第 3 章 PN 结

CHAPTER 3

本章首先介绍了大多数现代 PN 结制作的平面工艺技术，包括氧化、光刻、扩散或离子注入、金属化等工艺；讨论了由 P 型半导体材料和 N 型半导体材料所形成的 PN 结特性，包括同质 PN 结能带图、伏安特性、结电容与结击穿等，也讨论了由两种不同的半导体所形成的异质 PN 结及其能带图和伏安特性。

前一章讨论了均匀半导体中载流子输运现象，本章将讨论 P 型半导体材料和 N 型半导体材料所形成的 PN 结特性，而 PN 结是由平面技术制作的，故先讨论平面技术。

3.1 平面工艺

在半导体的一个区均匀掺杂受主杂质，而相邻的区域均匀掺杂施主杂质，这样形成的 PN 结称为同质结。大多数现代的 PN 结都是用平面技术制作的。

平面工艺技术已广泛应用于现今的集成电路（Integrated Circuit，IC）工艺，主要步骤包含氧化、光刻、扩散或离子注入和金属化。

3.1.1 氧化

二氧化硅可作为许多器件结构的绝缘体，或在器件制作过程中作为扩散或离子注入的阻挡层。例如，PN 结的制作过程如图 3.1 所示。

二氧化硅的生长方式，依据气体源是干氧或湿水蒸气，可分为干氧化或湿氧化两种。干氧化能产生有较好的硅-二氧化硅的界面特性，常被用来生长器件的薄氧化层。而湿氧化具有较快的生长速率，常被用来生长厚氧化层。图 3.1(a)显示了一无覆盖层的硅晶片，图 3.1(b)显示了被氧化晶片的上表层。

3.1.2 光刻

在形成二氧化硅之后，利用高速旋转机，将晶片表面涂一层对紫外（Ultraviolet，UV）光敏的材料，称为抗蚀剂（又称光阻），如图 3.1(c)所示。将晶片从旋转机取下之后，在 80～100℃烘烤，以驱除抗蚀剂中的溶剂并硬化抗蚀剂，加强抗蚀剂与晶片的附着力。再使用 UV 光源，通过一有图案的掩膜版对晶片曝光，如图 3.1(d)所示。对被抗蚀剂覆盖的晶片在其曝光的区域将依据抗蚀剂的型态进行化学反应，而被暴露在光线中的抗蚀剂会进行聚

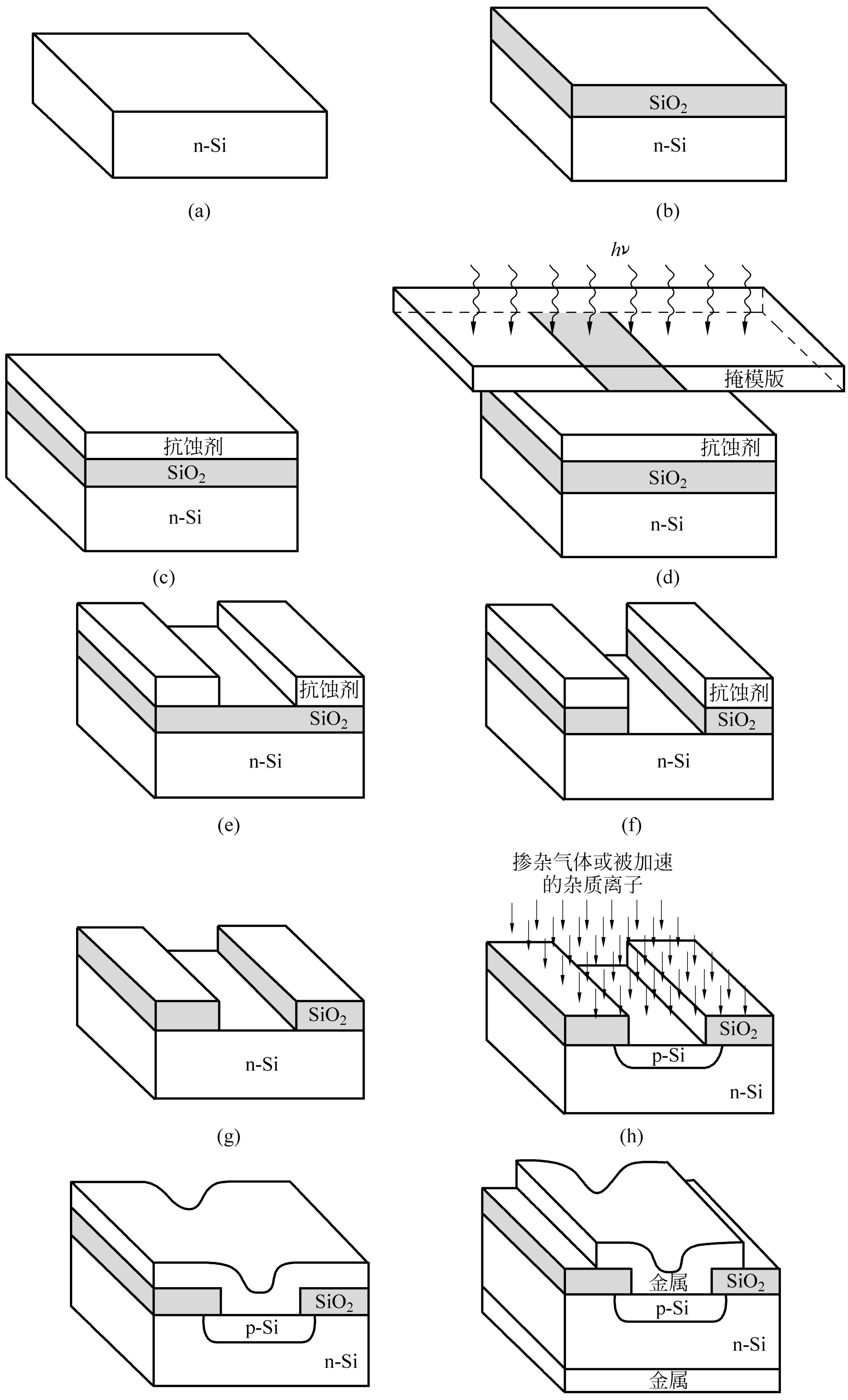


图 3.1　PN 结制造过程

(a) N 型硅晶片；(b) 通过干或湿氧化工艺后的硅晶片；(c) 抗蚀剂的涂布；(d) 抗蚀剂通过掩模版曝光；(e) 显影后的晶片；(f) 二氧化硅移除后的晶片；(g) 完整的图形曝光工艺后的结果；(h) PN 结由扩散或离子注入形成；(i) 金属化后的晶片；(j) 完整工艺后的 PN 结

集反应，且在刻蚀剂中不易去除，聚合物区域在晶片放进显影剂后仍然存在，而未被曝光区域(在不透明掩膜版区域之下)会溶解并被洗去，图 3.1(e)为显影后的晶片。晶片再次在 120～180℃烘烤 20min，以提高对衬底的附着力和即将进入刻蚀步骤的抗蚀能力，然后，使用缓冲氢氟酸作酸刻蚀液来移除没有被抗蚀剂保护的二氧化硅表面，如图 3.1(f)所示。最后，使用化学溶剂或等离子体氧化系统剥离抗蚀剂，如图 3.1(g)所示，晶片此时已经完成准备工作，可接着用扩散或离子注入步骤形成 PN 结。

3.1.3 扩散或离子注入

在扩散方法中，没有被二氧化硅保护的半导体表面暴露在相反型态的高浓度杂质中，杂质利用固态扩散的方式进入半导体晶格，在离子注入时，将欲掺杂的杂质离子加速到一高能级，然后注入半导体内，二氧化硅可作为阻挡杂质扩散或离子注入的阻挡层。在完成扩散或离子注入步骤后，PN 结已经形成，如图 3.1(h)所示。由于被注入的离子横向扩散或横向散开的关系，P 区域会比所开的窗户稍微宽些。

3.1.4 金属化

在扩散或离子注入步骤之后，欧姆接触和连线在金属化过程中完成，如图 3.1(i)所示。金属薄膜可以由物理气相淀积和化学气相淀积形成。用图形曝光步骤来定义正面接触点，如图 3.1(j)所示。用金属化步骤来定义背面接触点，而不用光刻工艺。一般而言，低温(≤500℃)的退火步骤用来促进金属层和半导体之间的低电阻接触点，随着金属化的完成，PN 结已经可以工作了。

3.2 PN 结能带图及空间电荷区

3.2.1 平衡 PN 结与内建电势

零偏压 PN 结也就是平衡 PN 结，它是指半导体在零偏压条件下的 PN 结。P 型半导体中掺入受主杂质；N 型半导体中掺入施主杂质。受主杂质可以看成是负电中心束缚了一个空穴；施主杂质可以看成是正电中心束缚了一个电子。P 型半导体的费米能级靠近价带顶；N 型半导体的费米能级靠近导带底。

1. PN 结形成与能带图

图 3.2 给出了一块 P 型半导体和一块 N 型半导体(均匀掺杂)在结合形成 PN 结前、后能带图。图中，用“⊖”表示电离受主，用“⊕”表示电离施主，用“°”表示空穴，用“•”表示电子，E_F 表示费米能级。P 型半导体中负电中心的分布和空穴的分布都是均匀的，N 型半导体中正电中心的分布和电子的分布也都是均匀的，所以这两块半导体处处都是电中性的。

1) 从费米能级的变化来描述热平衡 PN 结的形成过程

图 3.2(a)表明，N 型半导体中的费米能级高于 P 型半导体中的费米能级。这表明 N 型

半导体中电子填充能带的水平高于 P 型半导体。当将 P 型半导体和 N 型半导体紧密结合在一起形成 PN 结后，费米能级高的 N 区电子将逐渐流向 P 区。随着这一过程的逐渐进行，P 区电子填充能带的水平将逐渐升高，N 区电子填充能带的水平将逐渐下降，N 区与 P 区费米能级差值也逐渐减小至零，两个区的费米能级 E_F 相等，如图 3.2(b)所示。此时，两个区不再由净电子流动，此 PN 结称为热平衡 PN 结。

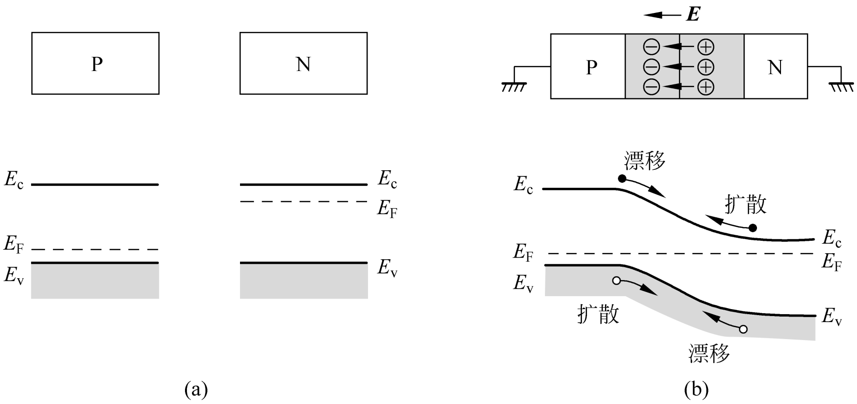


图 3.2　PN 结形成前后的能带图

(a) 形成结前均匀掺杂 P 型和 N 型半导体；(b) 热平衡时，在耗尽区的电场及 PN 结的能带图

2）从载流子的运动来描述热平衡 PN 结的形成过程

在 PN 结形成之前，N 区的电子浓度高于 P 区的电子浓度。由于 PN 结两边存在电子浓度差，N 区的电子将向 P 区作扩散运动。同样，P 区的空穴向 N 区扩散。当 N 区的电子因为扩散运动离开 N 区后，在 N 区便留下了带正电荷的电离施主。同样，在 P 区留下了带负电荷的电离受主，如图 3.2(b)所示。将 P 区留下的电离受主电荷和 N 区留下了的电离施主电荷统称为空间电荷；空间电荷所在的区域称为空间电荷区；空间电荷的位置由杂质原子所在的位置决定，而施主原子和受主原子占据的位置都是晶格格点的位置，固定不动，所以空间电荷不能移动，当然也不能传导电流。虽然空间电荷不能传导电流，但由于正、负空间电荷在空间的相对位置是固定的，所以就形成了由正空间电荷指向负空间电荷的电场。这个电场不是由外部因素引起的，而是由 PN 结内部载流子运动形成的，所以称之为 PN 结内建电场。在图 3.2(b)中，这个电场由 N 区指向 P 区，阻止 PN 结两边载流子扩散。随着内建电场的建立，载流子除了由于浓度差引起的扩散运动外，还要受到内建电场的作用而产生漂移运动。刚开始，内建电场很弱，漂移电流很小，但随着扩散运动的继续，空间电荷的数量逐渐增加，空间电荷区的宽度也随着增大，内部电场随之增强。于是，载流子的漂移运动也逐渐增强，扩散运动相对减弱。当载流子的漂移运动形成漂移电流等于载流子的扩散运动形成的扩散电流时，载流子的扩散运动和漂移运动达到动态平衡，也就是热平衡，不再有载流子的净流动。从能带图上看，就达到了统一的费米能级。

2. 平衡费米能级与内建电势

在热平衡时，没有任何外加刺激，流经 PN 结的电子和空穴净值为零。因此，对于每一种载流子，电场引起的漂移电流必须与浓度梯度引起的扩散电流完全抵消。对空穴电流而言，净空穴电流密度为零，由式(2.3.1b)得

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} = q\mu_p p\left(\frac{1}{q}\frac{\mathrm{d}E_i}{\mathrm{d}x}\right) - kT\mu_p \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} = 0 \tag{3.2.1}$$

由浓度的关系式

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \tag{3.2.2}$$

得

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x} = \frac{p}{kT}\left(\frac{\mathrm{d}E_i}{\mathrm{d}x} - \frac{\mathrm{d}E_F}{\mathrm{d}x}\right) \tag{3.2.3}$$

代入式(3.2.1),得净空穴电流密度为

$$J_p = \mu_p p \frac{\mathrm{d}E_F}{\mathrm{d}x} = 0 \tag{3.2.4}$$

或

$$\frac{\mathrm{d}E_F}{\mathrm{d}x} = 0 \tag{3.2.5}$$

同样,净电子电流密度也为零,由式(2.3.1a)得

$$J_n = q\mu_n nE - qD_n \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} = \mu_n n \frac{\mathrm{d}E_F}{\mathrm{d}x} = 0 \tag{3.2.6}$$

因此,对净电子和空穴为零的情况,整个 PN 结上的费米能级 E_F 必须是常数(亦即与 x 无关),如图 3.2(b)所示。在热平衡下,常数费米能级导致在结处形成特殊的空间电荷分布。图 3.3(a)及图 3.3(b)再次给出了一维 PN 结及其热平衡能带图。当所有的施主和受主皆已电离时,空间电荷分布和静电势的特定关系,由泊松方程,得

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = -\frac{\rho_s}{\varepsilon_s} = -\frac{q}{\varepsilon_s}(N_D - N_A + p - n) \tag{3.2.7}$$

式中,$\varepsilon_s = \varepsilon_0\varepsilon_r$ 为介质的介电常数,其中 ε_0 为真空中介电常数,ε_r 为介质的相对介电常数。

在远离冶金结的 P 区和 N 区,电荷保持中性,且总空间电荷密度为零,因此,式(3.2.7)可简化为

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}x^2} = 0 \tag{3.2.8}$$

和

$$N_D - N_A + p - n = 0 \tag{3.2.9}$$

对于中性 P 区,设 $N_D = 0$ 和 $p \gg n$,中性 P 区相对于费米能级的静电势 ϕ_p,如图 3.3(b)所示。将式(3.2.9)中 $N_D = n = 0$ 及 $p = N_A$ 代入式(3.2.2),得

$$\phi_p = -\frac{1}{q}(E_i - E_F)\bigg|_{x \leqslant -x_p} = -\frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \tag{3.2.10}$$

类似的,中性 N 区相对于费米能级的静电势为

$$\phi_n = -\frac{1}{q}(E_i - E_F)\bigg|_{x \geqslant x_n} = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \tag{3.2.11}$$

在热平衡时,中性 P 区和中性 N 区的总静电势差定义为内建电势,即

$$V_D = \phi_n - \phi_p = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{3.2.12}$$

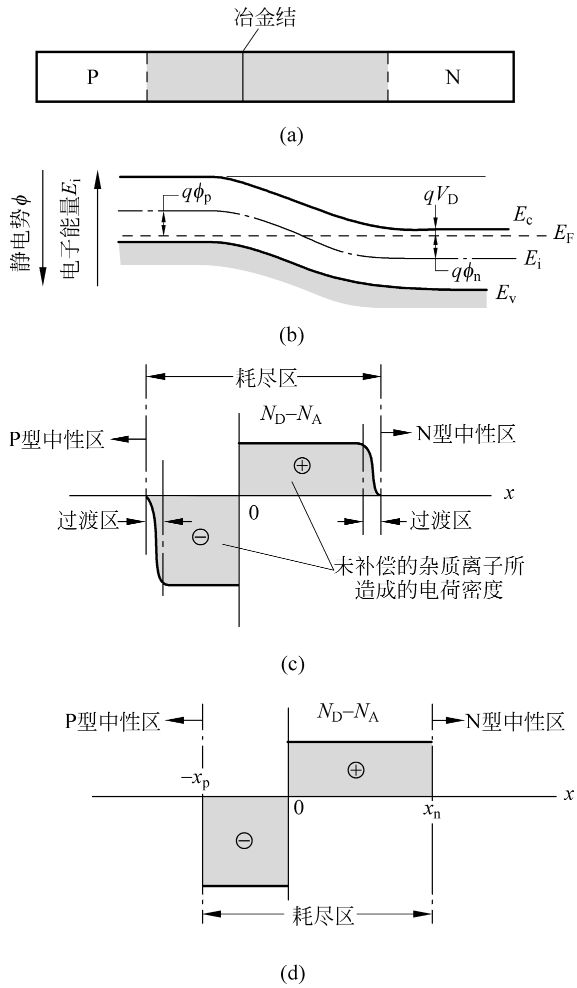


图 3.3 空间电荷区特征

(a) 冶金结中突变掺杂的 PN 结；(b) 在热平衡下突变结的能带图；(c) 空间电荷分布；(d) 空间电荷的长方形近似

图 3.3(c)表明，由中性区移动到结会有一窄小的过渡区，这些掺杂离子的空间电荷部分被移动载流子补偿。越过了过渡区域，进入移动载流子浓度为零的完全耗尽区，这个耗尽区也称空间电荷区。对于一般硅和砷化镓的 PN 结，其过渡区的宽度远比耗尽区的宽度小。因此，可以忽略过渡区，而以长方形分布表示耗尽区，如图 3.3(d)所示，其中 $-x_p$ 和 x_n 分别表示 P 型和 N 型在完全耗尽区的边界，在 $p=n$ 时，式(3.2.7)变为

$$\frac{d^2\phi}{dx^2}=-\frac{q}{\varepsilon_s}(N_D-N_A) \tag{3.2.13}$$

对不同杂质浓度，由式(3.2.10)和式(3.2.11)可计算硅和砷化镓的静电势 $|\phi_p|$ 和 ϕ_n，如图 3.4 所示。杂质浓度一定时，砷化镓有较小的本征载流子浓度 n_i，其静电势较高。

3.2.2 空间电荷区电场与电势分布

为求解式(3.2.13)所示的泊松方程，必须知道杂质浓度 N_D 和 N_A 的分布。本节以突变结和线性缓变结为讨论对象。突变结是浅扩散或低能离子注入形成的 PN 结，其杂质分

布如图 3.5(a)所示。缓变结是深扩散或高能离子注入形成的 PN 结，其杂质浓度分布是缓变的。线性缓变结的杂质浓度分布在结区呈线性变化，如图 3.5(b)所示。

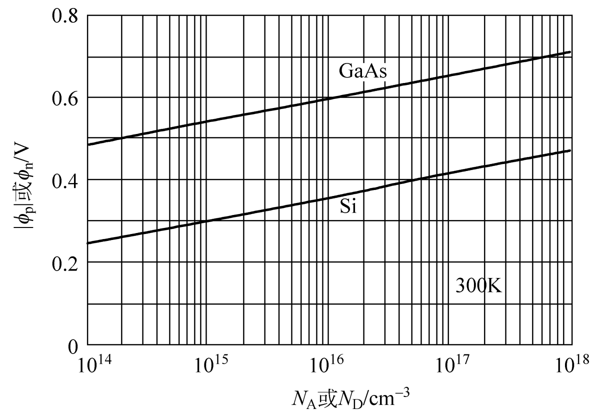


图 3.4　突变结内建电势和杂质浓度的关系

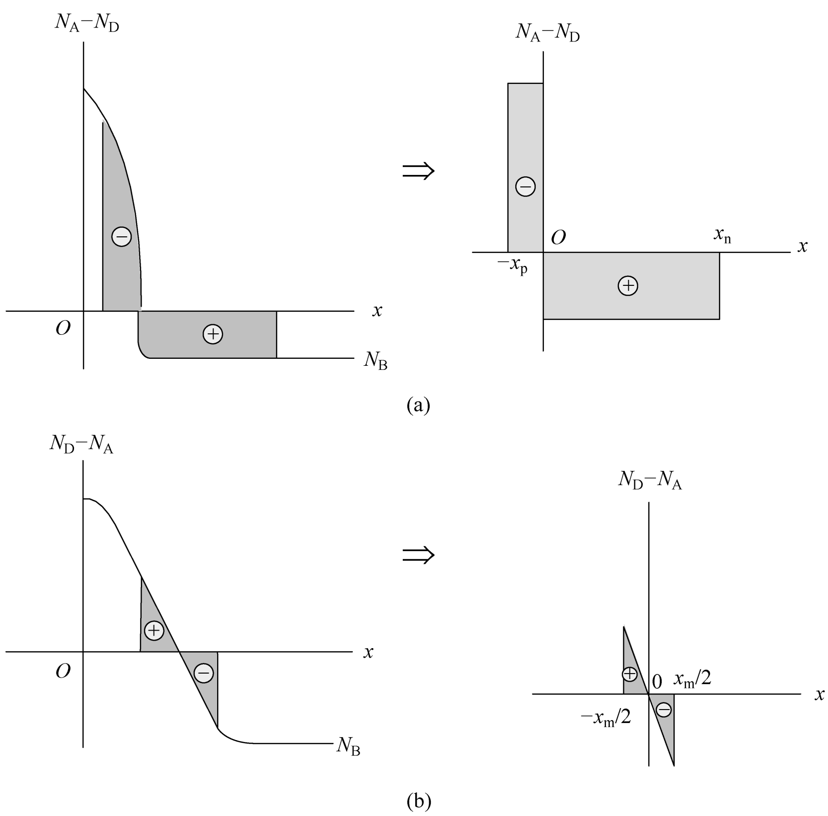


图 3.5　杂质浓度分布

(a) 突变结；(b) 线性缓变结

1. 突变结

1) 耗尽区域泊松方程

突变结的空间电荷分布如图 3.6(a)所示。在耗尽区域，自由载流子完全耗尽，所以泊

松方程式(3.2.13)可写为

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}x^2}=\frac{qN_A}{\varepsilon_s},\quad -x_p\leqslant x\leqslant 0 \tag{3.2.14a}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}x^2}=-\frac{qN_D}{\varepsilon_s},\quad 0<x<x_n \tag{3.2.14b}$$

半导体电荷中性要求P侧每单位面积总负空间电荷必须精确地等于N侧每单位面积总正空间电荷,即

$$N_A x_p = N_D x_n \tag{3.2.15}$$

总耗尽层宽度为

$$x_m = x_p + x_n \tag{3.2.16}$$

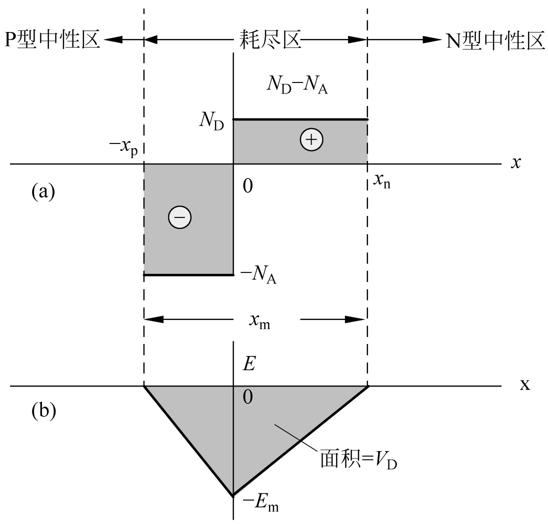


图3.6 在热平衡时,空间电荷与电场分布

(a) 空间电荷分布;(b) 电场分布

2) 耗尽区电场强度与内建电势

图3.6(b)所示的电场由式(3.2.14a)和式(3.2.14b)积分,得

$$E(x)=-\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}x}=-\frac{qN_A(x+x_p)}{\varepsilon_s},\quad -x_p\leqslant x<0 \tag{3.2.17a}$$

$$E(x)=-E_m+\frac{qN_D x}{\varepsilon_s}=\frac{qN_D(x-x_n)}{\varepsilon_s},\quad 0<x\leqslant x_n \tag{3.2.17b}$$

式中,E_m是$x=0$处的最大电场,且

$$E_m=\frac{qN_D x_n}{\varepsilon_s}=\frac{qN_A x_p}{\varepsilon_s} \tag{3.2.18}$$

将式(3.2.17a)和式(3.2.17b)对耗尽区积分,得内建电势为

$$V_D=-\int_{-x_p}^{x_n}E(x)\mathrm{d}x=-\int_{-x_p}^{0}E(x)\mathrm{d}x\Big|_{\text{P侧}}-\int_{0}^{x_n}E(x)\mathrm{d}x\Big|_{\text{N侧}}$$

$$=\frac{qN_A x_p^2}{2\varepsilon_s}+\frac{qN_D x_n^2}{2\varepsilon_s}=\frac{1}{2}E_m x_m \tag{3.2.19}$$

因此,图 3.6(b)所示电场的三角形面积,即为内建电势。

结合式(3.2.15)和式(3.2.19),以内建电势为函数的 N 区、P 区和耗尽区宽度分别为

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q}\left(\frac{N_A}{N_D}\frac{1}{N_A+N_D}\right)V_D} \tag{3.2.20a}$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q}\left(\frac{N_D}{N_A}\frac{1}{N_A+N_D}\right)V_D} \tag{3.2.20b}$$

$$x_m = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{q}\left(\frac{N_A+N_D}{N_AN_D}\right)V_D} \tag{3.2.20c}$$

3) 单边突变结电场与内建电势

当突变结一侧的杂质浓度远比另一侧高,称为单边突变结,如图 3.7(a)所示。图 3.7(b)显示了单边突变 P^+N 结的空间电荷分布,其中 $N_A \gg N_D$,且 P 侧耗尽层宽度较 N 侧小很多(也就是 $x_p \ll x_n$),耗尽区宽度为

$$x_m \approx x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s V_D}{qN_D}} \tag{3.2.21}$$

电场分布的表达式为

$$E(x) = -E_m + \frac{qN_0x}{\varepsilon_s} \tag{3.2.22}$$

式中,N_0 是轻掺杂的基体浓度(意指 P^+N 结的 N_D),电场在 $x=x_m$ 处降为零,因此

$$E_m = \frac{qN_0x_m}{\varepsilon_s} \tag{3.2.23}$$

和

$$E(x) = \frac{qN_0}{\varepsilon_s}(-x_m + x) = -E_m\left(1-\frac{x}{x_m}\right) \tag{3.2.24}$$

如图 3.7(c)所示。

再一次积分泊松方程,得电势分布为

$$\phi(x) = -\int_0^x E\,\mathrm{d}x = E_m\left(x-\frac{x^2}{2x_m}\right) + 常量 \tag{3.2.25}$$

将中性 P 区作参考零电势,即 $\phi(0)=0$,并使用式(3.2.19),得

$$\phi(x) = \frac{V_Dx}{x_m}\left(2-\frac{x}{x_m}\right) \tag{3.2.26}$$

电势分布如图 3.7(d)所示。

【例 3.1】 一硅单边突变结,$N_A=10^{19}\mathrm{cm}^{-3}$,$N_D=10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$,计算在零偏压时的耗尽区宽度和最大电场($T=300\mathrm{K}$)。

解:由式(3.2.12)、式(3.2.21)和式(3.2.23),得

$$V_D = 0.0259\ln\left(\frac{10^{19}\times10^{16}}{(9.65\times10^9)^2}\right)\mathrm{V} = 0.895\mathrm{V}$$

$$x_m \approx x_n = \sqrt{\frac{2V_D\varepsilon_s}{qN_D}} = 3.43\times10^{-5}\mathrm{m} = 0.343\mu\mathrm{m}$$

$$E_m = \frac{qN_0x_m}{\varepsilon_s} = 0.52\times10^4\mathrm{V/cm}$$

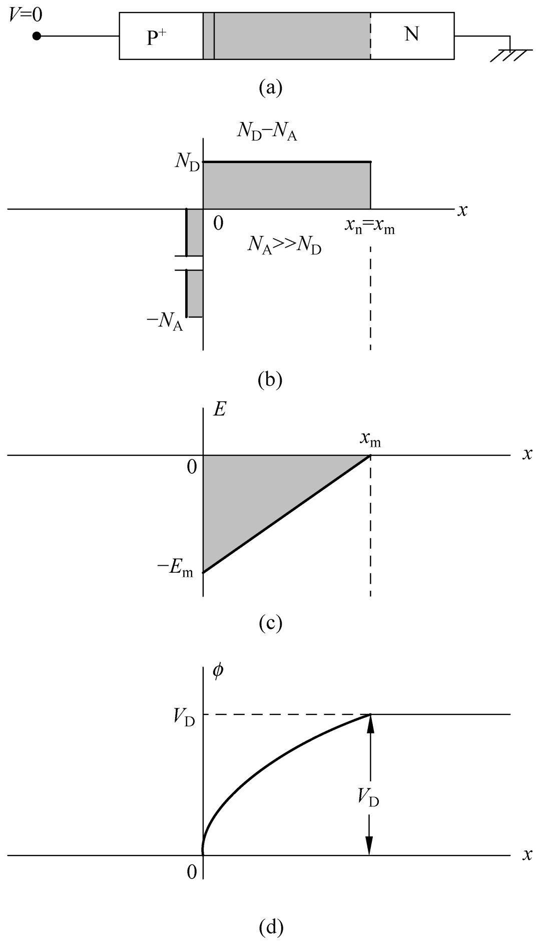


图 3.7　单边突变结

(a) 单边突变结；(b) 空间电荷分布；(c) 电场分布；(d) 电势分布

2. 线性缓变结

线性缓变结的杂质分布如图 3.8(a)所示。泊松方程为

$$\frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}x^2}=-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=-\frac{\rho_s}{\varepsilon_s}=-\frac{q}{\varepsilon_s}a_j x, \quad -\frac{x_m}{2}\leqslant x\leqslant\frac{x_m}{2} \tag{3.2.27}$$

式中，a_j 是浓度梯度(单位是 cm^{-4})。在耗尽区内不计及移动载流子，用电场在 $\pm x_m/2$ 处为零的边界条件，积分式(3.2.27)得电场为

$$E(x)=-\frac{qa_j}{\varepsilon_s}\left(\frac{(x_m/2)^2-x^2}{2}\right) \tag{3.2.28}$$

$x=0$ 处的最大电场为

$$E_m=\frac{qa_j x_m^2}{8\varepsilon_s} \tag{3.2.29}$$

电场分布如图 3.8(b)所示。再一次积分式(3.2.28)，可同时得到电势分布和其对应的能带图分别如图 3.8(c)和图 3.8(d)所示。内建电势和耗尽区宽度为

$$V_D = \frac{q a_j x_m^3}{12\varepsilon_s} \tag{3.2.30}$$

和

$$x_m = \left(\frac{12\varepsilon_s V_D}{q a_j}\right)^{1/3} \tag{3.2.31}$$

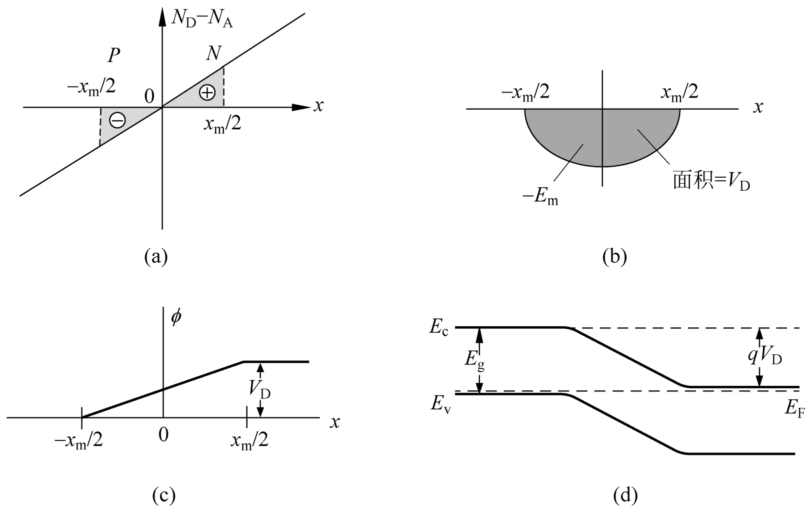


图 3.8　热平衡时的线性缓变结

(a) 杂质浓度分布；(b) 电场分布；(c) 电势分布；(d) 能带图

由于在耗尽区边缘$-x_m/2$和$x_m/2$处杂质浓度一样，都等于$a_j x_m/2$，所以线性缓变结的内建电势和式(3.2.12)类似，即

$$V_D = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{(a_j x_m/2)(a_j x_m/2)}{n_i^2}\right) = \frac{2kT}{q}\ln\left(\frac{a_j x_m}{2n_i}\right) \tag{3.2.32}$$

由式(3.2.31)和式(3.2.32)消去x_m，得到此超越函数的解和内建电势为a_j的函数。硅和砷化镓线性缓变结的内建电势与a_j的关系如图 3.9 所示。

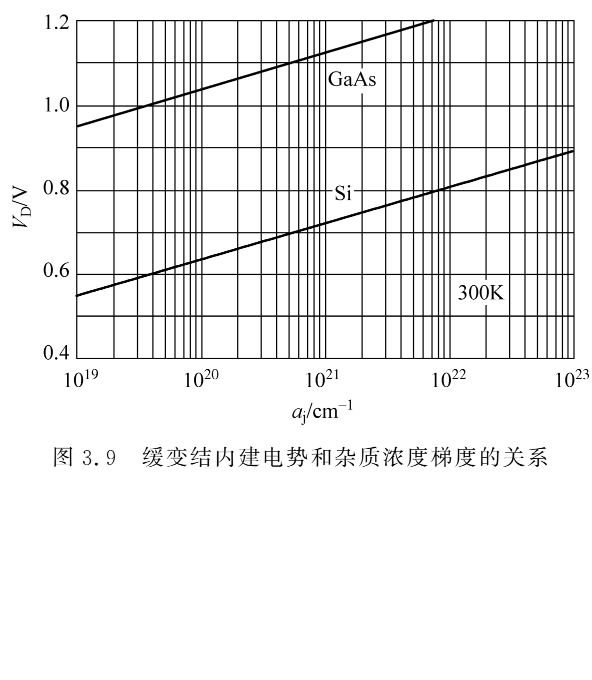


图 3.9　缓变结内建电势和杂质浓度梯度的关系

当正偏或反偏电压施加在线性缓变结时，耗尽区的宽度变化和能带图与图 3.4 所示的突变结相似，耗尽区宽度随$(V_D-V)^{1/3}$ 变化。如果正偏，V 为正；如果反偏，V 为负值。

【例 3.2】 对于一浓度梯度为 10^{20}cm^{-4} 的硅线性缓变结，耗尽区宽度为 0.5μm。计算最大电场和内建电势（T=300K）。

解： 由式（3.2.29）和式（3.2.32），得

$$E_m=\frac{qa_jx_m^2}{8\varepsilon_s}=\frac{1.6\times10^{-19}\times10^{20}\times(0.5\times10^{-4})^2}{8\times11.9\times8.85\times10^{-14}}=4.75\times10^3\text{V/cm}$$

$$V_D=\frac{2kT}{q}\ln\left(\frac{a_jx_m}{2n_i^2}\right)=2\times0.0259\ln\left(\frac{10^{20}\times0.5\times10^{-4}}{2\times9.65\times10^9}\right)=0.645\text{V}$$

3.2.3 平衡 PN 结载流子浓度

图 3.10 给出了平衡 PN 结的能带图、电势分布图及载流子浓度分布图。

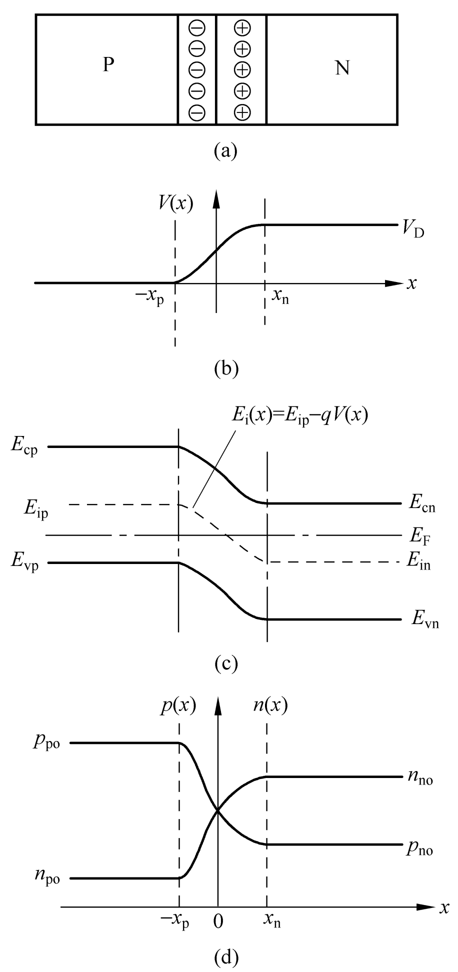


图 3.10 平衡 PN 结

（a）势垒区；（b）电势分布；（c）能带图；（d）载流子浓度分布

图 3.10(a)中,用"⊕"表示电离施主电荷,用"⊖"表示电离受主电荷；P 区和 N 区电中性,净电荷为零。势垒区内建电场方向是由 N 区指向 P 区的,内建电场方向就是电势降落的方向。

若以 P 区为电势零点,随着 x 从 $-x_p$ 增加到 x_n,则空间电荷区中电势 $V(x)$ 大于零且从 0 逐渐上升到 V_D。若令 P 区导带底能级 $E_{cp}=0$,则从边界 $-x_p$ 到 x_n,导带底电子的电势能则从 0 下降到 $-qV_D$,势垒区电子电势能为 $-qV(x)$,如图 3.10(b)所示。

P 区的空穴浓度 p_{p0} 和 N 区的电子浓度 n_{n0} 在均匀掺杂的情况下不随位置变化(图 3.10(d))。所以,本征费米能级 E_i 在中性 P 区和中性 N 区也不随位置变化(图 3.10(c)),它分别等于常数 E_{ip} 和 E_{in},且二者之差正好等于 PN 结的势垒高度,即 $E_{ip}-E_{in}=qV_D$。然而,势垒区载流子浓度是随着位置变化的,故势垒区本征费米能级 $E_i(x)$ 也随位置而变化。若以 E_{ip} 表示 P 区的本征费米能级,则势垒区本征费米能级 $E_i(x)=E_{ip}-qV(x)$。

本征费米能级随 x 的变化实际上反映了导带底和价带顶能值随 x 的变化。图 3.10(c)所示的能带图是以电子的能量为依据的,越向上,电子能量越高,空穴能量越低。反之亦然。也就是说,N 区导带底电子的能量比 P 区低 qV_D 或 N 区价带顶空穴的能量比 P 区高 qV_D。在平衡 PN 结中,载流子分布的特点是：从 N 区到 P 区,电子的势能升高了 qV_D,电子的浓度则从 N 区平衡多子浓度 n_{n0} 减少到 P 区平衡少子浓度 n_{p0}。同样,从 P 区到 N 区,空穴的势能也升高了 qV_D,空穴的浓度也从 P 区平衡多子浓度 p_{p0} 减少到 N 区平衡少子浓度 p_{n0}。在平衡 PN 结中,由于没有载流子的净流动,费米能级处处相等(图 3.10(c))。

在空间电荷区内 x 处的电子浓度和空穴浓度为

$$n(x)=n_i e^{\frac{E_F-E_i(x)}{kT}} \tag{3.2.33}$$

$$p(x)=n_i e^{\frac{E_i(x)-E_F}{kT}} \tag{3.2.34}$$

当 $E_i(x)=E_{in}$ 时,式(3.2.33)表示 N 区平衡多数载流子浓度 n_{n0},式(3.2.34)表示 N 区平衡少数载流子浓度 p_{n0}；当 $E_i(x)=E_{ip}$ 时,式(3.2.33)表示 P 区平衡少数载流子浓度 n_{p0},式(3.2.34)表示 P 区平衡多数载流子浓度 p_{p0}。因此,由式(3.2.33)易得,平衡 PN 结势垒区两侧电子浓度之间的关系为

$$n_{p0}=n_{n0} e^{-\frac{E_{ip}-E_{in}}{kT}}=n_{n0} e^{-\frac{qV_D}{kT}} \tag{3.2.35}$$

同理,可由式(3.2.34)导出势垒区两侧的空穴浓度,即

$$p_{n0}=p_{p0} e^{-\frac{qV_D}{kT}} \tag{3.2.36}$$

式(3.2.35)、式(3.2.36)表示了同一种载流子在势垒区两边的浓度关系服从玻尔兹曼分布函数关系。利用式(3.2.33)和式(3.2.34)可以估算 PN 结势垒区载流子浓度。

3.3　PN 结伏安特性

3.3.1　理想 PN 结

理想 PN 结满足的条件如下：

(1) 小注入条件：注入的少子浓度比平衡多子浓度小得多。

(2) 耗尽层近似：外加电压都降落在耗尽层上，耗尽层以外的半导体是电中性的。因此，注入的少子在P区和N区只作扩散运动。

(3) 忽略耗尽层中载流子的产生与复合：通过势垒区的电流密度不变。

(4) 玻尔兹曼边界条件：在势垒区两端，载流子分布满足玻尔兹曼分布。

(5) 忽略半导体表面对电流的影响。

如果不加特殊说明，一般均指理想PN结。

3.3.2 PN结正向特性

零偏压下的平衡PN结是非工作状态，而在工作状态下的PN结都加有一定的偏压。由于PN结势垒区的内建电场作用，使得势垒区的净载流子浓度近似为零，剩下的均为不能移动的带电杂质离子。因此，PN结势垒区的电阻比P区和N区都高，势垒区是一个高阻层。根据耗尽层近似条件，当PN结两端加电压V时，这个电压将集中降落在势垒区，也就是说，外加电压将使势垒高度发生变化，这个变化的高度就等于qV。

1. PN结正偏

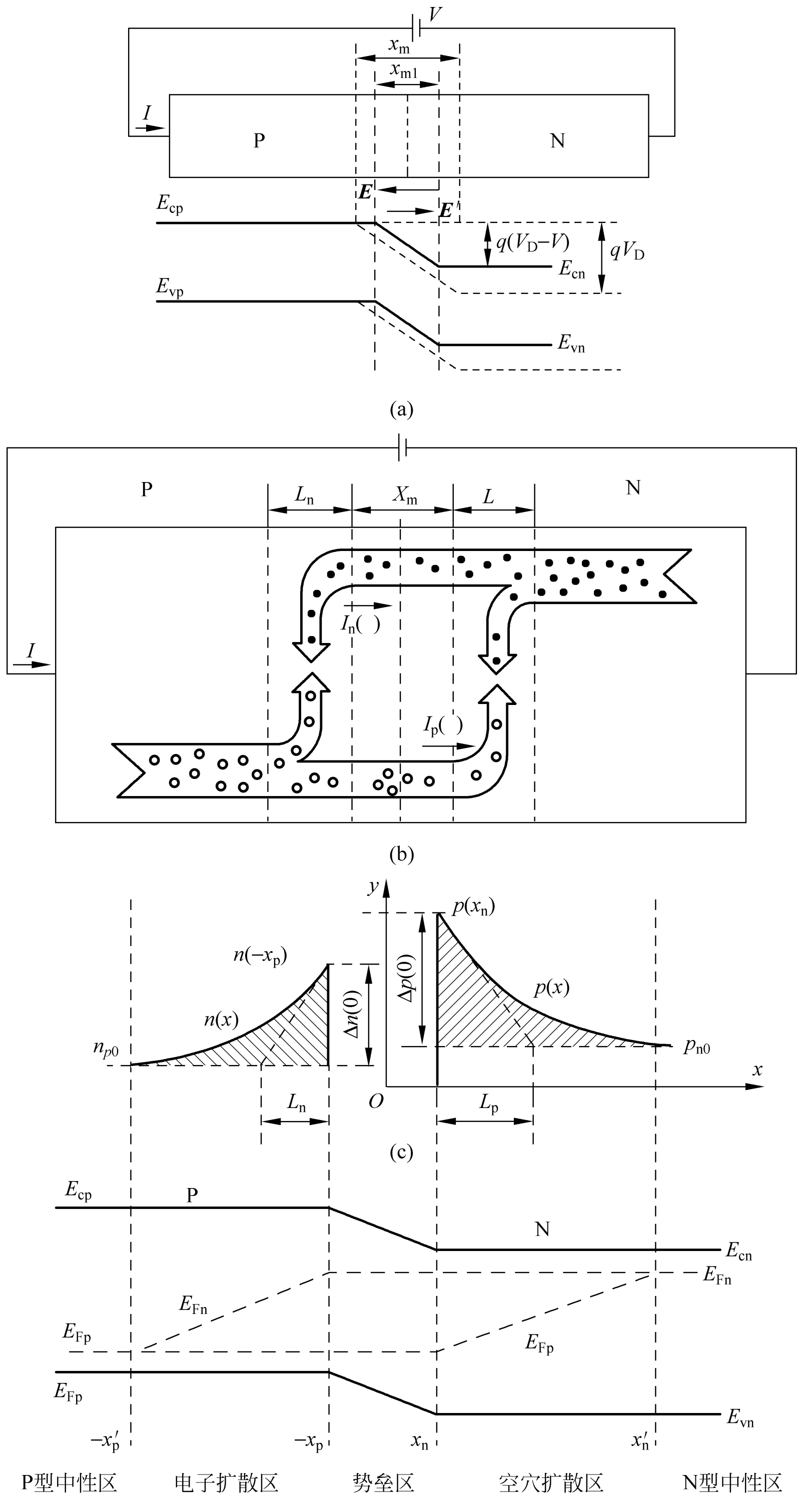
1) 势垒区宽度变窄

当PN结两端加正向偏压V，即P区接电源正极、N区接电源负极(图3.11(a))，这个电压形成的电场与原来平衡PN结内建电场方向正好相反，势垒区的总电场减小，势垒宽度变窄，势垒高度由原来的qV_D下降到$q(V_D-V)$，因此与平衡PN结相比，正偏PN结的能带图发生了变化，如图3.11(a)中的实线所示。

2) 非平衡载流子的电注入

由于正偏使势垒区电场减弱，其对载流子的漂移作用也减弱，扩散作用大于漂移作用，所以有净扩散电流流过PN结，构成PN结的正向电流。这种由于外加正偏电压的作用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。注入P区的电子将在势垒区边界$-x_p$处积累起来，成为该处的非平衡载流子(图3.11(c))，这些非平衡电子由于浓度梯度向P区纵深方向扩散，在扩散过程中不断与P区的多子空穴复合，电子电流将逐渐转化为空穴电流，经过一个电子扩散长度L_n的距离后，注入的电子基本上全部与空穴复合掉，这时，N区注入P区的电子电流就全部转化为P区的空穴电流。同样，由P区注入N区的空穴也在势垒边界x_n处积累起来，成为N区的非平衡少数载流子，这些空穴由于浓度梯度而不断向N区纵深方向扩散，在扩散过程中，不断与N区的多数载流子电子复合，空穴电流就逐渐转化为N区的电子电流，图3.11(b)显示了这种变化。这里把势垒区两侧一个扩散长度范围内的区域称为扩散区，其扩散长度记为L_n，称为电子的扩散长度；P区一侧的扩散区称为电子的扩散区，N区一侧的扩散区称为空穴的扩散区，其扩散长度记为L_p，称为空穴的扩散长度。从整体上来看，根据电流的连续性，流过PN结任一截面上的总电流(电子电流+空穴电流)应该是相等的，但是在不同的区域，总电流中电子电流和空穴电流所占的比例是不同的。因此，一般在中性P区基本上全部是空穴电流，在中性N区基本上全部是电子电流；这两种电流在PN结的扩散区通过复合而相互转换，而总电流却保持不变。

如果正偏电压进一步增加，则势垒高度进一步降低，扩散作用进一步增大，漂移作用进一步减小，从而使PN结正向电流迅速增大。因此，PN结在正偏电压作用下处低阻态。



(d)

图 3.11　PN 结正向偏置

(a) 正偏 PN 结及其能带图；(b) 正偏 PN 结电流传输与转换；(c) 少子浓度分布；(d) 费米能级

值得指出的是，当PN结正偏时，注入的非平衡少数载流子在扩散区形成一定浓度梯度的积累，为了保持该区域的电中性，必然要吸收数量相等、分布梯度相同、带电符号相反的多数载流子，这些非平衡多数载流子在分布梯度的作用下也要进行扩散。然而，在讨论PN结正偏特性时，一般不考虑这部分扩散电流。因为一旦多数载流子扩散离开，电中性条件就被打破了，必然会产生一个电场，引起多数载流子的漂移电流，来补偿多数载流子的扩散损失。因此，在稳定情况下，多数载流子的扩散电流总是被这个电场的漂移电流所抵消。

3）费米能级的变化

图3.11(c)显示了小注入时正偏PN结准费米能级的变化。从中性N区开始，从右到左依次经过了空穴扩散区、势垒区和电子扩散区，最后到达中性P区。在中性N区不存在非平衡载流子(空穴)，电子和空穴有统一的费米能级 E_{FN}；从中性N区往左就到了空穴扩散区，小注入时由P区注入N区的空穴与N区的多数载流子电子相比基本上可以忽略不计；但为了保持电中性，该区域增加了与注入空穴数量相等的非平衡少数载流子电子，然而该电子的浓度与热平衡电子浓度相比可以忽略不计，因此，电子的准费米能级 E_{Fn} 基本上与N区的费米能级 E_{FN} 保持一致；从空穴扩散区往右就进入了势垒区，因为扩散区比势垒区大得多，准费米能级的变化主要发生在扩散区，在势垒区的变化可以忽略不计，因此，可以认为在势垒区内，准费米能级近似保持不变；再往右进入电子扩散区，由N区注入P区的电子成为该区的少数载流子，在势垒区P区一侧边界 $-x_p$ 处少子浓度最高，随着电子向P区纵深方向扩散，电子边扩散边复合，电子浓度逐渐减少，所以电子的准费米能级也逐渐降低。到了中性P区非平衡电子基本复合完毕，所以电子的准费米能级 E_{Fn} 和空穴的准费米能级 E_{Fp} 就重合到一起了，成为P区的费米能级 E_{FP}。对空穴的费米能级的变化可以作同样的分析。

2. 正偏PN结少子浓度分布

1）边界处少子浓度分布

边界少子浓度是指如图3.11(c)所示边界 $-x_p$ 处电子浓度 $n(-x_p)$ 或 x_n 处空穴浓度 $p(x_n)$。

平衡PN结势垒高度为 qV_D，统一的费米能级为 E_F；而正偏电压使势垒高度降低了 qV，qV 也是正偏PN结两边费米能级之差，即

$$E_{Fn}-E_{Fp}=E_{FN}-E_{FP}=qV \tag{3.3.1}$$

在P区边界 $-x_p$ 处载流子浓度分别为

$$n_p=n_p(-x_p)=n_i\exp[(E_{Fn}-E_i)/kT] \tag{3.3.2a}$$

$$p_p=p_p(-x_p)=n_i\exp[(E_i-E_{Fp})/kT] \tag{3.3.2b}$$

利用式(3.3.1)，得

$$n_p p_p=n_p(-x_p)p_p(-x_p)=n_i^2\exp(qV/kT) \tag{3.3.3}$$

因为P区边界 $-x_p$ 处多数载流子浓度为 $p_p(-x_p)$，所以 $p_p(-x_p)=p_{p0}$(为P区多子平衡浓度)，再利用 $p_{p0}n_{p0}=n_i^2$ 和 $n_{p0}=n_{n0}\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right)$，得P区边界 $-x_p$ 处少数载流子电子浓度为

$$n_p(-x_p)=n_{p0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)=n_{n0}\exp\left(\frac{qV-qV_D}{kT}\right) \tag{3.3.4}$$

于是，P区边界 $-x_p$ 处过剩少子电子浓度为

$$\Delta n_p(-x_p)=n_p(-x_p)-n_{p0}=n_{p0}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.5}$$

同样，N区边界 x_n 处少数载流子空穴浓度为

$$p_n(x_n)=p_{n0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)=p_{p0}\exp\left(\frac{qV-qV_D}{kT}\right) \tag{3.3.6}$$

因此，N区边界 x_N 处过剩少子空穴浓度为

$$\Delta p_n(x_n)=p_n(x_n)-p_{n0}=p_{n0}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.7}$$

式(3.3.4)、式(3.3.6)表明，注入势垒区边界 $-x_p$ 和 x_n 处过剩少数载流子浓度是外加电压的函数，也是求解连续性方程的边界条件。

2）P区和N区中少子浓度分布

稳态时，根据理想PN结条件，忽略扩散区的电场，则空穴扩散区中非平衡少子连续性方程为

$$D_p\frac{d^2\Delta p_n}{dx^2}-\frac{p_n-p_{n0}}{\tau_p}=0 \tag{3.3.8a}$$

式中，左边第1项表示扩散积累，第二项表示复合。该方程表明，稳定扩散时，单位时间、单位面积内扩散积累的少子数目等于复合损失的少子数目，其通解为

$$\Delta p_n(x)=p_n(x)-p_{n0}=Ae^{-x/L_p}+Be^{x/L_p} \tag{3.3.8b}$$

式中，$L_p=\sqrt{D_p\tau_p}$ 为空穴的扩散长度。根据边界条件

$$x\to\infty \text{时}，\quad p_n(\infty)=p_{n0} \tag{3.3.9a}$$

$$x=x_n \text{时}，\quad p_n(x_n)=p_{n0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{3.3.9b}$$

得

$$p_n(x)-p_{n0}=p_{n0}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right)\exp\left(\frac{x_n-x}{L_p}\right) \tag{3.3.10}$$

同样，对注入P区的非平衡少子，有

$$n_p(x)-n_{p0}=n_{p0}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right)\exp\left(\frac{x_p+x}{L_n}\right) \tag{3.3.11}$$

式(3.3.10)和式(3.3.11)给出了正偏PN结时，过剩少数载流子在势垒区两侧扩散区中的分布；也表明，当外加电压 V 一定时，非平衡少数载流子浓度在势垒边界处为一稳定值；在两个扩散区，非平衡少数载流子均按指数规律衰减，如图3.11(c)所示。

需要注意的是：电子电流与空穴电流的大小在PN结附近扩散区域内各处是不相等的，但两者之和始终相等。这说明电流转换并非电流的中断，而仅仅是电流的具体形式和载流子类型发生了改变，PN结内电流连续。

3. 正偏PN结电流-电压关系

由前面的讨论可知，PN结各处电流连续，任意截面电流相同，因此，空间电荷区与N区交界面 x_n 处的电子电流密度与空穴电流密度之和就是流过PN结的总电流密度，即

$$J=(x_n\text{处电子漂移电流密度})+(x_n\text{处空穴扩散电流密度})$$

$=(-x_{\mathrm{p}}$ 处电子扩散电流密度$)+(-x_{\mathrm{p}}$ 处空穴扩散电流密度$)$

$$=J_{\mathrm{n}}(-x_{\mathrm{p}})+J_{\mathrm{p}}(x_{\mathrm{n}}) \tag{3.3.12}$$

N 区非平衡少子空穴浓度为

$$\Delta p(x)=\Delta p(0)\mathrm{e}^{-\frac{x-x_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{p}}}} \tag{3.3.13}$$

式中，$\Delta p(0)=p_{\mathrm{no}}(\exp(qV/kT)-1)$。

空穴扩散电流密度为

$$J_{\mathrm{p}}(x_{\mathrm{n}})=-qD_{\mathrm{p}}\frac{\mathrm{d}\Delta p(x)}{\mathrm{d}x}\bigg|_{x=x_{\mathrm{n}}}=qp_{\mathrm{n0}}\frac{D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.14}$$

式中，$\dfrac{D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}$与速度有相同的单位(cm/s)，称之为扩散速度。

同理，$-x_{\mathrm{p}}$ 处注入 P 区电子扩散电流密度为

$$J_{\mathrm{n}}(-x_{\mathrm{p}})=qn_{\mathrm{p0}}\frac{D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.15}$$

式中，$\dfrac{D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}$与速度有相同的单位(cm/s)，称之为电子扩散速度。

流过 PN 结的总电流密度为

$$\begin{aligned}J&=J_{\mathrm{n}}(-x_{\mathrm{p}})+J_{\mathrm{p}}(x_{\mathrm{n}})=q\left(\frac{n_{\mathrm{p0}}D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}+\frac{p_{\mathrm{n0}}D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\right)\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right)\\&=J_{0}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right)\end{aligned} \tag{3.3.16}$$

式中

$$J_{0}=q\left(n_{\mathrm{p0}}\frac{D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}+p_{\mathrm{n0}}\frac{D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\right)=q\left(\frac{n_{\mathrm{i}}^{2}}{p_{\mathrm{p0}}}\frac{D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}+\frac{n_{\mathrm{i}}^{2}}{n_{\mathrm{n0}}}\frac{D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\right) \tag{3.3.17}$$

在常温下，$N_{\mathrm{A}}\approx p_{\mathrm{p0}}$，$N_{\mathrm{D}}\approx n_{\mathrm{n0}}$，$L_{\mathrm{n}}=\sqrt{D_{\mathrm{n}}\tau_{\mathrm{n}}}$，$L_{\mathrm{p}}=\sqrt{D_{\mathrm{p}}\tau_{\mathrm{p}}}$，则式(3.3.17)近似为

$$J_{0}=q\left(\frac{n_{\mathrm{i}}^{2}}{N_{\mathrm{A}}}\frac{L_{\mathrm{n}}}{\tau_{\mathrm{n}}}+\frac{n_{\mathrm{i}}^{2}}{N_{\mathrm{D}}}\frac{L_{\mathrm{p}}}{\tau_{\mathrm{p}}}\right) \tag{3.3.18}$$

在常温(300K)下，热电势$V_{\mathrm{T}}=kT/q=0.026\mathrm{V}$，而实际的正向电压 V 只有零点几伏，所以 $\exp\left(\dfrac{qV}{kT}\right)\gg1$，故式(3.3.16)近似为

$$J=J_{0}\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{3.3.19}$$

可见，正向电流随外加电压 V 按指数规律快速增大。

对于 $\mathrm{P^{+}N}$ 结，由于 P 区杂质浓度比 N 区高得多，即 P 区平衡多子浓度 p_{p0} 远大于 N 区平衡多子浓度 n_{n0}，即 $p_{\mathrm{p0}}\gg n_{\mathrm{n0}}$，所以式(3.3.16)变为

$$J=q\frac{p_{\mathrm{n0}}D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.20}$$

对于 $\mathrm{N^{+}P}$ 结，有

$$J=q\frac{n_{\mathrm{p0}}D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.21}$$

3.3.3 PN结反向特性

1. PN结反偏与反向抽取

当PN结加反偏电压V，即P区接电源负极，N区接电源正极，如图3.12(a)所示；反偏电压在势垒区产生的电场正好与内建电场方向相同，势垒区电场加强，势垒区宽度变宽，势垒高度由原来的qV_D增加为$q(V_D+V)$，如图3.12(b)所示。势垒区电场加强，漂移运动增强，扩散运动减弱，漂移电流大于扩散电流。这时，势垒区N区一侧x_n处空穴被势垒区的强电场扫向P区，而势垒区P区一侧$-x_p$处电子被扫向N区。这种现象称为PN结的反向抽取作用。

当反偏电压很高时，靠近势垒区边界P区和N区的少子可以近似看作零(图3.12(c)中的$-x_p$和x_n)，当这些少数载流子被电场扫走以后，就要由内部少子来补充，形成反偏电压下少数载流子的扩散电流，PN结中的总反向电流就等于势垒区两边界处少数载流子扩散电流之和。因为少子浓度很低，而少子的扩散长度基本没有变化，所以反偏电压时，少子的浓度梯度很小，由这个梯度所产生的反向扩散电流亦较小。

PN结反偏时准费米能级E_{Fn}和E_{Fp}的变化如图3.12(d)所示。该图表明，在电子扩散区、势垒区和空穴扩散区中，电子和空穴的准费米能级的变化规律与正偏PN结基本相似，不同之处在于，E_{Fn}和E_{Fp}的相对位置发生了变化。在正偏PN结中，$E_{Fn}>E_{Fp}$；而在反偏PN结中，$E_{Fn}<E_{Fp}$。反偏时，P区的准费米能级比N区高qV，已不再是水平了。

2. 边界少子浓度

应用玻尔兹曼分布可以近似求出此时边界的少子浓度。

P区边界$-x_p$处电子浓度为

$$\begin{aligned} n(-x_p) &= n_{n0}\exp\left(-\frac{q(V_D+V)}{kT}\right) \\ &= n_{n0}\exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \\ &= n_{p0}\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \end{aligned} \tag{3.3.22a}$$

同理，有

$$p(x_n) = p_{n0}\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \tag{3.3.22b}$$

需说明以下几点：

(1) 反偏电压$V \gg kT/q$时，$\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\to 0$，边界少子浓度很小，近似为零。这时空间电荷区以外一个扩散长度范围内的少数载流子要向空间电荷区扩散，这些少子一旦到达空间电荷区边界，就立刻被空间电区的强电场拉向对方，使空间电荷区边界少子浓度低于平衡值，因此少子浓度分布如图3.12(c)所示。这正是反向抽取作用的表现。

(2) 与正向注入相比，反向抽取的不同之处是使边界少子浓度减少，形成少子的欠缺。所以此时的过剩载流子浓度应该为负值，而正向注入是使边界少子的浓度增加，形成少子的积累，过剩载流子浓度为正值。

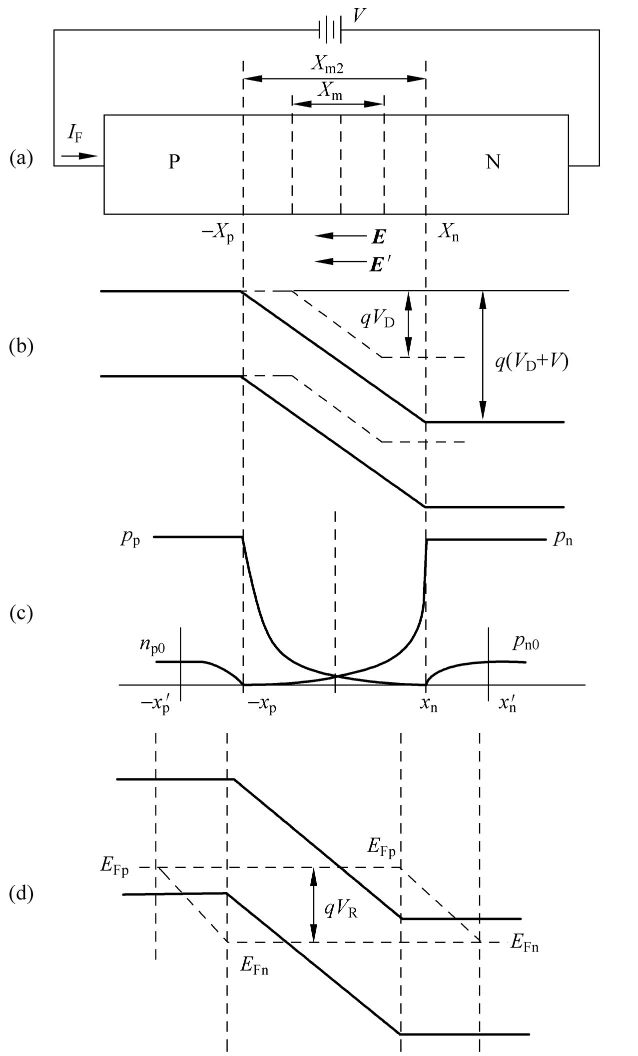


图 3.12　反偏 PN 结

(a) 反偏连接；(b) 势垒变化；(c) 载流子浓度分布；(d) 准费米能级变化

3. P 区或 N 区少子浓度

建立如图 3.13 所示的坐标系。

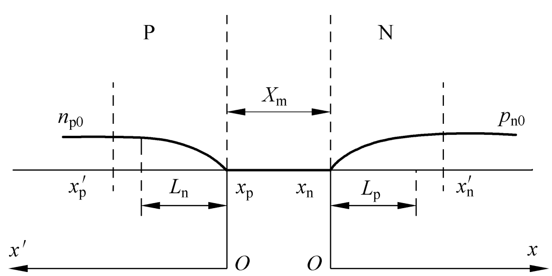


图 3.13　少子浓度分布

利用边界条件

$$n(0)=n(-x_{\mathrm{p}})=n_{\mathrm{p0}}\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \tag{3.3.23}$$

得，P 区少子浓度为

$$n(x)\approx n_{\mathrm{p0}}\left(\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)-1\right)\exp\left(-\frac{x+x_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{n}}}\right)+n_{\mathrm{p0}} \tag{3.3.24a}$$

N 区少子浓度为

$$p(x)\approx p_{\mathrm{n0}}\left(\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)-1\right)\exp\left(-\frac{x-x_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{p}}}\right)+p_{\mathrm{n0}} \tag{3.3.24b}$$

当反偏电压 $V\gg kT/q$ 时，有

$$n(x')\approx n_{\mathrm{p0}}\left(1-\exp\left(-\frac{x'}{L_{\mathrm{n}}}\right)\right) \tag{3.3.25a}$$

$$p(x)\approx p_{\mathrm{n0}}\left(1-\exp\left(-\frac{x}{L_{\mathrm{p}}}\right)\right) \tag{3.3.25b}$$

4. 反向 PN 结电流转换与传输

由于反偏 PN 结的抽取作用使结边界附近 $x_{\mathrm{n}}\sim x'_{\mathrm{n}}$和$-x_{\mathrm{p}}\sim -x'_{\mathrm{p}}$区域的少子浓度低于平衡少子浓度，如图 3.14 所示。此情况下，产生大于复合，即有电子空穴对的净产生。在 $x_{\mathrm{n}}\sim x'_{\mathrm{n}}$区域净产生的空穴向结区扩散，到达空间电荷区边界 x_{n} 后，便被电场扫过空间电荷区进入 P 区；产生的电子以漂移的形式流出 $x_{\mathrm{n}}\sim x'_{\mathrm{n}}$区。在$-x_{\mathrm{p}}\sim -x'_{\mathrm{p}}$区域中净产生的电子向$-x_{\mathrm{p}}$ 方向扩散，一到达空间电荷区边界$-x_{\mathrm{p}}$ 后，便被电场扫过空间电荷区进入 N 区；产生的空穴以漂移的形式流出$-x_{\mathrm{p}}\sim -x'_{\mathrm{p}}$区。这样，就形成了由 N 区流向 P 区的 PN 结反向电流，与正偏 PN 结电流方向相反，PN 结反向电流在 N 区 x'_{n}的右边为电子漂移电流，到了扩散区逐步转换为空穴电流，在 P 区 x'_{p}的左侧全部变为空穴电流。与 PN 结正向电流一样，反向电子电流与空穴电流的大小在 PN 结扩散区内各处不相等，但两者之和始终相等。

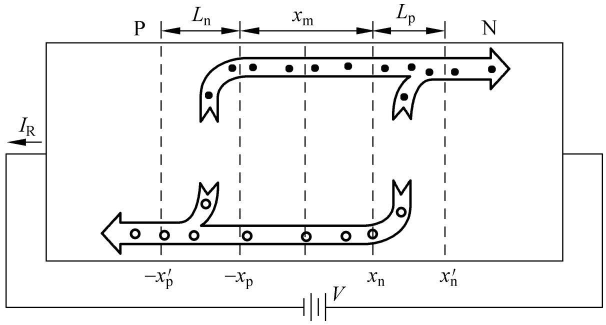


图 3.14 反向 PN 结载流子传输和电流转换示意图

与正偏 PN 结类似的方法，得 PN 结反向电流密度为

$$J_{\mathrm{R}}=q\left(\frac{n_{\mathrm{p0}}D_{\mathrm{n}}}{L_{\mathrm{n}}}+\frac{p_{\mathrm{n0}}D_{\mathrm{p}}}{L_{\mathrm{p}}}\right)\left(\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.26}$$

当 $V\gg kq/T$ 时，有 $\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\rightarrow 0$，这时式(3.3.26)变为

$$J_R=-q\left(\frac{n_{p0}D_n}{L_n}+\frac{p_{n0}D_p}{L_p}\right)=-q\left(\frac{n_i^2}{p_{p0}}\frac{D_n}{L_n}+\frac{n_i^2}{n_{n0}}\frac{D_p}{L_p}\right)=-J_0 \tag{3.3.27}$$

J_R 仅与少子浓度、扩散长度、扩散系数有关，且当反偏电压 V 增大时，趋近于一个常数 $-J_0$，故称 J_R 为反向饱和电流。式中，负号表示电流方向与正向相反，电流的方向是从 N 区流向 P 区的。少子浓度又与本征载流子浓度 n_i^2 成正比，因此随温度升高而增大，故反向扩散电流随温度升高而快速增大。

PN 结反向电流实质上是在 PN 结附近所产生的少子构成的电流。在一般情况下，不论 P 区还是 N 区少子浓度都很小，因而反向电流也很小。图 3.15 给出了反向电流产生示意图。

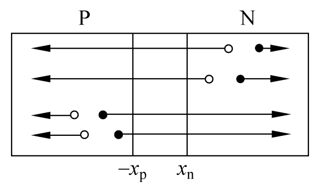


图 3.15　反向电流产生示意图

据上分析，有

$$J_R=J_0\left(\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)-1\right)=J_0(\exp(-V/V_T)-1) \tag{3.3.28}$$

式中，$-V$ 表示外加反向电压；$V_T=kT/q$。

3.3.4 PN 结伏安特性

根据前面的分析，正反电压-电流关系重写为

$$J=J_0\left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.29a}$$

$$J_R=J_0\left(\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)-1\right) \tag{3.3.29b}$$

式(3.3.29)就是理想 PN 结的伏安特性方程，又称为肖克莱方程。式(3.3.29a)与式(3.3.29b)的差别在于反向特性多了一个负号，表示外加电压是反向电压。

将正向特性与反向特性组合起来，就得到 PN 结的电流-电压特性(伏安特性)，其曲线如图 3.16 所示。

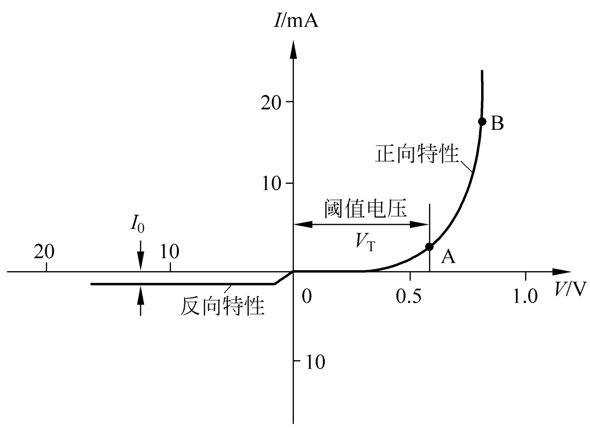


图 3.16　PN 结伏安特性曲线

对实际电路中的 PN 结，只要它处于正向导通状态，PN 结上的电压就具有大体确定的值，称之为 PN 结的导通电压，又称为阈值电压。但是，通过 PN 结的电流不是一直不变的，

在正向导通状态下，通过 PN 结的电流由外电路条件决定，可以在很大的范围内变化。尽管如此，正向压降却能基本保持不变，这是由于正向电流随正向电压按指数规律变化。例如，以室温下 $kT/q=0.026\text{V}$ 估算，电流 I 变化 10 倍，V 只需要改变 0.06V。

用不同禁带宽度的材料制成的 PN 结，其导通电压的变化范围也不同。图 3.17 给出了 3 种常用半导体材料 P^+N 结的正向特性。其中，Ge、Si、GaAs 的禁带宽度分别为 0.7eV，1.1eV，1.5eV。禁带宽度对 PN 结正向导通电压的影响实际上反映了少子浓度对 PN 结正向电流的影响。式(3.3.10)、式(3.3.11)表明，正向注入的非平衡载流子浓度与平衡少子浓度成比例，因此正向电流密度也与平衡少子浓度 n_{p0} 和 p_{n0} 成比例。而一个材料的禁带宽度越大，平衡少子浓度就越小，那么，为了能通过同样大的电流，就必须加以更高的正偏电压 V_{F}。这就是出现图 3.17 所示曲线的原因。

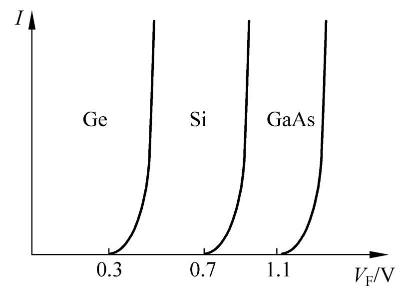


图 3.17　PN 结的正向导通阈值电压

3.3.5　PN 结伏安特性的影响因素

前面在讨论理想 PN 结伏安特性时，假定势垒区没有载流子的产生和复合，并且忽略了表面对电流的影响。在实际的 PN 结中，这两种因素均不可忽略，它们是使实际 PN 结伏安特性偏离理想曲线的重要因素，有时会严重影响半导体器件的工作特性。本节除讨论 PN 结势垒区的产生与复合、表面效应，还将讨论温度效应和串联电阻效应等对 PN 结伏安特性的影响。

1. PN 结势垒区的产生与复合

1）正偏 PN 结空间电荷区的复合电流

PN 结正偏时，由于空间电荷区内有非平衡载流子的注入，载流子浓度高于平衡值，故复合率大于产生率，净复合率不为零，所以空间电荷区内存在复合电流。

图 3.18 中的 ABCD 和 A′B′C′D′分别表示通过 PN 结的电子和空穴的注入电流，AB 段表示电子从 N 区注入 P 区，然后在 B 点与从左方来的空穴 C 复合；A′B′表示空穴从 P 区注入 N 区，在 B′点与来自右方的电子 C′复合。EFGH 则代表由 PN 结空间电荷区中心造成的所谓复合电流，它是由右边来的电子和左边来的空穴在 PN 结空间电荷区复合形成的，而且在理想 PN 结正向注入电流时被忽略了。所以实际 PN 结的正向电流还要加上这一复合电流。

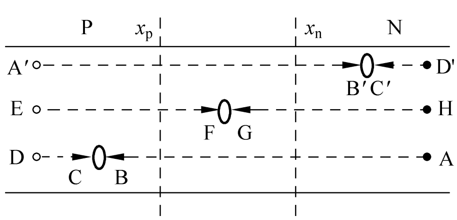


图 3.18　空间电荷区复合电流示意图

图 3.18 表明，注入的扩散电流和空间电荷区中的复合电流的区别只是复合地点不同。在电子扩散区或空穴扩散区中，电子和空穴，一个是多子，一个是少子，其浓度相差很大。而在空间电荷区，位于禁带中央附近的复合中心能级 E_{t} 处，如图 3.19 所示的 AB 线处有 $E_{\text{t}}=E_{\text{i}}$，即电子浓度和空穴浓度基本相等，所以通过空间电荷区复合中心的复合相对较强。

由第 2 章的式(2.5.44)知，在稳态情况下，电子和空穴通过复合中心的净复合率(单位

时间、单位体积内复合掉的载流子数)为

$$R=\frac{np-n_i^2}{\tau_p(n+n_1)+\tau_n(p+p_1)} \tag{3.3.30}$$

为简化计算,假设:

(1) $\tau_p=\tau_n=\tau$,复合中心分布均匀且具有单一有效能级,该能级位于本征费米能级 E_i 处,这样,就有 $n_1=p_1=n_i$。

(2) 空间电荷区中 $n\approx p$,则 PN 结有外加电压 V 时,有

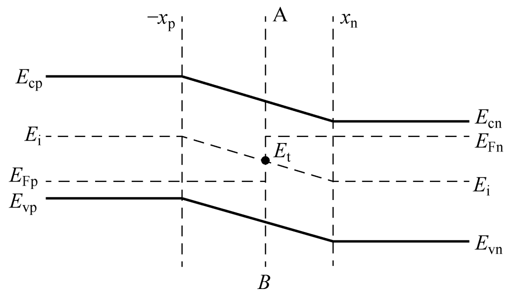


图 3.19 正向 PN 结空间电荷区中费米能级

$$n\cdot p=n_i^2 e^{\frac{qV}{kT}}$$

从而得空间电荷区电子和空穴浓度为

$$n=p=n_i e^{\frac{qV}{2kT}}$$

将这些简化假设都代入式(3.3.30),则净复合率为

$$R=\frac{n_i}{2\tau}\frac{e^{qV/kT}-1}{e^{qV/2kT}+1} \tag{3.3.31}$$

PN 结正偏且 $V\gg kT/q$,有

$$R=\frac{n_i}{2\tau}e^{\frac{qV}{2kT}} \tag{3.3.32}$$

如果用 x_m 表示空间电荷区的宽度,则空间电荷区复合电流为

$$J_{rg}=q\frac{n_i}{2\tau}x_m e^{\frac{qV}{2kT}} \tag{3.3.33}$$

通过比较正向注入电流和复合电流的表达式,可以看出,复合电流有两个基本特点:

(1) 正偏电压比较低时,空间电荷区复合电流随外加电压增加得比较缓慢。例如,当外加正向偏压 V 从零增加到 0.1V 时,则正向注入电流增加 $e^{\frac{qV}{kT}}=e^{\frac{0.1}{0.026}}\approx 50$ 倍,而复合电流增加的倍数为 $e^{\frac{qV}{2kT}}=e^{\frac{0.1}{2\times 0.026}}\approx 7$ 倍。因此,仅当正偏电压比较低(或者说 PN 结电流比较小)时,空间电荷区复合电流才起重要作用。当 $V>0.5$V,电流密度 $J>10^{-5}$ A/cm^2 时,空间电荷区复合电流的影响就变得比较小了。

(2) 空间电荷区复合电流正比于 n_i,而注入的扩散电流正比于少子浓度,少子浓度又正比于 n_i^2,因此,空间电荷区复合电流与正向注入电流的比值反比于 n_i,即

$$\frac{复合电流}{注入电流}\propto\frac{1}{n_i}$$

所以,n_i 越大,空间电荷区复合电流的影响就越小。锗的 n_i 很大,空间电荷区复合电流的影响可以略去不计;而硅的 n_i 较小,在小电流范围内复合电流的影响就不能略去,这是硅晶体管小电流下电流放大系数下降的重要原因之一。

当考虑空间电荷区复合电流后,PN 结的正向电流为

$$J=q\left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n}+\frac{D_n p_{n0}}{L_p}\right)\left(e^{\frac{qV}{kT}}-1\right)+q\frac{n_i}{2\tau}x_m e^{\frac{qV}{2kT}} \tag{3.3.34}$$

2）反偏 PN 结空间电荷区的产生电流

前面仅讨论了由 PN 结两侧 P 区和 N 区产生的电子和空穴形成的 PN 结反向电流，它只是反向电流的一部分，往往称为体内扩散电流。

PN 结反偏时，由于空间电荷区对载流子的反向抽取作用，在空间电荷区的复合中心产生电子-空穴对，使得空间电荷区内载流子浓度低于平衡值，故产生率大于复合率，净产生率不为零，所以空间电荷区内有产生电流。在锗 PN 结的反向电流中，体内扩散电流是主要的；然而，对硅 PN 结，空间电荷区的产生电流是主要的。

图 3.20 是硅 PN 结反向电流产生的物理过程，其中 CBAD 和 D′A′B′C′分别表示反向电子扩散电流和空穴扩散电流。在 P 区通过复合中心产生电子 A 和空穴 B，电子由于扩散到 PN 结空间电荷区并被电场扫到 N 区流向右方，而空穴流向左方。在 N 区复合中心产生的电子 A′向右方流去，空穴 B′扩散到 PN 结空间电荷区对被电场扫到 P 区，从左方流走。

EFGH 表示 PN 结空间电荷区复合中心的电子空穴被电场分别扫进 N 区和 P 区，这个产生电流是反向扩散电流之外的一个附加的反向电流，在硅 PN 结中该产生电流往往比反向扩散电流还大。反向扩散电流和空间电荷区中产生电流的区别只在于复合中心的地点不同。所以，实际 PN 结的反向电流还要加上空间电荷区的产生电流。

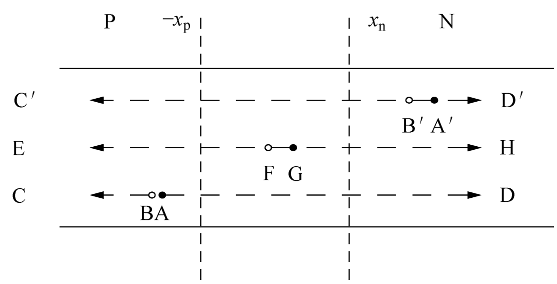


图 3.20 硅 PN 结反向电流产生的物理过程

在 PN 结反偏且$|V|\gg kT/q$ 时，由式(3.3.33)，得

$$R=-\frac{n_i}{2\tau}$$

所以净产生率为

$$G=-R=\frac{n_i}{2\tau} \tag{3.3.35}$$

则空间电荷区中复合中心的产生电流密度为

$$J_g=qx_m\frac{n_i}{2\tau} \tag{3.3.36}$$

可见，空间电荷区复合中心的产生电流明显特点是：它不像反向扩散电流那样会达到饱和值，而是随反偏电压增大而增大。这是因为 PN 结空间电荷区宽度随反偏电压增大而展宽，处于空间电荷区的复合中心数目增多，所以产生电流增大。

包含空间电荷区的产生电流后，PN 结的反向电流密度为

$$J_R = q\left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p}\right)\left(e^{-\frac{qV}{kT}} - 1\right) + q x_m \frac{n_i}{2\tau} \tag{3.3.37}$$

2. PN 结表面复合和产生电流

硅平面器件的表面都用二氧化硅层掩蔽，起保护 PN 结的作用。但有二氧化硅保护的硅器件表面会产生附加的复合和产生电流，从而影响器件性能。

1）表面电荷引起表面空间电荷区

在二氧化硅层中，一般都含有一定数量的正电荷（最常见的是工艺沾污引入的钠离子 Na^+），这种表面电荷将吸引或排斥半导体内的载流子，从而在表面形成一定的空间电荷区。如果表面正电荷足够多，就会把 P 型硅表面附近的空穴排斥走，形成一个基本上由电离受主构成的空间电荷区，该区使 PN 结的空间电荷区延展、扩大，如图 3.21 所示。表面空间电荷区中的复合中心将引起附加的正向复合电流和反向产生电流。表面空间电荷区越大，所引起的附加电流就越大。而且，当表面电荷足够多时，表面空间电荷区的宽度随反偏电压的增加而加大。这与 PN 结本身的空间电荷区宽度变化大体相似。但是，当表面空间电荷区中电荷数量和氧化层电荷相等时，宽度就不再增加。

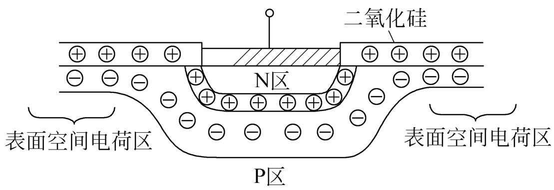


图 3.21　表面电荷引起的表面空间电荷

2）硅-二氧化硅交界面的界面态

在硅-二氧化硅交界面处，往往存在着相当数量的、位于禁带中的能级，称为界面态（或表面态）。它们与体内的杂质能级相似，能接收、放出电子，可以起复合中心的作用。界面态的复合和产生作用，也同样由于表面空间电荷区而加强，它们对 PN 结也将引入附加的复合和产生电流。

3）表面沟道电流

当 P 型衬底的杂质浓度较低，SiO_2 膜中的正电荷较多时，衬底表面将形成 N 型反型层，如图 3.22 所示。这个 N 型反型层与 N^+ 型扩散层连成一片，使 PN 结面积增大，因而反向电流增大。

4）表面漏导电流

当 PN 结表面由于材料原因，或吸附水汽、金属离子等而引起表面沾污时，如同在 PN 结表面并联了一个附加电导，因而引起表面漏电，使反方向电流增加，如图 3.23 所示。

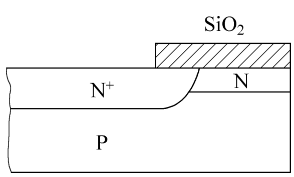


图 3.22　表面沟道

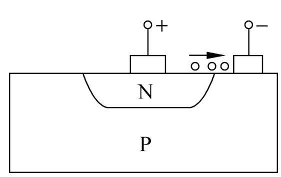


图 3.23　表面漏导

【例 3.3】 一重掺杂 N 型半导体的平衡载流子浓度 n_0 和 p_0，恒定光照下，产生的电子-空穴对数为 $G(\mathrm{cm}^{-3}\cdot\mathrm{s}^{-1})$，产生速率复合比例系数为 r。今另加一闪光，产生附加光载流子的浓度为 $\Delta n=\Delta p(\ll n_0)$。试证：闪光 t 秒后，样品空穴浓度如下

$$p(t)=p_0+\Delta p\,\mathrm{e}^{-rnt}+\frac{G}{rn_0}$$

证明：$R=rnp=r(n_0+\Delta n)(p_0+\Delta p)=rn_0p_0+r(n_0+p_0)\Delta p+r(\Delta p)^2$

因为

$$\Delta n=\Delta p$$

且该材料为重掺材料，所以 $n_0\gg p_0$，故有

$$R=rnp\approx rn_0\Delta p+rn_0p_0$$

平衡时，产生率=复合率，即

$$G=rn_0p_0$$

所以，净复合率为

$$U=R-G=rn_0\Delta p+rn_0p_0-rn_0p_0=rn_0\Delta p$$

当光照达到稳定后，产生率=复合率，所以

$$G=rn_0\Delta p$$

即

$$\Delta p=\frac{G}{rn_0}$$

设 $t=0$ 时刻，加一闪光，所以

$$\Delta p(t)\big|_{t=0}=\Delta p(0)=\Delta p+\frac{G}{rn_0}$$

式中，Δp 为脉冲光照产生的空穴。又已知 $\Delta p(t)$满足的方程为

$$\frac{\mathrm{d}\Delta p(t)}{\mathrm{d}t}=G-rn_0\Delta p(t)$$

解此方程，得

$$-\frac{1}{rn_0}\frac{\mathrm{d}[G-rn_0\Delta p(t)]}{G-rn_0\Delta p(t)}=\mathrm{d}t$$

两边积分，得

$$\ln[G-rn_0\Delta p(t)]=-rn_0t+C'$$

所以

$$G-rn_0\Delta p(t)=C\exp(-rn_0t)$$

即

$$\Delta p(t)=\frac{G}{rn_0}-\frac{C}{rn_0}\exp(-rn_0t)$$

因为

$$t=0,\quad \Delta p(0)=\frac{G}{rn_0}+\Delta p$$

故

$$C=-rn_0\Delta p$$

代回原式，得

$$\Delta p(t)=\frac{G}{rn_0}+\Delta p\exp(-rn_0 t)$$

$$\Delta p(t)=p(t)-p_0$$

所以

$$p(t)=p_0+\frac{G}{rn_0}+\Delta p\exp(-rn_0 t)$$

3. 串联电阻的影响

在讨论理想 PN 结直流电流-电压特性时，忽略了 PN 结的串联电阻(包括体电阻和欧姆接触电阻)R_s 的影响。在制造 PN 结的工艺过程中，为了保证硅片的机械强度，对其厚度有一定要求，一般厚度接近 500μm。同时，为了满足 PN 结击穿电压的要求，低掺杂区的电阻率又不能太低，所以 PN 结的体电阻较大。当结电流流过串联电阻时，其上电压降为 IR_s，这时 PN 结上电压降应为

$$V_j=V-IR_s \tag{3.3.38}$$

可见，考虑串联电阻上的压降后，使实际加在 PN 结上的电压降低，从而使电流随电压的上升而变慢。而且，由于 V_j 与 I 成对数关系，在结电流足够大时，V_j 随电流的增加而变化不大，而串联电阻上的压降却明显增加。也就是说，当电流足够大时，外加电压的增加主要降落在串联电阻上，电流-电压近似线性关系。

为了减小 PN 结体电阻，常采用外延层结构，即选择电阻率很低、杂质浓度很高的硅片作为衬底，如图 3.24 中的 N^+ 层。在 N^+ 层衬底上用外延技术生长一层很薄的、杂质浓度较低的 N 型层——外延层。然后在 N 型层上制作 PN 结，这样既减小了体电阻，又可满足反向击穿电压的要求。

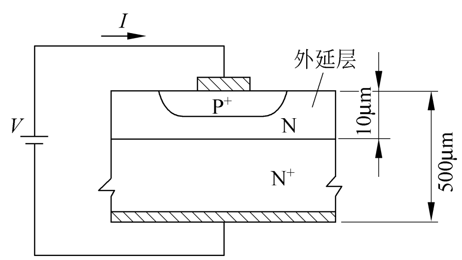


图 3.24　PN 结外延层结构

4. 大注入的影响

前面在小注入条件下推导了正向电流公式，但在 PN 结正偏电压较大时，注入扩散区的非平衡少子可能超出小注入条件，这时，式(3.3.29a)的计算结果将偏离 PN 结的实际特性，因而需进行修正。如何修正呢？根据测量发现，硅 PN 结在正向大电流超过一定范围时，正向电流的实际值要比由式(3.3.29a)计算的值低，因为小注入条件遭到了破坏。例如，硅的 PN^+ 整流二极管，若 P 区杂质浓度为 $10^{14}\,cm^{-3}$，则电流密度只要达到 $0.1A/cm^2$，注入 P 区非平衡少子浓度已接近等于或大于平衡多子浓度。将注入非平衡少子浓度 $\Delta n(-x_p)\geqslant p_{p0}$(平衡多子浓度)的情况，称为大注入。

在大注入条件下，PN 结的电流-电压特性将发生变化。以 PN^+ 结为例，在大注入时，注

入 P 区的非平衡少子电子将产生积累，若浓度为 $\Delta n(-x_p)$，为了维持电中性必然要求多子空穴也有相同的积累，即 $\Delta n_p(-x_p)=\Delta p_p(-x_p)$，且与少子具有相同的浓度梯度 $\frac{dn_p}{dx}=\frac{dp_p}{dx}$。多子空穴存在浓度梯度，必然使空穴产生扩散趋势，一旦空穴离开，P 区的电中性就被打破，在 P 区必然建立起一个电场 E，阻止空穴扩散以维持电中性，称该电场为大注入自建电场。显然，该电场方向阻止了空穴扩散，加快了电子扩散。因此，在大注入情况下，由于自建电场的作用，PN 结正向电流公式必须加以修正。可以证明，大注入时 PN 结的正向电流密度为

$$J=\frac{q(2D_n)n_i}{L_n}e^{\frac{qV}{2kT}} \tag{3.3.39}$$

式(3.3.39)为大注入时正向电流公式，与小注入时式(3.3.21)相比有 3 点不同：

(1) 大注入时，空穴电流密度与 P 区杂质浓度 N_A 无关。这是因为大注入时，注入 P 区的非平衡少子电子浓度比 P 区杂质浓度高得多，P 区多子空穴浓度主要决定于多子积累，这就减弱了 P 区杂质浓度 N_A 对正向电流的影响。

(2) 大注入时，相当于少子扩散系数大 1 倍。这是因为小注入时，忽略了 P 区电场的作用，少子电子在 P 区只做扩散运动。大注入时，电场对电子的漂移作用不能忽略。若将漂移作用等效为扩散作用，就相当于加速了电子扩散，使等效扩散系数增大 1 倍。

(3) 小注入时，$J\propto e^{qV/kT}$；而大注入时，$J\propto e^{qV/2kT}$。因此，大注入时，正向电流随外加电压的增加上升缓慢。这是因为外加电压 V 不是全部降落在空间电荷区，而有一部分降落在 P 区，以建立 P 区自建电场，维持多子积累，保持电中性。

5. 温度的影响

1) 温度对 PN 结正、反向电流的影响

式(3.3.16)和式(3.3.26)表明，PN 结正、反向电流表达式中 D_p、D_n、n_i 和 $e^{\frac{qV}{kT}}$ 等都与温度有关，它们随温度变化的程度各不相同，但其中 n_i 起决定作用，即

$$J_0\propto n_i^2\propto T^3e^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{3.3.40}$$

可见，随着温度升高，PN 结正、反向电流都会迅速增大。由式(3.3.40)可以推得，在室温附近，对于锗 PN 结，温度每增加 10℃，J_0 将增加 1 倍；而对于硅 PN 结，温度每增加 6℃，J_0 就增加 1 倍。式(3.3.38)的等式形式为

$$J_0(T)=J_0(0)T^3e^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{3.3.41}$$

式中

$$J_0(0)=qK_C\left(\frac{D_p}{L_pN_D}+\frac{D_n}{L_nN_A}\right) \tag{3.3.42}$$

式中，K_C 为常数，是比例系数。式(3.3.41)表明，反向饱和电流随温度升高而增加。例如，对锗 PN 结，温度每升高 10K，反向饱和电流就增加 1 倍；而硅 PN 结，温度每升高 6K，反向饱和电流就增加 1 倍。

对于硅 PN 结，反向产生电流起主要作用，因此硅 PN 结反向电流与温度的变化取决于反向电流随温度的变化。

由式(3.3.40)和式(3.3.36)得,势垒区的产生电流密度为

$$J_g=\frac{qx_m}{2\tau}K_C^{1/2}T^{3/2}e^{-\frac{E_g}{kT}}=J_{g0}T^{3/2}e^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{3.3.43}$$

将式(3.3.41)代入 PN 结正向电流密度 $J=J_0e^{qV/kT}$ 得正向电流密度与温度的关系式为

$$J=J_0(0)T^3e^{\frac{qV-E_g}{kT}} \tag{3.3.44}$$

在电流不变的情况下,PN 结上的电压也随着温度改变,由 PN 结正向电流密度公式可以得正向电压为

$$V=\frac{kT}{q}\ln\frac{J}{J_0} \tag{3.3.45}$$

综上所述,温度对 PN 结的正向导通电压、反向电压、反向击穿电压都有很大的影响。在大功率器件中,温度对器件性能的影响不能忽略。

图 3.25 给出了室温、高温和低温 3 种情况下 PN 结的伏安特性,这 3 条曲线更加清晰、直观地描述了温度对 PN 结伏安特性的影响。

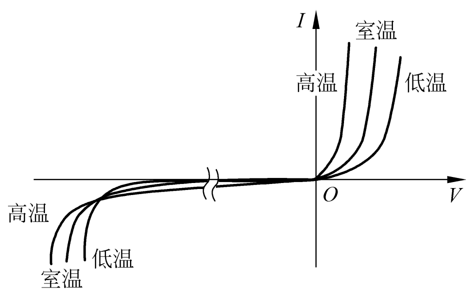


图 3.25　温度变化对 PN 结伏安特性的影响

2) 温度对 PN 结正向导通电压的影响

通常规定正向电流达到某一数值时的正向电压称为 PN 结的导通电压。根据上面的分析,随着温度的升高,J_0 迅速增大;随着外加正向电压的增加,正向电流也会指数增大。可见,对于某一特定的正向电流值,随着温度的升高,外加电压将会减小,即 PN 结正向导通电压随着温度的升高而下降。

在室温附近,通常温度每增加 1℃,对于锗 PN 结,正向导通电压将下降 2mV;而对硅 PN 结,正向导通电压将下降 1mV。

3.3.6　PN 结偏置状态对势垒宽度的影响

为了便于讨论,热平衡 PN 结,再次如图 3.26(a)所示,其平衡能带图显示横跨结的总静电势为 V_D,从 P 端到 N 端的电势能差 qV_D。图 3.26(b)是正偏 PN 结,即 P 端加一相对于 N 端的电压 V,跨过结的总静电势减少 V,亦即为 V_D-V,因此,正偏电压使耗尽区宽度减小。

反之,如图 3.26(c)所示,如果在 N 端加上相对于 P 端的正向电压 V_R,成为 PN 结反偏电压,这时跨过结的总静电势增加 V_R,亦即为 V_R+V_D,反偏电压会增加耗尽区宽度。

将这些电压代入式(3.2.20c)得,双边突变结耗尽区宽度与偏压的关系为

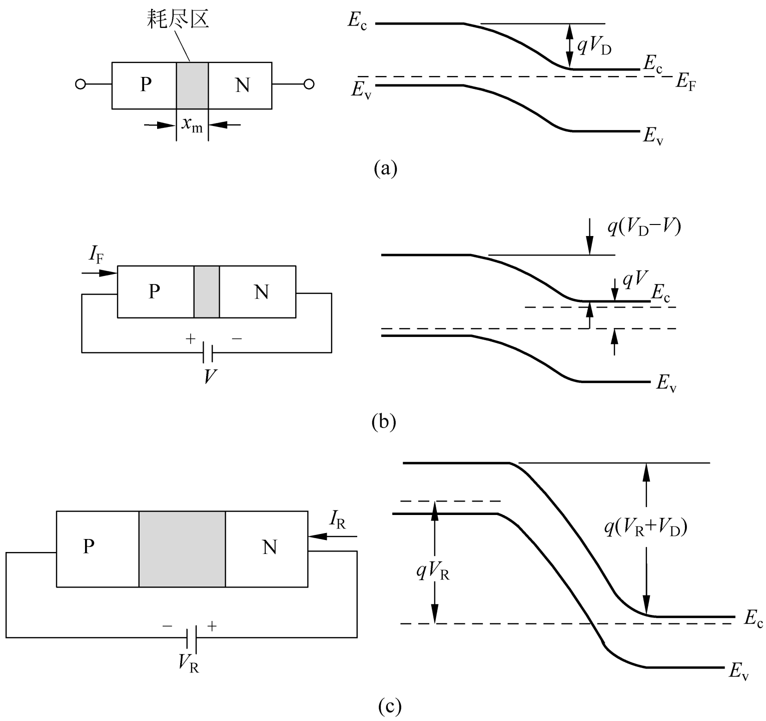


图 3.26　不同偏压条件下，PN 结的耗尽区宽度和能带

（a）零偏压；（b）正偏压；（c）反偏压

$$x_m=\sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_D-V)}{q}\times\frac{N_A+N_D}{N_AN_D}} \tag{3.3.46}$$

同理，对于单边突变结 P^+N 结，耗尽区宽度与偏压的关系为

$$x_m=\sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_D-V)}{qN_O}} \tag{3.3.47}$$

式中，N_O 是轻掺杂的基体浓度。对于正向偏压，$V=V_F$；对于负向偏压，$V=-V_R$。注意，耗尽区宽度随跨过结的总静电势差的平方根变化。

对于线性缓变结，有

$$x_m=\left(\frac{12\varepsilon_s(V_D-V)}{qa_j}\right)^{1/3} \tag{3.3.48}$$

3.4　PN 结电容

3.4.1　势垒电容

1. 突变结势垒电容

单位面积耗尽层势垒电容定义为

$$C_T=\frac{dQ}{dV_R} \tag{3.4.1}$$

式中，dQ 是外加偏压变化 dV_R 时单位面积耗尽层电荷的增量，且

$$dQ = qN_D dx_n = qN_A dx_p \tag{3.4.2}$$

dQ 的单位为 C/cm^2，电容 C 的单位为 F/cm^2。

图 3.27 表示外加反偏电压变化 dV_R 时，dQ 变化的情况。

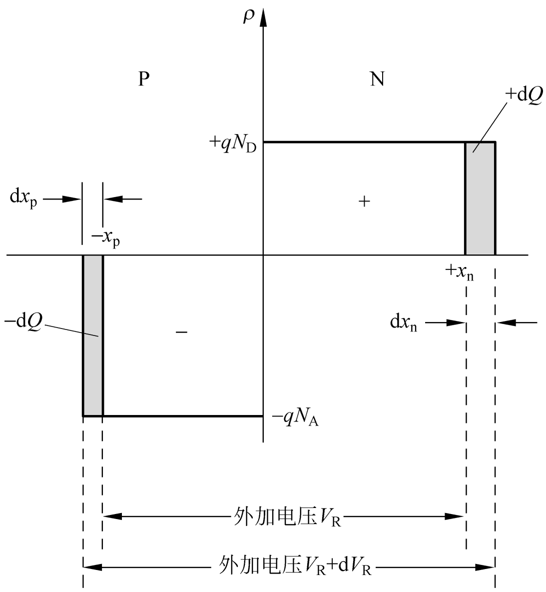


图 3.27 外加反偏电压变化时电荷区宽度的变化

对于总势垒而言，式(3.2.20a)可以写为

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_D + V_R)}{q} \times \frac{N_A}{N_D} \frac{1}{N_A + N_D}} \tag{3.4.3}$$

总势垒电容为

$$C_T = \frac{dQ}{dV_R} = qN_D \frac{dx_n}{dV_R} \tag{3.4.4}$$

将式(3.4.3)代入式(3.4.4)，得

$$C_T = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_A N_D}{2(V_D + V_R)(N_A + N_D)}} \tag{3.4.5}$$

结合式(3.3.46)，式(3.4.5)可以写为

$$C_T = \frac{\varepsilon_s}{x_m} \tag{3.4.6}$$

式(3.4.6)表明，单位面积势垒电容与平行板电容的标准式相同，其中两平行板的距离为耗尽区的宽度，式(3.4.6)对任意杂质浓度分布都适用。因为空间电荷区宽度是反偏电压的函数，所以势垒电容也是加在 PN 结上的反偏电压的函数。

对于单边突变结 P^+N 结，空间电荷区宽度为式(3.3.48)，而且有

$$x_p \ll x_n \tag{3.4.7}$$

$$x_m = x_n \tag{3.4.8}$$

几乎所有的空间电荷区均扩展到 PN 结轻掺杂的区域，图 3.28 显示了这种效应。此时，P^+N 结的势垒电容为

$$C_T = \frac{\varepsilon_s}{x_m} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(V_D + V_R)}} \tag{3.4.9}$$

或

$$\frac{1}{C_T^2} = \frac{2(V_D + V_R)}{q\varepsilon_s N_D} \tag{3.4.10}$$

式(3.4.9)表明，P^+N 结势垒电容是低掺杂区杂质浓度的函数；式(3.4.10)说明，电容倒数的平方是外加反偏电压的线性函数，如图 3.29 所示。对单边突变结，将 $1/C_T^2$ 对 V 作图，可以得到一条直线，其斜率与低掺杂区的杂质浓度呈反比关系，而由交点(在 $1/C_T^2=0$)可求出 V_D。

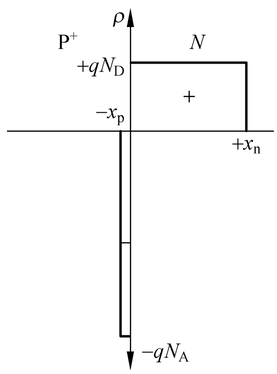


图 3.28 P^+N 结的空间电荷密度

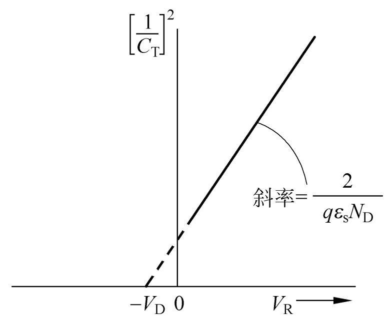


图 3.29 均匀掺杂 PN 结的 $1/C_T^2$-V_R 曲线

【例 3.4】 对一硅突变结，$N_A = 2\times10^{19}\text{cm}^{-3}$，$N_D = 8\times10^{15}\text{cm}^{-3}$，$n_i = 9.65\times10^9\text{cm}^{-3}$，计算零偏压和反向偏压为 4V 时的结电容($T=300\text{K}$)。

解：从式(3.2.12)、式(3.2.21)和式(3.4.6)，对零偏压，有

$$V_D = 0.0259\ln\left(\frac{2\times10^{19}\times8\times10^{15}}{(9.65\times10^9)^2}\right) = 0.906\text{V}$$

$$x_m\Big|_{V=0} \approx x_n = \sqrt{\frac{2V_D\varepsilon_s}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\times11.9\times8.85\times10^{-4}\times0.906}{1.6\times10^{-19}\times8\times10^{15}}} = 3.86\times10^{-5}\text{m} = 0.386\mu\text{m}$$

$$C_T\Big|_{V=0} = \frac{\varepsilon_s}{x_m\Big|_{V=0}} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_B}{2(V_D - V)}} = 2.728\times10^{-8}\text{F/cm}^2$$

由式(3.3.47)和式(3.4.9)知，在反向偏压为 4V 时，有

$$x_m\Big|_{V_R=4} \approx \sqrt{\frac{2(V_D+V_R)\varepsilon_s}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\times11.9\times8.85\times10^{-4}\times(0.906+4)}{1.6\times10^{-19}\times8\times10^{15}}}$$
$$= 8.99\times10^{-5}\text{m} = 0.899\mu\text{m}$$

$$C_T\Big|_{V_R=4} = \frac{\varepsilon_s}{x_m\Big|_{V_R=4}} = \sqrt{\frac{q\varepsilon_s N_D}{2(V_D+V_R)}} = 1.172\times10^{-8}\text{F/cm}^2$$

2. 杂质浓度

利用式(3.4.5)所示电容-电压的关系可计算任意杂质浓度的分布。对 P^+N 结，其 N 侧的掺杂分布如图 3.30(b)所示。如前所述，对于外加电压增量 dV_R，单位面积电荷的增量 dQ 为 $qN(x_m)dx_m$，如图 3.30(b)的阴影区域所示。其对应的偏压变化如图 3.30(c)的阴影区域所示。

$$dV_R \approx (dE)x_m = \left(\frac{dQ}{\varepsilon_s}\right)x_m = \frac{qN(x_m)dx_m^2}{2\varepsilon_s} \tag{3.4.11}$$

而 x_m 以式(3.4.6)代入，则耗尽区边缘的杂质浓度为

$$N(x_m) = \frac{2}{q\varepsilon_s}\left(\frac{1}{d\left(\frac{1}{C_T^2}\right)/dV_R}\right) \tag{3.4.12}$$

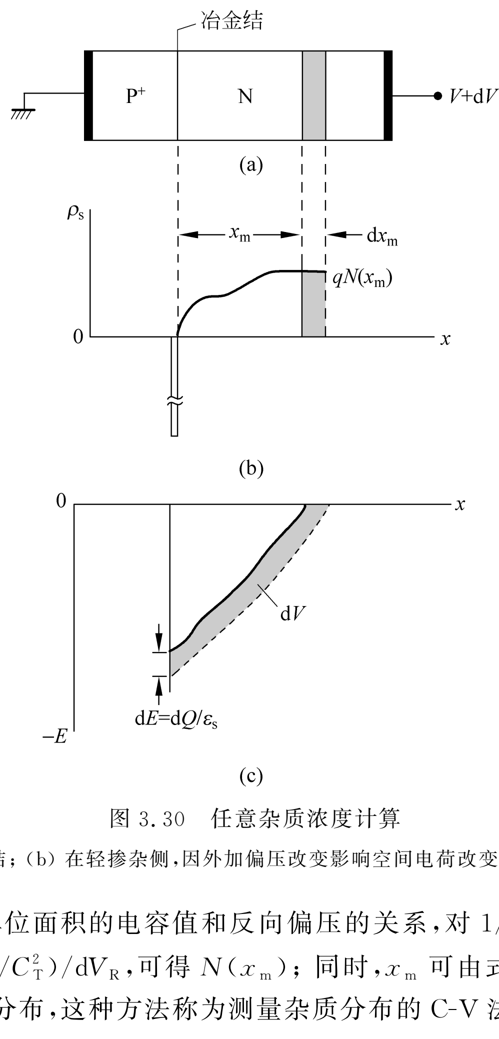


图 3.30 任意杂质浓度计算

(a) 任意杂质分布的 P^+N 结；(b) 在轻掺杂侧，因外加偏压改变影响空间电荷改变；(c) 相对应的电场分布变化

因此，可以测得每单位面积的电容值和反向偏压的关系，对 $1/C_T^2$ 和 V 的关系作图，由图形的斜率，也就是 $d(1/C_T^2)/dV_R$，可得 $N(x_m)$；同时，x_m 可由式(3.4.6)得到，这样计算可以产生一完整的杂质分布，这种方法称为测量杂质分布的 C-V 法。

3. 线性缓变结

对于一个线性缓变结，如图 3.31 所示，耗尽层势垒电容由式(3.4.6)和式(3.2.31)得

$$C_T = \frac{\varepsilon_s}{x_m} = \left(\frac{q\varepsilon_s^2 a_j}{12(V_D + V_R)}\right)^{1/3} \tag{3.4.13}$$

对于这种结，将 $1/C^3$ 对 V 作图，而其斜率为杂质梯度和由交点得到 V_D。

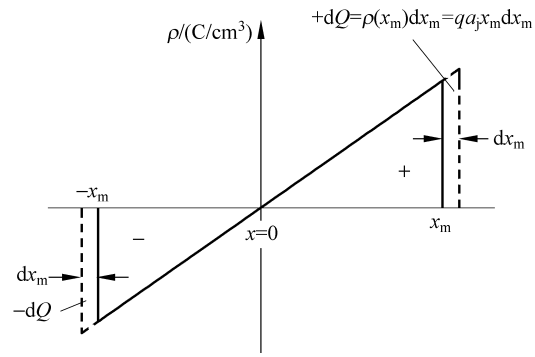


图 3.31 线性缓变结空间电荷区宽度随反偏电压改变的微分变化量

3.4.2 扩散电容

PN 结正偏时，空穴从 P 区注入 N 区，在势垒区与 N 区一侧，一个扩散长度范围内，形成了非平衡空穴 Δp 和与它保持电中性的非平衡电子 $\Delta n'$的积累，如图 3.32 所示。同样，在 P 区一个扩散长度范围内，有非平衡电子 Δn 和与它保持电中性的非平衡空穴 $\Delta p'$的积累。当正偏电压增加 dV 时，若从 P 区注入 N 区的空穴增加了 $d\Delta p$（图中阴影部分所示），则保持电中性的电子也增加 $d\Delta n'$。同样，P 区扩散区内积累的非平衡电子和它保持电中性的空穴也要增加 $d\Delta n$ 和 $d\Delta p'$。

综上所述，PN 结正偏时，由于少数载流子的注入，扩散区都有一定数量的少数载流子和同等数量的多数载流子的积累，其浓度随着正偏电压变化而变化，这种由于扩散区内的电荷数量随外加电压的变化所产生的电容效应，称为 PN 结的扩散电容，用 C_D 表示。

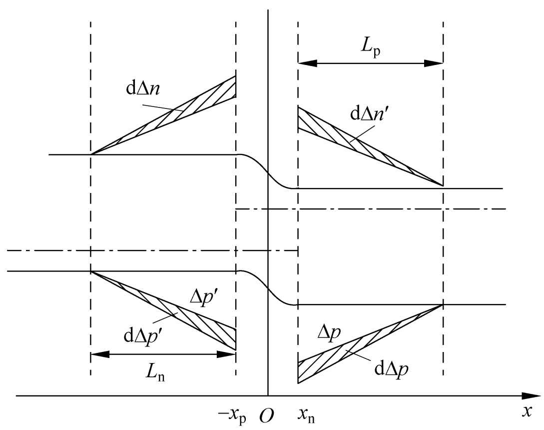


图 3.32 PN 结扩散电容

前面已经得到，扩散区中积累少量少子浓度为

$$\Delta p(x)=p_{n0}(e^{\frac{qV}{kT}}-1)e^{\frac{x_n-x}{L_p}},\quad x_n<x<\infty \tag{3.4.14}$$

$$\Delta n(x)=n_{p0}(e^{\frac{qV}{kT}}-1)e^{\frac{x_p+x}{L_n}},\quad -\infty<x<-x_n \tag{3.4.15}$$

对式(3.4.14)、式(3.4.15)在扩散区内进行积分，得单位面积的扩散区内所积累的载流子电荷总量，即

$$Q_p=q\int_{x_n}^{\infty}\Delta p(x)\mathrm{d}x=qL_p p_{n0}(e^{\frac{qV}{kT}}-1) \tag{3.4.16}$$

$$Q_n=q\int_{-\infty}^{-x_p}\Delta n(x)\mathrm{d}x=qL_p n_{p0}(e^{\frac{qV}{kT}}-1) \tag{3.4.17}$$

式(3.4.16)中积分上限可取 x_n+L_p，这是因为在扩散区以外，非平衡载流子已经衰减为零。式(3.4.17)的积分下限取负无穷也是同样的道理。由此可得，扩散区单位面积的微分电容为

$$C_{Dp}=\mathrm{d}Q_p/\mathrm{d}V=(q^2 p_{n0}L_p/kT)e^{\frac{qV}{kT}} \tag{3.4.18}$$

$$C_{Dn}=\mathrm{d}Q_n/\mathrm{d}V=(q^2 n_{p0}L_n/kT)e^{\frac{qV}{kT}} \tag{3.4.19}$$

单位面积上的扩散电容为

$$C'_D=C_{Dp}+C_{Dn}=(q^2/kT)(p_{n0}L_p+n_{p0}L_n)e^{\frac{qV}{kT}} \tag{3.4.20}$$

如果 PN 结面积为 A，则 PN 结加正偏电压时总微分扩散电容为

$$C_D=AC'_D=(Aq^2/kT)(p_{n0}L_p+n_{p0}L_n)e^{\frac{qV}{kT}} \tag{3.4.21}$$

对 P^+N 结，可略去式(3.4.21)括号中的第二项，得

$$C_D=AC'_D=(Aq^2 p_{n0}L_p/kT)e^{\frac{qV}{kT}} \tag{3.4.22}$$

式(3.4.22)表明，扩散电容随正偏电压按指数关系增加，所以正偏电压较大时，扩散电容起主要作用。其大小一般为数百至数千皮法，即它比势垒电容要大许多。因此，PN 结正偏时的电容值主要取决于扩散电容，而反偏时由势垒电容值决定。

【例 3.5】 把一个 P^+N 结硅二极管作变容二极管用，结两侧杂质浓度分别为 $N_A=10^{19}\text{cm}^{-3}$，$N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$，二极管面积 0.01cm^2。(1)求在反偏电压为 1V 及 5V 时二极管的电容；(2)计算用此变容二极管及 $L=2\text{mH}$ 的储能电路的共振频率。

解：(1) 求在反偏电压为 1V 及 5V 时二极管的电容。该 PN 结的扩散电势为

$$V_D=\frac{kT}{q}\ln\frac{N_D N_A}{n_i^2}=0.026\ln\frac{10^{15}\times10^{19}}{(1.5\times10^{10})^2}=0.817\text{V}$$

反偏电压为 1V 及 5V 时，二极管的电容分别为

$$C_T=A\sqrt{\frac{qN_D\varepsilon_s}{2(V_D+V_R)}}=0.01\times\sqrt{\frac{1.6\times10^{-19}\times10^{15}\times8.85\times10^{-14}\times11.9}{2\times(0.817+V_R)}}$$

$$=\begin{cases}6.81\times10^{-11}\text{F}\cdots\cdots(V_R=1\text{V})\\3.81\times10^{-11}\text{F}\cdots\cdots(V_R=5\text{V})\end{cases}$$

(2) 计算用此变容二极管及 $L=2\text{mH}$ 的储能电路的共振频率。

$$f_0=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC_T}}=\frac{1}{2\pi\sqrt{2\times10^{-3}C_T}}=\begin{cases}4.31\times10^5\text{Hz}\cdots\cdots(V_R=1\text{V})\\5.77\times10^5\text{Hz}\cdots\cdots(V_R=5\text{V})\end{cases}$$

3.5 PN 结击穿

在一定的反偏电压范围内，给 PN 结加反偏电压时，电流很小；当反偏电压增加到一定大小时，反向电流就会如图 3.33 所示的那样迅速增加，这种现象称为 PN 结击穿，发生击穿时的电压值称为击穿电压，用 V_B 表示。

击穿现象限制了 PN 结的最高工作电压，但同时也开辟了 PN 结新的应用领域。例如，稳压二极管就是利用 PN 结在击穿电压附近电流变化很大，而电压变化很小这个特性来工作的；崩越二极管是利用击穿现象来实现微波振荡的。

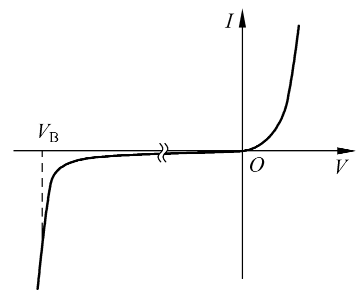


图 3.33 PN 结击穿

3.5.1 隧道效应

当一反向强电场加在一个 PN 结时，价电子可以由价带移动到导带，如图 3.34(a)所示。这种电子穿过禁带的过程称为隧穿。

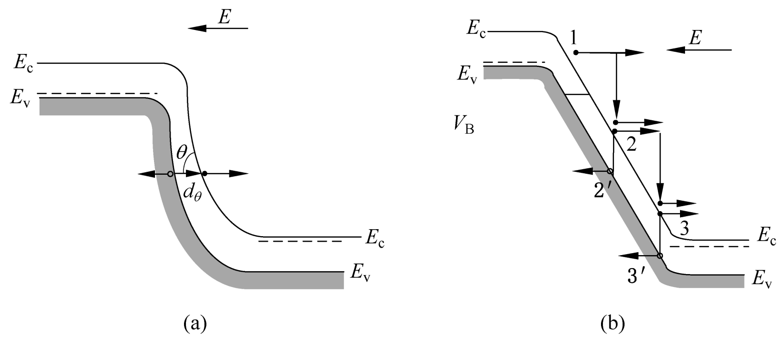


图 3.34 PN 结击穿时能带图

(a) 隧道效应；(b) 雪崩倍增

电子穿过禁带的概率强烈地依赖于隧道的长度。图 3.34(a)表明，隧道长度 d_θ 和能带倾斜的斜率 $\tan\theta$ 之间的关系为

$$d_\theta \cdot \tan\theta = E_g \tag{3.5.1}$$

禁带宽度 E_g 是不随位置变化的，而能带的倾斜反映了电子势能 $-qV(x)$ 的变化，所以有

$$\tan\theta = \frac{\mathrm{d}[-qV(x)]}{\mathrm{d}x} = -q\frac{\mathrm{d}V(x)}{\mathrm{d}x} = qE \tag{3.5.2}$$

式中，$E=-\mathrm{d}V/\mathrm{d}x$ 为电场强度，把式(3.5.2)代入式(3.5.1)，得

$$d_\theta = \frac{E_g}{qE} \tag{3.5.3}$$

式(3.5.3)表明，电场越强，能带越倾斜，隧道就越短。因此只要电场足够强，价带电子就可以大量穿透禁带，进入导带，引起隧道击穿。对硅和砷化镓，其典型电场大约为 10^6 V/cm 或更高。为了得到如此高的电场，P 区和 N 区的杂质浓度必须相当高($>5\times10^{17}\mathrm{cm}^{-3}$)。对

于硅和砷化镓结，击穿电压约小于 $4E_g/q$ 时(其中 E_g 为禁带宽度)，其击穿机制归因于隧道效应。击穿电压超过 $6E_g/q$ 时，其击穿机制归因于雪崩倍增。当电压为 $4E_g/q \sim 6E_g/q$ 时，击穿则为雪崩倍增和隧穿二者共同作用的结果。

3.5.2 雪崩倍增

1. 雪崩击穿条件

雪崩倍增的过程如图 3.34(b)所示。在反偏电压下，PN 结(如 P^+N 单边突变结)的杂质浓度 $N_D \approx 10^{17}\,\text{cm}^{-3}$ 或更小。在耗尽区因热产生的电子(表示为 1)，由电场得到动能。

如果电场足够大，电子可以获得足够多的动能，以至于与原子产生碰撞时，可以破坏键而产生电子-空穴对(2 和 2′)。这些新产生的电子和空穴，可由电场获得动能，并产生额外的电子-空穴对(3 和 3′)。这些过程生生不息，连续产生新的电子-空穴对，这种过程称为雪崩倍增。

为了说明击穿状况，假设电流 J_{n0} 由一宽度为 x_m 的耗尽区左侧注入，如图 3.35 所示。设在耗尽区内的电场高到可以让雪崩倍增开始，通过耗尽区时电子电流 J_n 随距离增加，并在 x_m 处达到 $M_n J_{n0}$。其中，M_n 为倍增因子，定义为

$$M_n = \frac{J_n(x_m)}{J_{n0}} \tag{3.5.4}$$

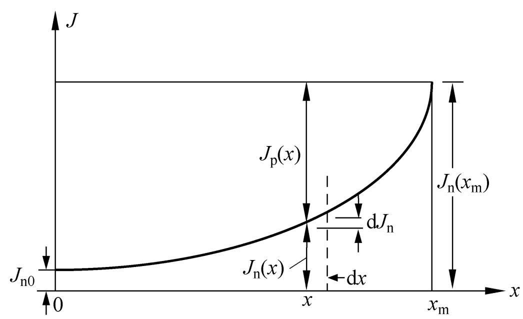


图 3.35 在倍增的入射电流下的 PN 结耗尽区

类似地，空穴电流 J_p 从 $x=x_m$ 增加到 $x=0$，总电流密度 $J=J_p+J_n$ 在稳态时为常数。在 x 处的电子电流密度增量等于 dx 处单位面积电子-空穴对每秒产生的数目，即

$$d\left(\frac{J_n}{q}\right) = \frac{J_n}{q}\alpha_n dx + \frac{J_p}{q}\alpha_p dx \tag{3.5.5a}$$

或

$$\frac{dJ}{dx} + (\alpha_p - \alpha_n)J_n = \alpha_n J \tag{3.5.5b}$$

式中，α_n 和 α_p 分别为电子、空穴电离率。令 $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$，则式(3.5.5b)的解为

$$\frac{J_n(x_m) - J_n(0)}{J} = \int_0^{x_m} \alpha\, dx \tag{3.5.6}$$

由式(3.5.5)和式(3.5.6)，得

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^{x_m} \alpha\, dx \tag{3.5.7}$$

雪崩击穿电压定义为 M 接近无限大时的电压。因此,击穿条件为

$$\int_0^{x_m} \alpha \mathrm{d}x = 1 \tag{3.5.8}$$

式(3.5.8)的物理意义是:一个载流子通过整个势垒区,碰撞电离产生一对电子-空穴对时,PN 结就发生击穿。由上述的击穿条件以及和电场有关的电离率,可以计算雪崩倍增发生时的临界电场(也就是击穿时的最大电场)。使用测量得到的 α_n 和 α_p,可求得硅和砷化镓单边突变结的临界电场 E_c。其与衬底杂质浓度的函数关系如图 3.36 所示。图中同时标出了隧道效应的临界电场。显然,隧穿只发生在高杂质浓度的半导体中。

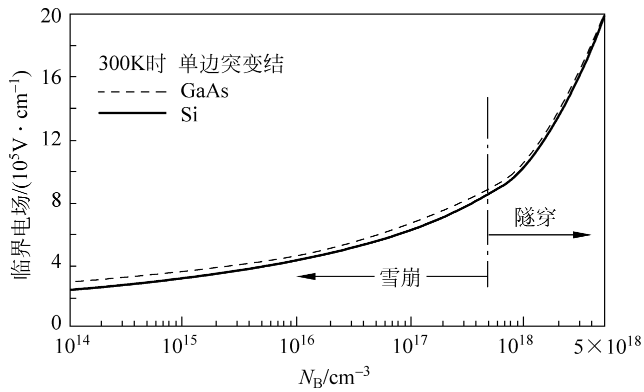


图 3.36 单边突变结的击穿临界电场和衬底杂浓度的关系

利用 Si 的电离率的经验公式 $\alpha(E)=1.5\times10^{-35}E^7$($E$ 的单位为 V/cm,α 的单位为 cm^{-1}),可以导出 Si 单边突变结击穿电压 V_B 和倍增因子 $M(V)$为

$$V_B = 5.3\times10^{13}N_0^{-3/4} \tag{3.5.9}$$

$$M(V)=\frac{1}{1-(V/V_B)^4} \tag{3.5.10}$$

式中,N_0 为低掺杂一侧的杂质浓度。

对于不同材料,不同杂质浓度的 PN 结,有类似的经验公式为

$$M(V)=\frac{1}{1-(V/V_B)^n} \tag{3.5.11}$$

式中,n 取值为 2~6。对于硅 PN 结,势垒区在 N 型一侧,$n=4$,在 P 型一侧,$n=2$;对于锗 PN 结,势垒区在 N 型一侧,$n=3$;在 P 型一侧,$n=6$。式(3.5.11)表明,在外加电压 V 小于而接近于击穿电压 V_B 时,已有碰撞电离倍增现象。

2. 单边突变结雪崩击穿电压

以 P^+N 结为例,式(3.5.8)中 $\alpha=C_iE^7$,可先求出发生击穿时的电场强度,再根据突变结电场与电压关系,就可导出击穿电压 V_B。

1)击穿临界电场强度

由电场强度表示的雪崩击穿条件为

$$\int_0^{x_m} C_iE^7 \mathrm{d}x = 1 \tag{3.5.12}$$

式中,C_i 为比例常数。

对于 P^+N 结，空间电荷区几乎全部扩展到低掺杂的 N 侧，由式(3.2.17b)，只考虑电场强度的绝对值，得

$$E(x)=\frac{qN_D}{\varepsilon_s}(x_n-x)\approx\frac{qN_D}{\varepsilon_s}(x_m-x)$$

在 $x=0$ 和 $x=x_m$ 处，有

$$E(0)=E_m=\frac{qN_D}{\varepsilon_s}x_m$$

$$E(x_m)=0$$

$$dx=-\frac{\varepsilon_s}{qN_D}dE$$

把这些关系式代入式(3.5.12)，有

$$\int_{E_m}^{0}C_iE^7\left(-\frac{\varepsilon_s}{qN_D}\right)dE=1$$

可得雪崩击穿条件下，临界电场强度为

$$E_C=\left(\frac{8qN_D}{\varepsilon_sC_i}\right)^{1/8} \tag{3.5.13}$$

即 P^+N 结的最大电场强度达到或超过 E_C 时，P^+N 结产生雪崩击穿。

2) 雪崩击穿电压

对于 P^+N 结，由式(3.3.47)得

$$x_m\approx x_n=\left[\frac{2\varepsilon_s}{qN_D}(V_D-V)\right]^{1/2}$$

最大电场为

$$E_m=\frac{qN_D}{\varepsilon_s}x_m=\left[\frac{2qN_D}{\varepsilon_s}(V_D-V)\right]^{1/2}$$

当电场强度达到雪崩击穿临界电场强度 E_C 时，PN 结就发生击穿，这时外加电压 V 就是击穿电压($-V_B$)，从而得到击穿电压与临界电场强度的关系为

$$E_C=\left(\frac{2qN_D}{\varepsilon_s}V_B\right)^{1/2} \tag{3.5.14}$$

或

$$V_B=\frac{\varepsilon_s}{2qN_D}E_C^2 \tag{3.5.15a}$$

把式(3.5.12)代入式(3.5.13)，得

$$V_B=\frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon_s}{q}\right)^{3/4}\left(\frac{8}{C_i}\right)^{1/4}N_D^{-3/4} \tag{3.5.15b}$$

分别把硅 PN 结的 $C_i=8.45\times10^{-36}$，$\varepsilon_r=12$ 和锗 PN 结的 $C_i=6.25\times10^{-34}$，$\varepsilon_r=16$ 各值代入，且用 N_0 表示衬底浓度，则对于硅单边突变结，有

$$V_B=6\times10^{13}N_0^{-3/4} \tag{3.5.15c}$$

对于锗单边突变结，有

$$V_B=2.76\times10^{13}N_0^{-3/4} \tag{3.5.15d}$$

可见，在 N_0 相同的情况下，锗突变结的雪崩击穿电压比硅突变结的电压低，其原因是，击穿

电压与材料的禁带宽度 E_g 有关，锗的禁带宽度比硅的小。经过研究不同材料的单边突变结的雪崩击穿电压后，得到不同材料单边突变结雪崩击穿电压适用的经验公式为

$$V_B = 60\left(\frac{E_g}{1.1}\right)^{3/2}\left(\frac{N_0}{10^{16}}\right)^{-3/4} \tag{3.5.16}$$

单边突变结雪崩击穿电压与低掺杂一边杂质浓度的关系曲线如图 3.37 所示。

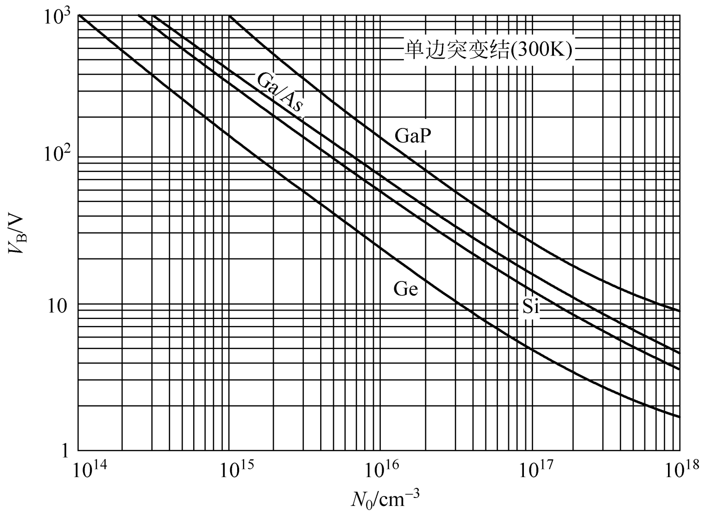


图 3.37　单边突变结雪崩击穿电压与低掺杂一边杂质浓度的关系曲线

3. 线性缓变结雪崩击穿电压

和单边突变结一样，线性缓变结的雪崩击穿电压由击穿条件决定：

$$\int_{-x_m/2}^{x_m/2} \alpha \, dx = 2\int_0^{x_m/2} \alpha \, dx = 2\int_0^{x_m/2} C_i E^7 \, dx = 1 \tag{3.5.17}$$

对线性缓变结，电场分布函数为

$$E(x) = \frac{qa_j}{2\varepsilon_s}\left[\left(\frac{x_m}{2}\right)^2 - x^2\right] \tag{3.5.18}$$

式中，a_j 为杂质浓度梯度。

$x=0$ 处最大电场强度为

$$E(0) = E_m = \frac{qa_j}{2\varepsilon_s}\left(\frac{x_m}{2}\right)^2 \tag{3.5.19}$$

由式(3.5.18)和式(3.5.19)，得

$$x = \left(\frac{2\varepsilon_s}{qa_j}\right)^{1/2} \cdot [E_m - E(x)]^{1/2}$$

$$dx = -\left(\frac{\varepsilon_s}{2qa_j}\right)^{1/2} \cdot \frac{dE}{[E_m - E(x)]^{1/2}}$$

将上式代入式(3.5.17)，考虑 $E(0)=E_m$，$E(x_m/2)=0$，有

$$2\int_{E_m}^0 C_i E^7 \left[-\left(\frac{\varepsilon_s}{2qa_j}\right)^{1/2} \frac{dE}{[E_m - E(x)]^{1/2}}\right] = \int_0^{E_m} \left(\frac{2\varepsilon_s}{qa_j}\right)^{1/2} \frac{C_i E^7}{[E_m - E(x)]^{1/2}} dE = 1$$

利用二项式，展开为

$$\frac{1}{[E_m-E(x)]^{1/2}}=\frac{1}{E_m^{1/2}\left[1-\frac{E(x)}{E_m}\right]^{1/2}}=\frac{1}{E_m^{1/2}}\left[1+\frac{1}{2}\frac{E(x)}{E_m}+\cdots\right]$$

$$\int_0^{E_m} C_i\left(\frac{2\varepsilon_s}{qa_j}\right)^{1/2}\cdot\frac{1}{E_m^{1/2}}\left[E^7+\frac{1}{2}\frac{E^8}{E_m}+\cdots\right]\mathrm{d}E=1 \tag{3.5.20}$$

逐项积分,得

$$C_i\left(\frac{2\varepsilon_s}{qa_j}\right)^{1/2}\cdot(0.636E_m^{15/2})=1$$

上式是在击穿条件下推出的,式中最大电场强度 E_m 即为临界电场 E_C,即

$$E_C=\left[\frac{1}{0.636C_i}\left(\frac{qa_j}{2\varepsilon_s}\right)^{\frac{1}{2}}\right]^{\frac{2}{15}} \tag{3.5.21}$$

把式(3.2.46)代入式(3.5.19),得

$$E_m=\frac{qa_j}{8\varepsilon_s}\left[\frac{12\varepsilon_s}{q\alpha_j}(V_D-V)\right]^{2/3} \tag{3.5.22}$$

当最大电场强度 E_m 达到雪崩击穿临界电场强度 E_C 时,外加电压 V_A 就是击穿电压($-V_B$),并略去 V_D,得

$$V_B=\frac{4}{3}\left[\left(\frac{\varepsilon_s}{qa_j}\right)^2\cdot\left(\frac{6.29}{C_i}\right)\right]^{1/5} \tag{3.5.23}$$

将硅和锗的 C_i 及 ε_s 各值代入上式,就可得到 V_B,对于硅线性缓变结,有

$$V_B=10.4\times10^9 a_j^{-2/5} \tag{3.5.24}$$

对于锗线性缓变结,有

$$V_B=5.05\times10^9 a_j^{-2/5} \tag{3.5.25}$$

不同半导体材料的线性缓变结,击穿电压的经验公式为

$$V_B=60\left(\frac{E_g}{1.1}\right)^{6/5}\left(\frac{a_j}{3\times10^{20}}\right)^{-2/5} \tag{3.5.26}$$

线性缓变结击穿电压与杂质浓度梯度的关系如图 3.38 所示。

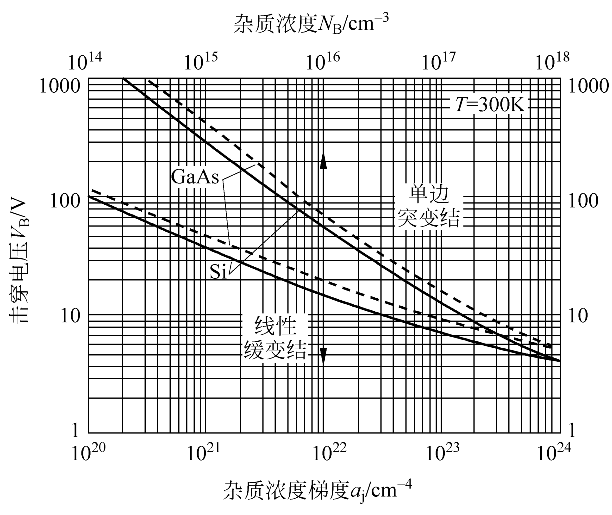


图 3.38 线性缓变结击穿电压与杂质浓度梯度的关系

3.5.3　击穿电压的影响因素

对于单边突变结，击穿电压主要由低掺杂一侧的杂质浓度或电阻率决定，电阻率越高，即掺杂越低，击穿电压越高。击穿电压除受电阻率的影响外，还受势垒区宽度、PN结结深和表面电荷及PN结形状的影响。

1. 杂质浓度对PN结击穿电压的影响

图3.39给出了两种不同杂质浓度的P^+N结势垒区的电场分布。根据式(3.2.17b)，$E(x)$曲线的斜率是$-\frac{qN_D}{\varepsilon_s}$，它与杂质浓度$N_D$成正比。图3.39中曲线a的杂质浓度高于曲线b，所以曲线a的斜率更陡，但曲线a下和曲线b下与坐标轴所围面积相等。在两个PN结加有相同的反偏电压时，杂质浓度(N_D)高的，曲线更陡、势垒区宽度更小、最大场强更大，如图3.39所示：$x_m<x'_m$，$E_m<E'_m$。

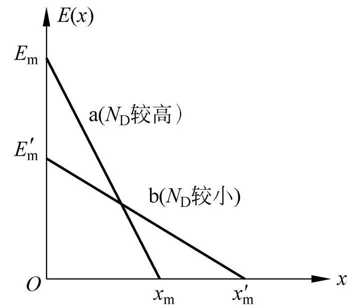


图3.39　不同杂质浓度的单边突变中的电场分布

上面两个PN结中哪一个更容易击穿呢？根据雪崩击穿倍增理论，电离率积分越大，击穿越容易发生。通过比较两个PN结知，a结比b结电场强度更大，所以积分中电离率α更大，但a结的势垒区宽度比b结小，a的积分范围也较小，看来似乎各有优势。实际上，由于α随E增大迅速，E只要增大1倍，α就要增大许多倍，因此这里电场的大小起决定作用。也就是说，a的杂质浓度较高，所以电场强度更大，电离率的积分亦较大，即更容易达到击穿。

2. 半导体薄层厚度对击穿电压的影响

为了保证PN结有较高的击穿，往往使PN结的一侧杂质浓度较低，以获得较高电阻率；电阻率较高，PN结的串联电阻也较大，这又影响PN结的正向压降。为了解决这一矛盾，常采用外延层结构方法，制作图3.40所示的P^+NN^+结。P^+NN^+是在N^+衬底上外延生长电阻率较高的N型外延层，然后在N型外延层扩散P型杂质形成。它有两种情况：①$x_{mb}<x_m$，即外延层厚度大于击穿时的势垒区宽度，此情况外延层厚度对击穿电压没有影响，如图3.40(a)所示。②$x_{mb}>x_m$，施加在P^+N上的反偏电压未达击穿电压时，空间电荷区已展开到和x_m相等，如图3.40(b)所示中的虚线所示。即空间电荷区已经占满了高阻层x_m，这种情况称为穿通，相应的电压称为穿通电压。此时如果再提高反偏电压，空间电荷区就扩展进入N^+区。由于N^+区杂质浓度非常高，因此在N^+区只要宽度略有增加，空间电荷区的正施主电荷就大量增加。这样可以近似认为，一旦空间电荷区进入N^+区，势垒区宽度就基本上不再继续增大，N^+区的空间电荷区也就集中在NN^+界面附近。这就是说，空间电荷区随着反偏电压增加而扩展到NN^+界面以后就不会继续向N^+层深扩展了，空间电荷区的宽度也就基本上等于x_m，只是其中的电场强度随NN^+界面空间电荷的增多而加强。故电场分布曲线平行上移，如图3.40(b)中的实线所示。直到最大电场达到临界电场强度E_C时，发生雪崩击穿为止。

3. PN结形状对击穿电压的影响

在平面工艺中，PN型杂质通过SiO_2薄层的矩形窗口从N型衬底表面向体内扩散形成

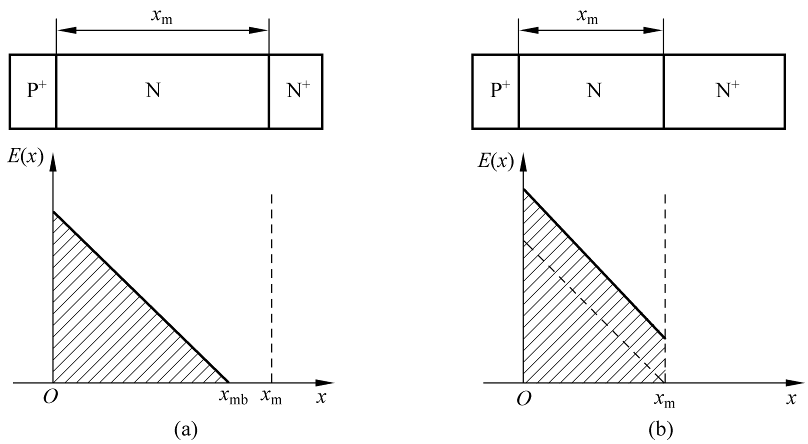


图 3.40　单边突变结击穿时电场分布

(a) $x_{mb} < x_m$；(b) $x_{mb} > x_m$

的，如图 3.41(a)所示。杂质从表面向体内扩散的同时，也要沿着表面横向扩散，可近似认为横向扩散结深和纵向扩散结深相同(图 3.41(b))，这样与窗口相对应的扩散区底部形成的 PN 结是一个平面，称为平面结。而在矩形窗口边缘形成圆柱形的曲面，称为柱面结。在矩形窗口的四角形成的 PN 结将近似一个球面，称为球面结(图 3.41(c))。在柱面结和球面结的区域容易引起电场集中，比平面结的电场更强，因而随着 PN 反向电压增大，这些区域将首先出现雪崩击穿，从而使 PN 结的击穿电压降低。图 3.42 比较了球面结、柱面结和平面结在相同偏压下的电场分布。

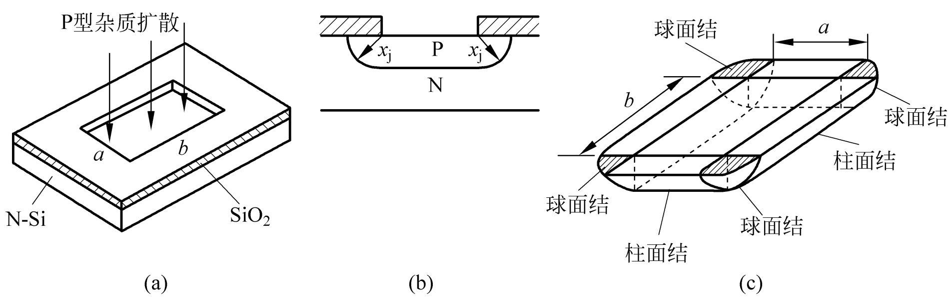


图 3.41　平面结、柱面结和球面结示意图

图 3.42 表明，由于球面结和柱面结的电场集中效应，致使这 3 种结的最大电场强度满足 $E_{m球} > E_{m柱} > E_{m平}$，所以击穿电压满足 $V_{m平} > V_{m柱} > V_{m球}$。

上述球面结、柱面结、平面结之间的差别是随球面、柱面的半径改变的，半径越小，表面弯曲度越大，它们和平面结的击穿电压相差越大。所以圆柱形扩散区比矩形、三角形及菱形扩散区有较高的击穿电压，这就是许多大功率器件、高反压器件都采用圆形基区扩散图形的原因。

4. 表面电荷对击穿电压的影响

图 3.43 所示的平面 P^+N 结中，空间电荷区主要在 N 区一侧，如果 SiO_2 层中带有正离

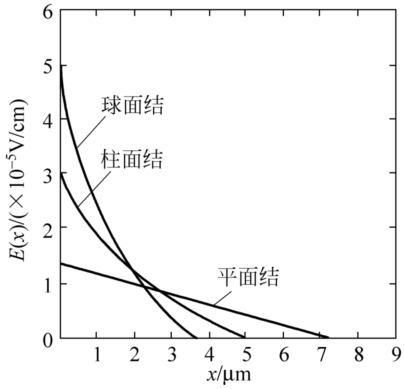


图 3.42 不同形状 PN 结的电场分布

子电荷，它将吸收 N 区的电子，使其在 N 区表面积累，同时使表面空间电荷层变薄，表面电场增强，致使击穿电压下降。

可以采用图 3.44 所示延伸电极的方法来消除表面电荷的影响，即把加有负偏压的电极延伸到 PN 结处，覆盖在 SiO_2 层上，延伸电极的负电荷不仅可以抵消 SiO_2 层中的正电荷的作用，而且有助于分散 PN 结边缘的电力线，降低表面电场，提高击穿电压。

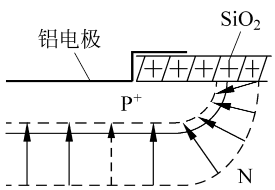


图 3.43 SiO_2 层中正电荷对表面电场的影响

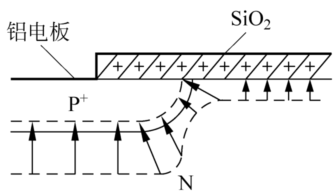


图 3.44 平面 PN 结中延伸电极的作用

习题 3

3.1 现有一个锗硅 PN 结，$N_D = 5\times10^{15}\,cm^{-3}$，$N_A = 10^{17}\,cm^{-3}$，求 300K 时的 V_D 为多少？

3.2 对锗 PN 结，P 区杂质浓度为 N_A，N 区杂质浓度为 N_D，且 $N_D = 10^2 N_A$，而 N_A 相当于 10^8 个锗原子中的一个受主原子，计算室温下接触电势差 V_D。若 N_A 浓度保持不变，而 N_D 增加 10^2 倍，试求接触电势差的改变。

3.3 证明通过 PN 结的空穴电流与总电流之比为$\dfrac{I_p}{I}=\left(1+\dfrac{\sigma_n}{\sigma_p}\cdot\dfrac{L_p}{L_n}\right)^{-1}$。

3.4 证明反向饱和电流 $J_{RS}=\dfrac{qD_n n_{p0}}{L_n}+\dfrac{qD_n n_{p0}}{L_p}$可改写为

$$J_{RS}=\frac{b\sigma_i^2}{(1+b)^2}\,\frac{kT}{q}\left(\frac{1}{\sigma_n L_p}+\frac{1}{\sigma_p L_n}\right)\left(\text{其中 } b=\frac{\mu_n}{\mu_p}\right)$$

3.5 PN 结两边杂质浓度和宽度相等，且两边宽度小于相应的少子扩散长度，证明正向空穴电流和电子电流之比为 $I_p/I_n = D_p/D_n$，如果两边宽度均大于相应的扩散长度，结果

如何？

3.6 在给定的电流密度下，导出正向电压与温度的函数关系。

3.7 某 PN 结两侧的掺杂水平在同一个数量级。求证：接触电势差和结耗尽区宽度分别为

$$V_D=\frac{qN_AN_D(x_n+x_p)^2}{2\varepsilon_s(N_A+N_D)},\quad x_n=\left[\frac{2\varepsilon_sV_0N_A}{qN_D(N_A+N_D)}\right]^{\frac{1}{2}},\quad x_p=\left[\frac{2\varepsilon_sV_0N_D}{qN_A(N_A+N_D)}\right]^{\frac{1}{2}}$$

3.8 对硅 PN 结，N 区电阻率 $\rho_n=5\Omega\cdot cm$，$\tau_p=1\mu s$，P 区电阻率 $\rho_p=0.1\Omega\cdot cm$，$\tau_n=5\mu s$，计算 300K 时饱和电流密度，空穴电流与电子电流之比以及正偏电压 0.3V 和 0.7V 时流过 PN 结的电流密度。

3.9 对于一个突变结，求解下列问题：

(1) 画出突变结耗尽区中的内建电场分布图。

(2) 某硅突变结 $N_D=1.5\times10^{16}cm^{-3}$，$N_A=1.5\times10^{17}cm^{-3}$，求内建电势 V_D 的值。

(3) 求该 PN 结的 n_{n0}、p_{n0}、p_{p0}、n_{p0} 的值。

(4) 当外加电压分别为−0.5V 和+0.5V 时，求该 PN 结中 N 区与耗尽区交界处的少子浓度 $p_n(x_n)$。

3.10 在 Si-P^+ N 结中，$N_D=10^{16}cm^{-3}$，$D_p=10^{16}cm^2/s$，$L_p=2\times10^{-3}cm$，$A=10^{-5}cm^2$，若规定二极管正向电流达 0.1mA 时的电压为阈值电压或导通电压，问该 PN 结阈值电压是多少？参数相同的锗 PN 结的阈值电压是多少？

3.11 硅、锗 PN 结各一个，杂质浓度均为 $N_A=10^{18}cm^{-3}$，$N_D=10^{15}cm^{-3}$，N 区的寿命 $\tau_p=10^{-5}s$ 且 $W_n\gg L_p$，300K 时 N 型锗中 $D_p=45cm^2/s$，N 型硅中 $D_p=13cm^2/s$，求外加电压为−5V 时反向电流和势垒区产生电流各为多少？从中可得到什么结论？

3.12 当温度从 300K 增加到 400K 时，计算硅 PN 结反向电流增大的倍数。如果 25℃时某锗反偏 PN 结漏电流为 10μm，温度上升到 45℃时漏电流多大？

3.13 室温下测得锗和硅的 PN 结在 $V=-5V$ 时的反向电流：锗为 10μA，主要是扩散分量；硅为 10nA，主要是产生分量，忽略表面漏电流，求在 100℃和 $V=-5V$ 下两个 PN 结的反向电流。

3.14 理想 S_i-P^+N 结，$N_D=10^{16}cm^{-3}$，在 1V 正偏电压下求中性 N 区内存储的少数载流子总量，设该 S_i-P^+N 结面积为 $10^{-4}cm$，中性 N 区长度为 1μm，空穴扩散长度为 5μm。

3.15 硅扩散 PN 结，结面积为 $10^{-5}cm^2$，结深为 3μm，衬底浓度 $N_0=10^{15}cm^{-3}$，表面浓度 $N_s=10^{18}cm^{-3}$，外加电压 $V=-10V$。通过计算比较，势垒电容取哪种近似值更为合理？若结深为 10μm，其余参数不变，做哪种近似合理？

3.16 (1) 证明对于硅合金 PN^+ 结，其势垒电容每平方厘米之微法数为

$$C_T=2.913\times10^{-4}\left(\frac{N_A}{V_D-V}\right)^{\frac{1}{2}}$$

(2) 若 P 型区的电阻率 $\rho_p=4\Omega\cdot cm$，接触电势差 $V_D=0.3V$，设截面积的直径为 1.27mm，当外加反偏电压为 4V 时，求势垒电容 C_T。

3.17 单边突变结电容 $C_T=A\left[\frac{\varepsilon_sqN_0}{2(V_D-V)}\right]^{\frac{1}{2}}$，式中 N_0 是轻掺杂一边的浓度，A 为结

面积。

（1）证明：$C_T = k/(V_D - V)^{\frac{1}{2}}$，式中 k 为一合适的常数。设 $V_D = 0.8\text{V}$，$V = 0\text{V}$，$C_T = 50\text{pF}$，计算 k 的值。

（2）证明：C 和 V 的关系也可以写成 $C = \dfrac{C_0 V_D}{(V_D - V)^{\frac{1}{2}}}$，式中，$C_0$ 为 $V=0$ 时的 C 值。

（3）证明：C 和 V 的关系也可以写成 $C = C_1\left(\dfrac{V_D - V_1}{V_D - V}\right)^{\frac{1}{2}}$。

式中，C_1 为 $V = V_1$ 时的 C 值。设 $V = -1\text{V}$ 时，$V_D = 0.8\text{V}$，$C = 100\text{pF}$，求 $V = -10\text{V}$ 时的电容。

3.18　对硅 PN 结，P 区和 N 区杂质浓度 $N_A = 9\times10^{15}\text{cm}^{-3}$ 和 $N_D = 2\times10^{16}\text{cm}^{-3}$；P 区中的空穴和电子迁移率分别为 $350\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 和 $500\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$，N 区中空穴和电子迁移率分别为 $300\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 和 $900\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$；设两区内非平衡载流子的寿命均为 $1\mu\text{s}$，PN 结截面积为 10^{-2}cm^2；$\dfrac{kT}{q} = 38.7\left(\dfrac{1}{V}\right)$。当外加正偏电压 $V = 0.65\text{V}$ 时，试求：

（1）在 300K 时流过 PN 结的电流 I 表达式；

（2）假设以 P 区指向 N 区为 x 轴正方向，列出 N 区内空穴和电子浓度分布的表达式；

（3）确定 N 区内空穴扩散电流、电子扩散电流、电子漂移电流和总的电子电流随 x 变换的表达式。

3.19　把一个 P^+N 结硅二极管作变容二极管，结两侧杂质浓度分别为 $N_A = 10^{19}\text{cm}^{-3}$，$N_D = 10^{15}\text{cm}^{-3}$，二极管面积为 0.01cm^2，求在 $V_R = 1\text{V}$ 及 5V 时二极管的电容，计算用此变容二极管及 $L = 2\text{mH}$ 的储能电路的共振频率。