第1章 PN结

1.1 半导体物理基础知识

视频

1.1.1 导带电子浓度

体积为 V 的半导体导带中的电子数 N 可以用积分式(1-1)表示，其中被积函数具体表达式分别为式(1-2)和式(1-3)。显见，被积函数中 $g_c(E)\mathrm{d}E$ 表示在 E 到 $E+\mathrm{d}E$ 能量间隔里允许存在的状态数。$f_e(E)g_c(E)\mathrm{d}E$ 表示在 $\mathrm{d}E$ 间隔里这些状态数上平衡态下应该有多少电子。根据式(1-2)和式(1-3)的函数特性，图 1-1 给出了式(1-1)被积函数的基本特性。由图 1-1 可知，由于电子分布概率函数 $f_e(E)$ 随 E 增加而减小，且在远高于 E_f 的部分基本呈现出自然指数衰减，而导带电子能态密度函数 $g_c(E)\sim E^{1/2}$ 是随 E 增大而缓慢增加的。因此，如式(1-1)所示，$f_e(E)g_c(E)$ 将出现峰值，且峰值在导带底附近。图 1-1 清晰说明，平衡态下半导体导带中的电子仅存在于导带底附近，这与半导体研究中往往只需考虑能带极值处的少量载流子的认知一致。

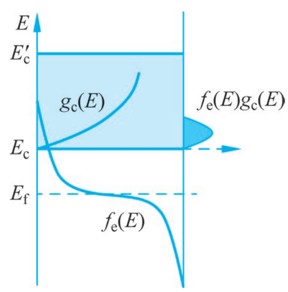

图 1-1 计算导带电子浓度的被积函数特性

$$N=\int_{E_c}^{E'_c} f_e(E)g_c(E)\mathrm{d}E \tag{1-1}$$

$$f_e(E)=\frac{1}{1+\exp\left(\dfrac{E-E_f}{kT}\right)} \tag{1-2}$$

$$g_c(E)=\frac{4\pi V}{h^3}(2m_{\mathrm{dn}})^{3/2}(E-E_c)^{1/2} \tag{1-3}$$

对于非简并半导体而言，E_f 远离导带底和价带顶，处在禁带内部，即 $E_c-E_f\gg kT$。在这个条件下，式(1-2)可以退化为简单的玻耳兹曼分布。尽管式(1-3)原本仅适用于能带极值附近，但由于 $f_e(E)g_c(E)$ 主要在导带底附近有非零值，所以在式(1-1)中可以将式(1-3)推广到整个导带范围，且可以把式(1-1)的积分上限放大到正无穷大。如此，近似后得到的导带电子浓度 n 如式(1-4)和式(1-5)所示，其常用单位是 cm^{-3}。N_c 是导带有效状态密度，如式(1-6)所示，它代表了将导带中各个能级处的能态密度按照电子分布概率加权处理折算到单一能级 E_c 处的能态密度。如此处理后，平衡态导带电子浓度 n_0 就可以简单地表示为式(1-7)。式(1-7)表明，温度 T 下半导体的能带结构直接决定了 N_c，而 E_f 会非常敏感和直观地决定 n_0。当温度为 300K 时，半导体 Si 的 $N_c\approx2.8\times10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$。

$$n=\int_{E_c}^{\infty}\frac{4\pi}{h^3}(2m_{\mathrm{dn}})^{3/2}\sqrt{E-E_c}\exp\left(-\frac{E-E_f}{kT}\right)\mathrm{d}E \tag{1-4}$$

$$n=\frac{2(2\pi m_{\mathrm{dn}}kT)^{3/2}}{h^3}\exp\left(-\frac{E_c-E_f}{kT}\right)=N_c\exp\left(-\frac{E_c-E_f}{kT}\right) \tag{1-5}$$

$$N_c=\frac{2(2\pi m_{\mathrm{dn}}kT)^{3/2}}{h^3}=4.82\times10^{15}T^{3/2}\left(\frac{m_{\mathrm{dn}}}{m_0}\right)^{3/2} \tag{1-6}$$

$$n_0=N_c\exp\left(-\frac{E_c-E_f}{kT}\right) \tag{1-7}$$

1.1.2 价带空穴浓度

图 1-2 对应图 1-1，式(1-8)～式(1-14)分别对应式(1-1)～式(1-7)。与 1.1.1 节讨论完全类似，平衡态价带空穴浓度 p_0 最终可以简单地表示为式(1-14)。当温度为 300K 时，半导体 Si 的 $N_v\approx 1.1\times10^{19}\text{cm}^{-3}$。

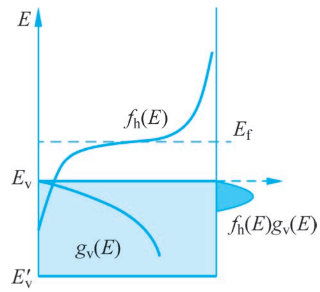

图 1-2　计算价带空穴浓度的被积函数特性

$$P=\int_{E_v'}^{E_v} f_h(E)g_v(E)\mathrm{d}E \tag{1-8}$$

$$f_h(E)=\frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_f-E}{kT}\right)} \tag{1-9}$$

$$g_v(E)=\frac{4\pi V}{h^3}(2m_{dp})^{3/2}(E_v-E)^{1/2} \tag{1-10}$$

$$p=\int_{-\infty}^{E_v}\frac{4\pi}{h^3}(2m_{dp})^{3/2}\sqrt{E_v-E}\exp\left(-\frac{E_f-E}{kT}\right)\mathrm{d}E \tag{1-11}$$

$$p=\frac{2(2\pi m_{dp}kT)^{3/2}}{h^3}\exp\left(-\frac{E_f-E_v}{kT}\right)=N_v\exp\left(-\frac{E_f-E_v}{kT}\right) \tag{1-12}$$

$$N_v=\frac{2(2\pi m_{dp}kT)^{3/2}}{h^3}=4.82\times10^{15}T^{3/2}\left(\frac{m_{dp}}{m_0}\right)^{3/2} \tag{1-13}$$

$$p_0=N_v\exp\left(-\frac{E_f-E_v}{kT}\right) \tag{1-14}$$

1.1.3 四种电流

半导体中常见的电流主要有电子、空穴的扩散电流和漂移电流，对应电流密度分别如式(1-15)～式(1-18)所示，其中 q 为基本电荷，E 为电场强度。注意，扩散电流的正方向与载流子浓度梯度方向相反，且电子的电量要取 $-q$。电子和空穴总电流密度 J_n、J_p 分别如式(1-19)和式(1-20)所示，每个公式都包含了各自的扩散和漂移电流分量。半导体中的总电流密度 J 则由 J_n 和 J_p 简单加和构成，如式(1-21)所示。

$$J_{n扩}=qD_n\frac{\mathrm{d}\Delta n(x)}{\mathrm{d}x} \tag{1-15}$$

$$J_{p扩}=-qD_p\frac{\mathrm{d}\Delta p(x)}{\mathrm{d}x} \tag{1-16}$$

$$J_{n漂}=qn\mu_nE \tag{1-17}$$

$$J_{p漂}=qp\mu_pE \tag{1-18}$$

$$J_n=qD_n\frac{\mathrm{d}\Delta n(x)}{\mathrm{d}x}+qn\mu_nE \tag{1-19}$$

视频
视频

$$J_p = -qD_p \frac{\mathrm{d}\Delta p(x)}{\mathrm{d}x} + qp\mu_p E \tag{1-20}$$

$$J = J_p + J_n = -qD_p \frac{\mathrm{d}\Delta p(x)}{\mathrm{d}x} + qp\mu_p E + qD_n \frac{\mathrm{d}\Delta n(x)}{\mathrm{d}x} + qn\mu_n E \tag{1-21}$$

视频

1.1.4 突变 PN 结耗尽区宽度

在耗尽区近似条件下，以均匀掺杂一维突变 P^+N 结为例，图 1-3 显示了 N 区一侧指向 $-x$ 方向的线性电场分布。式(1-22)是应用高斯定理直接求得的 N 区一侧耗尽区内的电场分布，同理可以求得 P 区一侧耗尽区内的电场分布，两者都是线性电场，其中 x_n 和 $-x_p$ 分别代表耗尽区在 N 型和 P 型半导体一侧的边界。电场强度的峰值 E_{max} 出现在 $x=0$ 处，如式(1-23)所示。平衡态下，图 1-3 中电场分布对应的三角形的面积就是耗尽区两侧的电势差，即内建电势差 V_D，其值可以从杂质全电离条件下式(1-7)和式(1-14)的乘积直接获得，如式(1-24)所示。在耗尽区近似条件下，外加电压 V_{bias} 都降落在高阻的耗尽区上，且正偏情况下($V_{bias}>0$)外加电压与内建电势差是直接叠加而相互抵消的。稳态情况下，PN 结两侧的净电势差 V 可以直接根据图 1-3 的三角形电场分布的面积求得。在一维突变 P^+N 结条件下，耗尽区电中性的特点要求 $x_p \ll x_n$，因此耗尽区在 P 区一侧的面积可以忽略，最终 V 的值如式(1-25)所示。将式(1-23)代入式(1-25)，则可以直接求得 P^+N 结的耗尽区宽度 d，如式(1-26)所示。其中，$d \sim (V/N_D)^{1/2}$①，即突变 PN 结的耗尽区主要分布于轻掺杂一侧，且与两侧净电势差 V 呈弱抛物线关系。

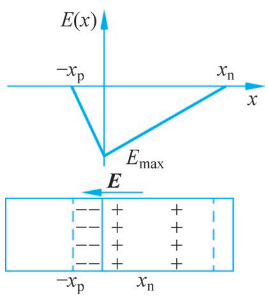

图 1-3　平衡态一维突变 P^+N 结耗尽区内建电场分布

$$E_n(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon_r\varepsilon_0}(x_n - x) \tag{1-22}$$

$$E_{max} = -\frac{qN_A x_p}{\varepsilon_r\varepsilon_0} = -\frac{qN_D x_n}{\varepsilon_r\varepsilon_0} \tag{1-23}$$

$$V_D = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{1-24}$$

$$V = V_D - V_{bias} = \frac{1}{2}x_n \mid E_{max} \mid \tag{1-25}$$

$$d \approx x_n = \left(\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{q}\frac{V}{N_D}\right)^{1/2} \tag{1-26}$$

① 此外～表示可比拟于。

视频

1.1.5 一维扩散方程的稳态解

如图 1-4 所示，此时非平衡空穴 $\Delta p(x)$ 的扩散流密度 s_p 可以写为式(1-27)，其常用单位为 $cm^{-2}\cdot s^{-1}$。假设这块 N 型半导体的截面积为 A，考查单位时间内图 1-4 中 x 到 $x+dx$ 范围内扩散流入和流出的非平衡空穴数量差，即这段范围内非平衡空穴数量的增加值，可以用式(1-28)表示。式(1-29)进而直接表示了这段范围内因扩散过程而产生的单位时间内的增量 $\Delta p(x)$。考虑非平衡少子的复合过程，式(1-30)给出了复合率。因此，x 处单位时间内 $\Delta p(x)$ 的增加就可以表示为扩散引起的增量与复合引起的减量之差，如式(1-31)所示。这也是图 1-4 条件下的非平衡少子一维连续性方程。

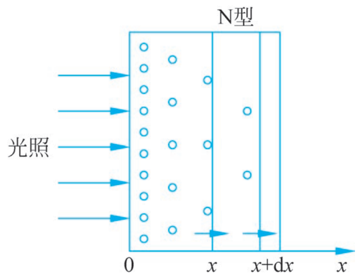

图 1-4　仅在 $x=0$ 处存在恒定光照下，非平衡空穴在 N 型均匀掺杂半导体中的一维扩散

$$s_p = -D_p \frac{d\Delta p(x)}{dx} \tag{1-27}$$

$$[s_p(x) - s_p(x+dx)]A \tag{1-28}$$

$$\left(\frac{d\Delta p}{dt}\right)_{扩散} = \frac{[s_p(x) - s_p(x+dx)]A}{A\,dx} = -\frac{ds_p(x)}{dx} = D_p \frac{d^2\Delta p(x)}{dx^2} \tag{1-29}$$

$$\left(\frac{d\Delta p}{dt}\right)_{复合} = -\frac{\Delta p(x)}{\tau_p} \tag{1-30}$$

$$\frac{\partial \Delta p(x,t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \Delta p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\Delta p(x,t)}{\tau_p} \tag{1-31}$$

现考虑稳态的情况，如式(1-32)所示。此时式(1-31)改写为式(1-33)，其对应的通解为式(1-34)。L_p 为非平衡空穴的扩散长度，$L_p=\sqrt{D_p\tau_p}$，其中 τ_p 为非平衡空穴的寿命。对应图 1-4，现在分析两种常见边界条件下通解的具体呈现形式。

一种情况如式(1-35)和式(1-36)所示，对于足够厚的样品，当 $x\to+\infty$ 时所有非平衡空穴要复合光，而在 $x=0$ 处恒定存在一个常数的 Δp_0。此时通解的具体形式如式(1-37)所示，呈现出一个简单的自然指数衰减解，如图 1-5 所示。注意，图 1-5 表明，在 $x=L_p$ 处，$\Delta p(x)=\Delta p_0/e$，且在 $x=0$ 处，$d(\Delta p(x))/dx=\Delta p_0/L_p$。

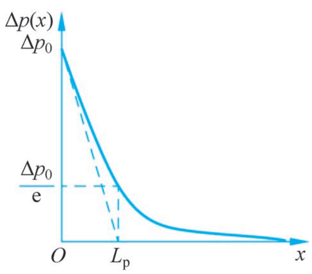

图 1-5　样品足够厚条件下一维稳态扩散方程的解

$$\frac{\partial \Delta p(x,t)}{\partial t} = 0 \tag{1-32}$$

$$D_p \frac{d^2\Delta p(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p(x)}{\tau_p} = 0 \tag{1-33}$$

$$\Delta p(x) = A\exp(-x/L_p) + B\exp(x/L_p) \tag{1-34}$$

$$\Delta p(0) = \Delta p_0 \tag{1-35}$$

$$\Delta p(+\infty) \text{为有限值} \tag{1-36}$$

$$\Delta p(x)=\Delta p_0\exp(-x/L_p) \tag{1-37}$$

另一种情况是样品厚度 W 非常小，且在 $x=W$ 处存在外力影响使 $\Delta p(W)=0$。此时的边界条件可以用式(1-38)和式(1-39)表示。通解式(1-34)具化为式(1-40)，形式上看起来引入了较为复杂的双曲函数。但当 $W \ll L_p$，即样品厚度非常薄时，式(1-40)简化为式(1-41)。此时的 $\Delta p(x)$ 呈现出简单的线性衰减解，如图 1-6 所示。由图可知，在整个扩散过程中，$\Delta p(x)$ 的梯度 $\Delta p_0/W$ 保持不变。由式(1-33)可知，此时的复合率为零，即在整个扩散过程中没有复合，少子的寿命 τ_p 足够长。图 1-6 的情况常见于理想双极型晶体管的基区少子分布。

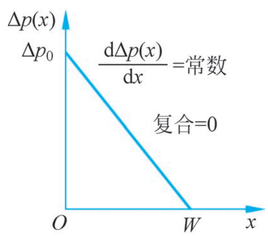

图 1-6　样品足够薄且 $\Delta p(w)=0$ 条件下一维稳态扩散方程的解

$$\Delta p(0)=\Delta p_0 \tag{1-38}$$

$$\Delta p(W)=0 \tag{1-39}$$

$$\Delta p(x)=\Delta p_0\frac{\sinh[(W-x)/L_p]}{\sinh(W/L_p)} \tag{1-40}$$

$$\Delta p(x)=\Delta p_0\left(1-\frac{x}{W}\right) \tag{1-41}$$

1.1.6　玻耳兹曼分布规律的应用

视频

如图 1-7 所示，已知电子浓度为 n_1 和 n_2 的平衡态非简并半导体对应的费米能级分别为 E_{f1} 和 E_{f2}，且 $E_{f1}-E_{f2}=\Delta E$。根据式(1-7)可以写出式(1-42)和式(1-43)。由于两个式子中包含很多相同的量，特别是它们都符合玻耳兹曼分布，因此得到了一个非常简洁的倍率表达式，如式(1-44)所示。式(1-45)给出了用 n_2 表示 n_1 的表达式，即离导带底近的费米能级对应一个更高的电子浓度，且浓度值是费米能级离导带底远的电子浓度的 $\exp(\Delta E/kT)$倍。显见，如果已知 n_2 的值，可以用式(1-45)求解 n_1。这种利用玻耳兹曼分布规律快速进行载流子浓度换算的方法将大量应用于本书后续的很多分析中。比如，如图 1-8 所示的正向偏压 V 作用下的 PN 结能带图，已知 P 型半导体中性区的电子浓度为 n_{p0}，在 $-x_p$ 处的电子浓度因该处 E_f^n 与导带底的间距比 P 型半导体中性区的 E_f^p 与导带底的间距小 qV，所以通过式(1-45)易得式(1-46)。如果已知 N 型半导体中性区的电子浓度为 n_{n0}，则根据 $E_f^n(-x_p)$离导带底比 N 型中性区 E_f^n 离导带底远 $q(V_D-V)$，易得式(1-47)。同时根据式(1-46)和式(1-47)，也易得两个中性区间电子浓度的转换关系，如式(1-48)所示。可见，对于非简并半导体在根据能带图分析载流子浓度的变化关系时，熟练掌握玻耳兹曼分布规律的应用是方便的。

$$n_1=N_c\exp\left(-\frac{E_c-E_{f1}}{kT}\right) \tag{1-42}$$

$$n_2=N_c\exp\left(-\frac{E_c-E_{f2}}{kT}\right) \tag{1-43}$$

$$\frac{n_1}{n_2}=\frac{N_c\exp\left(-\dfrac{E_c-E_{f1}}{kT}\right)}{N_c\exp\left(-\dfrac{E_c-E_{f2}}{kT}\right)}=\exp\left(\frac{E_{f1}-E_{f2}}{kT}\right)=\exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right)>1 \tag{1-44}$$

$$n_1=n_2\exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \tag{1-45}$$

$$n(-x_p)=n_{p0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{1-46}$$

$$n(-x_p)=n_{n0}\exp\left(-\frac{q(V_D-V)}{kT}\right)=n_{n0}\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{1-47}$$

$$n_{n0}=n_{p0}\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) \tag{1-48}$$

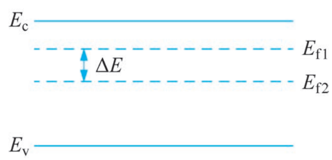

图 1-7 能量差为 ΔE 的两个费米能级分别对应两种单一掺杂浓度 n_1 和 n_2

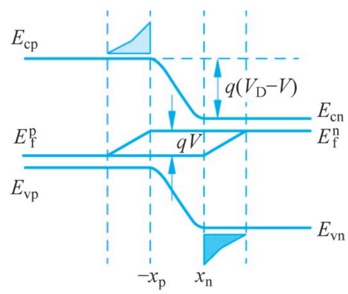

图 1-8 正向偏压 V 作用下的 PN 结能带图

1.2 PN 结直流特性

1.2.1 基本结构

如图 1-9 和图 1-10 所示，按照杂质分布的特点一般可以将 PN 结区分为突变结和缓变结。突变结可以使用合金法制备，结两侧均匀掺杂且在结深 x_j 处杂质类型和浓度发生突变，P^+N 结对应 $N_A \gg N_D$，而 N^+P 结对应 $N_D \gg N_A$。缓变结可以使用杂质扩散法制备，杂质补偿后在结深 x_j 附近可以将净掺杂浓度线性近似后写为式(1-49)，其中 α_j 为系数。本书后续无特别说明，所提 PN 结均指突变结。

$$N_D-N_A=\alpha_j(x-x_j) \tag{1-49}$$

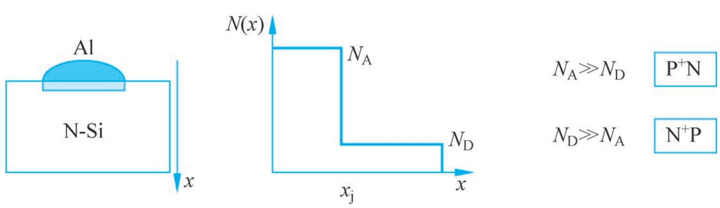

图 1-9 (铝)合金法制备突变结及其杂质浓度分布

视频

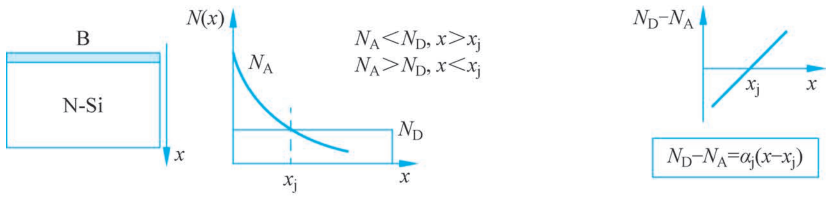

图 1-10 （硼）扩散法制备缓变结及其杂质浓度分布

1.2.2 正偏下的电流

PN 结在正向偏压 V_f 下的典型能带图如图 1-11 所示。根据费米能级的物理意义，即其表征了载流子的填充水平可知，此时由于 N 型平衡区 E_f 高于 P 型平衡区 E_f，电子将自然从 N 区（扩散）净流向 P 区。同理，由于能带图上占据能级越高的空穴对应的能量越低，图 1-11 显示 P 型平衡区空穴 E_f 高于 N 型平衡区空穴 E_f，空穴将自然从 P 区（扩散）净流向 N 区。显然，在正偏 PN 结中存在两种载流子的扩散电流。考虑到电流的连续性，从 N 区扩散到 P 区的电子需要由外接电源来及时补充，因此 N 型平衡区实际上为准平衡区，在其内部存在一定的电场，该电场可以驱使大量电子形成漂移电流。同理，在 P 型平衡区内也存在一定的电场，驱使大量空穴形成漂移电流。所以，在正偏 PN 结中也存在两种载流子的漂移电流。如图 1-12 所示，这四种电流在 PN 结中动态存在，始终保持各个截面处电流强度的大小一致，连续性得以体现。当然，此时认为在耗尽区内不考虑载流子产生和复合过程，从而在耗尽区内部准费米能级和电流分量都不发生弯曲。耗尽区近似的条件下，外加偏压 V_f 都将降落在耗尽区上，因此如图 1-12 所示，在非平衡少子扩散区内仅存在扩散复合过程，复合所需多子来自多子的漂移电流，也可以说漂移电流分量的减小转化为扩散电流分量的增加。

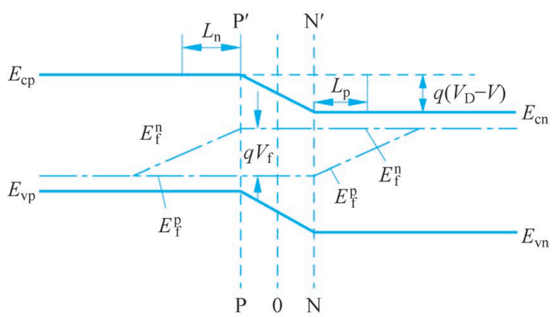

图 1-11 正偏 V_f 下 PN 结能带图

1.2.3 非平衡 PN 结的能带图

如图 1-12 所示，非平衡 PN 结可以区分为两个平衡区、两个扩散区和一个耗尽区，在这些区间，能带图的差别明显。为此，如图 1-13 所示，以正偏情况下 PN 结为例说明能带图的画法，具体如下。

(1) 因为有 5 个区，所以先用 4 条竖直虚线分成 5 个区，从左至右分别编号为 1～4 号线。

(2) 耗尽区内无产生和复合，从 P 型平衡区直接以直线方式画 E_f^p 直到 3 号线。

(3) 同理，在 2 号线 E_f^p 上方 qV 的位置，从左至右画一直线直至 N 型平衡区，为 E_f^n。

(4) 将 1 号线与 E_f^p 交点和 2 号线与 E_f^n 交点间用(准)直线连接，同样将 3 号线与 E_f^p 交点和 4 号线与 E_f^n 交点间用(准)直线连接，完成(准)费米能级系统的绘制。

(5) 根据 P 区的掺杂浓度计算出 E_{vp} 到 E_f^p 的距离，从 P 型平衡区直线画 E_{vp} 到 2 号线。

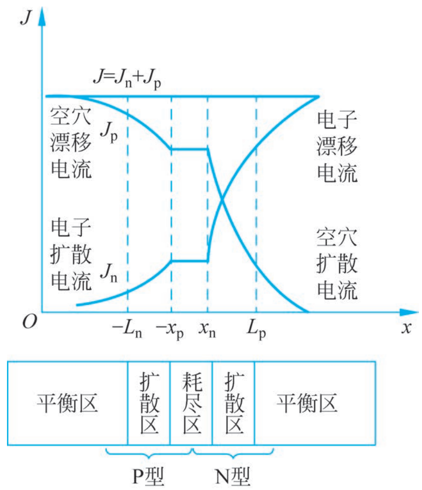

图 1-12 PN 结中四种电流的动态平衡

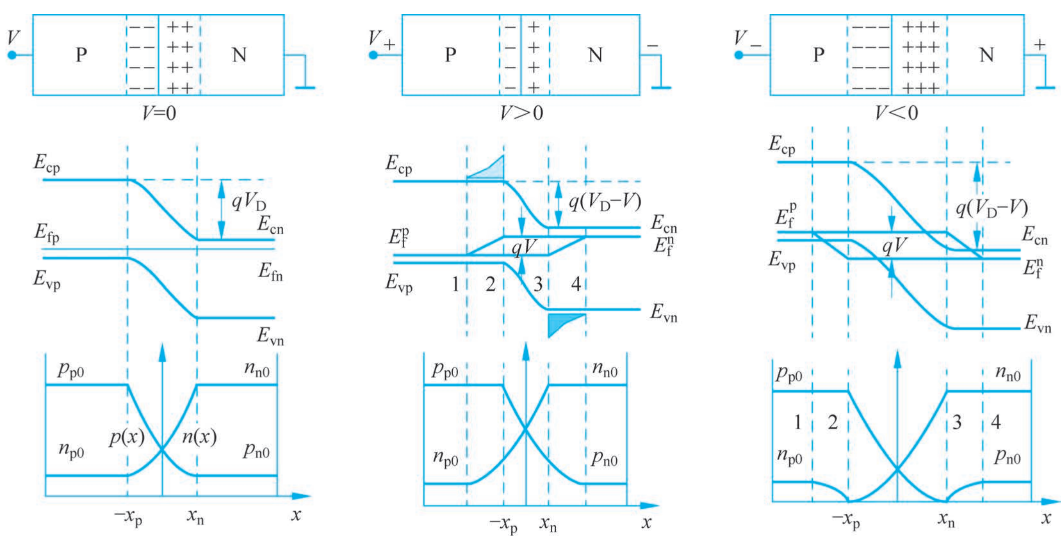

图 1-13 零偏、正偏和反偏条件下 PN 结能带图和对应的载流子浓度分布示意图

(载流子浓度的纵坐标使用了对数坐标)

(6) 根据半导体 E_g,从 P 型平衡区直线画 E_{cp} 到 2 号线。

(7) 同理,重复(5)和(6)的操作,完成 E_{vn} 和 E_{cn} 的绘制。

(8) 在耗尽区,即 2、3 号线之间将中断的 E_{cp}、E_{cn} 以及 E_{vp}、E_{vn} 分别用光滑的抛物线连接起来。

至此,就画完了正偏情况下完整的能带图。应注意:正偏情况下 E_f^n 是高于 E_f^p 的,耗尽区的 E_c 和 E_v 是抛物线,准费米能级间的连接是(准)直线。以上画法同样适用于处理零偏和反偏的情况。只不过零偏时只需要两条区间分割线,对应两个平衡区和一个耗尽区。另外,当 N 区接地,正反偏电压直接加在 P 区上时,由于耗尽区近似条件下整个外加电压全部加在耗尽区上,相对 N 型平衡区能带系统这会直接导致 P 型平衡区能带系统附加电势能在正偏情况下整体下移 qV,而在反偏情况下整体上移 qV。

下面以图 1-13 中反偏的情况为例,对如何使用能带图获得载流子浓度分布进行说明。对于电子浓度 n,只需要观察电子的(准)费米能级和导带底的间距变化情况即可根据式(1-7)画出浓度分布图。同样自左至右,从 P 型平衡区开始观察电子(准)费米能级到 E_c 的距离变化规律,发现到达 1 号线之前此间距是接近 E_g 的常数,因此在浓度分布图上对应一个浓度很低的常数值 n_{p0}。继续向右,发现此时 E_f^n 开始远离 E_c,在到达 2 号线时间距达到最大,此间距已经超过了 E_g,所以 n 从 1 号线交点处继续快速呈指数下降,在到达 2 号线即 $-x_p$ 处时,n 接近零。再向右,由于 E_c 开始下降,E_f^n 保持水平不变,导致两者间距反而越来越小,在浓度分布图上 n 则快速呈指数上升,并在 3 号线处($x=x_n$)到达 n_{n0}。再向右,E_c 和 E_f^n 均保持不变,且两者间距较小,反映到 n 的分布图上就是高浓度的 n_{n0} 向右直线延伸。同理,也可以按照这样的操作画出 p 的浓度分布图,最终得到完整的载流子浓度分布图。可以看出,熟练掌握能带图绘制对载流子浓度分布分析是十分有利的。

1.2.4 正向偏压下非平衡少子的分布

根据图 1-13 具体推导正向偏压 V 下两个扩散区的少子分布。利用 1.1.5 节介绍的玻耳兹曼分布规律可以直接以 p_{n0} 为基数写出 $p(x_n)$,如式(1-50)所示。进而根据式(1-51)得到式(1-52),即 x_n 处非平衡空穴的浓度 $\Delta p(x_n)$。对于扩散区足够宽的稳态情况,根据式(1-37)可以直接写出 $\Delta p(x)$分布,即式(1-53)。同理,在 $-x_p$ 处,也可以如此操作得到式(1-54)和式(1-55),从而最终获得稳态下 $\Delta n(x)$分布式(1-56)。在式(1-55)中,注意在 $-x$ 方向上需要相应变换式(1-53)中的正、负号,例如 x 变成 $-x$,x_n 变成 x_p($-x_p$ 加负号变成 x_p)。

$$p(x_n)=p_{n0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{1-50}$$

$$\Delta p(x)=p(x)-p_{n0} \tag{1-51}$$

$$\Delta p(x_n)=p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{1-52}$$

$$\Delta p(x)=\Delta p(x_n)\exp\left(-\frac{x-x_n}{L_p}\right) \tag{1-53}$$

$$n(-x_p)=n_{p0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{1-54}$$

$$\Delta n(-x_p)=n_{p0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right] \tag{1-55}$$

$$\Delta n(x)=\Delta n(-x_p)\exp\left(\frac{x+x_p}{L_n}\right) \tag{1-56}$$

1.2.5 反向偏压下非平衡少子的分布

1.2.4节的操作也完全适用于较大反向偏压V的情况，只不过此时根据式(1-50)和式(1-54)得到的$p(x_n)$和$n(-x_p)$均约为零，进而导致$\Delta p(x_n)$和$\Delta n(-x_p)$为负常数，如式(1-57)和式(1-58)所示。最终得到在扩散区少子的稳态分布如式(1-59)和式(1-60)所示。由于式中指数前的系数为负数，使得图1-13中反偏情况下在两个扩散区的少子分布规律与正偏情况相反：在x_n和$-x_p$处的浓度最低，接近零。因此，根据少子浓度分布图可以看出，反偏情况下平衡区的少子反而向扩散区扩散流动，像是一股被抽取的电流，所以反偏电流也称为抽取电流。

$$\Delta p(x_n)=p(x_n)-p_{n0}=-p_{n0} \tag{1-57}$$

$$\Delta n(-x_p)=n(-x_p)-n_{p0}=-n_{p0} \tag{1-58}$$

$$\Delta p(x)=-p_{n0}\exp\left(-\frac{x-x_n}{L_p}\right) \tag{1-59}$$

$$\Delta n(x)=-n_{p0}\exp\left(\frac{x+x_p}{L_n}\right) \tag{1-60}$$

1.2.6 理想PN结的电流-电压关系

连续性要求电流强度在PN结任意截面处的大小应该一致，根据图1-14就可以把正向偏压V下流经PN结的电流密度写为两个少子扩散电流密度之和，如式(1-61)所示。对于扩散区足够宽的PN结，以空穴扩散电流为例，利用玻耳兹曼分布律，根据式(1-37)可以写出非平衡空穴的分布式(1-62)和式(1-63)。再根据式(1-16)可以得到x_n处的空穴扩散电流，如式(1-64)所示。同理，也可以直接写出$-x_p$处的电子扩散电流，如式(1-65)所示。式(1-64)和式(1-65)是高度互补的，只要将式中n、p的符号对调就可以变成对方。由式(1-61)可得PN结总电流密度如式(1-66)所示。其中前置系数J_s定义为式(1-67)、

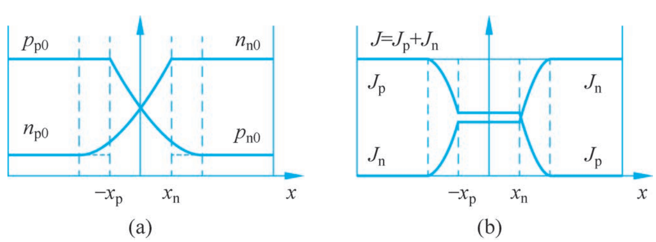

图1-14 理想突变PN结外加偏压V下的载流子浓度和电流密度分布

视频

式(1-68)和式(1-69),J_s 也称为反向饱和电流密度。从以上推导可以看出,式(1-66)中的 $\exp(qV/kT)$这一项源自式(1-62),即 PN 结电流对电压呈现指数依赖的结论主要是因为在$-x_p$ 或 x_n 处非平衡少子浓度对电压的指数依赖。再深入分析发现,浓度的指数依赖源自非简并半导体载流子浓度的玻耳兹曼分布规律,其典型特点如图 1-1 和图 1-2 所示。从这个角度去看式(1-66),会发现在正偏电压 V 下,能扩散到对方掺杂区的少子数量仅仅是因为遵从玻耳兹曼分布而呈现指数量级的增加,进而导致纯扩散电流的指数增加。

推导理想一维稳态截面积 A 为常数的 PN 结的电流-电压关系,需要使用以下几个前提。

(1) 小注入,即 $\Delta n_p \ll p_{p0}$,$\Delta p_n \ll n_{n0}$。

(2) 突变结耗尽区近似,即耗尽区外无电场。

(3) 耗尽区中无载流子产生与复合。

(4) 非简并的半导体体系。

$$J = J_p(x_n) + J_n(x_n) = J_p(x_n) + J_n(-x_p) \tag{1-61}$$

$$\Delta p(x_n) = p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{1-62}$$

$$\Delta p(x) = \Delta p(x_n)\exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right) \tag{1-63}$$

$$J_p(x_n) = -qD_p\left.\frac{\mathrm{d}\Delta p}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_n} = \frac{qD_p}{L_p}p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{1-64}$$

$$J_n(-x_p) = \frac{qD_n}{L_n}n_{p0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{1-65}$$

$$J = J_s\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right] \tag{1-66}$$

$$J_s = \left(\frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A}\right) \tag{1-67}$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} \tag{1-68}$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A} \tag{1-69}$$

图 1-15 是理想 PN 结 J-V 关系的典型曲线示意图。从式(1-66)可知,PN 结具备整流特性:当外加正向偏压满足 $qV/kT \gg 1$ 时,式(1-66)简化为式(1-70);当反偏电压满足$-qV \gg kT$ 时,式(1-66)简化为式(1-71),是一个常数,即反向饱和电流密度。从图 1-13 可知,这种整流特性主要与外加偏压下在少子注入点 x_n 和$-x_p$ 处的少子来源有关系。以电子电流为例,正偏下$-x_p$ 注入点处的 Δn 来自 N

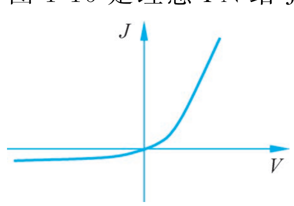

图 1-15 理想 PN 结的 J-V 关系

区，能量高于 $q(V_D-V)$ 的 N 区电子都能注入 P 区且其数量因为遵从玻耳兹曼分布而随 V 的增加呈现指数量级的增加；反偏下，能量高于 $q(V_D-V)$ 的 N 区电子数量指数减少，破坏了扩散-漂移的平衡，导致 $-x_p$ 注入点处的电子几乎都被耗尽区漂移电场抽至 N 区，$n(-x_p)\approx 0$ 导致 P 区的少子电子向 $-x_p$ 注入点处反向扩散，形成反向电流。P 区少子电子的浓度本来就很低，耗尽区外无电场近似又导致反向扩散电流仅取决于扩散的浓度梯度，对于扩散区足够宽的 PN 结反偏下其电子电流自然很小。况且，如式(1-54)反偏电压 $-qV>3kT$ 就可导致 $n(-x_p)\approx 0$，后面再怎么加大反偏电压，最终也还是只能得到 $n(-x_p)$ 更接近零的结论。因此，反向扩散的电子浓度梯度不可能灵敏依赖于反偏电压，但如上所述正偏却是灵敏依赖的，这就是整流特性的根源。

$$J=J_s\exp\left(\frac{qV}{kT}\right),\quad qV/kT\gg 1 \tag{1-70}$$

$$J=-J_s,\quad -qV\gg kT \tag{1-71}$$

根据图 1-13 中的零偏能带图，利用玻耳兹曼分布规律后，易得式(1-72)和式(1-73)。根据式(1-67)～式(1-69)、式(1-72)和式(1-73)反向饱和电流密度如式(1-74)所示。由于 D_n、D_p，L_n、L_p 的大小均接近，因此式(1-74)中空穴电流分量和电子电流分量的相对大小主要取决于各区的掺杂浓度 N_A 或 N_D。对于 P^+N 结，因为 $N_A\gg N_D$，因此式(1-74)的结论表明反向饱和电流以空穴电流分量为主。再根据式(1-70)，正偏下显然也是以空穴电流分量为主的。所以，这个简单推导告诉我们单边突变 PN 结中，正反向电流都是由掺杂浓度高的那一侧半导体主导的。此外，根据式(1-67)，可以有式(1-75)，进而在外加偏压下有式(1-76)($qV_{g0}=E_g$)，说明 PN 结电流强烈依赖温度。对于 300K 下 Si 的 PN 结来说，每升高 10℃，J_s 就会增大 4 倍。

$$p_{n0}=p_{p0}\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right) \tag{1-72}$$

$$n_{p0}=n_{n0}\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right) \tag{1-73}$$

$$\begin{aligned}J_s&=\frac{qD_p}{L_p}p_{n0}+\frac{qD_n}{L_n}n_{p0}=\frac{qD_p}{L_p}p_{p0}\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)+\frac{qD_n}{L_n}n_{n0}\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)\\&=\frac{qD_p}{L_p}N_A\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)+\frac{qD_n}{L_n}N_D\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)\\&\approx\frac{qD_p}{L_p}N_A\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)\quad (P^+N\text{ 结})\end{aligned} \tag{1-74}$$

$$J_s\propto T^{3+\frac{\gamma}{2}}\exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \tag{1-75}$$

$$J\propto T^{3+\frac{\gamma}{2}}\exp\left[\frac{q(V-V_{g0})}{kT}\right] \tag{1-76}$$

1.1 节和 1.2 节内容为后续半导体器件工作原理推导做出了必要的基础知识介绍，其中很多分析方法将会在后面内容的阐述中发挥关键作用。

1.3 PN 结交流特性

1.3.1 交流小信号下的 PN 结少子分布

视频

考虑稳态理想 PN 结在直流正偏电压 V_0 基础上额外串联施加一个交流小信号电压 $V_1\cos\omega t$，如图 1-16 所示。PN 结二极管两端的电压此时用式(1-77)表示，注意小信号是指 $V_1 \ll V_0$。可以想到，如果响应及时，此时在扩散区内的少子分布将随着交流电压信号同步起伏涨落。为了数学上处理的方便，周期性信号引起的变化，式(1-77)可以用欧拉公式处理为式(1-78)。以 x_n 处的空穴浓度为例，根据图 1-16 中的能带图式(1-79)直接给出了 $p_n(x_n,t)$ 的含时变化规律。由于 V_1 是小信号，因此使用了 $\exp(x)\approx 1+x$ 的近似处理。式(1-79)的处理导致在 x_n 处的空穴浓度人为划分为直流稳态分量 $p_n^0(x_n)$ 和交流同步涨落分量 $p_n^1(x_n)\exp(\mathrm{i}\omega t)$，其中上标 0 代表直流，上标 1 代表交流。这表明，在处理 PN 结频率响应时有可能将扩散区内任一点 x 处的少子浓度按直流特性和交流特性分开处理，从而简化分析过程。式(1-80)和式(1-81)分别给出了 x_n 处直流偏置 V_0 下的稳态空穴浓度和交流小信号 $V_1\cos\omega t$ 对应浓度涨落的幅度。

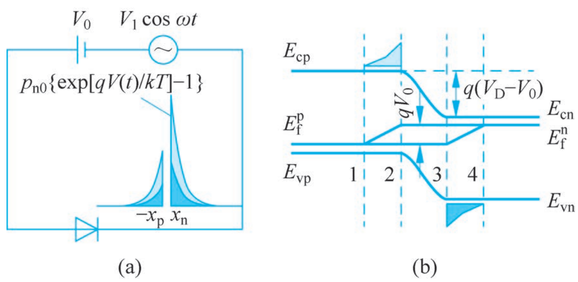

图 1-16 理想 PN 结二极管在直流正偏电压 V_0 基础上叠加交流小信号 $V_1\cos\omega t$ 后的电路图和直流稳态对应的能带图

$$V(t)=V_0+V_1\cos\omega t,\quad V_1\ll V_0 \tag{1-77}$$

$$V(t)=V_0+V_1\exp(\mathrm{i}\omega t) \tag{1-78}$$

$$\begin{aligned}p_n(x_n,t)&=p_{n0}\exp[qV(t)/kT]=p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)\exp\left[\frac{qV_1}{kT}\exp(\mathrm{i}\omega t)\right]\\&\approx p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)\left[1+\frac{qV_1}{kT}\exp(\mathrm{i}\omega t)\right]\\&=p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)+\frac{qV_1}{kT}p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)\exp(\mathrm{i}\omega t)\\&=p_n^0(x_n)+p_n^1(x_n)\exp(\mathrm{i}\omega t)\end{aligned} \tag{1-79}$$

$$p_n^0(x_n)=p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \tag{1-80}$$

$$p_n^1(x_n)=\frac{qV_1}{kT}p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \tag{1-81}$$

式(1-82)是式(1-79)的简化,表明 x_n 处的空穴浓度可以直接写为直流稳态分量和交流涨落分量。进一步将扩散区内每一个 x 处的空穴浓度都改写为这种形式,得到空穴分布的假设解式(1-83)。如果最终通过边界条件和初始条件,能够利用假设解得到正确的结论,根据解的唯一性定理,就可以认定假设解即为正确解。当然,这个假设解中包含了任一 x 处的相位变化是同相的约定。为此,将式(1-83)代入式(1-84)的连续性方程中进行求解。因为直流稳态空穴分布满足式(1-85),式(1-84)可以简化为式(1-86)、式(1-87)。利用式(1-88)的定义,式(1-87)可以写为式(1-89)。对比式(1-85)可以发现,将直流分量和交流分量分开处理后,少子分布的两种分量在形式上遵从一致的规则,只不过交流分量中的扩散长度 L_p' 是一个复数。在已知直流分量解式(1-53)的基础上,剩下的工作就是求解交流连续性方程式(1-89)。根据边界条件式(1-90)和式(1-91),易得式(1-89)的解为式(1-92)。解的形式与直流稳态解也高度一致,除去 L_p' 是一个复数。至此,说明式(1-83)的假设解是合理的。

$$p_n(x_n,t)=p_n^0(x_n)+p_n^1(x_n)\exp(i\omega t) \tag{1-82}$$

$$p_n(x)=p_n^0(x)+p_n^1(x)\exp(i\omega t) \tag{1-83}$$

$$\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial t}=D_p\frac{\partial^2 p_n(x,t)}{\partial x^2}-\frac{p_n(x,t)-p_{n0}}{\tau_p} \tag{1-84}$$

$$D_p\frac{\partial^2 p_n^0(x)}{\partial x^2}-\frac{p_n^0(x)-p_{n0}}{\tau_p}=0 \tag{1-85}$$

$$\frac{\partial[p_n^1(x)\exp(i\omega t)]}{\partial t}=D_p\frac{\partial^2[p_n^1(x)\exp(i\omega t)]}{\partial x^2}-\frac{p_n^1(x)\exp(i\omega t)}{\tau_p} \tag{1-86}$$

$$D_p\frac{d^2 p_n^1(x)}{dx^2}-\left(i\omega+\frac{1}{\tau_p}\right)p_n^1(x)=0 \tag{1-87}$$

$$L_p'=L_p/\sqrt{1+i\omega\tau_p} \tag{1-88}$$

$$\frac{d^2 p_n^1(x)}{dx^2}-\frac{p_n^1(x)}{L_p'^2}=0 \tag{1-89}$$

$$p_n^1(\infty)=0 \tag{1-90}$$

$$p_n^1(x_n)=\frac{qV_1}{kT}p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \tag{1-91}$$

$$p_n^1(x)=p_n^1(x_n)\exp\left(-\frac{x-x_n}{L_p'}\right) \tag{1-92}$$

1.3.2 扩散电流

将直流分量的解式(1-93)和交流分量的解式(1-92)代入式(1-83),完善后得到交流

视频

小信号条件下空穴分布的完整解。小注入和连续性条件依然适用，因此流经 PN 结的电流也仍然还是两种载流子的扩散电流。以空穴为例，根据式(1-83)求解空穴在 x_n 处的扩散电流。解的形式决定空穴扩散电流也可以分为直流分量和交流分量。式(1-94)是直流分量的扩散电流，与式(1-64)一致。式(1-95)给出了空穴扩散电流交流分量的解，此时含时项 $\exp(\mathrm{i}\omega t)$ 是必须包含的。同理，可以直接写出电子在 $-x_p$ 处扩散电流的交流分量，如式(1-96)所示，其中包含一个电子的复数扩散长度 L'_n，如式(1-97)所示。根据式(1-95)和式(1-96)可以直接写出总的交流扩散电流分量式(1-98)，其中包含了直流稳态电子和空穴的电流分量 J_p 和 J_n，如式(1-99)和式(1-100)所示。至此，就完成了 PN 结交流小信号条件下的交流扩散电流求解。

$$p_n^0(x)=p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)-1\right]\exp\left(-\frac{x-x_n}{L_p}\right) \tag{1-93}$$

$$J_p=-qD_p\left.\frac{\mathrm{d}p_n^0(x)}{\mathrm{d}x}\right|_{x_n}=qD_p\frac{p_{n0}}{L_p}\left[\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)-1\right] \tag{1-94}$$

$$J_{p1}(t)=-qD_p\left.\frac{\mathrm{d}[p_n^1(x)\exp(\mathrm{i}\omega t)]}{\mathrm{d}x}\right|_{x_n}=qD_p\frac{p_n^1(x_n)}{L'_p}\exp(\mathrm{i}\omega t) \tag{1-95}$$

$$J_{n1}(t)=qD_n\frac{n_p^1(-x_p)}{L'_n}\exp(\mathrm{i}\omega t) \tag{1-96}$$

$$L'_n=L_n/\sqrt{1+\mathrm{i}\omega\tau_n} \tag{1-97}$$

$$\begin{aligned}J_1(t)&=J_{p1}(t)+J_{n1}(t)=\left[qD_p\frac{p_n^1(x_n)}{L'_p}+qD_n\frac{n_p^1(-x_p)}{L'_n}\right]\exp(\mathrm{i}\omega t)\\&=\frac{qV_1}{kT}[J_p(1+\mathrm{i}\omega\tau_p)^{1/2}+J_n(1+\mathrm{i}\omega\tau_n)^{1/2}]\exp(\mathrm{i}\omega t)\end{aligned} \tag{1-98}$$

$$J_p(x_n)=\frac{qD_p}{L_p}p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)-1\right]\approx\frac{qD_p}{L_p}p_{n0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \tag{1-99}$$

$$J_n(-x_p)=\frac{qD_n}{L_n}n_{p0}\left[\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right)-1\right]\approx\frac{qD_n}{L_n}n_{p0}\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \tag{1-100}$$

视频

1.3.3 交流小信号导纳

在交流小信号情况下，PN 结的交流(复数)导纳 Y 可以用式(1-101)表示，其中 G 是电导，C 是电容，两者呈并联关系。假设 PN 结的截面积为 A，根据式(1-98)可得式(1-102)。高频情况下，$\omega\gg1/\tau$(τ 是少子寿命)，即 $\omega\tau_p\gg1$，$\omega\tau_n\gg1$，此时式(1-102)简化为式(1-103)。低频情况下，$\omega\ll1/\tau$，即 $\omega\tau_p\ll1$，$\omega\tau_n\ll1$，此时式(1-102)简化为式(1-104)。式(1-104)的实部和虚部分开后，可得式(1-105)和式(1-106)，其中 $I_F=I_p+I_n$ 是直流稳态 V_0 偏置下的正向电流强度，C_D 是交流小信号情况下的扩散电容。根据扩散长度与扩散系数和少子寿命间的关系 $L=\sqrt{D\tau}$，可以将式(1-99)和式(1-100)代入式(1-106)并约化，得到式(1-106)。根据式(1-53)和式(1-56)，也可以通过对少子在直流稳态情况下扩散

区的分布进行积分，分别得到两个扩散区对应的少子总电荷 Q_n 或 Q_p，从而根据 dQ/dV 得到此时的扩散电容。如此推导后得到的扩散电容将恰好是式(1-106)的2倍。造成这个差异有两个原因：一个是式(1-106)推导过程中使用的少子扩散长度对直流分量与交流分量来说是不同的，即一个为 L，而另一个为 L'，而 dQ/dV 法推导时使用少子分布积分公式时对应的是同一个扩散长度 L。这种差异自然造成相同电压抖动 dV 情况下 dQ 存在差异。另一个是只有靠近耗尽区边缘，即 x_n、$-x_p$ 处附近的少子才来得及响应交流信号的变化，从而来得及流入和流出耗尽区，而那些不能跟随交变电压来回流动的扩散区内的少子则无法对扩散电容做出贡献。

$$Y = G + \mathrm{i}\omega C \tag{1-101}$$

$$Y = \frac{i}{v} = \frac{AJ_1(t)}{V_1\exp(\mathrm{i}\omega t)} = \frac{qA}{kT}\left[J_p(1+\mathrm{i}\omega\tau_p)^{1/2} + J_n(1+\mathrm{i}\omega\tau_n)^{1/2}\right] \tag{1-102}$$

$$Y \approx \frac{qA}{kT}\left(J_p\sqrt{\omega\tau_p/2} + J_n\sqrt{\omega\tau_n/2}\right)(1+\mathrm{i}) \quad (\omega\tau_p \gg 1, \omega\tau_n \gg 1) \tag{1-103}$$

$$\begin{aligned}
Y &\approx \frac{qA}{kT}\left[J_p\left(1+\frac{1}{2}\mathrm{i}\omega\tau_p\right) + J_n\left(1+\frac{1}{2}\mathrm{i}\omega\tau_n\right)\right] \\
&= \frac{q}{kT}\left[(I_p + I_n) + \frac{1}{2}\mathrm{i}\omega(I_p\tau_p + I_n\tau_n)\right] \\
&= G + \mathrm{i}\omega C_D \quad (\omega\tau_p \ll 1, \omega\tau_n \ll 1)
\end{aligned} \tag{1-104}$$

$$G = \frac{qI_F}{kT} \tag{1-105}$$

$$C_D = \frac{1}{2}\frac{q}{kT}(I_p\tau_p + I_n\tau_n) = \frac{qA}{2kT}(qL_p p_{n0} + qL_n n_{p0})\exp\left(\frac{qV_0}{kT}\right) \tag{1-106}$$

1.3.4 交流小信号等效电路

视频

基于1.3.3节的分析，交流小信号条件下的PN结等效电路如图1-17所示。虚线框内的是1.3.3节推导得到的本征导纳，由交流电导和扩散电容并联构成。此外，考虑到直流偏置下，PN结还有一个势垒电容 C_T 以及非理想因素造成的漏电 G_L，都需要并联到本征导纳上去。当然，也需要考虑PN结二极管自身的串联电阻。图1-17上部给出的是PN结二极管的常用符号，三角形箭头方向是电流的正方向。

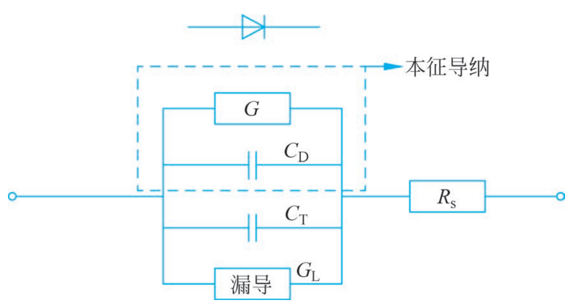

图1-17 PN结常用符号和交流小信号下PN结等效电路

1.4 PN 结的开关特性

视频

1.4.1 PN 结二极管的开关作用

如图 1-17 所示，PN 结二极管具备整流特性，即单向导通性。图 1-18 进一步给出了测试 PN 结二极管开关特性的综合电路，其中 R_L 为串联负载电阻。当二极管回路接通 A 触点时，正偏电压 V_1 将施加到回路上，由 PN 结二极管和 R_L 串联分压。其中，正向导通时 PN 结二极管上的压降是 V_S，如式(1-107)所示，电源内阻为 r，回路稳态电流 I_1 近似为式(1-108)。当二极管回路接通 B 触点时，反偏电压 V_2（<0）将施加到回路上。此时，二极管本身处于反向截止状态，其电阻远大于 R_L，因此整个回路的电流以二极管反向电流 I_R 为主，即式(1-109)。所以，在图 1-18 的回路中 PN 结二极管具有开关作用。

$$V_s = \begin{cases} (0.6 \sim 0.7)\mathrm{V(Si)} \\ (0.2 \sim 0.3)\mathrm{V(Ge)} \end{cases} \tag{1-107}$$

$$I_1 = \frac{V_1 - V_S}{R_L + r} \approx \frac{V_1}{R_L} \tag{1-108}$$

$$I = I_R \tag{1-109}$$

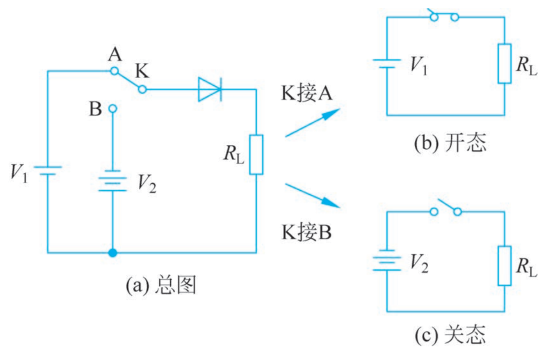

图 1-18　PN 结二极管的开关作用

视频

1.4.2 导通过程

以 P^+N 结为例，针对图 1-18(b)由截止到导通的过程进行深入分析。如图 1-19(a)所示，$t=0$ 的时刻，触点 A 接通。由于势垒电容的充放电涉及多子流动因此速度极快，但二极管上的压降与扩散区注入的少子总量(寿命)有关，即与扩散电容的充电过程有关，因此可以预期二极管上导通过程的压降应该是一个相对缓慢的上升过程，最终稳态导通时二极管上有恒定的压降 V_J，且 $V_J \ll V_1$，如图 1-19(b)所示。进而可知，R_L 上的分压开始比 $V_1 - V_J$ 略大，但非常接近 V_1，因此如图 1-19(a)所示，$t=0$ 导通瞬间，回路里的电流就已经是 I_1 了，如式(1-110)所示。对应较大稳态电流 I_1 的二极管上的压降 V_J 可以根据式(1-110)得到，即式(1-111)。由于二极管的电流 I_1 是一个空穴扩散电流，因此导通开始就基本是一个常数的导通电流 I_1 要求空穴注入点处的浓度梯度必须为一个常

数,相应就有如图 1-19(c)所示的空穴分布随导通时间的变化规律。注意:在 $x=0$ 的空穴注入点处,其浓度梯度始终保持不变。尽管导通过程也涉及对耗尽区的充电,即对势垒电容的充电过程,但一般扩散电容远大于势垒电容。所以,导通过程中的 I_1 基本就是注入点处的空穴扩散电流。因此,描述注入点处浓度梯度不变的方程就是式(1-112)。

$$I_1=\frac{V_1}{R_L}=I_R\left[\exp\left(\frac{qV_J}{kT}\right)-1\right]\text{(稳态)} \tag{1-110}$$

$$V_J=\frac{kT}{q}\ln\left(1+\frac{I_1}{I_R}\right) \tag{1-111}$$

$$\left.\frac{d\Delta p_n(x)}{dx}\right|_{x=0}=-\frac{I_1}{AqD_p} \tag{1-112}$$

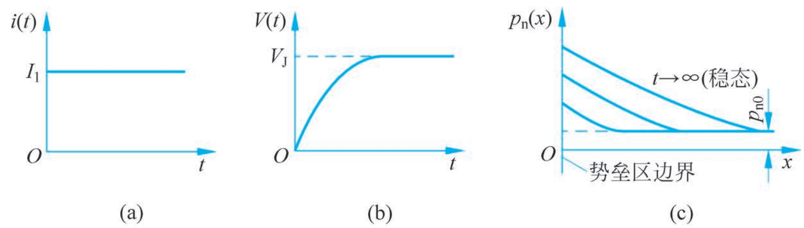

图 1-19　P^+N 结导通过程的回路电流和 PN 结上承压随时间的变化关系以及导通过程中 N 型扩散区少子空穴分布随时间的变化关系

下面分析图 1-19(b)中二极管上压降 V 随时间的变化关系。已知 V 就是 PN 结上实际承担的外加电压,直接与扩散区内的少子空穴总量 Q 相关,如图 1-20 所示。因此,可以利用少子寿命足够短、在扩散区少子稳态分布能迅速建立的假设,在已知少子在扩散区分布函数的基础上,只要写出注入点处少子的浓度,即可通过简单积分获得注入电量 Q 的表达式。当然,PN 结作为实际开关器件使用时,确实要求少子寿命足够短,以便获得高频开关特性。如图 1-20 所示,将注入点 x_n 作为积分坐标的原点,则注入点处的非平衡空穴浓度如式(1-113)所示,进而可以获得扩散区内的空穴总电量,如式(1-114)所示。显然,在式(1-114)的积分结果中包含了注入点处非平衡空穴浓度依赖的 V。为了获得 V 对时间的依赖关系,还要考虑 Q 与时间的关系。在扩散区的少子存在复合,因此有式(1-115),即注入点注入的扩散电流与复合电流之差即为 dQ/dt。这是一个含时一阶微分方程,借助初始条件式(1-116)即可求得其解,如式(1-117)所示。联立式(1-114)和式(1-117),便建立了 V 和 t 的依赖关系,即式(1-118)。考查 $t=0$ 时,式(1-118)的值就是式(1-119);$t=\infty$ 时,可得式(1-120),是一个常数。式(1-118)给出的就是图 1-19(b)所示的曲线。

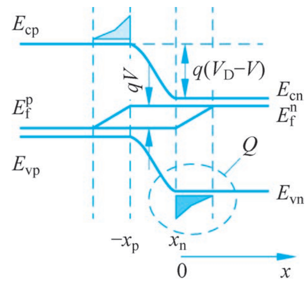

图 1-20　PN 结正向导通时的能带图

$$\begin{aligned}\Delta p_n(0)&=p_{n0}\left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right]\\&\approx p_{n0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\end{aligned} \tag{1-113}$$

$$Q(t) \approx \int_0^{\infty} qA\Delta p_n(0)\exp\left[-\frac{x}{L_p}\right]\mathrm{d}x \tag{1-114}$$

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = I_1 - \frac{Q}{\tau_p} \tag{1-115}$$

$$Q(0) = 0 \tag{1-116}$$

$$Q(t) = I_1\tau_p[1-\exp(-t/\tau_p)] \tag{1-117}$$

$$V = \frac{kT}{q}\ln\left[\frac{I_1\tau_p(1-\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_p}})}{qAL_p p_{n0}} + 1\right] \tag{1-118}$$

$$V = \frac{kT}{q}\ln 1 = 0, \quad t = 0 \tag{1-119}$$

$$V = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I_1}{\frac{qAL_p p_{n0}}{\tau_p}} + 1\right) = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I_1}{I_R} + 1\right) = V_J, \quad t = \infty \tag{1-120}$$

视频

1.4.3 关断过程

同样以 P^+N 结为例分析其关断过程。如图 1-18 所示，当回路接通触点由 A 转向 B 后，回路电源偏置电压由正偏 V_1 突变为反偏 $V_2(V_2<0)$。如图 1-21(a)所示，$t=t_0$ 时触点 B 接通，实验观测到 V 在 t_0 之后一段时间内仍然为正，直到 $t=t_s$ 时 $V=0$；在 $t=t_s+t_f$ 时，V 稳定下来，为 V_2。其中 t_s 为存储时间，t_f 为下降时间。图 1-21(b)表示，尽管在 t_s 之前 $V>0$，但流经 PN 结的电流是反向的，且为一个较大的常数，I_2 称为抽取电流，如式(1-121)所示。此时，PN 结上的承压 V 与电源电压相互串联增强，回路内的环路压降大小约为 $|V_2|+V_J$。在 t_s 之后流经 PN 结的电流开始快速下降，并在到达 $t=t_s+t_f$ 时稳定为反向饱和电流 I_R。因为 PN 结开关状态主要由流经其的电流大小决定，定义二极管反向恢复时间 t_{off} 为式(1-122)，对应从导通到截止需要流经 PN 结的电流由正向 I_1 变为反向 I_R 所需要的时间。以流经 PN 结的电流值作为开关状态的判据，图 1-21 表明反向恢复时间远大于图 1-19 所示的正向导通时间。

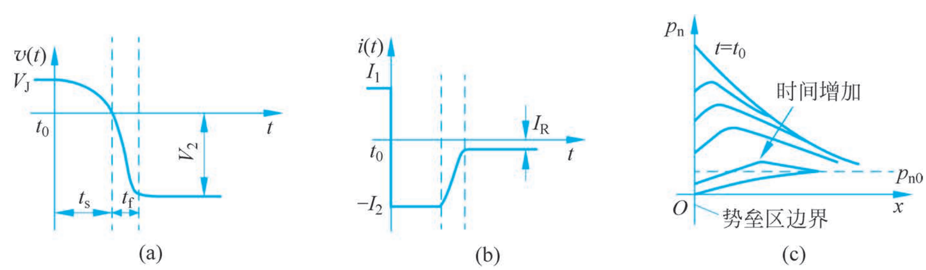

图 1-21　P^+N 结关断过程中结本身承压 V 对时间的依赖和结电流 i 对时间的依赖以及 N 型扩散区少子空穴分布随时间的变化关系

根据式(1-113)和图 1-20 易得空穴注入点处($x_n=0$)空穴浓度，如式(1-123)所示。进而有 V 随时间变化的定义式(1-124)。既然 V 主要与扩散区内的空穴总量有关，在扩