到

$$\begin{cases} \frac{d^2 V_1(x)}{dx^2} = \frac{qN_A}{\varepsilon_1}, & x_1 < x < x_0 \\ \frac{d^2 V_2(x)}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_2}, & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3.50)$$

式中, ε_1 和 ε_2 分别为窄禁带半导体和宽禁带半导体的介电常数, 对式 (3.50) 积分可得

$$\begin{cases} E_1(x) = -\frac{dV_1(x)}{dx} = -\int \frac{d^2 V_1(x)}{dx^2} dx = -\int \frac{qN_A}{\varepsilon_1} dx = -\frac{qN_A}{\varepsilon_1} x + c_1, & x_1 < x < x_0 \\ E_2(x) = -\frac{dV_2(x)}{dx} = -\int \frac{d^2 V_2(x)}{dx^2} dx = +\int \frac{qN_D}{\varepsilon_2} dx = \frac{qN_D}{\varepsilon_2} x + c_2, & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3.51)$$

由于空间电荷区边界处电场强度为零, 因此当 $x = x_1$ 时, $E_1 = 0$; 当 $x = x_2$ 时, $E_2 = 0$ 。将边界条件代入式 (3.51) 中, 得到常数 c_1 和 c_2 , 即

$$c_1 = \frac{qN_A}{\varepsilon_1} x_1, \quad c_2 = -\frac{qN_D}{\varepsilon_2} x_2$$

将两个常数代入式 (3.51) 中, 得到异质结的电场强度为

$$\begin{cases} E_1(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_1} (x - x_1), & x_1 < x < x_0 \\ E_2(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon_2} (x_2 - x), & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3.52)$$

图 3.34 pN 型突变异质结的电场分布

对电场强度再次积分, 求得电势分布为

$$\begin{cases} V_1(x) = -\int E_1(x) dx = \int \frac{qN_A}{\varepsilon_1} (x - x_1) dx = \frac{qN_A}{\varepsilon_1} \left(\frac{1}{2} x^2 - x_1 x \right) + c'_1, & x_1 < x < x_0 \\ V_2(x) = -\int E_2(x) dx = \int \frac{qN_D}{\varepsilon_2} (x_2 - x) dx = \frac{qN_D}{\varepsilon_2} \left(x_2 x - \frac{1}{2} x^2 \right) + c'_2, & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3.53)$$

在平衡状态下, 窄禁带 p 区接触电势差 $V_{cpd1} = V_1(x_0) - V_1(x_1)$, 宽禁带 N 区接触电势差 $V_{cpd2} = V_2(x_2) - V_2(x_0)$, 由于电势连续, 因此 PN 结界面处 $V_1(x_0) = V_2(x_0)$, 而总的接触电势差满足

$$V_{cpd} = V_{cpd1} + V_{cpd2} = V_2(x_2) - V_1(x_1) \quad (3.54)$$

选择窄禁带一侧空间电荷区以外的电势为基准, 此时当 $x = x_1$ 时, $V_1 = 0$; 当 $x = x_2$ 时, $V_2 = V_{cpd}$, 将此边界条件代入式 (3.53) 中, 得到

$$c'_1 = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\varepsilon_1} x_1^2, \quad c'_2 = V_{cpd} - \frac{1}{2} \frac{qN_D}{\varepsilon_2} x_2^2$$

将计算得到的常数代入式 (3.53) 中, 得到

$$\begin{cases} V_1(x) = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\varepsilon_1} (x - x_1)^2, & x_1 < x < x_0 \\ V_2(x) = V_{\text{cpd}} - \frac{1}{2} \frac{qN_D}{\varepsilon_2} (x - x_2)^2, & x_0 < x < x_2 \end{cases} \quad (3.55)$$

这样，可以得到窄禁带 p 区的接触电势差和宽禁带 N 区的接触电势差为

$$\begin{cases} V_{\text{cpd1}} = V_1(x_0) - V_1(x_1) = V_1(x_0) = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\varepsilon_1} (x_0 - x_1)^2 \\ V_{\text{cpd2}} = V_2(x_2) - V_2(x_0) = V_{\text{cpd}} - V_2(x_0) = V_{\text{cpd}} - \left[V_{\text{cpd}} - \frac{1}{2} \frac{qN_D}{\varepsilon_2} (x_2 - x_0)^2 \right] = \frac{1}{2} \frac{qN_D}{\varepsilon_2} (x_2 - x_0)^2 \end{cases} \quad (3.56)$$

总的接触电势差为

$$V_{\text{cpd}} = V_{\text{cpd1}} + V_{\text{cpd2}} = \frac{1}{2} \frac{qN_A}{\varepsilon_1} (x_0 - x_1)^2 + \frac{1}{2} \frac{qN_D}{\varepsilon_2} (x_2 - x_0)^2 \quad (3.57)$$

根据电中性条件 $qN_A(x_0 - x_1) = qN_D(x_2 - x_0)$ ，得到

$$\frac{x_0 - x_1}{x_2 - x_0} = \frac{N_D}{N_A} \quad (3.58)$$

和同质结相似，异质结的空间电荷区宽度和杂质浓度成反比，空间电荷区主要在轻掺杂一侧展宽，将式 (3.58) 代入式 (3.56) 中，得到

$$\frac{V_{\text{cpd1}}}{V_{\text{cpd2}}} = \frac{N_A \varepsilon_2 (x_0 - x_1)^2}{N_D \varepsilon_1 (x_2 - x_0)^2} = \frac{N_D \varepsilon_2}{N_A \varepsilon_1} \quad (3.59)$$

由此可见，势垒也主要落在轻掺杂一侧。结合式 (3.59) 和式 (3.54)，得到

$$\begin{cases} V_{\text{cpd1}} = \frac{N_D \varepsilon_2}{N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2} V_{\text{cpd}} \\ V_{\text{cpd2}} = \frac{N_A \varepsilon_1}{N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2} V_{\text{cpd}} \end{cases} \quad (3.60)$$

结合式 (3.60) 和式 (3.56) 得到窄禁带 p 区的空间电荷区宽度和宽禁带 N 区的空间电荷区宽度，即

$$\begin{cases} x_0 - x_1 = \left(\frac{2\varepsilon_1 V_{\text{cpd1}}}{qN_A} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_D}{qN_A (N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2)} V_{\text{cpd}} \right]^{\frac{1}{2}} \\ x_2 - x_0 = \left(\frac{2\varepsilon_2 V_{\text{cpd2}}}{qN_D} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_A}{qN_D (N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2)} V_{\text{cpd}} \right]^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (3.61)$$

当 pN 型突变异质结外加电压 V_a （外加正向电压时 $V_a > 0$ ，外加反向电压时 $V_a < 0$ ）时，窄禁带 p 区的空间电荷区宽度和宽禁带 N 区的空间电荷区宽度变为

$$\begin{cases} x_0 - x_1 = \left(\frac{2\varepsilon_1 V_{\text{cpd}}}{qN_A} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_D}{qN_A (N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2)} (V_{\text{cpd}} - V_a) \right]^{\frac{1}{2}} \\ x_2 - x_0 = \left(\frac{2\varepsilon_2 V_{\text{cpd}}}{qN_D} \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_A}{qN_D (N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2)} (V_{\text{cpd}} - V_a) \right]^{\frac{1}{2}} \end{cases} \quad (3.62)$$

总的空间电荷区宽度为

$$(x_0 - x_1) + (x_2 - x_0) = \left[\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2(N_A + N_D)^2}{qN_A N_D (N_A \varepsilon_1 + N_D \varepsilon_2)} V_{\text{cpd}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.63)$$

空间电荷区的总电荷为

$$Q = qN_A(x_0 - x_1) = qN_D(x_2 - x_0) = \left[\frac{2qN_A N_D \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 N_A + \varepsilon_2 N_D} (V_{\text{cpd}} - V_a) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.64)$$

因此，单位面积异质结的电容为

$$C = \left| \frac{dQ}{dV_a} \right| = \left[\frac{qN_A N_D \varepsilon_1 \varepsilon_2}{2(\varepsilon_1 N_A + \varepsilon_2 N_D)} \frac{1}{V_{\text{cpd}} - V_a} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.65)$$

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(\varepsilon_1 N_A + \varepsilon_2 N_D)(V_{\text{cpd}} - V_a)}{qN_A N_D \varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad (3.66)$$

$$\frac{d(1/C^2)}{dV_a} = -\frac{2(\varepsilon_1 N_A + \varepsilon_2 N_D)}{qN_A N_D \varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad (3.67)$$

由式 (3.66) 可得， $1/C^2$ 和 V_a 之间存在线性关系，可以根据直线在电压轴上的截距求得势垒高度。和同质结一样，如果异质结两侧掺杂水平悬殊，那么可以根据该直线的斜率求出轻掺杂一侧的掺杂浓度。

由式 (3.56) 可以看出，势垒在界面两侧呈抛物线形状，这点和同质结相似，唯一不同之处在于宽禁带一侧出现了一个尖峰，而窄禁带一侧出现了一个能谷（阱），尖峰起到了限制载流子的作用，阻止电子向宽禁带一侧运动，尖峰在势垒上的位置由两侧半导体的相对掺杂浓度决定，有可能出现如图 3.35 所示的几种情况：当宽禁带掺杂比窄禁带掺杂少得多时，势垒主要落在宽禁带，如图 3.35 (a) 所示；当两边掺杂相差不大时，势垒尖峰在平衡时并不露出 p 区的导带底，但在外加正向电压时有可能影响载流子的输运，如图 3.35 (b) 所示；当窄禁带掺杂远远少于宽禁带掺杂时，势垒主要落在窄禁带，尖峰靠近势垒的根部，如图 3.35 (c) 所示。

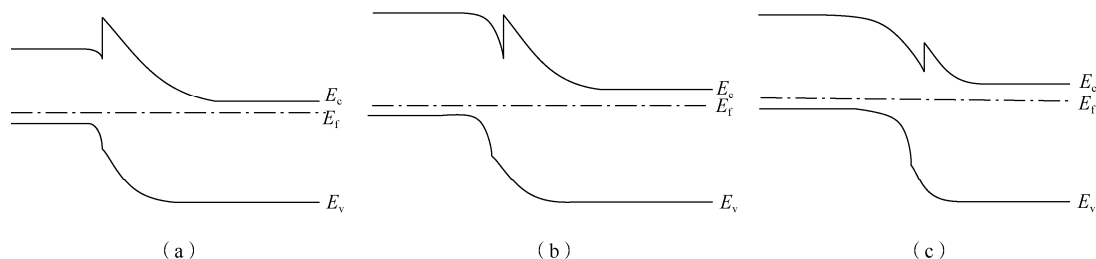


图 3.35 异质结能带图上几种可能的尖峰位置

以上讨论的是 pN 型突变异质结的情况，如果是 Pn 型突变异质结，即 P 型半导体为宽禁带，n 型半导体为窄禁带，那么其能带图如图 3.36 所示。此时势垒的尖峰会出现在价带，也就是对空穴起限制作用。

当然，异型突变异质结的能带图远不止以上两种，按照不同半导体不同电子亲和能、费米能级及功函数的组合，可以得到不下十种异型突变异质结的能带图。图 3.37 列举了其

中常见的四种异型突变异质结能带图，分析方法都与本节的 pN 型突变异质结类似。

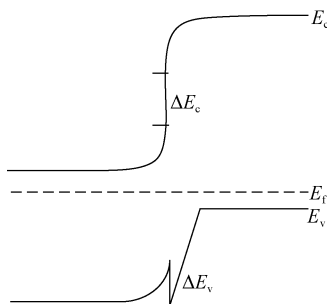


图 3.36 Pn 型突变异质结的能带图

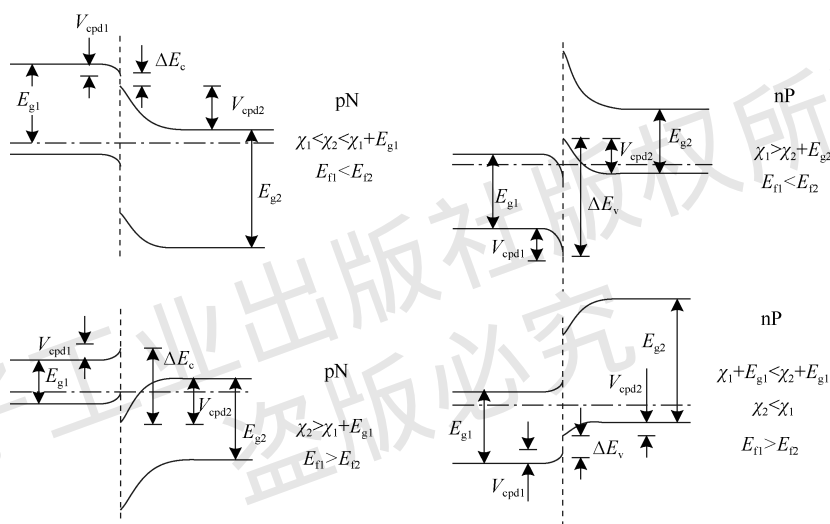


图 3.37 常见的四种异型突变异质结能带图

3.3.3 半导体异质结的电流-电压特性及注入特性

1. 异质结的电流-电压特性

由于异质结两种半导体界面处能带不连续，存在势垒尖峰及势阱，且存在界面态，因此异质结的电流-电压特性比同质结要复杂得多。目前提出的异质结中的电流输运模型有扩散模型、发射模型、发射-复合模型、隧穿模型等。

首先建立理想突变异质结模型，假设其满足以下四个条件：①小注入条件——注入的少数浓度比平衡状态多数浓度小得多；②突变空间电荷区近似——外加电压和接触电势差落在空间电荷区，空间电荷区由电离施主和电离受主组成，空间电荷区外的半导体呈电中性，注入的少数在 P 区和 N 区为纯扩散模型；③空间电荷区的电子和空穴为常数，空间电荷区无载流子的产生和复合；④空间电荷区边界载流子满足玻尔兹曼分布。

pN 型突变异质结在导带底存在两种尖峰，如图 3.38 所示。当 pN 型突变异质结存在低势垒尖峰时，N 区的电子可以越过低势垒尖峰进入 p 区，异质结电流主要由扩散机制决定。当 pN 型突变异质结存在高势垒尖峰时，只有 N 区的电子能量高于高势垒尖峰时，它才可

以通过发射机制进入 p 区，异质结电流主要由发射机制决定。接下来分别对两种势垒尖峰对应的不同机制的电流密度进行计算。这里需要说明的是，公式中下角标 1 代表窄禁带 p 区，下角标 2 代表宽禁带 N 区，下角标 0 代表平衡状态。

$$qV_{\text{cpd1}} + qV_{\text{cpd2}} - \Delta E_c = qV_{\text{cpd}} - \Delta E_c \quad (3.68)$$

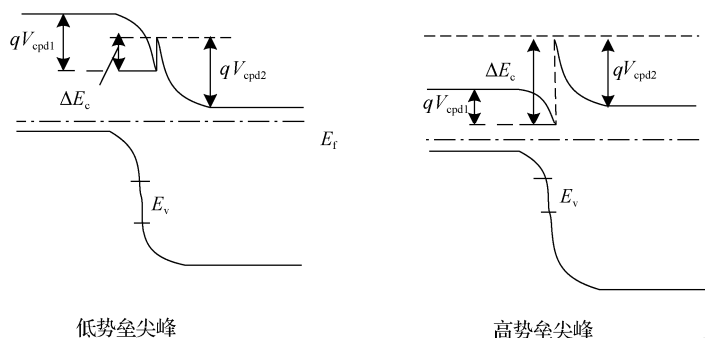


图 3.38 pN 型突变异质结存在的尖峰

电流密度的计算流程是，需要根据准费米能级计算从空间电荷区边界注入的非平衡载流子浓度，有了边界条件后，就可以得出扩散区的非平衡少子连续性方程，从而计算得出扩散区的非平衡载流子的电流密度，将两种载流子的电流密度相加就可以得出最终的电流密度了。

首先分析低势垒尖峰下的电流密度，低势垒尖峰下平衡状态和非平衡状态的能带图如图 3.39 所示，其中 N 型半导体导带底到 p 型半导体导带底的势垒高度，也就是电子势垒高度为

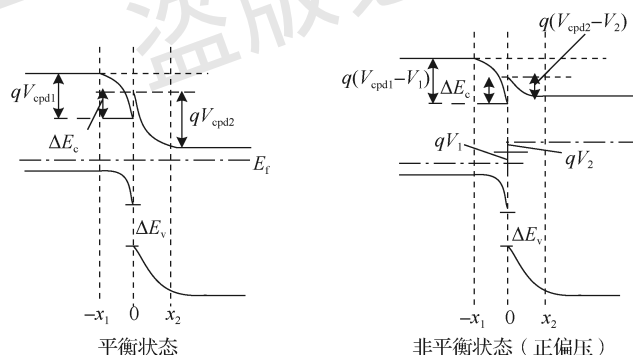


图 3.39 低势垒尖峰下平衡状态和非平衡状态的能带图

N 型半导体价带顶到 p 型半导体价带顶的势垒高度，也就是空穴势垒高度为

$$qV_{\text{cpd1}} + qV_{\text{cpd2}} + \Delta E_v = qV_{\text{cpd}} + \Delta E_v \quad (3.69)$$

因此，平衡状态电子势垒高度和空穴势垒高度分别为

$$E_{\text{fn}} - E_{\text{fp}} = qV_{\text{cpd}} - \Delta E_c \quad (3.70)$$

$$E_{\text{fn}} - E_{\text{fp}} = qV_{\text{cpd}} + \Delta E_c \quad (3.71)$$

在平衡状态下，p 区空间电荷区少子浓度 n_{10} 与 N 区多子浓度 n_{20} 的关系为

$$n_{10} = n_{20} \exp \left[\frac{-(qV_{\text{cpd}} - \Delta E_c)}{k_0 T} \right] \quad (3.72)$$

同样，N 区空间电荷区少子浓度 p_{20} 与 p 区多子浓度 p_{10} 的关系为

$$p_{20} = p_{10} \exp \left[\frac{-(qV_{\text{cpd}} + \Delta E_v)}{k_0 T} \right] \quad (3.73)$$

在非平衡状态下，当外加电压为 V 时，为了简化计算需要引入准费米能级。

此时，在外加电压下，p 区的电子浓度 n_1 为

$$n_1 = n_i \exp \left(\frac{E_{\text{fn}} - E_i}{k_0 T} \right) \quad (3.74)$$

p 区的空穴浓度 p_1 为

$$p_1 = n_i \exp \left(\frac{E_i - E_{\text{fp}}}{k_0 T} \right) \quad (3.75)$$

N 区的空穴浓度 p_2 为

$$p_2 = n_i \exp \left(\frac{E_i - E_{\text{fp}}}{k_0 T} \right) \quad (3.76)$$

N 区的电子浓度 n_2 为

$$n_2 = n_i \exp \left(\frac{E_{\text{fn}} - E_i}{k_0 T} \right) \quad (3.77)$$

因此，在 p 区空间电荷区边界 ($-x_1$) 和 N 区空间电荷区边界 (x_2) 有

$$n_1(-x_1)p_1(-x_1) = n_i^2 \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) \quad (3.78)$$

$$p_2(x_2)n_2(x_2) = n_i^2 \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) \quad (3.79)$$

由于 p 区空间电荷区边界的空穴和 N 区空间电荷区边界的电子为多子，且满足如下关系：

$$p_1(-x_1) = p_{10}, \quad p_{10}n_{10} = n_i^2$$

从而可以得到 p 区空间电荷区边界的电子浓度表达式为

$$n_1(-x_1) = n_{10} \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) = n_{20} \exp \left\{ \frac{-[q(V_{\text{cpd}} - V) - \Delta E_c]}{k_0 T} \right\} \quad (3.80)$$

类似地，N 区空间电荷区边界有

$$n_2(x_2) = n_{20}, \quad n_{20}p_{20} = n_i^2$$

从而可以得到 N 区空间电荷区边界的空穴浓度表达式为

$$p_2(x_2) = p_{20} \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) = p_{10} \exp \left\{ \frac{-[q(V_{\text{cpd}} - V) + \Delta E_v]}{k_0 T} \right\} \quad (3.81)$$

因此，非平衡状态下的 p 区空间电荷区边界的电子浓度和 N 区空间电荷区边界的空穴浓度分别为

$$\Delta n_1(-x_1) = n_1(-x_1) - n_{10} = n_{10} \left[\exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right) - 1 \right] \quad (3.82)$$

$$\Delta p_2(x_2) = p_2(x_2) - p_{20} = p_{20} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] \quad (3.83)$$

在稳态条件下, 非平衡少子电子和空穴的连续性方程分别为

$$D_{n_1} \frac{d^2 \Delta n_1(x)}{dx^2} - \frac{\Delta n_1(x)}{\tau_{n_1}} = 0 \quad (3.84)$$

$$D_{p_2} \frac{d^2 \Delta p_2(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p_2(x)}{\tau_{p_2}} = 0 \quad (3.85)$$

式 (3.84) 和式 (3.85) 的通解为

$$\Delta n_1(x) = n_1(x) - n_{10} = A \exp\left(\frac{-x}{L_{n_1}}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_{n_1}}\right) \quad (3.86)$$

$$\Delta p_2(x) = p_2(x) - p_{20} = C \exp\left(\frac{-x}{L_{p_2}}\right) + D \exp\left(\frac{x}{L_{p_2}}\right) \quad (3.87)$$

式中, L_{n_1} 和 L_{p_2} 为扩散长度, 即

$$L_{n_1} = \sqrt{D_{n_1} \tau_{n_1}}, \quad L_{p_2} = \sqrt{D_{p_2} \tau_{p_2}}$$

由边界条件算出非平衡状态下少子浓度表达式中的常数 A 、 B 、 C 、 D 。当远离空间电荷区边界时, 非平衡少子浓度为 0, 在空间电荷区边界上, 非平衡少子浓度由式 (3.82) 和式 (3.83) 给出, 具体内容如下。

当 $x \rightarrow -\infty$ 时, 因为 $\Delta n_1(-\infty) = 0$, 所以 $A = 0$ 。

当 $x = -x_1$ 时, 因为 $\Delta n_1(-x_1) = n_{10} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$, 所以 $B = n_{10} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_1}{L_{n_1}}\right)$ 。

当 $x \rightarrow +\infty$ 时, 因为 $\Delta p_2(+\infty) = 0$, 所以 $D = 0$ 。

当 $x = x_2$ 时, 因为 $\Delta p_2(x_2) = p_{20} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$, 所以 $C = p_{20} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_2}{L_{p_2}}\right)$ 。

因此, 非平衡状态下的 p 区电子浓度和 N 区空穴浓度分别为

$$\Delta n_1(x) = n_1(x) - n_{10} = n_{10} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_1 + x}{L_{n_1}}\right) \quad (3.88)$$

$$\Delta p_2(x) = p_2(x) - p_{20} = p_{20} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_2 - x}{L_{p_2}}\right) \quad (3.89)$$

根据扩散模型, 可得空间电荷区边界的电子扩散电流密度和空穴扩散电流密度为

$$J_n = qD_{n_1} \frac{d(\Delta n_1(x))}{dx} \Big|_{x=-x_1} = \frac{qD_{n_1} n_{10}}{L_{n_1}} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] = J_{n, -x_1} \quad (3.90)$$

$$J_p = -qD_{p_2} \frac{d(\Delta p_2(x))}{dx} \Big|_{x=x_2} = \frac{qD_{p_2} p_{20}}{L_{p_2}} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right] = J_{p, x_2} \quad (3.91)$$

将电子扩散电流密度和空穴扩散电流密度相加, 即可得到当外加电压 V 时通过异质结的总电流密度, 即

$$J = J_{n, -x_1} + J_{p, x_2} = q \left[\frac{D_{n_1}}{L_{n_1}} n_{10} + \frac{D_{p_2}}{L_{p_2}} p_{20} \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \quad (3.92)$$

由式 (3.92) 可以看出, 当外加正向电压时, 电流密度将随电压按指数关系增大。

下文对此电流密度进行分析, 将式 (3.72) 和式 (3.73) 代入式 (3.90) 和式 (3.91) 中, 可得

$$J_n = \frac{qD_{n_1} n_{20}}{L_{n_1}} \exp\left[\frac{-(qV_{\text{cpd}} - \Delta E_c)}{k_0 T}\right] \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \quad (3.93)$$

$$J_p = \frac{qD_{p_2} p_{10}}{L_{p_2}} \exp\left[\frac{-(qV_{\text{cpd}} + \Delta E_v)}{k_0 T}\right] \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \quad (3.94)$$

假设 n_{20} 和 p_{10} 在同一数量级, 则有

$$J_n \propto \exp\left(\frac{\Delta E_c}{k_0 T}\right), \quad J_p \propto \exp\left(\frac{-\Delta E_v}{k_0 T}\right) \quad (3.95)$$

在 pN 型突变异质结中, 因为 ΔE_c 和 ΔE_v 都为正值, 所以 $J_n \gg J_p$, 这就表明流过异质结的电流主要为电子电流, 空穴电流占比很小。

下文分析高势垒尖峰下的电流密度, 对高势垒尖峰外加正向电压 V 时的非平衡状态能带图如图 3.40 所示。

假设外加电压 $V = V_1 + V_2$, 其中 V_1 和 V_2 分别为加在 p 区和 N 区的电压, \bar{v}_2 为 N 区电子热平均速度, 满足玻尔兹曼分布, 即

$$\bar{v}_2 = \left(\frac{8k_0 T}{\pi m_2^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.96)$$

式中, m_2^* 为 N 区电子有效质量。单位时间从 N 区撞击到势垒处单位面积上的电子数为

$$n_{20} \frac{\bar{v}_2}{4} = \frac{1}{4} n_{20} \left(\frac{8k_0 T}{\pi m_2^*} \right)^{\frac{1}{2}} = n_{20} \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_2^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.97)$$

因为只有能量超过势垒高度 $q(V_{\text{cpd2}} - V_2)$ 的电子可以进入 p 区, 所以从 N 区注入 p 区的电子电流密度为

$$J_2 = qn_{20} \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_2^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{-q(V_{\text{cpd2}} - V_2)}{k_0 T}\right] \quad (3.98)$$

从 p 区注入 N 区的电子电流密度为

$$J_1 = qn_{10} \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_1^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{ \frac{-[\Delta E_c - q(V_{\text{cpd1}} - V_1)]}{k_0 T} \right\} \quad (3.99)$$

将 $n_{10} = n_{20} \exp[-(qV_{\text{cpd}} - \Delta E_c)/k_0 T]$ 代入式 (3.99) 中可得

$$J_1 = qn_{20} \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_1^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{-q(V_{\text{cpd2}} + V_1)}{k_0 T}\right] \quad (3.100)$$

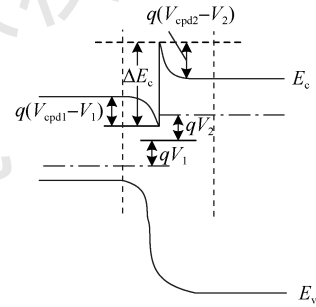


图 3.40 对高势垒尖峰外加正向电压 V 时的非平衡状态能带图

假设 $m_1^* = m_2^* = m^*$ ，可得正向电流密度为

$$J = J_2 - J_1 = qn_{20} \left(\frac{k_0 T}{2\pi m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-qV_{\text{cpd2}}}{k_0 T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_2}{k_0 T}\right) - \exp\left(\frac{-qV_1}{k_0 T}\right) \right] \quad (3.101)$$

当外加正向电压时，从 p 区注入 N 区的电子很少，因此正向电流密度可以简化为

$$J \propto \exp\left(\frac{qV_2}{k_0 T}\right) \propto \exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) \quad (3.102)$$

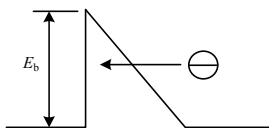


图 3.41 电子隧穿三角形势垒示意图

分析上式可得，在发射模型下，正向电流密度随电压增大按照指数关系增大。注意式 (3.101) 不能用于外加反向电压的情况。因为当外加反向电压时，电子从 p 区注入 N 区，反向电流由 p 区少数浓度决定，在较大的反向电压下反向电流为饱和电流。

下文继续讨论第三种常用模型——隧穿模型。由于势垒尖峰的厚度有限，电子无须具有高出整个“尖”的能量就能以隧穿的方式由 N 区注入 p 区。考虑如图 3.41 所示的三角形势垒，在对势垒加正电压后，电子由右向左的隧穿概率为

$$T \approx \exp\left[-\frac{4}{3}(2m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_b^{\frac{3}{2}}}{\hbar F_0}\right] \exp\left[2(2m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_b}{\hbar F_0} qV_a\right] \quad (3.103)$$

式中， F_0 为三角形势垒的电场，隧穿电流可表示为隧穿概率与入射电子流的乘积，式 (3.103) 中的指数项不包括温度，一般情况下可以将隧道电流表示为

$$J = J_s(T) \exp(AV_a) \quad (3.104)$$

由于只有能量到达三角形势垒底部的电子才有可能以隧穿方式穿透势垒尖峰，因此在一般情况下，隧道电流和热电子发射电流是同时存在的。图 3.42 所示为穿透势垒尖峰的隧道电流产生的伏安特性曲线。当正向电压较小时，只有少部分电子到达势垒尖区，总电流受热电子发射电流的限制；当正向电压较大时，大量电子到达势垒尖区，总电流受隧穿概率的限制。

式 (3.104) 中的 $J_s(T)$ 是与温度有微弱关系的常数， A 是和温度无关的常数，因此图 3.42 中 $\ln J - V_T$ 关系曲线转折点以下的曲线斜率与温度有关，是热电子发射或扩散机制，转折点以上的曲线斜率与温度无关，是隧道机制。

2. 异质结的注入特性

对于 pN 型突变异质结来说，注入比是指对 pN 型突变异质结外加正向电压时，N 区向 p 区注入的电子电流和 p 区向 N 区注入的空穴电流之比，同样采用理想突变异质结模型，该注入比可表示为

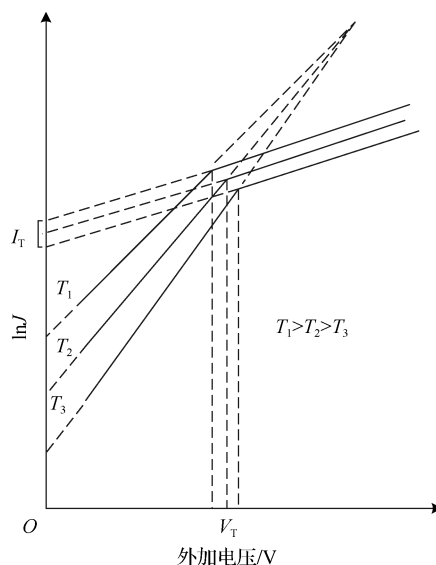


图 3.42 穿透势垒尖峰的隧道电流产生的伏安特性曲线

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{D_n n_{20} L_{p2}}{D_{p2} p_{10} L_{n1}} \exp\left(\frac{\Delta E}{k_0 T}\right) \quad (3.105)$$

式中, $\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_v = E_{g2} - E_{g1}$, E_{g2} 和 E_{g1} 分别为 N 区和 p 区的禁带宽度, 假设 N 区和 p 区的杂质完全电离, 则有

$$n_{20} = N_{D2}, \quad p_{10} = N_{A1} \quad (3.106)$$

因此可以得到注入比为

$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{D_n N_{D2} L_{p2}}{D_{p2} N_{A1} L_{n1}} \exp\left(\frac{\Delta E}{k_0 T}\right) \quad (3.107)$$

又因为 $D_{n1} \approx D_{p2}$, $L_{n1} \approx L_{p2}$, 而且 $\exp(\Delta E/k_0 T) \gg 1$, 所以即使 $N_{D2} < N_{A1}$, 也可以得到很高的注入比。注入比表达式可简化为

$$\frac{J_n}{J_p} \propto \frac{N_{D2}}{N_{A1}} \exp\left(\frac{\Delta E}{k_0 T}\right) \quad (3.108)$$

举个例子, 宽禁带 N 型半导体 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 和窄禁带 p 型半导体 GaAs 组成 pN 型突变异质结, 两者禁带宽度之差 $\Delta E = 0.37\text{eV}$, 假设 p 区掺杂浓度 $N_A = 2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$, N 区掺杂浓度 $N_D = 5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, 则可得注入比为

$$\frac{J_n}{J_p} \propto \frac{N_{D2}}{N_{A1}} \exp\left(\frac{\Delta E}{k_0 T}\right) \approx 4 \times 10^4 \quad (3.109)$$

从结果来看, 与同质结不同, 即使宽禁带 N 区掺杂浓度低于窄禁带 p 区掺杂浓度两个数量级, 也能获得很高的注入比。高注入比特性是异质结区别于同质结的主要特点之一, 其也因此得到了重要应用。例如, 在 NPN 型双极性晶体管中, 发射结的发射效率可表示为

$$\gamma = \frac{J_n}{J_n + J_p} = \frac{1}{1 + \frac{J_p}{J_n}} \quad (3.110)$$

式中, J_n 、 J_p 分别为由发射区注入基区的电子电流密度和由基区注入发射区的空穴电流密度, 当 $\gamma \rightarrow 1$ 时, NPN 型双极晶体管才能获得较高的电流放大倍数。当采用同质结制作 NPN 型双极晶体管时, 为了提高电子发射效率, 人们会让发射区的掺杂浓度较基区高几个数量级, 这会导致基区电阻较高。降低基区的电阻及增加基区的宽度, 将影响晶体管频率效应的提高。采用异质结制作 NPN 型双极晶体管, 将宽禁带 N 型半导体 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 作为发射区, 窄禁带 p 型半导体 GaAs 作为基区, 当基区的掺杂浓度为 $2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 时, 就可以获得很高的注入比, 得到接近 1 的发射效率。采用异质结制作的双极晶体管被称为异质结双极晶体管 (HBT), 其优势就是具有较高的注入效率, 可以提高 HBT 的增益和频率特性, 主要应用在微波和毫米波领域。

pN 型突变异质结的超注入现象是指 pN 型突变异质结中由宽禁带半导体注入窄禁带半导体的少子浓度, 超过了宽禁带半导体的多子浓度。以窄禁带 p 型半导体 GaAs 与宽禁带 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 组成的 pN 型突变异质结为例, 对其增大正向电压时的能带图如图 3.43 所示。

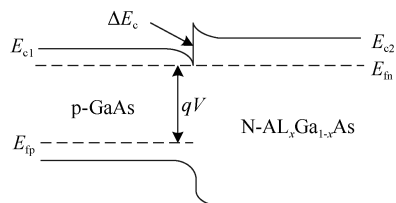


图 3.43 对 p-GaAs/N- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结增大正向电压时的能带图

当正向电压足够大时，N 区导带底高于 p 区导带底，这就导致 p 区少子的准费米能级随电压的增大升高得很快，使得 pN 型突变异质结两侧的电子准费米能级持平，在这种情况下，由于 p 区导带底较 N 区导带底更低，距离电子准费米能级更近，故 p 区的电子浓度高于 N 区。分别用 n_1 、 n_2 表示 p 区和 N 区的电子浓度，根据玻尔兹曼分布得

$$n_1 = N_{c1} \exp\left[\frac{-(E_{c1} - E_{fn})}{k_0 T}\right], \quad n_2 = N_{c2} \exp\left[\frac{-(E_{c2} - E_{fn})}{k_0 T}\right] \quad (3.111)$$

式中， N_{c1} 、 N_{c2} 分别为窄禁带 p 型半导体 GaAs 和宽禁带 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 导带的有效状态密度，可以认为 $N_{c1} \approx N_{c2}$ ，因此可得

$$\frac{n_1}{n_2} \approx \exp\left(\frac{E_{c2} - E_{c1}}{k_0 T}\right) \quad (3.112)$$

由式 (3.112) 可以看出，如果 $E_{c1} - E_{c2}$ 较 $k_0 T$ 大一倍，可得 n_1 较 n_2 大近一个数量级。

超注入现象在半导体异质结激光器中有着广泛的应用，利用窄禁带注入载流子浓度很高这一特点，可以实现激光器要求的粒子数反转条件。

3.3.4 半导体异质结量子阱结构与应变异质结结构

1. 半导体异质结量子阱结构

本节将简单介绍量子阱的概念及方形势阱中粒子运动的特性。考虑如图 3.44 所示的一维无限深方形势阱，势阱内的能量 E 满足

$$E = E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2ma^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.113)$$

式中， n 为量子数； a 为势阱宽度。

由上式可以看出，势阱中粒子的能量 E 是量子化的，只允许能量满足上式的波函数存在，能量和量子数的平方成正比，两个相邻能级之间的能量间隔为

$$\Delta E_{n,n+1} \approx \frac{\hbar^2 \pi^2}{ma^2} \left(n + \frac{1}{2}\right), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.114)$$

由于能级间距和量子数成正比，因此能级呈现从势阱底越往上越稀疏的分布状态。另外，能级间距还和势阱宽度的平方成反比，当势阱宽度较小时，势阱中的能量呈量子化分布，而当势阱宽度较大时，势阱中的能量呈连续分布。

以一维有限深方形势阱为基础，假设势阱的深度不是无穷大，而是一个有限值 V_0 ，如图 3.45 所示。

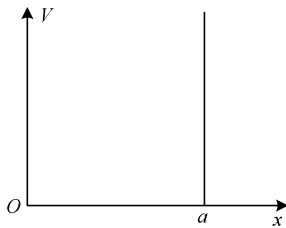


图 3.44 一维无限深方形势阱

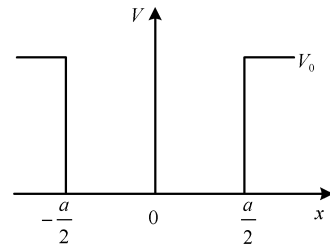


图 3.45 一维有限深方形势阱

设想一个宽禁带-窄禁带-宽禁带的理想突变异质结结构，不考虑界面态的存在，它的

能带图就呈现出了一个方形势阱。事实上,得益于分子束外延等工艺技术的发展,以及调制掺杂异质结结构的发现,如果先在宽禁带半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 上异质外延极薄的窄禁带 GaAs ,然后异质外延较厚的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,就可以形成如图 3.46 所示的单量子阱结构。如果不考虑界面能带的弯曲,只要 GaAs 够薄,那么电子和空穴就可视为处于量子阱中。另外,这种双势垒单量子阱结构中还存在载流子的共振隧穿效应。

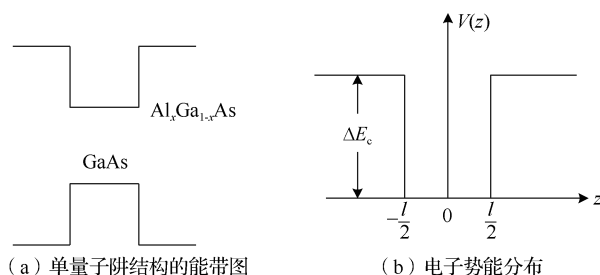


图 3.46 单量子阱结构

2. 调制掺杂异质结和高电子迁移率晶体管

重掺杂 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和本征半导体 GaAs 组成的异质结是典型的调制掺杂异质结,其能带图如图 3.47 所示。在这种能带图中,重掺杂 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中的电子扩散到本征半导体 GaAs 中后,电子被限制在异质结界面处很窄的势阱中。这样,垂直于界面方向上的电子将被限制在紧靠界面的极窄的势阱中,而平行于界面方向上的电子仍可做自由运动,通常情况下把这种电子称为二维电子气。在调制掺杂异质结中,重掺杂 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和本征半导体 GaAs 界面处靠近本征半导体 GaAs 界面一侧很窄的势阱中会形成大量的二维电子气,由于这些二维电子气在本征半导体 GaAs 势阱中运动时不会受到电离杂质散射的影响,因此其具有超高的迁移率。采用调制掺杂异质结制作的器件由于沟道载流子具有较高的迁移率,通常被称为高电子迁移率晶体管 (High Electron Mobility Transistor, HEMT)。这种器件中的沟道载流子就是本征半导体 GaAs 界面处的二维电子气。与调制掺杂异质结结构不同的是在重掺杂 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和本征半导体 GaAs 之间插入了一层超薄本征半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,这样做是为了避免本征半导体 GaAs 界面处的二维电子气受到重掺杂 N 型半导体 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 电离杂质散射的影响,导致迁移率降低。目前,HEMT 已广泛应用于卫星接收、雷达系统、微波/毫米波等集成电路中。

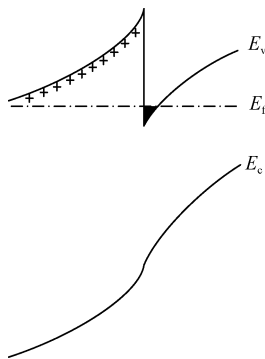


图 3.47 调制掺杂异质结的能带图

3. 半导体应变异质结结构

当组成异质结的两种半导体晶格常数不同，即发生晶格失配时，界面会产生位错缺陷，从而影响器件性能，所以通常要选取晶格匹配的半导体异质结结构。但进一步研究发现，在衬底上外延的半导体晶格常数相差不大且外延层厚度不超过某一临界值，仍可获得晶格匹配的异质结结构，此时外延层将发生弹性形变，在平行于界面方向产生张应变或压缩应变，这种异质结称为应变异质结。当外延层厚度超过某一临界值时，外延层的应变消失，恢复原来的晶格常数，这一现象称为弛豫。应变异质结的外延生长及弛豫过程如图 3.48 所示。

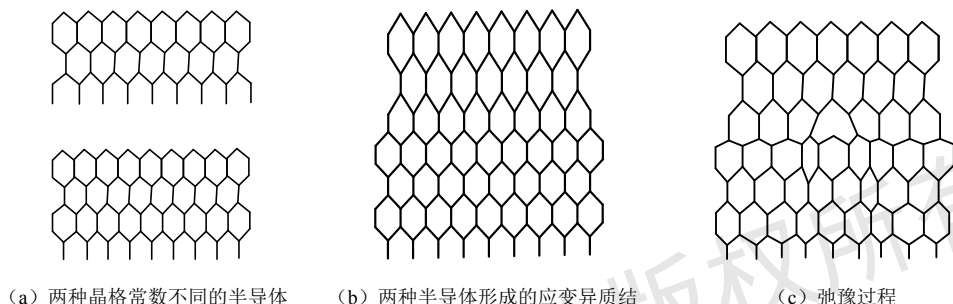


图 3.48 应变异质结的外延生长及弛豫过程

应变过程中伴有应力存在，这种应力称为内应力。应变异质结的无界面失配层的生长模式称为赝晶生长。这种生长模式不能稳定地无限生长材料，因为随着生长厚度的增加，伴随应变的弹性能量不断积累，当其积累到一定程度时，弹性能量将通过在界面附近产生位错缺陷而释放出来，应变层转变为应变完全弛豫的无应变层。据研究，这样的临界值 h_c 会随着生长温度的升高而减小，随赝晶组分的不同而改变。

应变异质结不仅扩展了异质结的种类，还提供了利用异质结赝晶层的应变使材料的能带结构及其他特性发生改变以实现材料人工改性的新途径，为发展新型半导体器件及提高器件和集成电路特性提供了新思路，具有重要的应用前景。

3.4 双极晶体管

双极晶体管是集成电路中的一种核心有源器件，简称 BJT。双极晶体管由发射极、基极、集电极三个端口组成，因此其也被称为三极管。双极晶体管是由两个靠得很近的 PN 结组成的，其工作机理与这两个 PN 结的结构和工作过程密切相关。本节主要从基本结构、工作原理、频率响应和制备工艺等方面对双极晶体管进行详细介绍。

3.4.1 双极晶体管的基本结构

双极晶体管的 PN 结的不同区域构成了双极晶体管的发射区、基区和集电区。发射区和集电区的掺杂类型相同，与基区的掺杂类型相反。发射区的掺杂浓度比集电区高。发射区和基区组成的 PN 结称为发射结，基区和集电区组成的 PN 结称为集电结。根据不同需求和功能，双极晶体管可分为 NPN 型双极晶体管和 PNP 型双极晶体管。NPN 型双极晶体管

的发射区和集电区为 N 型掺杂，基区为 P 型掺杂；PNP 型双极晶体管的发射区和集电区为 P 型掺杂，基区为 N 型掺杂。双极晶体管的结构示意图和电路符号图如图 3.49 所示，电路符号图中发射极的箭头方向代表流经发射极的电流方向，字母 E、B 和 C 分别代表发射极、基极和集电极。

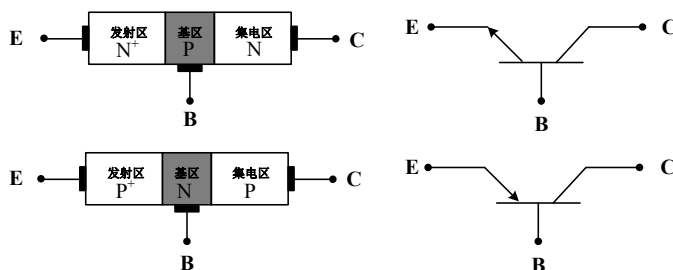


图 3.49 双极晶体管的结构示意图和电路符号图

硅平面 NPN 型双极晶体管的结构示意图如图 3.50 所示。该晶体管的基区是在 N^+ 衬底外延层上经过 P 型扩散形成的，集电区是在基区上二次扩散形成的。因此，实际的 NPN 型双极晶体管结构是一个 N^+PNN^+ 的四层结构，发射极从顶层的 N^+ 扩散区引出，基极从 P 型扩散区引出，集电极从衬底 N^+ 区引出，发射结的面积小于集电结的面积。通常将离发射结和集电结最近的基区称为内基区，其余部分的基区称为外基区。硅平面 NPN 型双极晶体管的净掺杂浓度分布如图 3.51 所示。

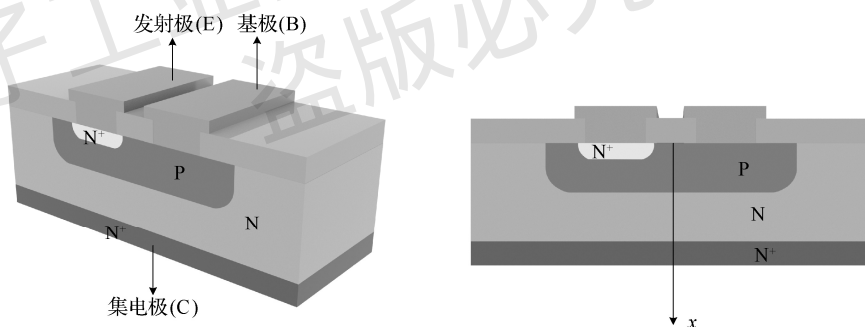


图 3.50 硅平面 NPN 型双极晶体管的结构示意图

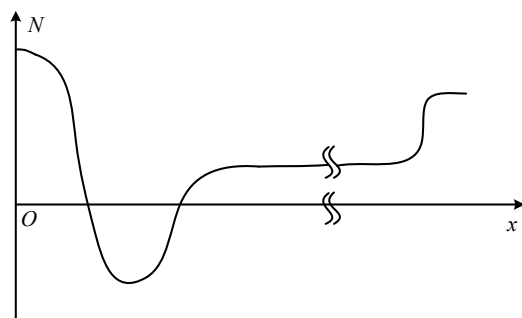


图 3.51 硅平面 NPN 型双极晶体管的净掺杂浓度分布

双极晶体管中基区电流输运过程与基区的掺杂浓度密切相关。根据基区掺杂浓度分布

形式的不同,双极晶体管可以分为均匀基区双极晶体管和缓变基区双极晶体管。均匀基区是指基区的掺杂浓度是常数,不随位置的变化而变化,低注入下基区少数载流子主要做扩散运动;缓变基区是指基区的掺杂浓度随位置的变化而变化,低注入下基区少数载流子除了做扩散运动以外,还做漂移运动,因此缓变基区双极晶体管也称为漂移双极晶体管。通过双扩散工艺形成的双极晶体管属于缓变基区双极晶体管,如大部分分立器件和集成双极晶体管。

3.4.2 双极晶体管的工作原理

1. 工作模式

双极晶体管根据发射结和集电结的不同导通状态,可以在四种工作模式下工作。这四种工作模式也称为四个工作区。令 $V_E = V_{BE} = V_B - V_E$, $V_C = V_{BC} = V_B - V_C$, 则 NPN 型双极晶体管的四种工作模式如下。

- (1) 正向有源模式: $V_E > 0$, $V_C < 0$, 即发射结正偏,集电结反偏。
- (2) 反向有源模式: $V_E < 0$, $V_C > 0$, 即发射结反偏,集电结正偏。
- (3) 饱和模式: $V_E > 0$, $V_C > 0$, 即发射结正偏,集电结正偏。
- (4) 截止模式: $V_E < 0$, $V_C < 0$, 即发射结反偏,集电结反偏。

2. 放大电路

双极晶体管在集成电路中主要作为放大管使用,但是其只有在正向有源模式下工作才具有放大作用,即发射结正偏,集电结反偏。图 3.52 所示为 NPN 型双极晶体管在正向有源模式下工作的电路示意图。在图 3.52 中,基极既处于输入电路中又处于输出电路中,这种连接方法称为共基极连接法。由于发射结正偏,因此发射区中的电子向基区扩散,基区中的空穴向发射区扩散。由于集电结反偏,集电结空间电荷区具有较高的内建电场,因此当基区做得较薄时,从发射区扩散到基区的电子只有很少一部分被复合掉,大量电子到达集电结空间电荷区边缘后在集电结空间电荷区电场的作用下漂移到集电区,从而形成集电极电流。漂移到集电区的电子形成的集电极电流要远大于集电结反偏时的反向电流,如果集电极接入负载,即可实现电压的放大作用。图 3.53 所示为 NPN 型双极晶体管在正向有源模式下工作的能带图。由以上分析可得,双极晶体管要实现放大作用必须使从发射区注入基区的大量电子能够漂移到集电区,因此基区做得较薄是必要条件。如果基区做得很厚,那么注入基区的电子还没有到集电区就已经被复合掉了,此时只是两个背靠背的 PN 结,无法实现放大作用。

以上是根据双极晶体管的工作原理定性分析得出的 NPN 型双极晶体管具有放大作用,下文将通过电流分量对其进行定量分析。图 3.54 所示为 NPN 型双极晶体管在正向有源模式下工作的电流分量。图 3.54 中各电流分量的物理意义如下。

I_{nE} : 从发射区注入基区的电子流。

I_{nC} : 从发射区注入基区的电子到达集电区形成的电子流。

$I_{nE} - I_{nC}$: 从发射区注入基区的电子通过基区时复合引起的复合流。

I_{pE} : 从基区注入发射区的空穴流。

I_{RE} : 发射结空间电荷区内的复合流。

I_{CO} : 集电结反向电流,包括集电结反向饱和电流和集电结空间电荷区产生的电流。

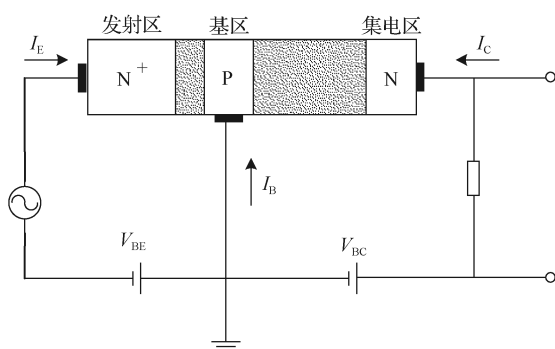


图 3.52 NPN 型双极晶体管在正向有源模式下工作的电路示意图

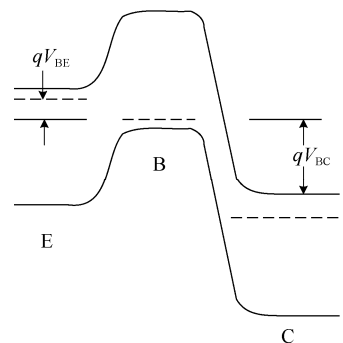


图 3.53 NPN 型双极晶体管在正向有源模式下工作的能带图

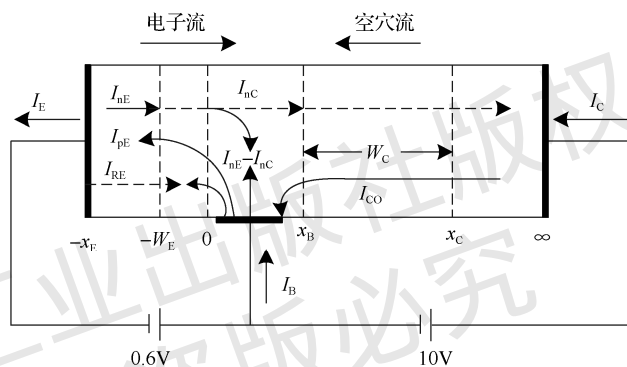


图 3.54 NPN 型双极晶体管在正向有源模式下工作的电流分量

根据图 3.54 中的各电流分量，可将发射极电流 I_E 、集电极电流 I_C 和基极电流 I_B 表示为

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} + I_{RE} \quad (3.115)$$

$$I_B = I_{pE} + I_{RE} + (I_{nE} - I_{nC}) - I_{CO} \quad (3.116)$$

$$I_C = I_{nC} + I_{CO} \quad (3.117)$$

且满足

$$I_E = I_C + I_B \quad (3.118)$$

下文将根据上面的电流分量具体分析双极晶体管的直流电流增益。首先引入两个物理量：发射极注入效率（ γ ）和基区输运因子（ β_T ）。 γ 是指从发射区注入基区的电子电流在发射极总电流中所占的比例。 β_T 是指从发射区注入基区的电子能够到达集电区所占的比例。根据 γ 和 β_T 的物理意义，可得

$$\gamma = \frac{I_{nE}}{|I_E|} = \frac{I_{nE}}{I_{nE} + I_{pE} + I_{RE}} \quad (3.119)$$

$$\beta_T = \frac{I_{nC}}{I_{nE}} \quad (3.120)$$

共基极直流电流增益（ α ）是判断双极晶体管放大能力的一个重要参数，它是指到达集电区的电子流在整个发射极电流中所占的比例，即

$$\alpha = \frac{I_{nC}}{I_E} = \frac{I_C - I_{CO}}{I_E} = \frac{I_{nC}}{I_{nE} + I_{pE} + I_{RE}} = \beta_T \quad (3.121)$$

由上式可以看出, NPN 型双极晶体管的共基极直流电流增益与发射极注入效率和基区输运因子成正比。由于 $|I_{nC}| < |I_{nE}| < |I_E|$, 因此共基极直流电流增益小于 1。要使 NPN 型双极晶体管具有较高的共基极直流电流增益, 需要提高发射极注入效率和基区输运因子, 使其尽量接近 1。有了共基极直流电流增益后, 集电极电流就可以表示为

$$I_C = \alpha I_E + I_{CO} \quad (3.122)$$

上式给出了 NPN 型双极晶体管共基极连接时的输出电流与输入电流之间的关系, 此关系式只有双极晶体管在正向有源模式下工作时才能使用。

当双极晶体管在正向有源模式下工作时, 发射结正偏, 集电结反偏, 发射极电流 I_E 与发射极电压有关, 与集电极电压无关, 在理想情况下, I_{CO} 与集电极电压无关。因此, 集电极电流 I_C 与集电极电压无关。但是当集电结正偏时, 集电区向基区注入电子电流, 基区向集电区注入空穴电流, 集电结正偏时向发射区注入的电子和空穴扩散电流方向与发射极扩散电流方向相反, 此时, 集电极电流将变为

$$I_C = \alpha I_E - I_{CO} \left[\exp\left(\frac{V_C}{V_T}\right) - 1 \right] \quad (3.123)$$

式中, V_C 为集电极电压, 当 V_C 是很大的负值时, 集电结正偏时的集电极电流与集电结反偏时的集电极电流相同; V_T 为室温下的热电压。NPN 型双极晶体管共基极连接时的电流-电压特性如图 3.55 所示。

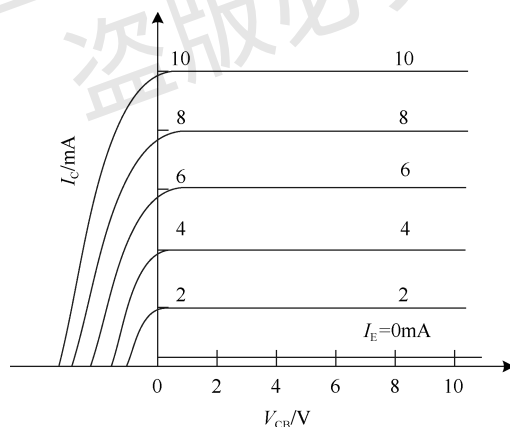


图 3.55 NPN 型双极晶体管共基极连接时的电流-电压特性

双极晶体管还有一种经常采用的接法是共发射极连接法, 即把发射极作为公共端, 基极作为输入端, 集电极作为输出端, 如图 3.56 所示。由发射极、集电极、基极的电流关系式可得

$$I_C = \alpha(I_C + I_B) + I_{CO} \quad (3.124)$$

由上式可以解出集电极电流, 即

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{I_{CO}}{1-\alpha} = h_{FE} I_B + I_{CEO} \quad (3.125)$$

式中, $h_{FE} = \alpha / (1 - \alpha)$ 为共发射极直流电流增益; $I_{CEO} = I_{CO} / (1 - \alpha)$, 为基极开路时集电极与发射极之间的电流, 也称为漏电流或穿透电流。因此, 可以画出 NPN 型双极晶体管共发射极连接时的电流-电压特性, 如图 3.57 所示。在图 3.57 中, 有源区代表双极晶体管发射结正偏, 集电结反偏, 由于基极电流与发射结电压无关, 集电极反向电流与发射结电压无关, 因此在理想情况下输出电流曲线的斜率为 0。截止区代表双极晶体管发射结和集电结均反偏, 输出电流很小。饱和区代表双极晶体管发射结和集电结均正偏。

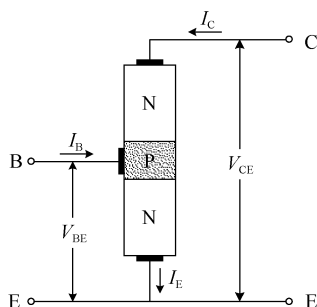


图 3.56 NPN 型双极晶体管共发射极连接示意图

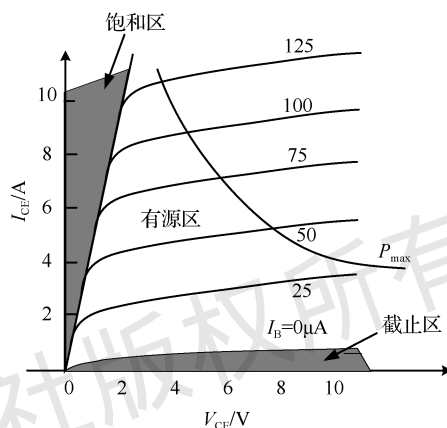


图 3.57 NPN 型双极晶体管共发射极连接时的电流-电压特性

3.4.3 双极晶体管的非理想效应

前文分析都是基于理想情况下的双极晶体管进行的, 即在发射区掺杂浓度远高于基区掺杂浓度, 基区掺杂浓度均匀分布, 且电流限制在小注入的情况下。如果发射区是简并掺杂, 基区掺杂浓度分布不均匀, 电流为高注入, 那么在这种情况下双极晶体管的性能会发生怎样的变化呢?

1. 发射区禁带宽度减小

为了提高共发射极直流电流增益, 双极晶体管的发射区掺杂浓度要远高于基区掺杂浓度。但是当发射区重掺杂程度较大达到简并状态时, 发射区禁带宽度减小会影响双极晶体管的共发射极直流电流增益。共发射极直流电流增益为

$$h_{FE} \sim \frac{N_E}{N_B} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (3.126)$$

式中, N_E 和 N_B 分别为发射区掺杂浓度和基区掺杂浓度; ΔE_g 为发射区禁带宽度的减小量。因此, 共发射极直流电流增益随着发射区禁带宽度的减小而降低。

2. 缓变基区双极晶体管

理想的双极晶体管发射区掺杂浓度和基区掺杂浓度是恒定的, 即杂质是均匀分布的。但是在实际工艺中发射区掺杂浓度和基区掺杂浓度并不是恒定的, 而是缓慢变化的。通过表面双扩散工艺制作的双极晶体管从发射区到基区, 其掺杂浓度从表面到内部逐渐降低。

发射区缓变掺杂的分布对双极晶体管性能不会有很大影响，但是，基区缓变的掺杂分布会在基区引入内建电场，该内建电场方向为掺杂浓度增大的方向，即内建电场方向从基区指向发射区。因此，从发射区注入基区的电子会在该内建电场的作用下向集电极漂移，这意味着基区缓变掺杂使得基区的电子同时做扩散运动和漂移运动，使基区输运因子增加。

3. 基区扩展电阻和电流拥挤效应

由于基区掺杂浓度较低，因此在实际情况基区会有体电阻，基区电阻除了基区中心的体电阻之外，还有基区与发射区接触的边电阻。双极晶体管中的基区扩展电阻示意图如图 3.58 所示。当发射区的电子注入基区时，由于基区存在扩展电阻，因此在扩展电阻的作用下基区会产生电压，从而降低发射结的净电压 V_{BE} ，而且发射区和基区接触的有源区电压要比基区边缘处下降得更快，因此靠近发射区中心的基极电流要比边缘处下降得更快，从而导致发射区与接触区边缘处产生更高的电流密度，这种现象称为双极晶体管的电流拥挤效应。

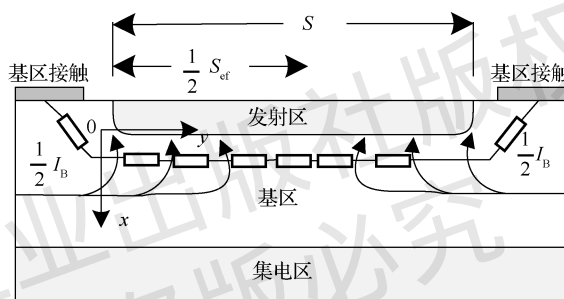


图 3.58 双极晶体管中的基区扩展电阻示意图

电流拥挤效应使得双极晶体管的有源区有效面积减小，这对发射极和基极的制作带来了挑战。在实际工艺中，发射极条宽可以做得很小，这样在一定程度上能够降低电流拥挤效应产生的影响。此外，基极和发射极接触设计成叉指形状也可以解决这一问题。

4. 基区宽度调变效应

基区宽度调变效应主要存在于共发射极电路中。在理想情况下，在给定基极电流 I_B 时，集电极电流 I_C 与集电极电压 V_{CE} 无关，因此双极晶体管在放大模式下工作，电流-电压特性中电流曲线的斜率为 0，但是在实际情况 I_C 会随着 V_{CE} 的增大而轻微增大，这种效应称为双极晶体管的基区宽度调变效应，也称厄利效应。

共发射极直流电流增益为

$$h_{FE} \equiv \frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{\gamma\beta_T}{1-\gamma\beta_T} \approx \frac{\beta_T}{1-\beta_T} \approx \frac{2L_n^2}{x_B^2} \quad (3.127)$$

式中， x_B 为有效基区宽度； L_n 为基区电子的扩散长度。当 V_{CE} 增大时，反偏的集电结空间电荷区展宽，有效基区宽度减小，共发射极直流电流增益升高。同样

$$I_{CEO} = \frac{I_{CO}}{1-\alpha} = (1+h_{FE})I_{CO} \quad (3.128)$$

所以，集电极电流呈现不饱和特性。

3.4.4 双极晶体管的击穿特性

由于双极晶体管是由 PN 结构成的, 因此双极晶体管的工作电压会受到 PN 结击穿电压的影响。本节主要讲述双极晶体管的击穿特性。

当双极晶体管在反向电压下工作, 且反向电压较小时, 反向电流不会随着反向电压的增大而增大, 但是当反向电压增大到一定程度时, 反向电流突然增大, 这种现象称为双极晶体管的击穿特性。当反向电流增大到一定程度时, 对应的反向电压称为双极晶体管的击穿电压。双极晶体管的击穿电压不仅与 PN 结的雪崩击穿或隧道击穿有关, 还与其电路连接方法有关。下文将详细分析共基极连接和共发射极连接下的击穿电压及双极晶体管的基区穿通击穿。

1. 共基极连接

当双极晶体管为共基极连接时, 将发射极开路 ($I_E = 0$), 集电极和基极之间允许的最高反向电压 (BV_{CBO}) 主要由集电结的雪崩击穿决定, 雪崩倍增因子的经验公式为

$$M = \frac{1}{1 - (V_{CB}/BV_{CBO})^n} \quad (3.129)$$

当集电结电压等于击穿电压, 即 $V_{CB} = BV_{CBO}$ 时, 雪崩倍增因子 $M = \infty$, 发生击穿。当 $V_{CB} = BV_{CBO}$ 时, 集电极电流 I_C 突然增大, 这是共基极连接下集电结击穿时的电流-电压特性。双极晶体管共基极连接和共发射极连接下的击穿电压曲线如图 3.59 所示。

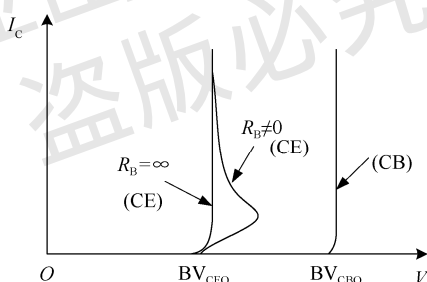


图 3.59 双极晶体管共基极连接和共发射极连接下的击穿电压曲线

2. 共发射极连接

要使共发射极连接的双极晶体管发生击穿, 意味着共发射极直流电流增益 h_{FE} 达到无穷大。假设击穿时的共基极直流电流增益变成 $\alpha^* = M\alpha$, 则共发射极直流电流增益为

$$h_{FE}^* = \frac{\alpha^*}{1 - \alpha^*} = \frac{M\alpha}{1 - M\alpha} \quad (3.130)$$

由上式可以看出, 当 $M\alpha$ 接近 1 时, 共发射极直流电流增益可以达到无穷大。一般情况下, 当 α 接近 1, 且 M 不比 1 大很多时能满足发射极击穿条件。

当基极开路时, 共发射极击穿电压用 BV_{CEO} 表示, 令 $V_{CB} = BV_{CEO}$, $M = 1/\alpha$, 则共发射极击穿电压与共基极击穿电压的关系为

$$BV_{CEO} = BV_{CBO} \sqrt[n]{1 - \alpha} = BV_{CBO} (h_{FE})^{-\frac{1}{n}} \quad (3.131)$$

硅的 n 值为 2~4, 当 h_{FE} 很大时, 共发射极击穿电压 BV_{CEO} 比共基极击穿电压 BV_{CBO} 小

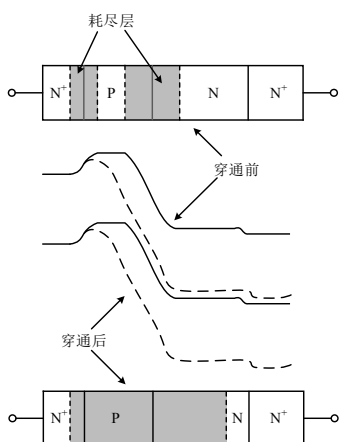


图 3.60 NPN 型双极晶体管发生穿通击穿时的空间电荷区示意图及能带图

很多。若基极串联电阻为 R_B ，当 R_B 很大时，基极开路，击穿电压接近 BV_{CEO} ；当 R_B 很小时，基极与发射极短路，击穿电压接近 BV_{CBO} 。在有限的 R_B 下，击穿电压处于 BV_{CEO} 和 BV_{CBO} 之间，如图 3.59 所示。

3. 穿通击穿

当双极晶体管基极开路时，反偏的集电结使得空间电荷区展宽。当集电极电压增大到一定程度时，在发生雪崩之前集电结的空间电荷区就展宽到了发射结，这导致从发射区注入基区的电子急剧增加，此时双极晶体管中会有很大的电流流过，这种现象称为基区穿通，引起的击穿称为穿通击穿。

当发生穿通击穿时，集电结空间电荷区与发射结空间电荷区连接在一起，发射结空间电荷区势垒高度降低。图 3.60 展示了 NPN 型双极晶体管发生穿

通击穿时的空间电荷区示意图及能带图。

3.4.5 双极晶体管的频率响应

前文讨论的双极晶体管共基极和共发射极直流电流增益是双极晶体管在低频下工作时的直流放大特性，电流增益与工作频率无关。但是当双极晶体管在高频条件下工作时，其放大能力与工作频率相关，这种现象称为双极晶体管的频率响应。一般情况下，交流信号的频率增大到临界值后，双极晶体管的电流增益会下降。

1. 交流小信号电流增益

由于频率响应分析需要交流小信号，因此这里需要定义双极晶体管的交流小信号电流增益。

共基极交流小信号电流增益为

$$\alpha \equiv \left. \frac{dI_C}{dI_E} \right|_{V_{CB}=\text{常数}}$$

共发射极交流小信号电流增益为

$$h_{fe} \equiv \left. \frac{dI_C}{dI_B} \right|_{V_{CE}=\text{常数}}$$

在上述定义中，输出端偏压为常数，相当于交流短路，因此交流小信号电流增益也称为交流短路电流增益。

交流小信号电流增益一般对放大倍数取对数，用分贝 (dB) 表示交流小信号电流增益，即

$$\alpha(\text{dB}) = 20 \lg |\alpha|, \quad h_{fe}(\text{dB}) = 20 \lg |h_{fe}|$$

2. 双极晶体管的频率特性

描述双极晶体管的频率特性的参数有截止频率和增益带宽积，截止频率也称工作带宽。下文分别对二者进行定义。

共基极截止频率 ω_α : α 的大小下降为 $0.707\alpha_0$ (α 的模量的平方等于 α_0 的平方的一半或者说下降 3dB) 时的频率。 α_0 为低频时的共基极直流电流增益。

α 可表示为

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega/\omega_\alpha} \quad (3.132)$$

当 $\omega = \omega_\alpha$ 时, $\alpha = 1/(\sqrt{2}\alpha_0)$ 。

共发射极截止频率 ω_β : h_{fe} 的大小下降为 $0.707h_{FE}$ (h_{fe} 的模量的平方等于 h_{FE} 的平方的一半或者说下降 3dB) 时的频率。 h_{FE} 为低频时的直流电流增益, h_{fe} 为共发射极小信号电流增益。

h_{fe} 可表示为

$$h_{fe} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{h_{FE}}{1 + j\omega/\omega_\beta} \quad (3.133)$$

当 $\omega = \omega_\beta$ 时, $h_{fe} = 1/(\sqrt{2}h_{FE})$ 。

增益带宽积 (特征频率) ω_T : 共发射极小信号直流电流增益 h_{fe} 的模量为 1 时的频率。当 $\omega = \omega_T$ 时, $|h_{fe}| = 1$, 即

$$\omega_T = \omega_\beta \sqrt{h_{FE}^2 - 1} \approx \omega_\beta h_{FE} \quad (3.134)$$

式中, ω_β 为共发射极截止频率 (工作带宽)。

根据 α 和 h_{fe} 的关系, 可得

$$\omega_\beta = \omega_\alpha (1 - \alpha_0) \quad (3.135)$$

所以, 共发射极截止频率比共基极截止频率低得多。

因为 $h_{FE} = \alpha / (1 - \alpha)$, 所以

$$\omega_T = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \omega_\beta = \alpha_0 \omega_\alpha < \omega_\alpha \quad (3.136)$$

即增益带宽积接近 ω_α 。

根据上文的分析可以画出双极晶体管的交流小信号电流增益简图, 如图 3.60 所示。由图 3.61 可以看出, 在截止频率以内, 交流小信号电流增益和直流电流增益一样保持不变, 说明截止频率表征了双极晶体管具有放大能力的最大频率。当频率超过截止频率时, 交流小信号电流增益下降, 且增益下降 3dB 对应的频率为截止频率, 有时候也称 3dB 频率。

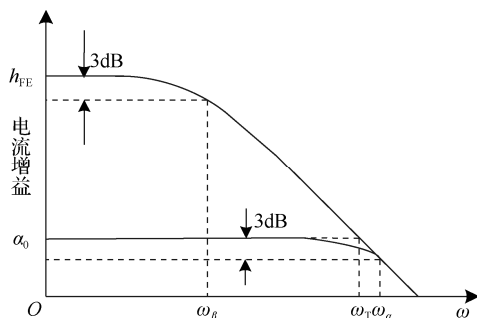


图 3.61 双极晶体管的交流小信号电流增益简图

3.4.6 双极晶体管的制备工艺

前文主要讲述了双极晶体管的工作原理，本节主要讲述双极晶体管的制备工艺，这里以 NPN 型双极晶体管为例，其制备工艺流程如下。

(1) 衬底制备：选择轻掺杂的 P 型硅衬底，如图 3.62 (a) 所示。

(2) 埋层制备：为了降低集电极串联电阻，在集电区外延层和衬底间通常要制备 N^+ 埋层。首先在衬底上生长氧化层，然后通过光刻和刻蚀工艺制备埋层窗口，最后在埋层窗口中离子注入 N 型杂质，并退火形成 N^+ 埋层，如图 3.62 (b) 所示。

(3) 集电区（外延层）制备：在生长埋层的衬底上外延一层轻掺杂硅，使其作为双极晶体管的集电区。整个双极晶体管制备在该外延层上，如图 3.62 (c) 所示。

(4) 隔离区制备：首先在外延层上生长氧化层，并通过光刻和刻蚀工艺制备隔离窗口，然后在隔离区离子注入硼杂质形成 P^+ 隔离区， P^+ 隔离区主要起双极晶体管之间的电绝缘作用，如图 3.62 (d) 所示。

(5) 引出集电极：在集电区外延层通过氧化、光刻、刻蚀、离子注入等工艺制备 N^+ 区，将其作为集电极接触区，集电极接触区有助于降低集电极接触电阻，如图 3.62 (e) 所示。

(6) 基区制备：首先通过氧化、光刻、刻蚀工艺制备基区窗口，然后离子注入 P 型杂质形成 P 型基区。由于 P 型基区的掺杂直接影响双极晶体管增益、频率等特性，因此离子注入 P 型杂质的量需要严格控制。形成 P 型基区后，继续通过光刻、刻蚀、离子注入等工艺引出 P^+ 基极接触区，如图 3.62 (f) 所示。

(7) 发射区制备：首先通过氧化、光刻、刻蚀工艺制备发射区窗口，然后离子注入 N^+ 型杂质形成 N^+ 发射区，如图 3.62 (g) 所示。

(8) 金属接触：首先通过氧化、光刻、刻蚀工艺制备金属接触窗口，然后通过磁控溅射或电子束蒸发金属引出电极，如图 3.62 (h) 所示。

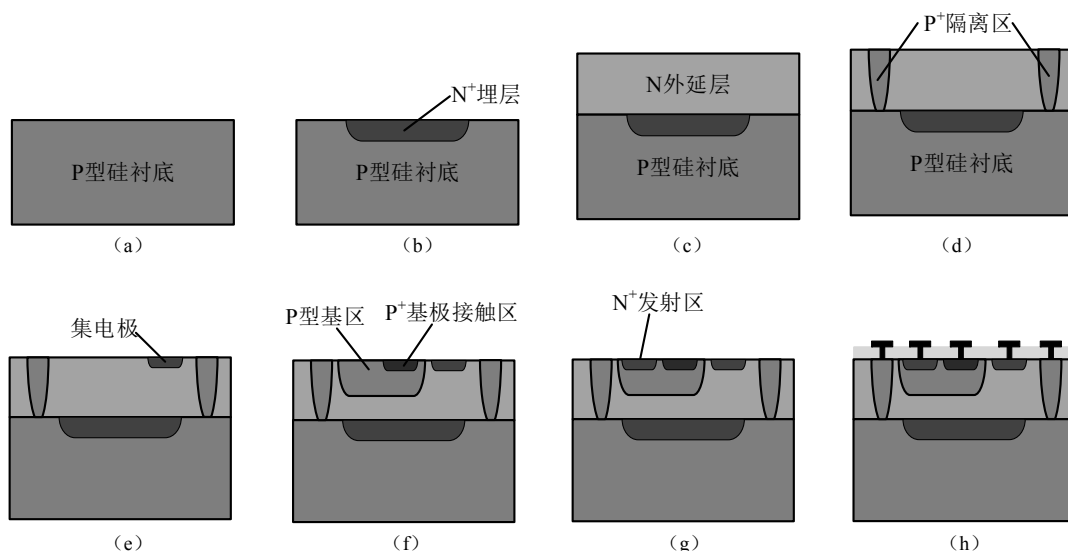


图 3.62 NPN 型双极晶体管制备工艺流程