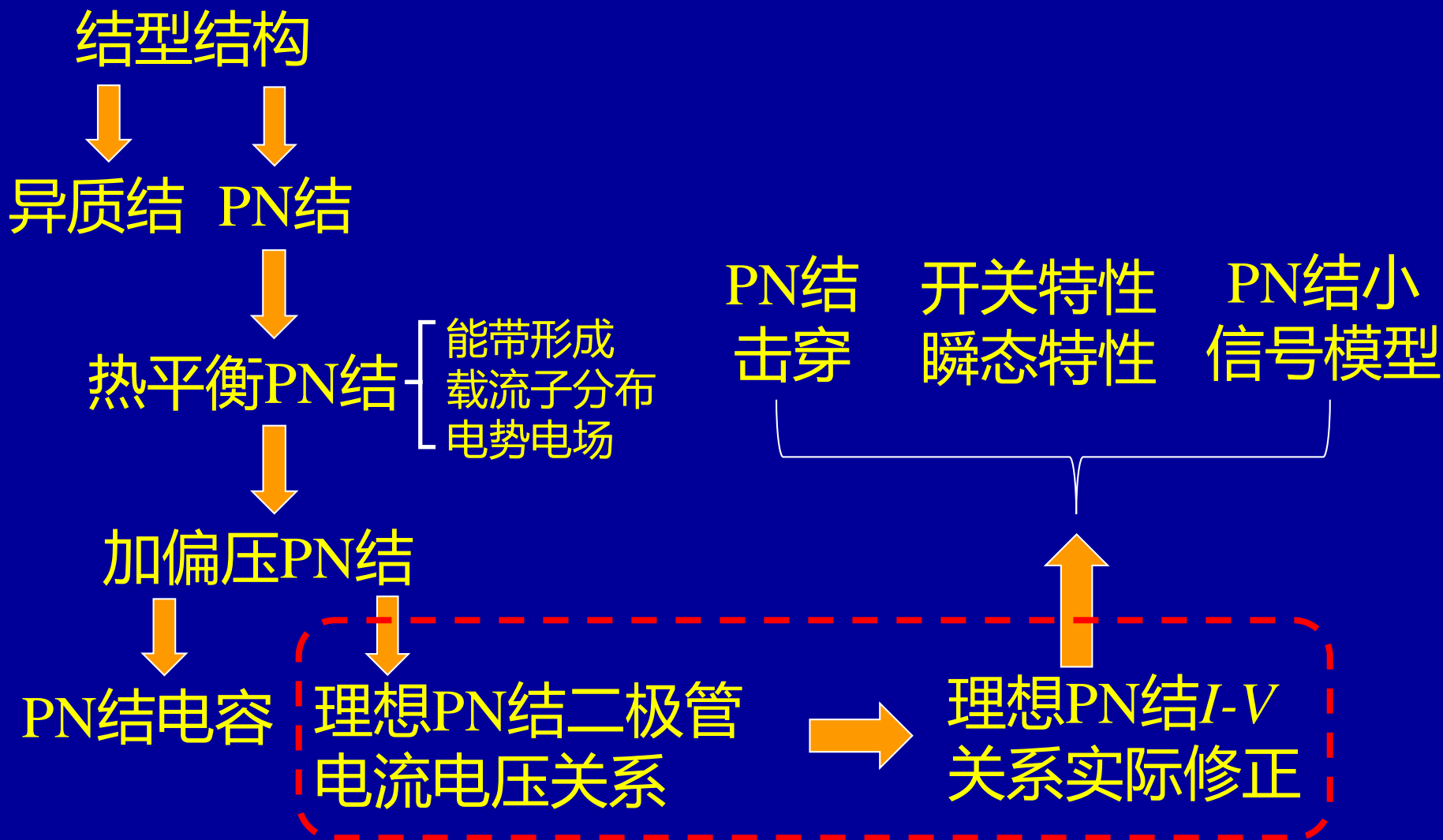


第二章 PN结

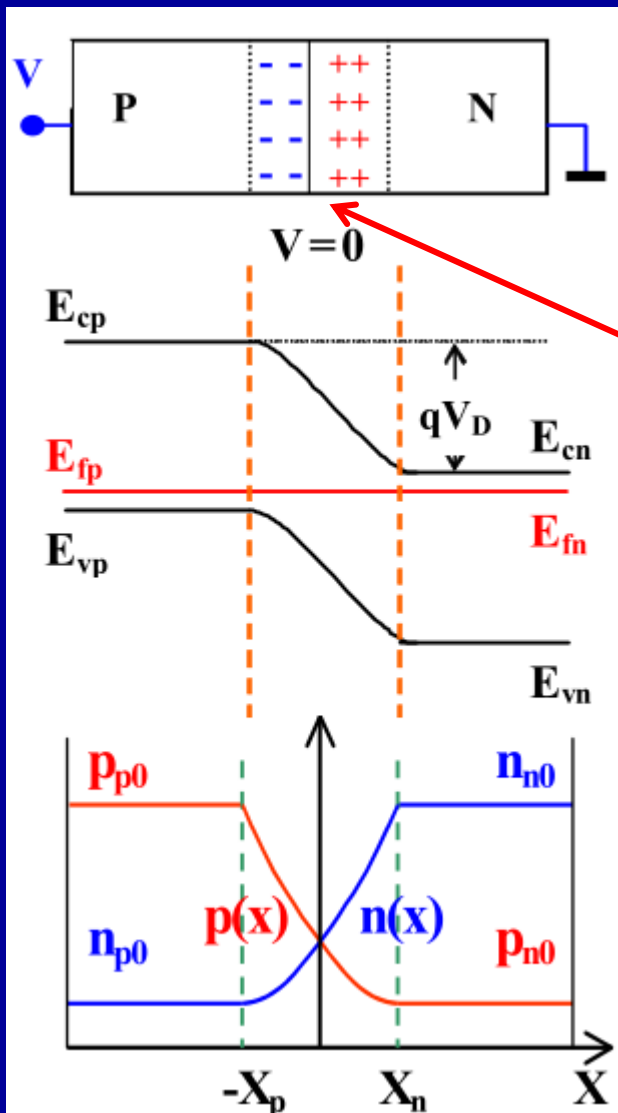
- §2.1 PN结的基本介绍
- §2.2 PN结电流电压特性
- §2.3 PN结的CV特性
- §2.4 PN结的击穿特性
- §2.5 PN结的小信号模型
- §2.6 PN结的开关特性和瞬态特性
- §2.7 异质结与高低结
- §2.8 二极管的应用

PN结基本知识体系框架



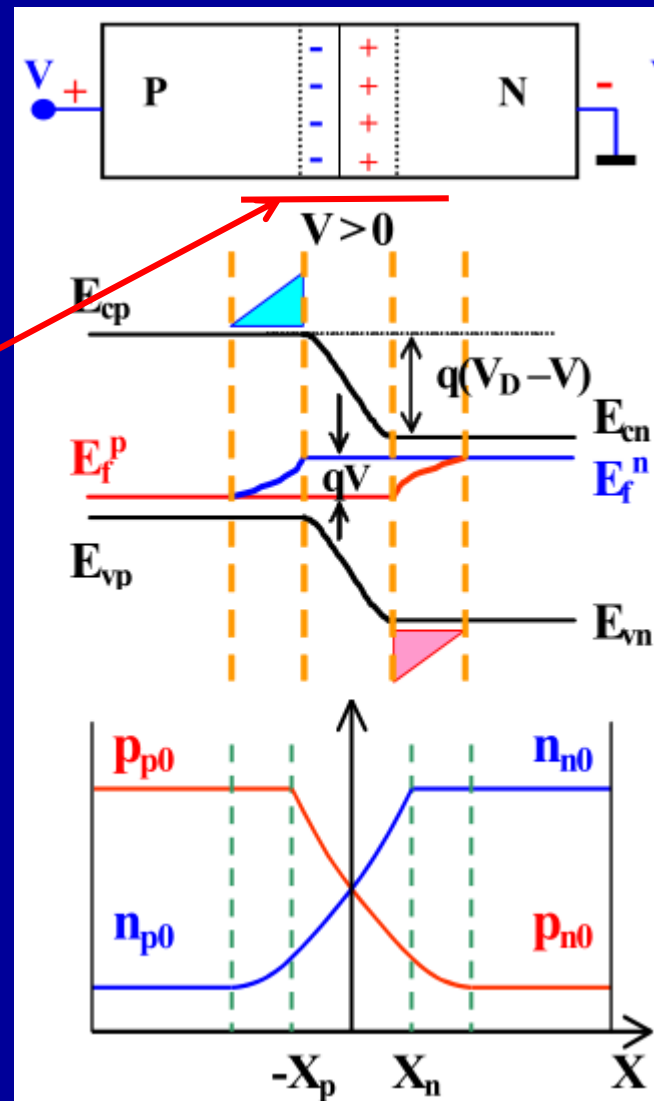
正偏下的PN结

零偏

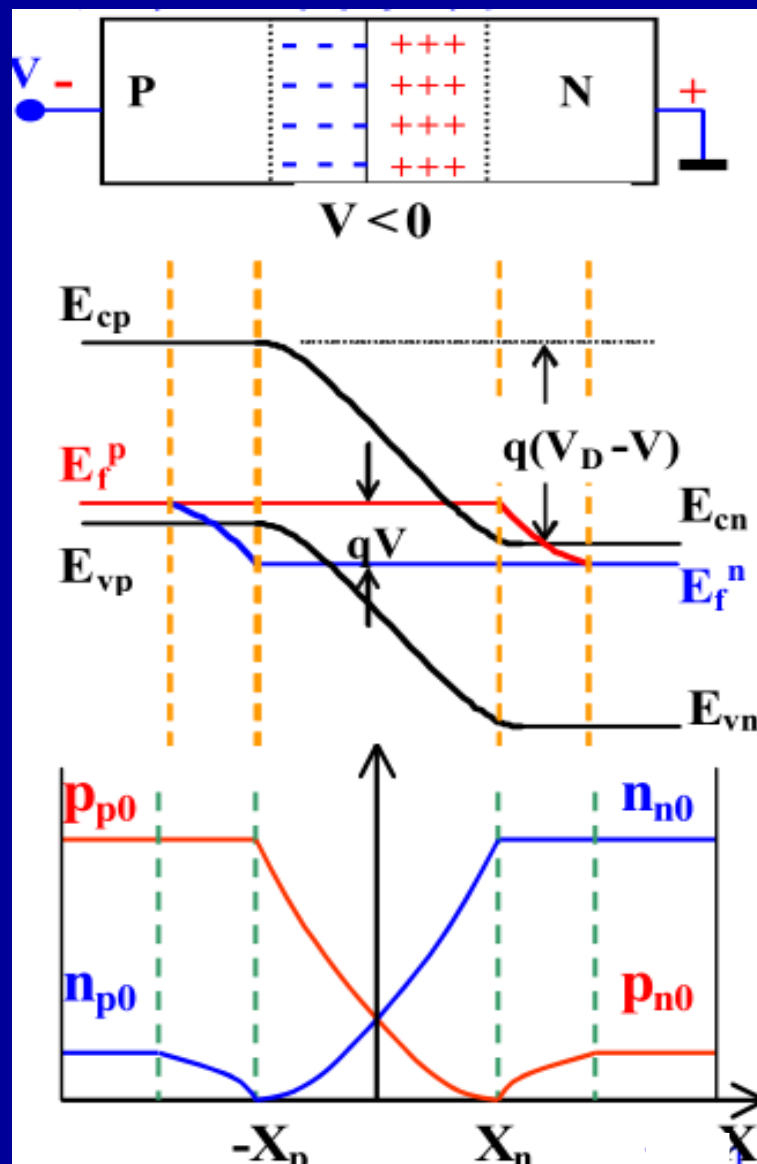


正偏内建电场强度较零偏降低，不再需要之前那么多空间电荷，势垒区变窄

正偏



反偏下的PN结



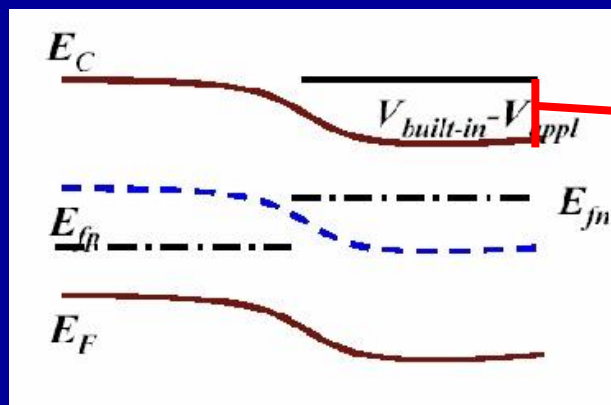
合成场=自建场+外加场
(合成场强度增加, 正负电荷数量也要随之增加, 在给定杂质掺杂浓度条件下——空间电荷区正负电荷浓度, 增加电荷数量就必须增大空间电荷区宽度)

少子漂移增强, 漂移作用 > 扩散作用



增加的内建电场将P区边缘电子(少子)拖回N区, N区边缘空穴(少子)拖回P区

非平衡PN结耗尽区参数



前述所有公式中的 V_D 均由总电势差 $V_{total} = V_D - V$ 代替，其中正偏时 $V > 0$ ，反偏时 $V < 0$ 。

$$X_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0(N_A + N_D)(V_D - V)}{qN_A N_D}}$$

$$E_{\max} = -\sqrt{\frac{2qN_A N_D (V_D - V)}{\epsilon_r\epsilon_0(N_A + N_D)}}$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q} \cdot \frac{N_A}{(N_A + N_D) \cdot N_D} \cdot (V_D - V)}$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q} \cdot \frac{N_D}{(N_A + N_D) N_A} \cdot (V_D - V)}$$

也可写成

$$E_{\max} = \frac{-2(V_D - V)}{X_D}$$

非平衡情况下空间电荷区宽度的变化

- 对于突变结有：

$$X_D \propto (V_D - V)^{1/2}$$

$$X_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(N_A + N_D)V_D}{qN_A N_D}}$$

- 对于线性缓变结有：

$$X_D \propto (V_D - V)^{1/3}$$

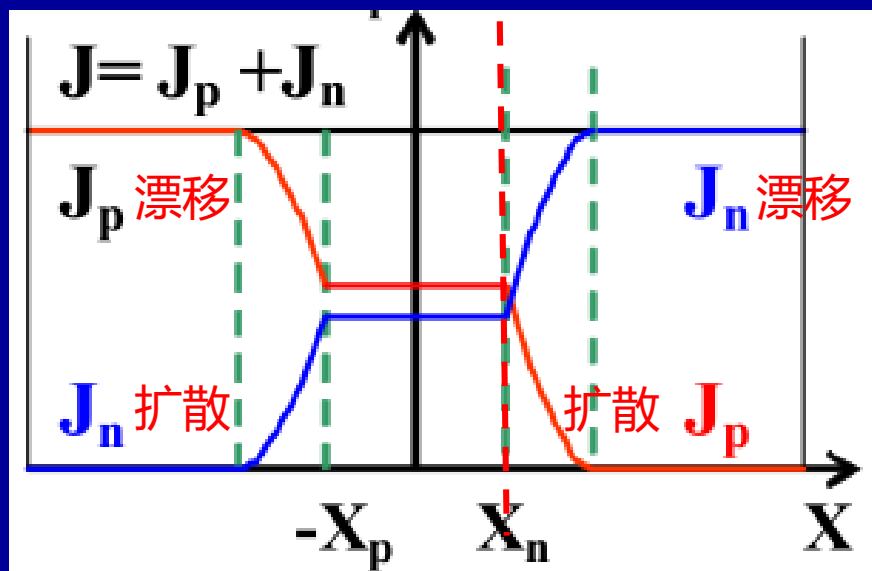
$$X_D = \left(\frac{12 \varepsilon_r \varepsilon_0 V_D}{q \alpha} \right)^{\frac{1}{3}}$$

理想PN结电流-电压特性

◆基本假设：

- ① 耗尽区有突变的边界，边界外的半导体为电中性，外加电压全部降在势垒区中；满足突变耗尽近似，即势垒区中载流子全部耗尽。
- ② 两个边界处的载流子浓度通过结上的静电势差相关联。等同于半导体非简并，等同于满足玻尔兹曼分布条件。
- ③ 小注入条件。即注入的少子浓度远小于多子浓度 ($\Delta n_p \ll p_{p0}$, $\Delta p_n \ll n_{n0}$)。在外加电压变化时，中性区边界处的多子浓度的变化可忽略。
- ④ 忽略势垒区中载流子的产生和复合作用，耗尽区内既无产生电流，又无复合电流，通过势垒区的电子和空穴电流为常数。

理想PN结电流-电压特性



电流连续 \rightarrow 计算 $X=X_n$ 位置的电流

$$J_{n\text{漂}} = qn\mu E \quad \times$$

$$J_{p\text{扩}} = qD_p d\Delta p/dx \quad \checkmark$$

电流密度

$$\begin{aligned} J &= J_p + J_n \\ &= J_{p\text{扩}}(x_n) + J_{n\text{漂}}(x_n) \\ &= J_{p\text{扩}}(x_n) + J_{n\text{扩}}(-x_p) \end{aligned}$$

扩散电流

正偏下的非平衡少子

空穴浓度与费米能级到价带顶距离直接相关，而 $p(x_n)$ 与 p_{p0} 两者费米能级到价带顶之差正是内建势垒高度

$$n(-x_p) = n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)$$

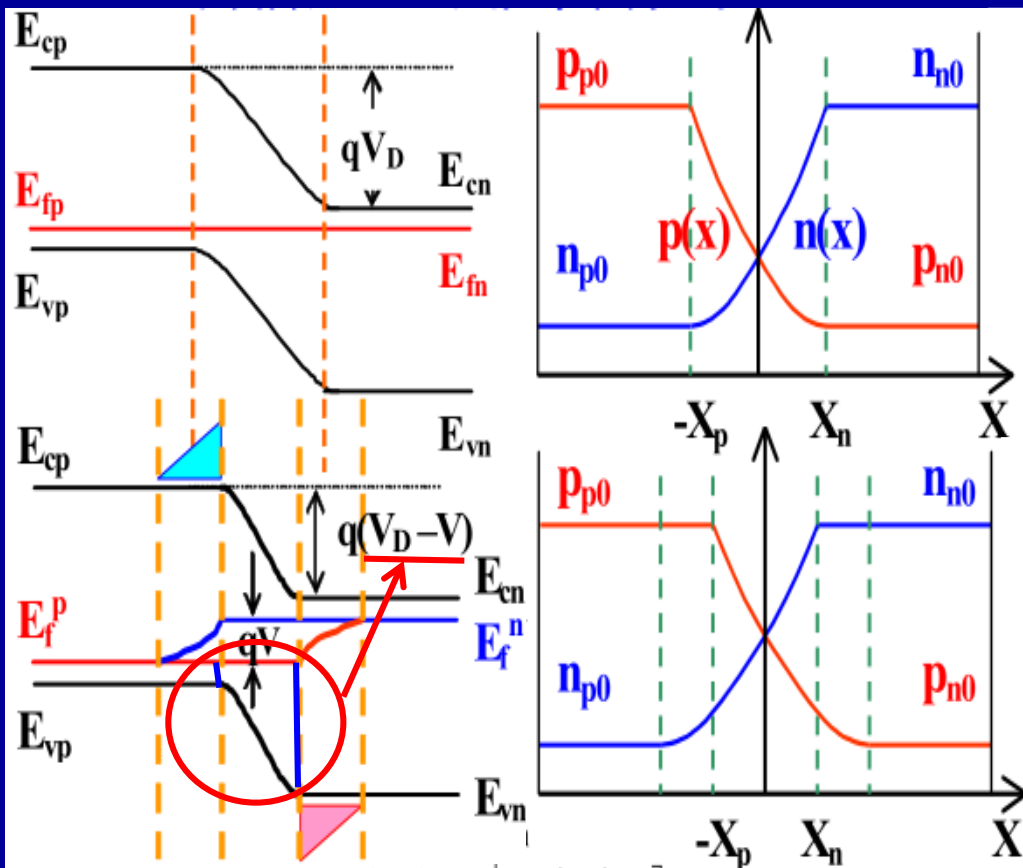
$$p(x_n) = p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)$$

(具体推导在第1讲载流子分布)

$$p(x_n) = p_{p0} \exp\left(-\frac{q(V_D - V)}{kT}\right)$$

与零偏相比，正偏构造了新的费米能级——准费米能级：用来计算非平衡态下载流子浓度

正偏下的非平衡少子



与零偏相比，正偏构造了新的费米能级——准费米能级：用来计算非平衡态下载流子浓度

$$n(-x_p) = n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)$$

$$p(x_n) = p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right)$$

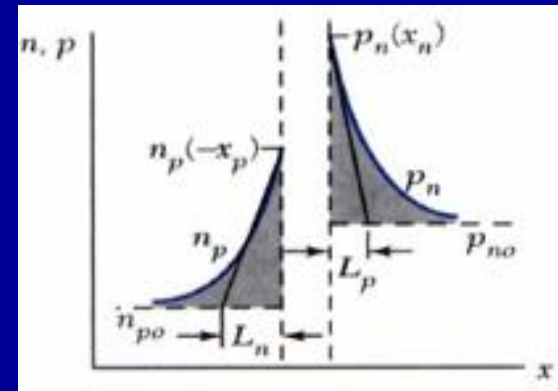
将 p_{p0} 用 p_{n0} 替换代入

$$p(x_n) = p_{p0} \exp\left(-\frac{q(V_D - V)}{kT}\right)$$

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

$p(x_n) > p_{n0}$ ，意味着 x_n 处总少子浓度是大于体区少子浓度的

正偏下的非平衡少子



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

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

正偏时，以注入到N区空穴为例，平衡的空穴不导电，只有非平衡过剩空穴 Δp (总少子浓度减去体区平衡少子浓度)才对扩散电流大小起作用

同理，注入到P区的非平衡电子：

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

如何求得过剩载流子具体分布情况 $\Delta p(x)$ 、 $\Delta n(x)$ ？

正偏下的非平衡少子

非平衡半导体章节中推导出了N区内过剩少子空穴的双极输运方程，它将过剩空穴的行为描述成时间与空间坐标的函数。在一维情况下，该式写为：

$$D_p \frac{\partial^2(\Delta p_n)}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial(\Delta p_n)}{\partial x} + g' - \frac{\Delta p_n}{\tau_{p0}} = \frac{\partial(\Delta p_n)}{\partial t}$$

D_p ：空穴扩散系数、 μ_p ：空穴迁移率、 g' ：过剩载流子产生率、 τ_{p0} ：小注入少子空穴的寿命

在假设中，电中性的P区与N区内电场为0。在N区内 $x > x_n$ 区域， $E=0$ 且 $g'=0$ 。还假设PN结处于稳态，则 $\partial(\Delta p_n)/\partial t=0$ ，那么输运方程可简写为：

$$\frac{d^2(\Delta p_n)}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} = 0$$

($x > x_n$)
其中 $L_p^2 = D_p \tau_{p0}$

正偏下的非平衡少子

在相同假设条件下，P区内过剩少子电子浓度同样满足：

$$\frac{d^2(\Delta n_p)}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{L_n^2} = 0 \quad (x < -x_p)$$

其中 $L_n^2 = D_n \tau_{n0}$

总少子浓度的边界条件为：

$$p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

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

$$p_n(x \rightarrow +\infty) = p_{n0}$$

$$n_p(x \rightarrow -\infty) = n_{p0}$$

当少子经空间电荷区扩散进入中性半导体区时，会与多子复合。在离空间电荷区很远的地方，过剩少数载流子浓度必须趋近于0。

正偏下的非平衡少子

$$\frac{d^2(\Delta p_n)}{dx^2} - \frac{\Delta p_n}{L_p^2} = 0$$

的数学通解是：

$$\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = Ae^{x/L_p} + Be^{-x/L_p} \quad (x \geq x_n)$$

$$\frac{d^2(\Delta n_p)}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{L_n^2} = 0$$

的数学通解是：

$$\Delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = Ce^{x/L_n} + De^{-x/L_n} \quad (x \leq -x_p)$$

正偏下的非平衡少子

$$\Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0} = Ae^{x/L_p} + Be^{-x/L_p} \quad (x \geq x_n)$$

$$\Delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = Ce^{x/L_n} + De^{-x/L_n} \quad (x \leq -x_p)$$

由边界条件

$$\begin{aligned} p_n(x \rightarrow +\infty) &= p_{n0} \\ n_p(x \rightarrow -\infty) &= n_{p0} \end{aligned}$$

得 $A=D=0$

$$\begin{aligned} p_n(x_n) &= p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \\ n_p(-x_p) &= n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \end{aligned}$$

← 再将左边边界条件代入

正偏下的非平衡少子

最终得到 $x \geq x_n$ 处的过剩少子浓度为：

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

观察发现将 $\Delta p(x_n) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$ 代入，可得 $\Delta p(x) = \Delta p(x_n) \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right)$

$x \leq -x_p$ 处的过剩少子浓度为：

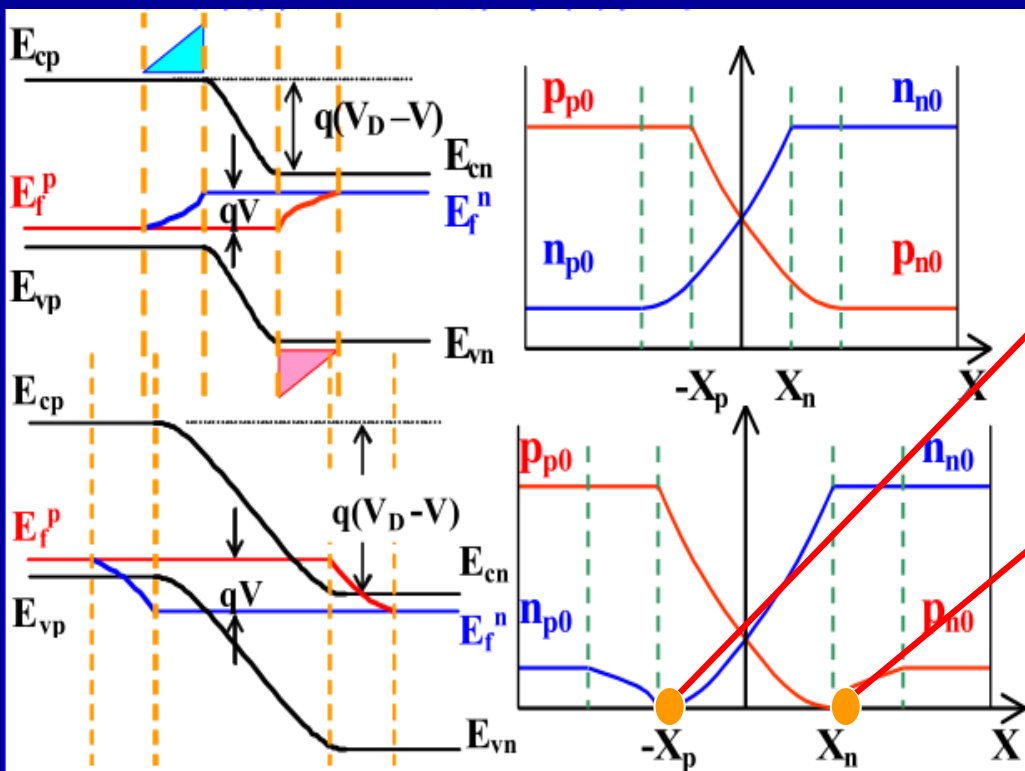
$$\Delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_p + x}{L_n}\right)$$

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

反偏下的非平衡少子

在定义正反偏时我们将内建电势统一
 写为 $V_D - V$ ($V > 0$ 或 $V < 0$), 因此在正偏下
 获得的公式在反偏下同样可以使用

假设加反偏大电压,
 即 $V < 0$, $q|V| \gg kT$



$$\Delta p(x_n) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \approx 0$$

$$\Delta n(-x_p) = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \approx 0$$

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

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

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

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

反偏下的非平衡少子

在定义正反偏时我们将内建电势统一
 写为 $V_D - V$ ($V > 0$ 或 $V < 0$), 因此在正偏下
 获得的公式在反偏下同样可以使用

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

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

过剩载流子: x_n 、 x_p 处总少子
 浓度减去体区平衡少子浓度

$p(x_n) = 0$, $n(-x_p) = 0$
 [少子抽取作用]

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

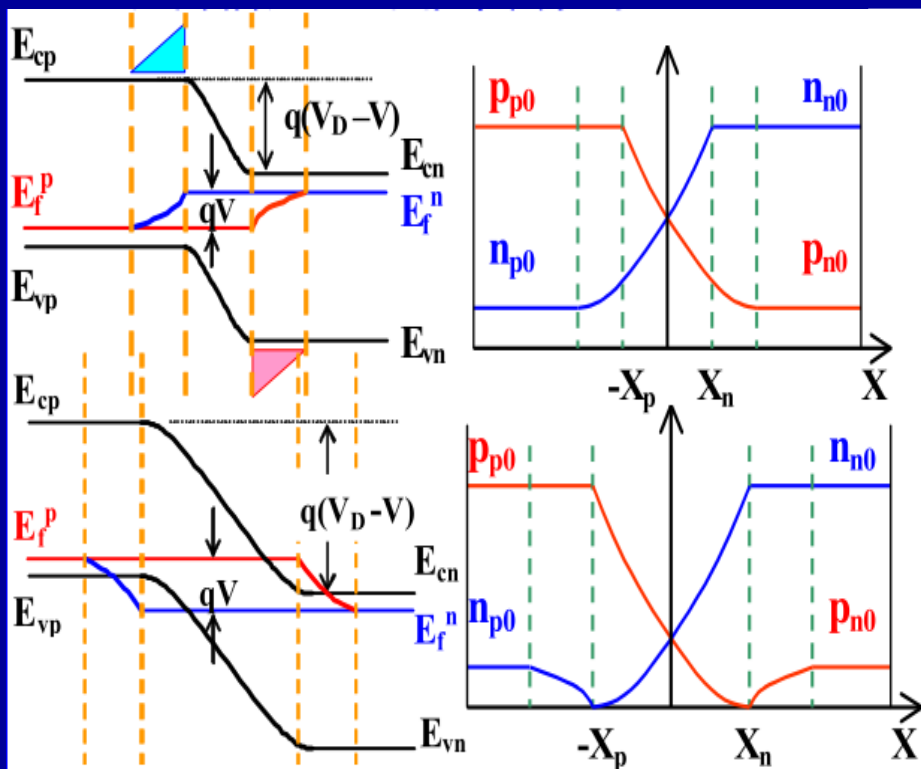
代入

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

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

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

正反偏电流-电压特性介绍

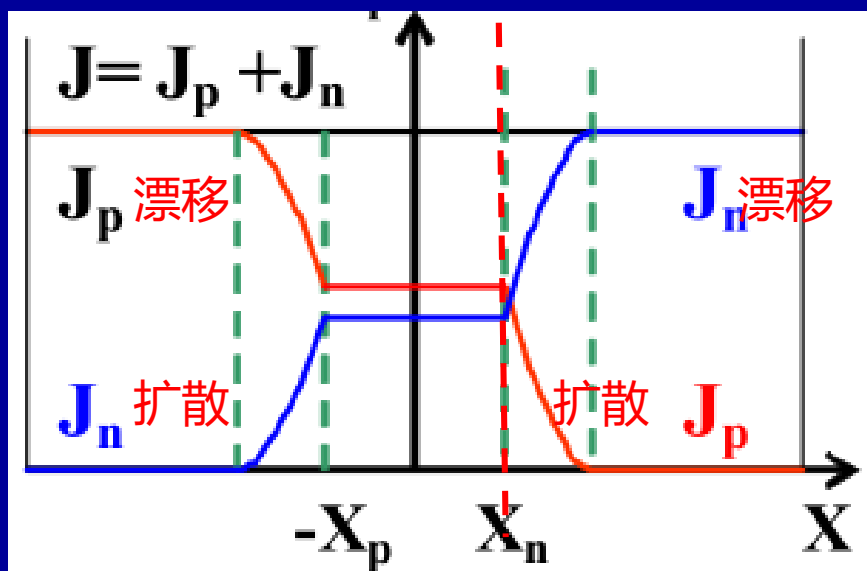


$$\Delta p(x_n) = p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

正偏时，假设电流主要由少子扩散电流组成，扩散流乘电荷即是扩散电流，因此扩散电流与非平衡过剩少子浓度直接相关。而过剩少子浓度与外加电压呈指数型增加关系，因此正偏时PN结电流将指数依赖电压。

反偏时，由于已假设电场只存在结区，体内为0，因此反向抽取电流实质上也是体内少子从体内向结区方向的自由扩散电流，浓度差稳定，不受外加电压影响，且由于体内少子浓度很低，所以反向电流很小。

理想PN结电流-电压特性



计算 $X=X_n$ 位置的电流密度

$$\begin{aligned}
 J &= J_p + J_n \\
 &= J_{p\text{扩}}(x_n) + J_{n\text{漂}}(x_n) \\
 &= J_{p\text{扩}}(x_n) + J_{n\text{扩}}(-x_p)
 \end{aligned}$$

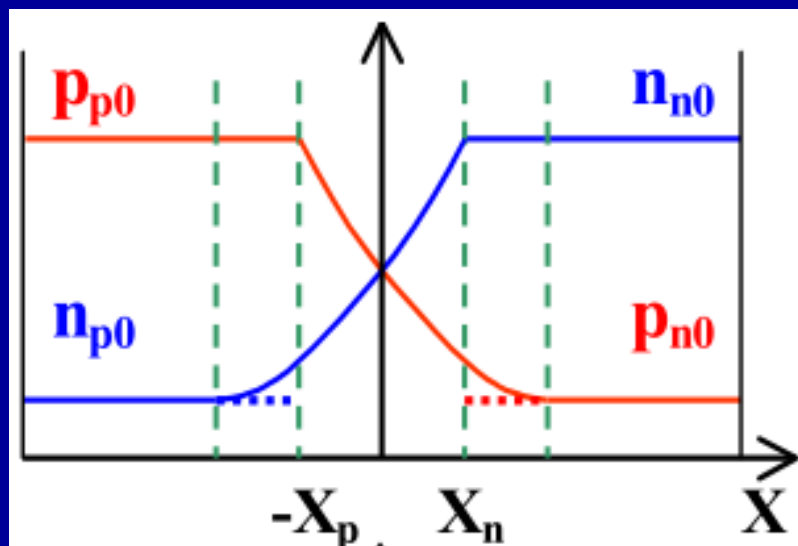
扩散电流

理想PN结电流-电压特性

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p)$$

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

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



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

代入扩散电流公式得

$$\begin{aligned} J_p(x_n) &= -qD_p \frac{d\Delta p}{dx} \Big|_{x=x_n} \\ &= \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

同理可得

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

理想PN结电流-电压特性

求得理想PN结的直流基本表达式，即
肖克莱方程：

$$J = J_p(x_n) + J_n(-x_p) = J_s (e^{qV/kT} - 1)$$

$$J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} = \left(\frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \right)$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

 J_s 大小由PN结本身性质决定

虽然表达式是在正偏情况下推导出来，
但是公式允许偏压取负。

理想PN结电流-电压特性

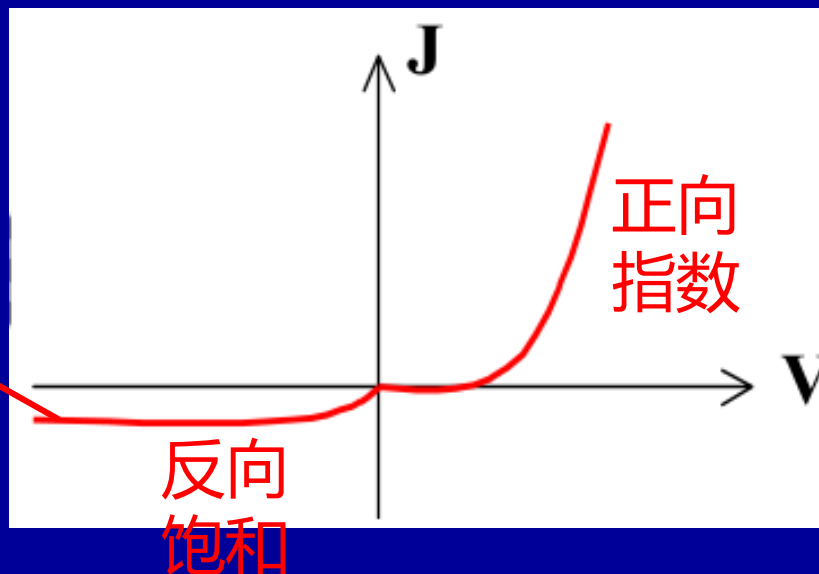
$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

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

加正向大电压: $qV/kT \gg 1$, $J = J_s \exp(qV/kT)$

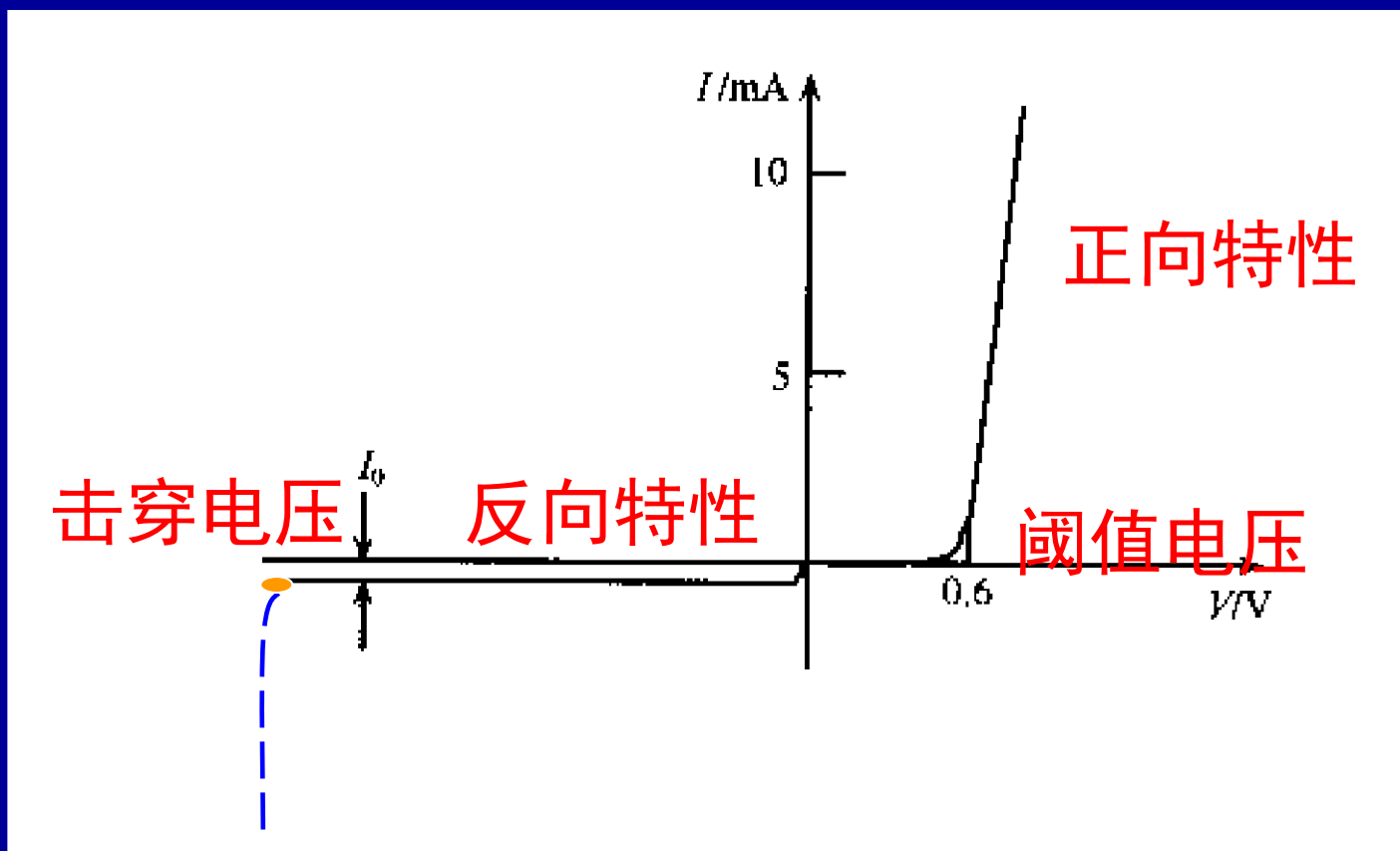
加反向大电压: $qV/kT \ll -1$, $J = -J_s$

J_s : 反向饱和
电流密度



整流特性
(单向导电性)

理想PN结电流-电压特性



理想PN结电流-电压特性

开启电压 (导通电压, 阈值电压, V_{TH}):

在外加正电压较低时, 正向电流很小几乎为零, 随着电压的增加, 正向电流慢慢增大, 当电压大于某一个值时, 电流才有明显的增加。这个电压称为PN结的开启电压或导通电压或阈值电压 V_{TH} 。之后, 电流随电压的增加而急剧增大。锗PN结的导通电压为0.25V, 硅PN结的导通电压为0.5V。

理想PN结电流-电压特性

温度效应

- ◆ 反偏时电流值大小等于 J_s , J_s 是热平衡少数浓度 n_{p0} 与 p_{n0} 的函数。上述的少数浓度均正比于 n_i^2 , 其中 n_i 是温度的函数。对于硅PN结而言, 温度每升高10°C, J_s 的大小就增大为原来的4倍。
- ◆ 正偏时, 电流电压关系式中既包括 J_s 项, 又包括与温度倒数的指数项, 因此它也是温度的函数。假如电压保持不变, 则随着温度的升高, 二极管电流也会增大。正偏电流随温度的变化不如反向饱和电流的变化明显。

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

$$J_s = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} = \left(\frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \right)$$

$$n_i = n_0 = p_0 = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_0 T}\right)$$

理想PN结电流-电压特性的修正

上述理想方程描述Ge的PN结在小电流密度下的伏安特性是适合的，而对Si和GaAs的PN结只能定性符合，因此需要进行修正，主要修正因素包括：

- ◆产生复合效应
- ◆大注入效应
- ◆串联电阻效应
- ◆温度效应
- ◆表面效应

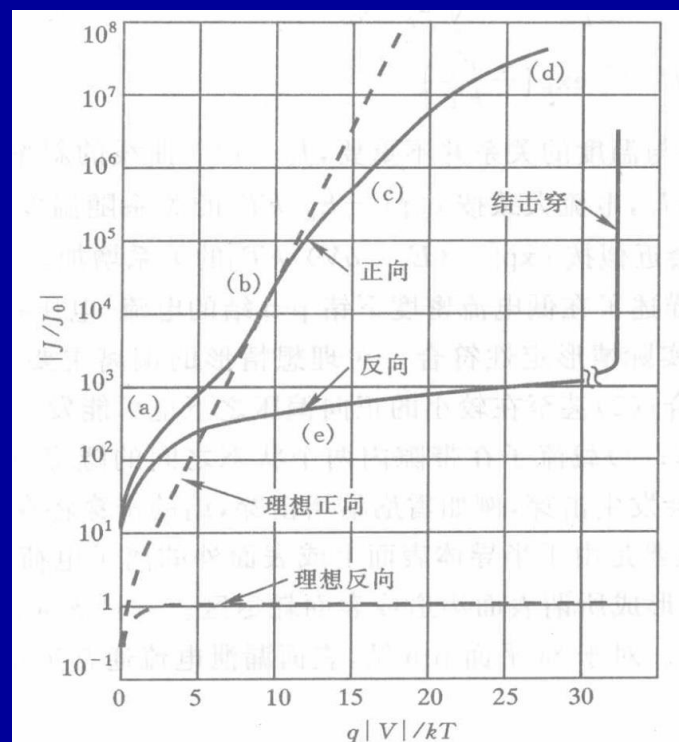
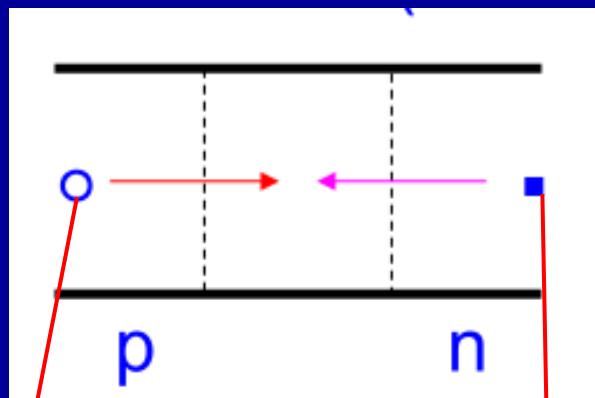


图 2.11 实际 Si 二极管的电流-电压特性

(a)产生-复合电流区；(b)扩散电流区；(c)大注入区；(d)串联电阻效应；(e)产生-复合和表面效应引起的反向漏泄电流

半对数关系图表

正向偏压下的复合电流



空穴

电子

正偏时P区空穴通过空间电荷区向N区注入，电子通过空间电荷区向P区注入。在空间电荷区内，电子和空穴相遇，有很大几率发生复合。因此实际电流成分中还应再加上复合电流，比理想电流更大。

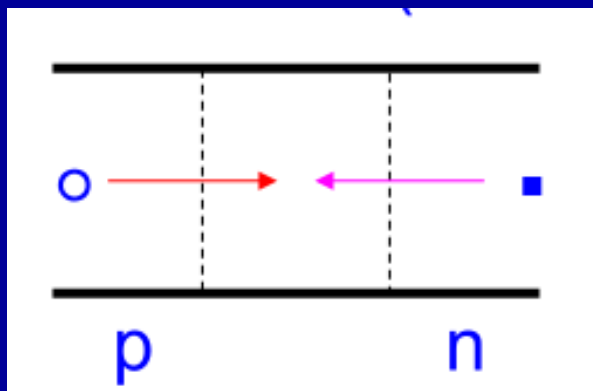
考虑间接复合模式，假设复合中心能级 $E_t = E_i$ ， $n_1 = p_1 = n_i$ ，比例系数 $r_n = r_p = r$ ，复合率表达式为：

$$N_c \exp[(E_t - E_c)/kT]$$

$$N_v \exp[(E_v - E_t)/kT]$$

$$U = \frac{N_t r_n r_p (np - n_i^2)}{r_n (n + n_1) + r_p (p + p_1)} = \frac{N_t r (np - n_i^2)}{n + p + 2n_i}$$

正向偏压下的复合电流



$$U = \frac{N_t r_n r_p (np - n_i^2)}{r_n (n + n_1) + r_p (p + p_1)} = \frac{N_t r (np - n_i^2)}{n + p + 2n_i}$$

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F^n - E_i}{kT}\right)$$

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



$$np = n_i^2 \exp\left(\frac{E_F^n - E_F^p}{kT}\right) = n_i^2 \exp(qV_f/kT)$$

空间电荷区中费米能级分为 E_{fn} 、 E_{fp} ，电子浓度、空穴浓度可用其表示

正向偏压下的复合电流

空间电荷区中心复合几率最高

$$E_{Fn} - E_{Fi} = E_{Fi} - E_{Fp} = \frac{qV_f}{2}$$

将上式代入电子浓度、
空穴浓度表达式

$$n = n_i \exp\left(\frac{qV_f}{2kT}\right), \quad p = n_i \exp\left(\frac{qV_f}{2kT}\right)$$

将上式代入复合率公式，
中心总浓度 N_t 与比例系数 r 乘积用
载流子寿命 τ 的倒数代替

$$U_{\max} = \frac{n_i}{2\tau} \frac{[\exp(qV_f / kT) - 1]}{[\exp(qV_f / 2kT) + 1]}$$

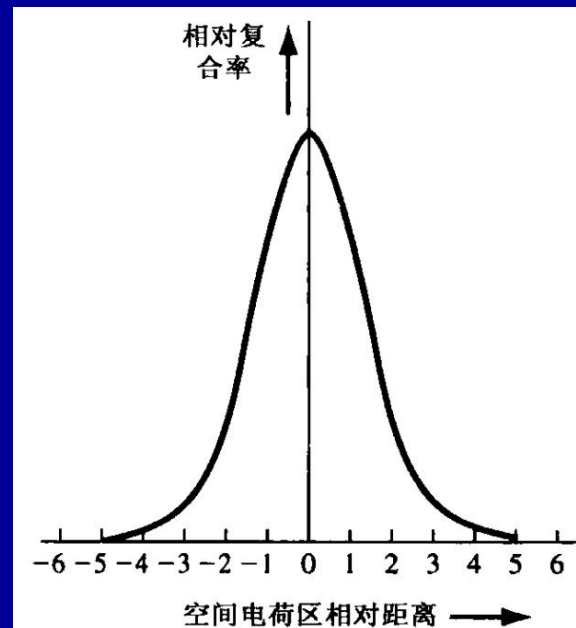


图 8.19 正偏 pn 结空间电荷区内复合率的相对大小

$qV_f \gg kT$ 时，近似，可将
式中 -1、+1 项去除，发现
 U 与 $V_f/2$ 呈指数关系

$$U_{\max} = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau} \exp(qV_f / 2kT)$$

正向偏压下的复合电流

$$U_{\max} = \frac{1}{2} \frac{n_i}{\tau} \exp(qV_f / 2kT) \quad (qV_f \gg kT)$$

代入复合电流公式

$$J_r = \int_{-x_p}^{x_n} qU_{\max} dx = qU_{\max} X_D = \frac{qn_i X_D}{2\tau} \exp(qV_f / 2kT)$$

考虑p⁺n结: $p_{n0} \gg n_{p0}$ 、 $qV \gg kT$
扩散电流(之前认为的PN结理想电流)为:

$$J_{fd} = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (\text{因为是p}^+\text{n结, 所以只考虑} J_s \text{第一项})$$

正向偏压下的复合电流

$$\frac{J_{fd}}{J_r} \propto \frac{2n_i L_p}{N_D X_D} \exp(qV/2kT)$$



$$\begin{aligned} J_r &> J_{fd} \quad (V \ll 1) \\ J_{fd} &> J_r \quad (V \gg 1) \end{aligned}$$

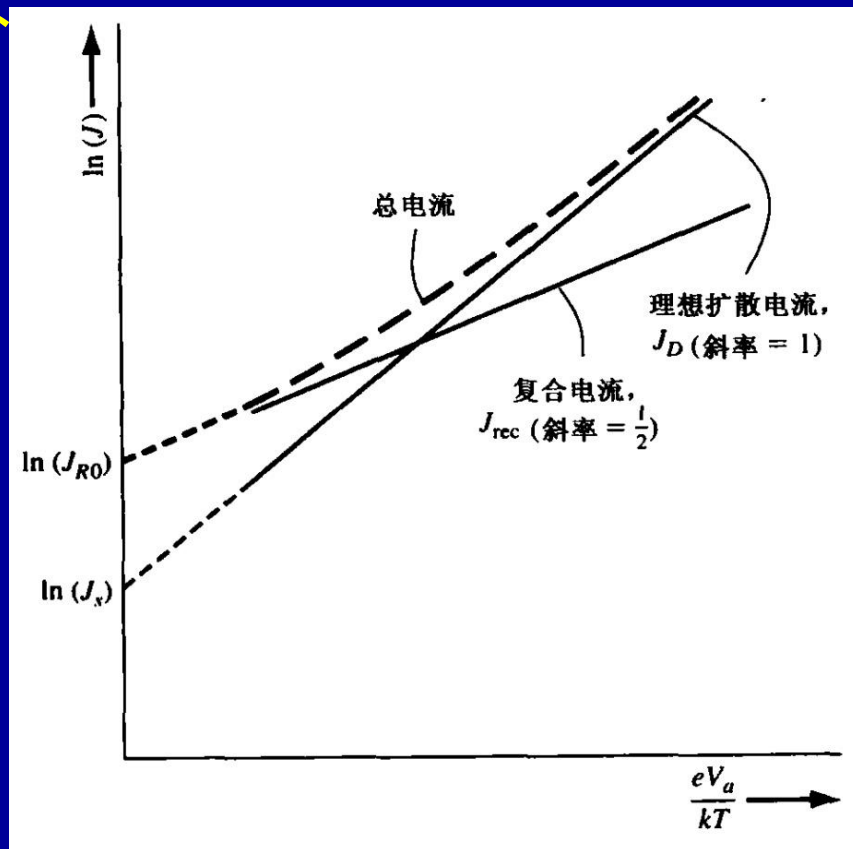
总电流(两者相加)在极小电压情况下以复合电流为主, 大电压情况下以扩散电流为主

总电流

$$J_f \propto \exp(qV_f/mkT)$$

理想因子 $m: 1 \sim 2$

在较大正偏压下, $m=1$
在较小正偏压下, $m=2$
在过渡区域内, $1 < m < 2$

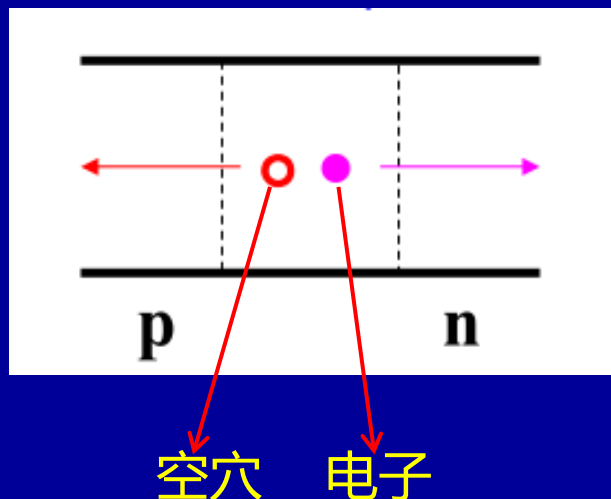


正向偏压下的复合电流

正向注入的少子扩散电流和空间电荷区复合电流的区别：

1. 位置不同；
2. 在电子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。在空间电荷区，电子和空穴的浓度基本相等，所以通过空间电荷区复合中心的复合相对较强。

反向偏压下的产生电流



之前的假设建立在耗尽区没有可移动的电子和空穴基础上，但实际情况中，零偏时载流子在耗尽区产生与复合动态平衡，反偏时复合中心能级产生一对电子空穴后将被电场相应地拉回N区P区，没有机会复合，生成了产生电流。

反偏时 $n_1 = p_1 = n_i$, $n, p \ll n_i$,

$E_t = E_i$, $r_n = r_p = r$

$$U = \frac{N_t r_n r_p (np - n_i^2)}{r_n (n + n_1) + r_p (p + p_1)} = -\frac{n_i}{2\tau}$$

产生率

$$G = -U = \frac{n_i}{2\tau}$$

反向偏压下的产生电流

$$G = -U = \frac{n_i}{2\tau}$$

↓ 代入产生电流公式

$$J_G = qGX_D = q \frac{n_i}{2\tau} X_D$$

与电压正相关

考虑p⁺n结，理想
反向扩散电流为：

$$J_{rd} = J_s = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D}$$

(因为是p⁺n结，所以只考虑 J_s 第一项)

$$J_{\text{反总}} = J_{rd} + J_G$$

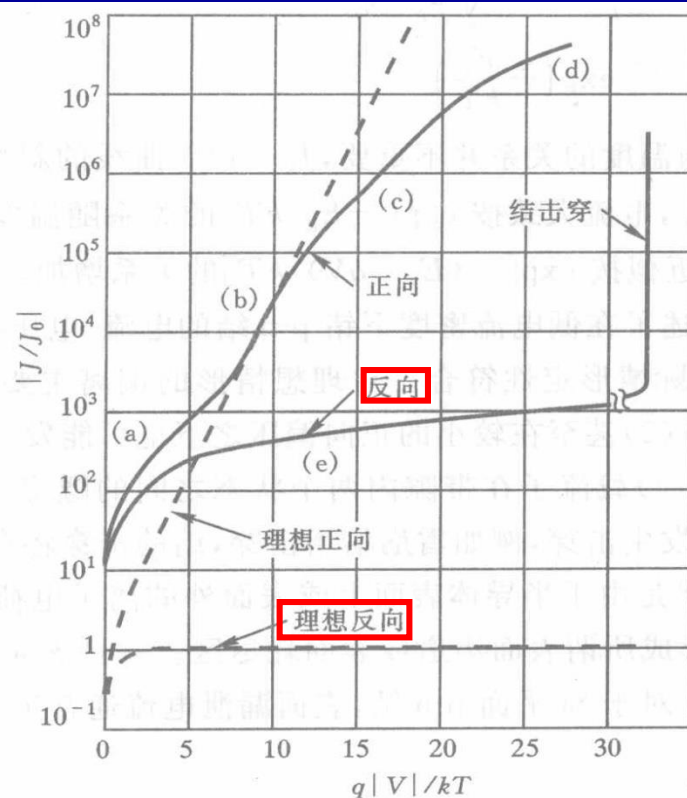


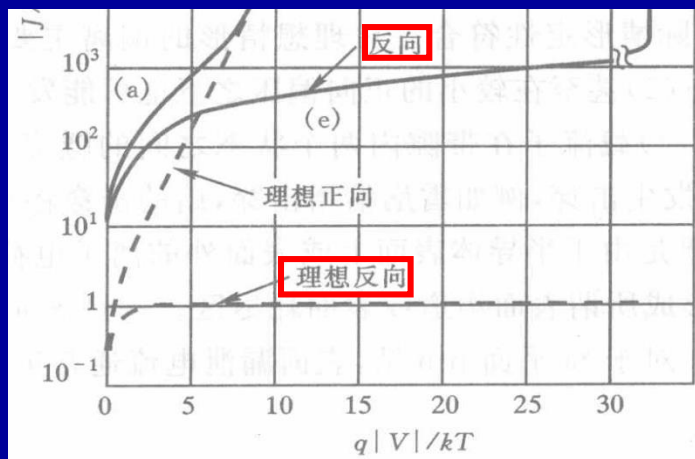
图 2.11 实际 Si 二极管的电流-电压特性
(a)产生-复合电流区；(b)扩散电流区；(c)大注入区；(d)串联电阻效应；(e)产生-复合和表面效应引起的反向漏泄电流

反向偏压下的产生电流

$$J_G = qGX_D = q \frac{n_i}{2\tau} X_D$$

$$J_{rd} = J_s = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D}$$

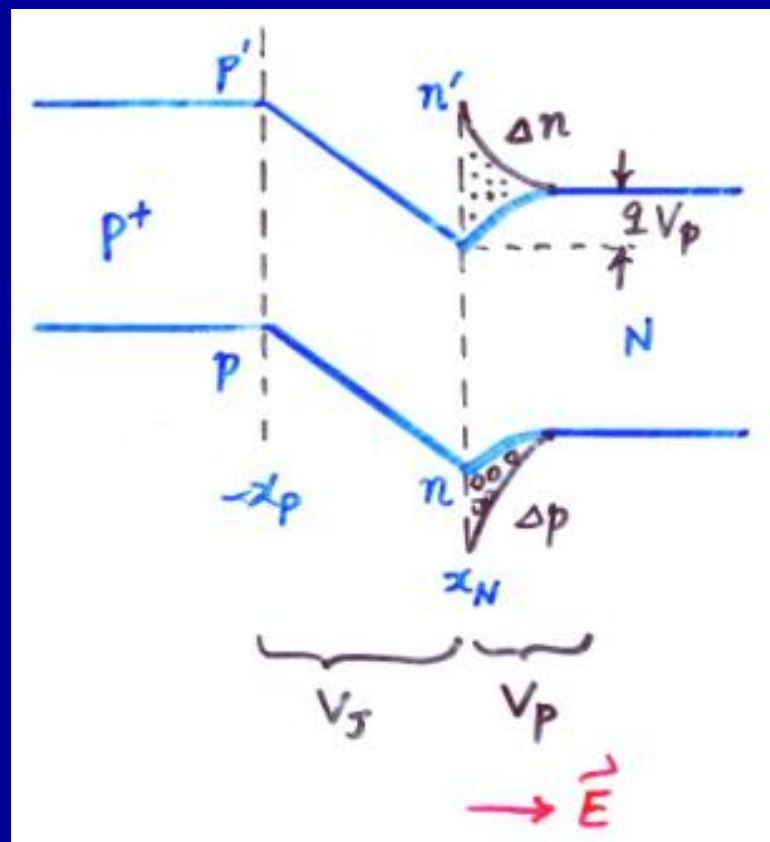
$$J_{\text{反总}} = J_{rd} + J_G$$



- ◆ J_{rd} 与反向偏压无关, J_G 随反向偏压增加而增加 (这是因为PN结空间电荷区随着反向偏压的增大而展宽, 处于空间电荷区的复合中心数目增多, 所以产生电流增大)。因此实际情况中反向电流随电压增加而增加。
- ◆ 由于 J_G 、 J_{rd} 中均含有 n_i , 而半导体 E_g 越小, n_i 浓度越高。因此 E_g 小的材料, 反向漏电流将明显增加。
- ◆ 温度升高, n_i 值增大, 反向漏电流将增加。
- ◆ 少子寿命越短, 产生率越大, 反向漏电流也就越大。

正向大偏压时的大注入效应

在推导理想二极管电流-电压关系时，假设的是小注入情况。小注入意味着过剩少数载流子浓度总是远小于多数载流子浓度，这时采用扩散近似，认为扩散区电场为0。然而，随着正向偏置电压的升高，注入的少数载流子浓度开始升高，甚至变得比多数载流子浓度还要大，扩散近似不再适用。



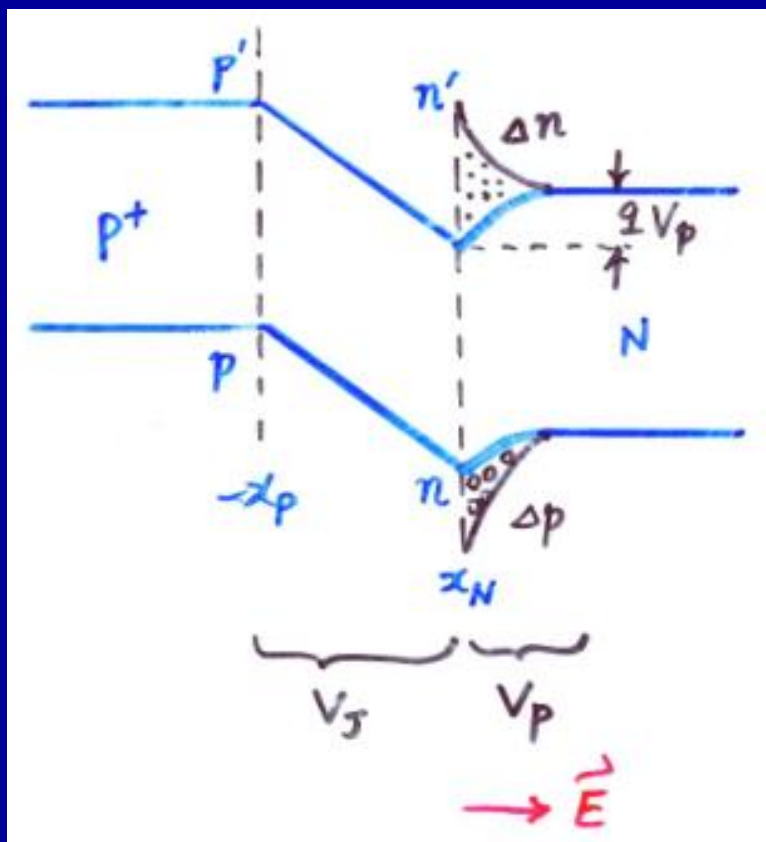
考虑 p^+n 结: $\Delta p_n(x_n) \geq n_{n0} = N_D$

正向大偏压时的大注入效应

由于有大量空穴注入，N区内存在的大量电子将倾向于将空穴中和，重新变成电中性。可以认为扩散区任一点处一个空穴伴生一个电子。

$$\begin{aligned} \text{电中性条件 } \Delta p_n(x) &= \Delta n_n(x) \\ \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} &= \frac{d\Delta n_n(x)}{dx} \end{aligned}$$

因为电子与空穴对应，所以电子也会有浓度梯度发生扩散。但电子扩散，电中性就被破坏，因此会产生内建场阻止电子扩散使电子扩散和漂移平衡，电子电流为0，N区能带也相应发生弯曲。外加电压 V 分别分摊到 V_J 和 V_P 上。



正向大偏压时的大注入效应

$x=x_n$ 时

电子
电流

$$J_n = q\mu_n n_n(x_n)E(x_n) + qD_n \frac{d\Delta n_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n} = 0$$

(前面分析认为电子电流应当为0)

得出 $E(x_n)$

$$E(x_n) = -\frac{D_n}{\mu_n n_n(x_n)} \frac{d\Delta n_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n}$$

空穴
电流

$$J_p = q\mu_p p_n(x_n)E(x_n) - qD_p \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n}$$

将 $E(x_n)$ 代入

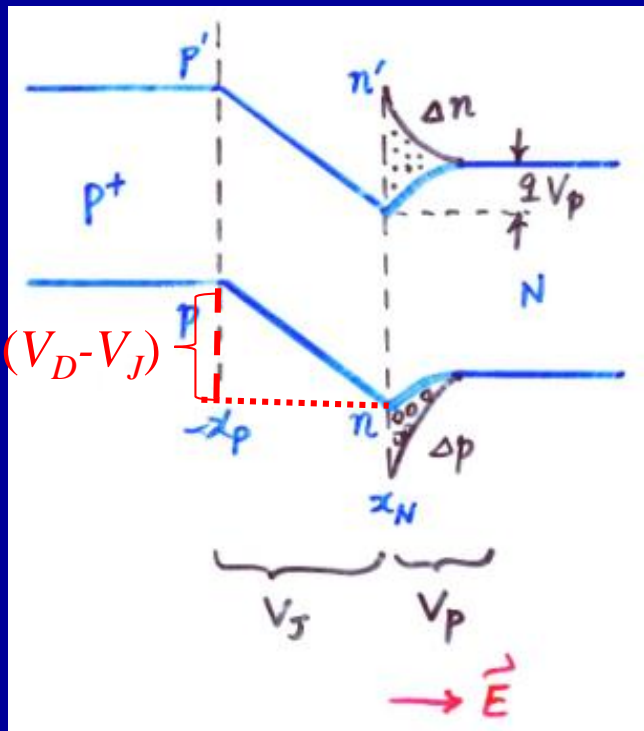
$$J_p = -qD_p \left[1 + \frac{p_n(x_n)}{n_n(x_n)} \right] \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n} = -2qD_p \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \Big|_{x=x_n}$$

与理想扩散电流密度公式相比, 扩散系数 $\times 2$

漂移电流和扩散电流各占一半

$p_n(x_n) = \Delta p(x_n) + p_{n0}$, 由于 $\Delta p(x_n)$ 非常大, 可以忽略 p_{n0} , $p_n(x_n) = \Delta p(x_n)$, 同理 $n_n(x_n) = \Delta n(x_n)$ 。
而 $\Delta p(x_n) = \Delta n(x_n)$, 因此 $p_n(x_n)/n_n(x_n) = 1$ 。

正向大偏压时的大注入效应



代入第2讲正偏下载流子分布公式

$$p_n(x_n) = p_{p0} \exp\left[-\frac{q(V_D - V_J)}{kT}\right] = p_{n0} \exp(qV_J/kT)$$

$$n_n(x_n) = n_{n0} \exp(qV_p/kT)$$

$$p_n(x_n)n_n(x_n) = n_{n0}p_{n0} \exp\left[\frac{q(V_p + V_J)}{kT}\right] = n_i^2 \exp(qV/kT)$$

$$p_n(x_n) \approx n_n(x_n) \quad p_n(x_n) = n_i \exp(qV/2kT)$$

正向大偏压时的大注入效应

$$p_n(x_n) = n_i \exp(qV/2kT)$$

对过剩载流子分布做线性分布近似，假设扩散发生在 L_p 范围内

$$\left. \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \right|_{x=x_n} \approx -\frac{p_n(x_n) - p_{n0}}{L_p} \approx -\frac{n_i}{L_p} \exp(qV/2kT)$$



$$J_p = -2qD_p \left. \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} \right|_{x=x_n}$$

∴ 大注入下 $J_f = q(2D_p) \frac{n_i}{L_p} \exp(qV/2kT)$

正向大偏压时的大注入效应

- ①大注入使扩散系数加倍，少子扩散系数由 D_p 增加到 $2D_p$ ，漂移电流和扩散电流各占一半。
- ②大注入时电流对电压的依赖关系由小注入的 $\exp(qV/kT)$ 变为 $\exp(qV/2kT)$ ，电流随电压增加的速度变慢。
- ③大注入的电流密度与N区掺杂浓度无关，只与 n_i 成正比。而小注入下与 n_i^2/N_D 成比例。

$$J_f = q(2D_p) \frac{n_i}{L_p} \exp(qV/2kT)$$

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad J_s = \left(\frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \right)$$

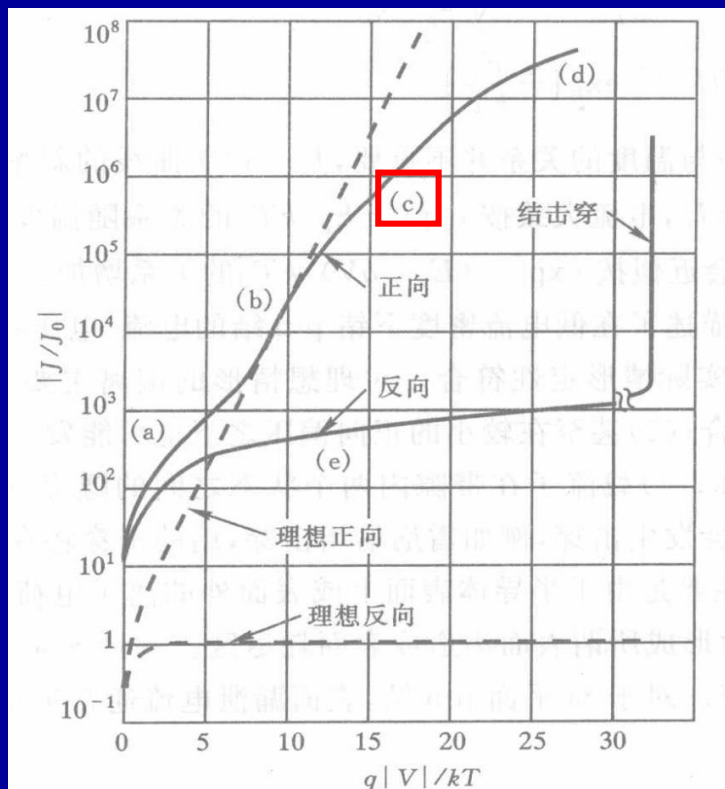


图 2.11 实际 Si 二极管的电流-电压特性
(a)产生-复合电流区；(b)扩散电流区；(c)大注入区；(d)串联电阻效应；(e)产生-复合和表面效应引起的反向漏泄电流

串联电阻效应

- ◆为了满足硅片机械强度的要求，对其厚度有一定要求；同时为了满足击穿电压的要求，低掺杂区的电阻率又不能太低，所以PN结的体电阻较大。
- ◆大电流时，当结电流流过串联电阻(包括中性区的电阻和非理想欧姆接触的电阻)时，在串联电阻上存在电压降 IR_s ，从而使实际施加在PN结上的电压下降，只有 $V-IR_s$ 。

串联电阻效应

因此

$$I = I_S e^{\frac{q(V-IR)}{kT}} = I_S \frac{e^{\frac{qV}{kT}}}{e^{\frac{qIR}{kT}}}$$

由于电压是电流的对数关系(电流是电压的指数关系), 当结电流足够大时, 电压随电流增加变化不大, 而串联电阻上的压降明显增加。当电流足够大时, 外加电压的增加主要落在串联电阻上, 电流、电压近似成线性关系。总的来说就是电流随正向电压增加的速度变慢。

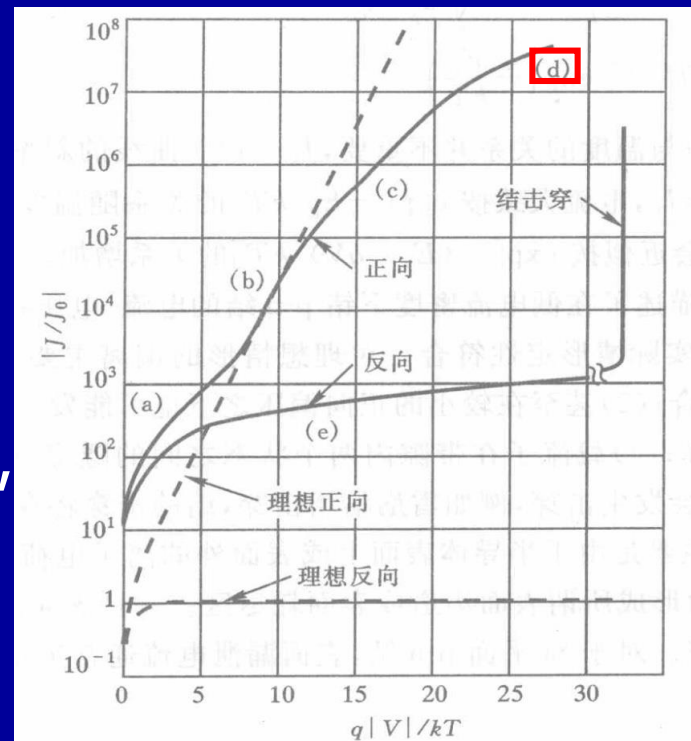
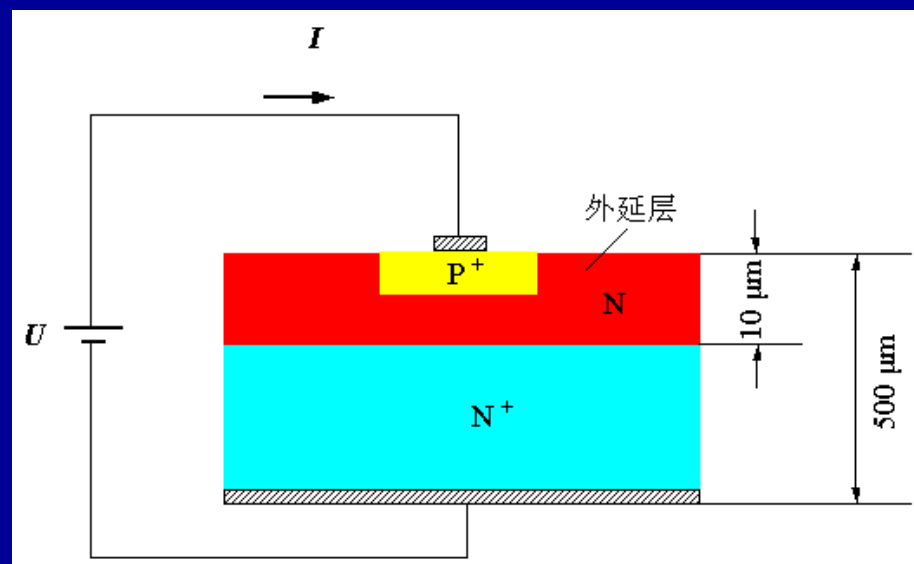


图 2.11 实际 Si 二极管的电流-电压特性

(a)产生-复合电流区;(b)扩散电流区;(c)大注入区;(d)串联电阻效应;(e)产生-复合和表面效应引起的反向漏泄电流

串联电阻效应

解决方法:



采用外延层结构：选择电阻率很低、掺杂浓度很高的硅片作为衬底N⁺，在衬底上外延生长一层很薄的、掺杂浓度较低的N型外延层，在外延层上制作PN结。这样既减小了体电阻，又可满足反向击穿电压的需要。

温度效应

- ◆工作温度对器件的性能影响很多，无论是正偏还是反偏，扩散电流和复合产生电流的大小都强烈依赖于温度。且结电压随温度变化十分灵敏。可利用这一特性来精确测温 and 控温。

1. 反向偏置时:

在室温附近，对Si的PN结，温度每增加1K， I_s 相应增加15%，即温度每增加6°C，反向电流增加1倍。

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

2. 正向偏置时:

对Si的PN结， $V = 0.6V$ ，室温附近，温度每增加10°C，电流增加1倍。

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

温度效应

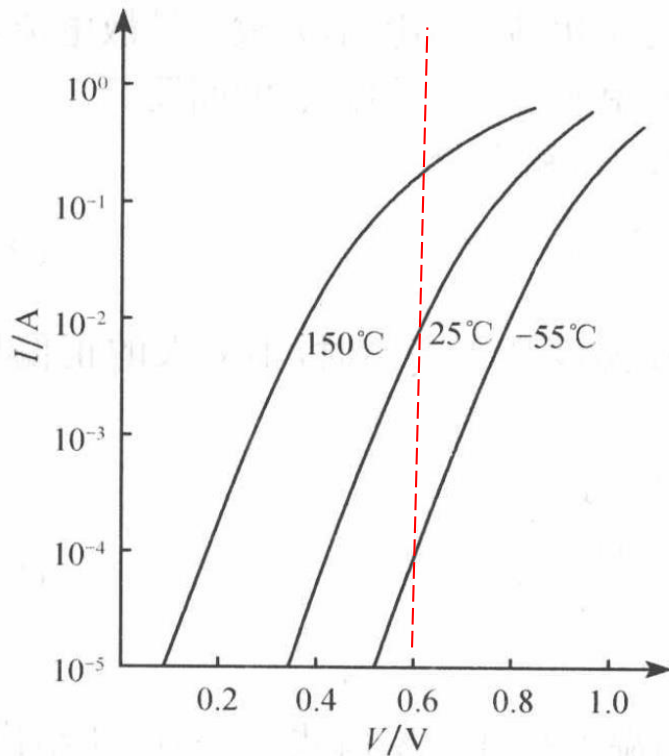


图 2-14 硅平面二极管在正向偏压下
电流-电压特性的温度效应

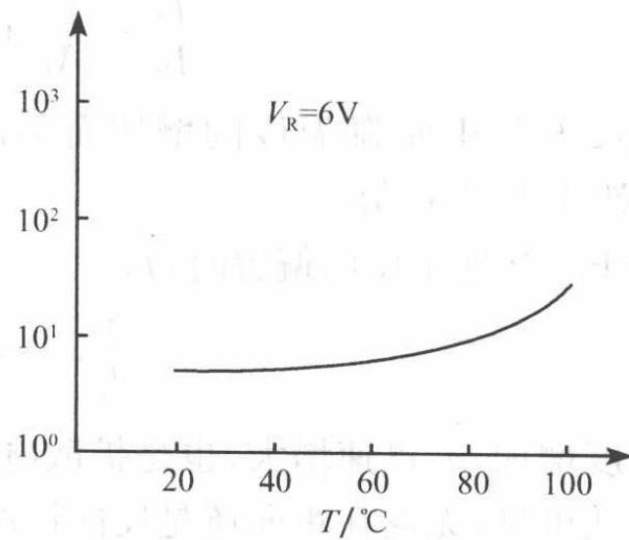


图 2-15 硅 PN 结二极管中反向
饱和电流与温度的关系

表面效应

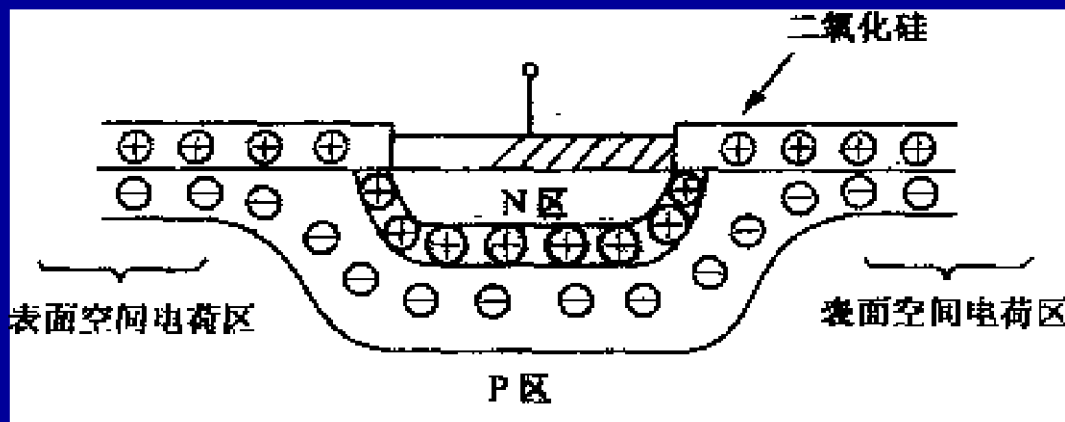
硅平面器件的表面都用 SiO_2 层作掩模，这对PN结起保护作用，但 SiO_2 层的存在对PN结有一定的影响，会引入附加的复合和产生电流，从而影响器件的性能。

1. 表面电荷导致形成表面空间电荷区
2. Si-SiO_2 交界面的界面态
3. 表面沟道电流
4. 表面漏导电流

表面效应

1. 表面电荷引起表面空间电荷区

SiO_2 层中含有一定数量的正电荷（最常见的是沾污引入的钠离子），表面电荷的存在会吸引或排斥半导体的载流子，从而在表面形成一定的空间电荷区。当表面电荷足够强时，就会把P型硅表面附近的空穴排斥走，形成一个由电离受主构成的空间电荷区，使得空间电荷区延展、扩大。



表面空间电荷区中的复合中心会引起附加的正向复合电流和反向产生电流。空间电荷区的宽度随反向偏压的增加而加大，和PN结本身的空间电荷区宽度变化类似。当表面空间电荷区中电荷的数量和氧化层电荷相等时，宽度就不再变化。

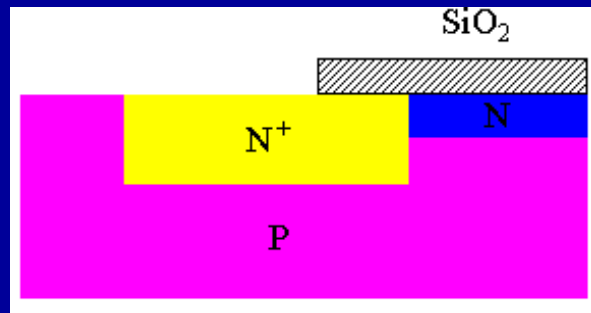
表面效应

2. Si-SiO₂界面处的界面态

在交界面处，往往存在着一定数量的、位于禁带中的能级，称为界面态。它们和体内的杂质能级类似，能够接受、放出电子，起到复合(俘获)中心的作用。界面态的产生和复合作用，同样会引起PN结附加的复合和产生电流。

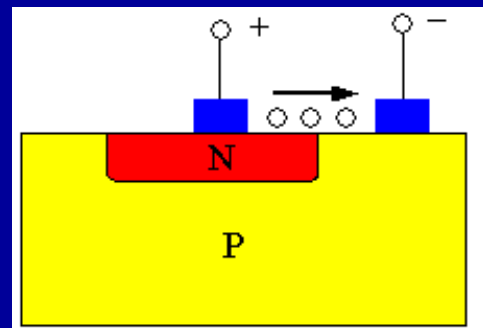
3. 表面沟道电流

当P型衬底的杂质浓度较低、SiO₂层中的正电荷较多时，衬底表面将形成反型层，这个反型层与N⁺型扩散层连起来，使PN结面积增大，因而反向电流增大。

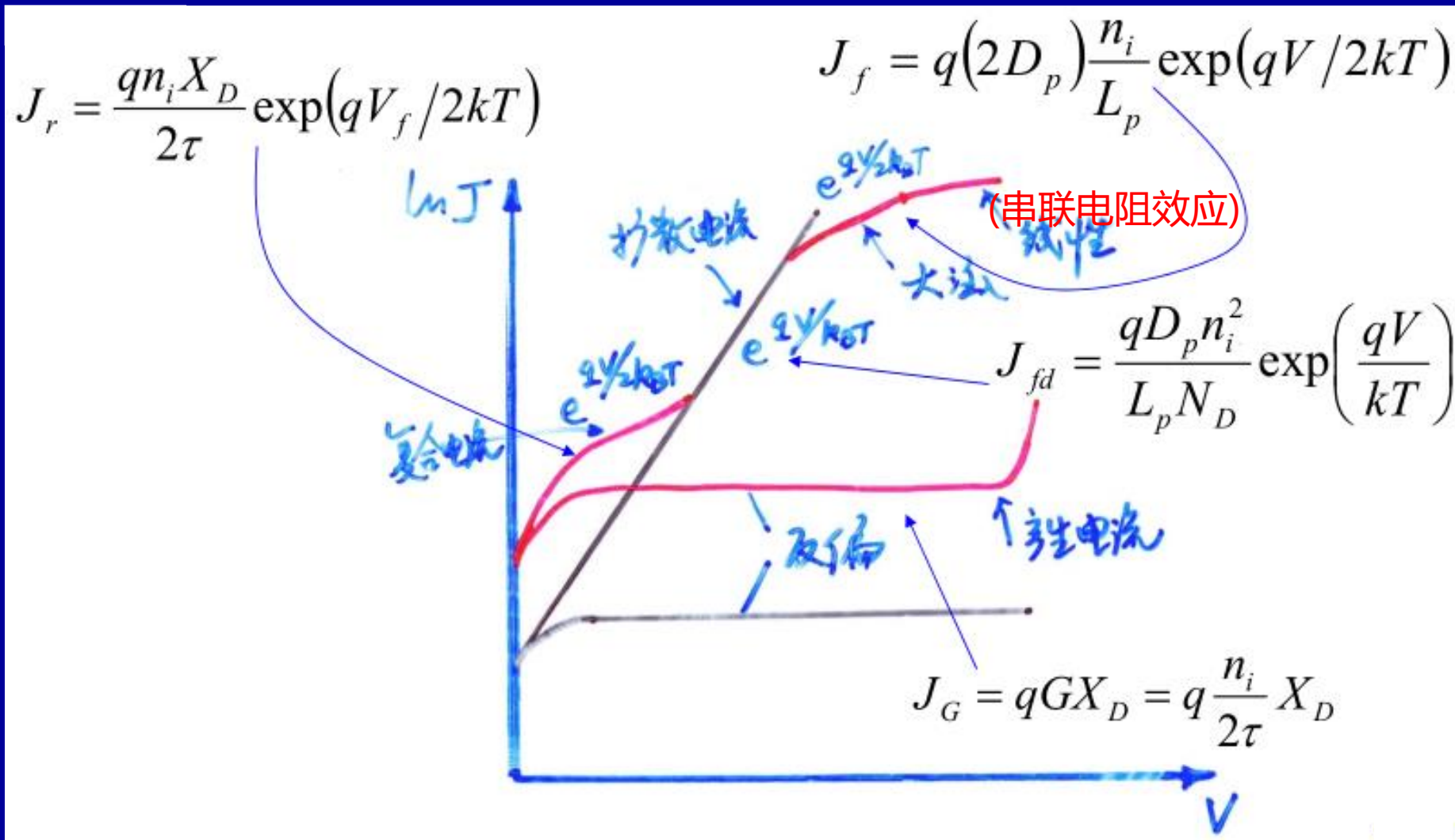


4. 表面漏导电流

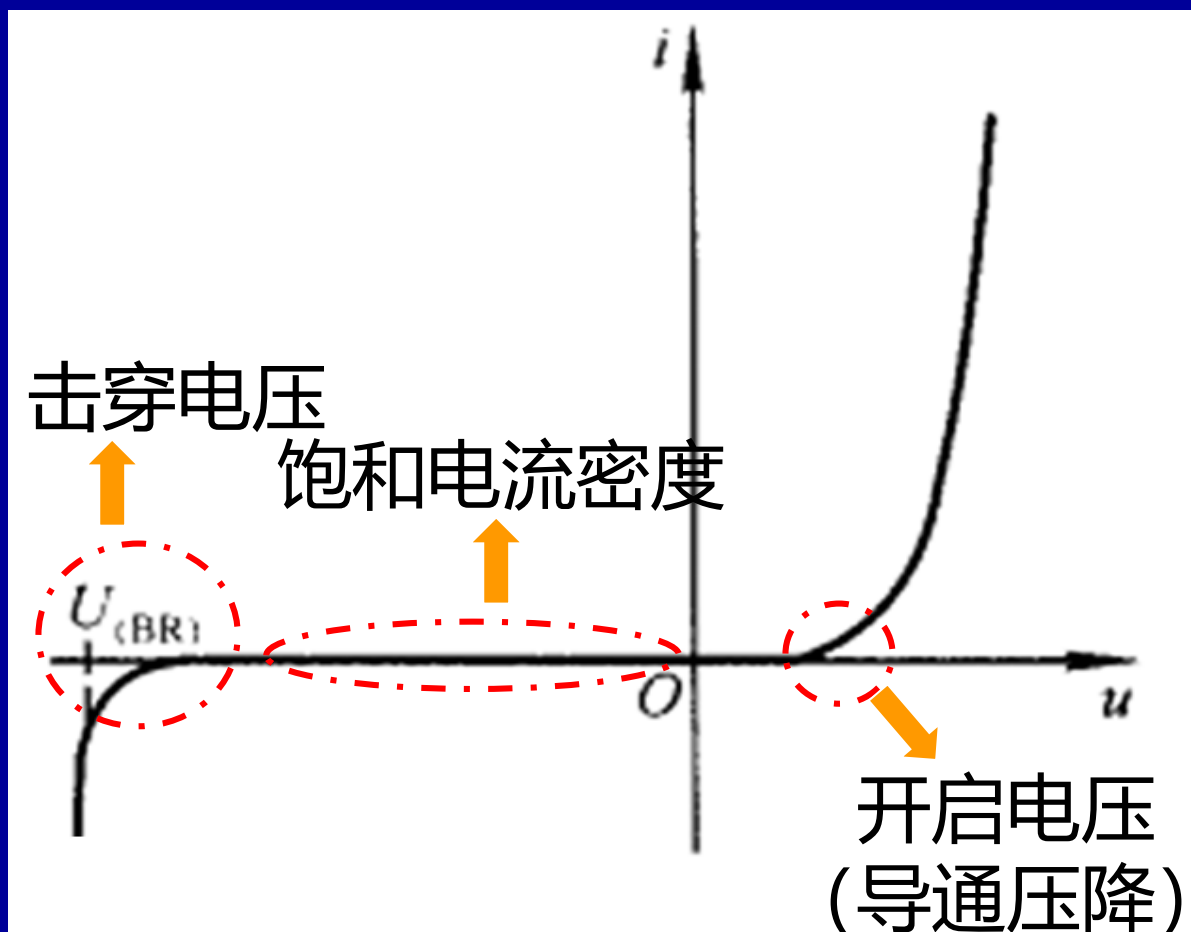
当PN结表面由于材料原因，或吸附水气、金属离子等引起表面沾污时，如同在表面并联一个附加电导，从而引起表面漏电，反向电流增加。



总结

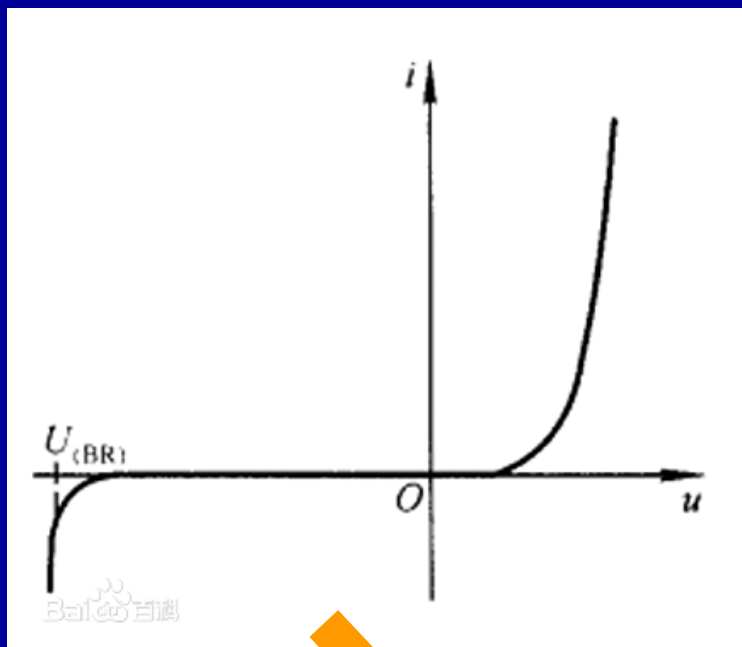


IV特性曲线参数提取



器件击穿电压、饱和电流密度和开启电压等参数
可以直接从IV曲线中读取

IV特性曲线参数提取



开态电阻(导通损耗) R_{on}

$$R_{on} = \frac{\Delta V}{\Delta J_F}$$

单边突变PN结低掺杂区载流子浓度

(直接读取饱和电流密度或者利用 $\ln J$ - V 线性拟合曲线的截距得到饱和电流密度 J_s 后利用公式计算载流子浓度)

$$N_D = \frac{qD_p n_i^2}{L_P J_s}$$

PN结理想因子 m

$$J_f \propto \exp(qV_f / mkT)$$

理想因子 $m: 1 \sim 2$

(利用 $\ln J$ - V 线性拟合曲线的斜率计算理想因子)

$$m = \frac{q}{kT} \frac{dV}{d(\ln J)}$$

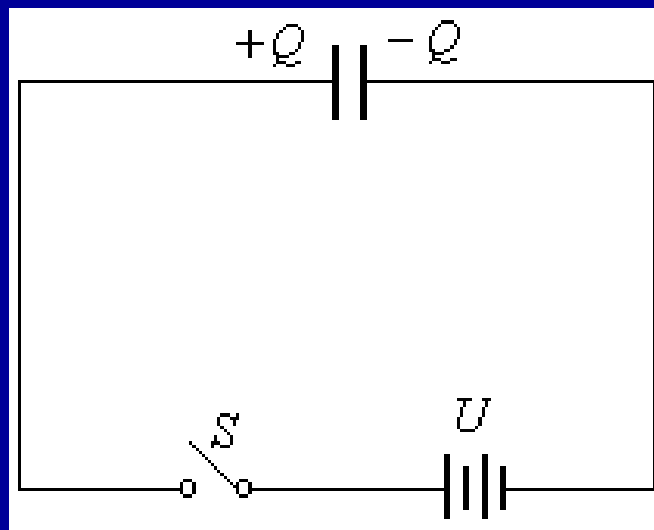
$$J_s = \left(\frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} \right)$$

§2.3 PN结的CV特性

- ◆PN结的电容可分为**势垒电容(耗尽层电容)**及**扩散电容**，前者由势垒区中的空间电荷随外加电压变化而引起，后者由势垒区两边积累的非平衡少子电荷随外加电压变化所引起。
- ◆PN结反向偏置时，势垒电容占据了结电容的大部分。当正向偏置时，少数载流子浓度的再分布对结电容有重要贡献，即所谓的扩散电容。

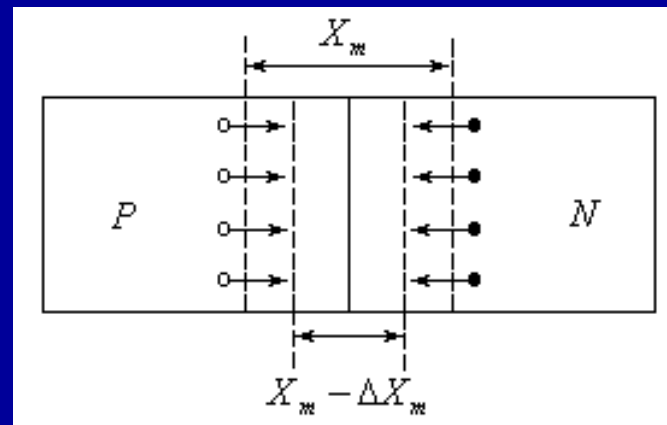
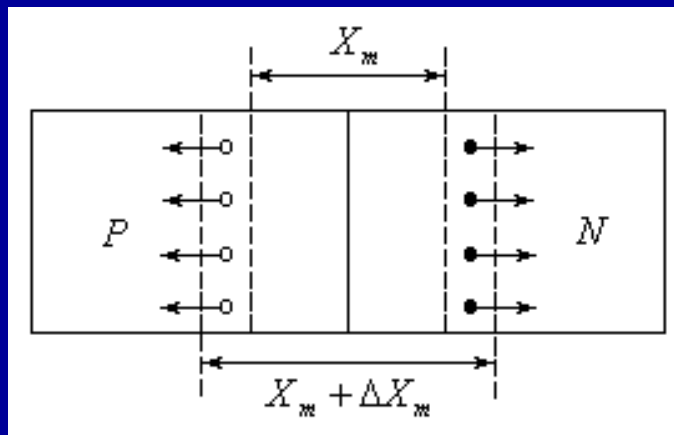
电容概念

接通电源，对电容充电，直至两个极板间的电位差等于外加电压。极板上的电荷量随外加电压的增加而增大，相应的极板间电场强度也增强。电容器上电压的变化是靠极板上电荷的改变而实现的。



势垒电容

PN结上的压降也是通过空间电荷区正、负电荷发生变化来实现的。正负电荷增加、PN结压降增大；空间电荷区正负电荷减小，压降减小。可见，PN结类似于平板电容。

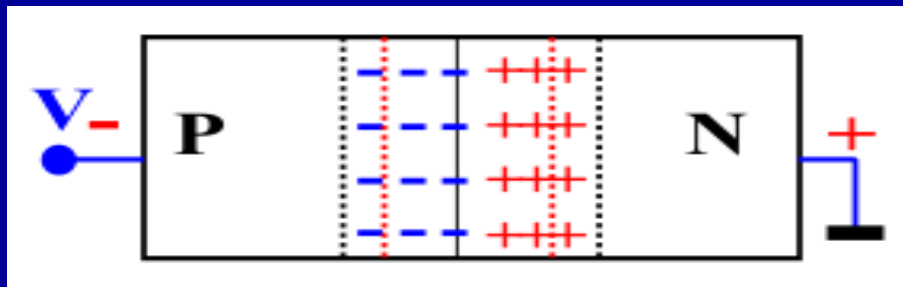


反偏电压增加，空间电荷区的正、负电荷增加；反偏电压减小，正负电荷减少；在耗尽层近似的情况下，正负电荷的增减是靠空间电荷区的宽度变化来实现的。

势垒电容

- ◆当外加电压不变时，空间电荷区的空间电荷量不变，空间电荷区的电容充电和放电停止，因此，PN结电容只在外加电压变化时才起作用。外加电压变化频率越高，每秒充发电的次数越多，通过空间电荷区电容的电流就越大，空间电荷区电容作用也显著。
- ◆PN结的势垒区宽度是外加电压的函数，因此所包含的空间电荷（电离杂质）量也随外加电压而变。即耗尽层内正负电荷量随外加电压改变，因此在偏压作用下，PN结具有充放电的电容作用。这种由于耗尽层内空间电荷随偏压变化所引起的电容称做PN结耗尽层电容或势垒电容。

(1) 突变结势垒电容



加反向偏压 V_R 时，反偏电压增量 dV_R 会在N区形成额外的正电荷，同时在P区内形成额外的负电荷。

单位面积势垒电容定义：

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R}$$

$$dQ' = qN_d dx_n = qN_a dx_p$$

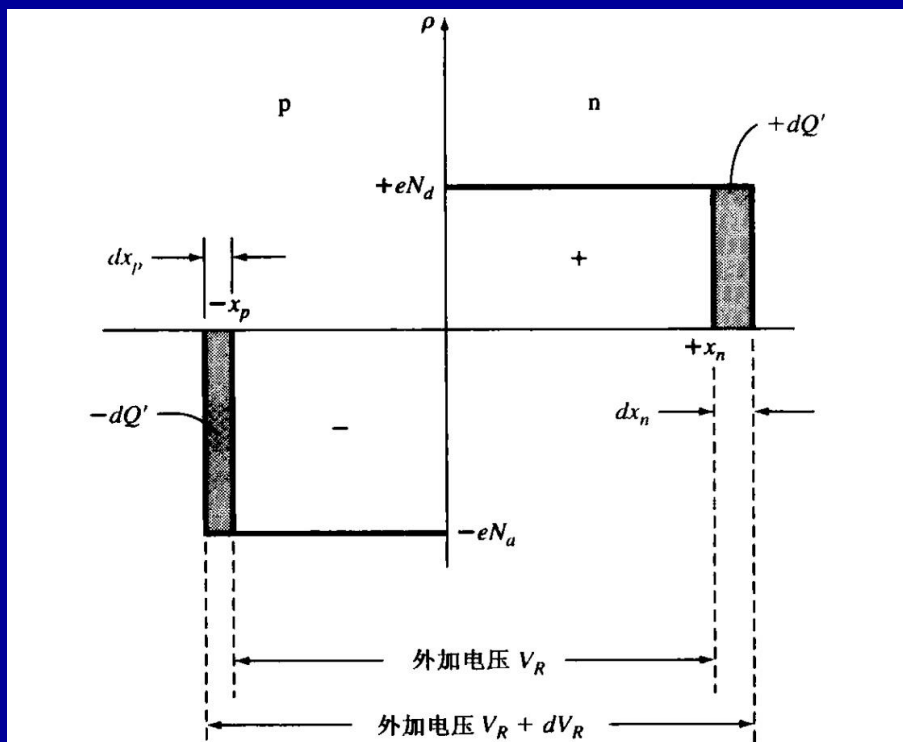


图 7.9 均匀掺杂 pn 结空间电荷区宽度随反偏电压改变的微分变化量

(1) 突变结势垒电容

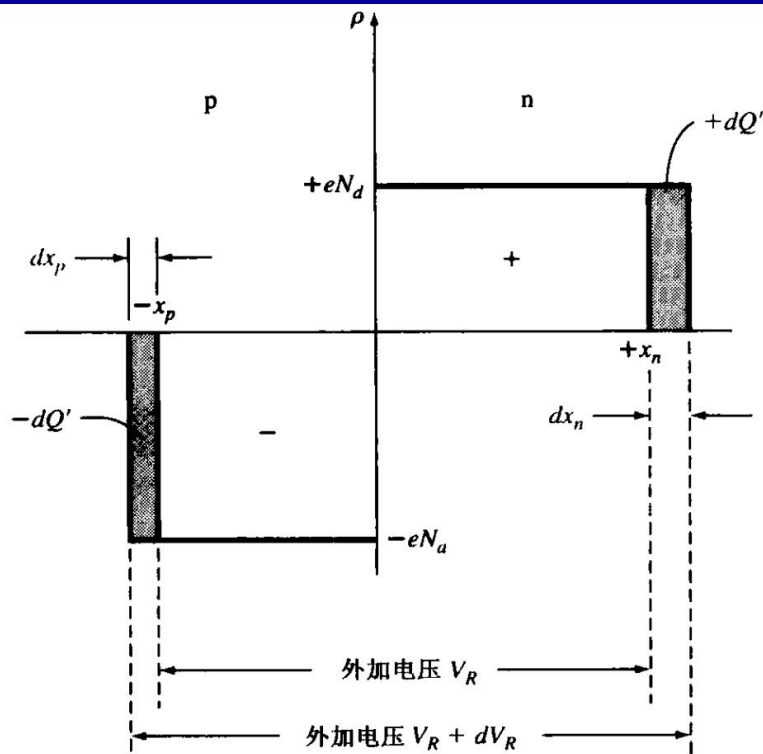


图 7.9 均匀掺杂 pn 结空间电荷区宽度随反偏电压改变的微分变化量

$$C' = \frac{dQ'}{dV_R} = qN_d \frac{dx_n}{dV_R}$$

将耗尽区 x_n 公式代入

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{q} \cdot \frac{N_A}{(N_A + N_D) \cdot N_D} \cdot (V_D + V_R)}$$

得

$$C' = \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_r N_a N_d}{2(V_D + V_R)(N_a + N_d)}}$$

$$X_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 (N_a + N_d)(V_D + V_R)}{qN_a N_d}}$$

代入反偏耗尽区宽度公式

$$C' = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{X_D}$$

与单位面积
平行板电容
表达式相同

突变结势垒电容计算实例

例：计算硅PN结的势垒电容。假定 $T=300\text{K}$ ，掺杂浓度为 $N_A = 10^{16}\text{cm}^{-3}$ ， $N_D = 10^{15}\text{cm}^{-3}$ ， $n_i=1.02\times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ ，外加反向偏压 $V_R=5\text{V}$ 。

- 势垒电容公式
$$C' = \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_r N_a N_d}{2(V_D + V_R)(N_a + N_d)}}$$

$$\begin{aligned} C' &= \{ (1.6 \times 10^{-19})(11.9)(8.85 \times 10^{-14})(10^{16})(10^{15}) / \\ &\quad [2(0.655 + 5)(10^{16} + 10^{15})] \}^{1/2} \\ &= 3.68 \times 10^{-9} \text{F/cm}^2 \end{aligned}$$

- 假设PN结横截面积 A 为 10^{-4}cm^2 ，那么总PN结势垒电容为
$$C = C' \cdot A = 0.368 \times 10^{-12} \text{F} = 0.368 \text{pF}$$

势垒电容在多数情况下为pF或更小的数量级

(2) 单边突变结势垒电容

考虑 p^+n 结，加反向偏压 V_R

单边突变结加反偏压耗尽区宽度公式

$$X_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(V_D + V_R)}{qN_d}}$$

$$x_p \ll x_n, \quad X_D \approx x_n$$

代入

$$C' = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{X_D}$$

$\therefore p^+n$ 结势垒电容表达式可写为

$$C' \approx \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_r N_d}{2(V_D + V_R)}}$$



任意单边突变
结势垒电容

$$C' \approx \sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_r N_B}{2(V_D + V_R)}}$$

轻掺杂
浓度

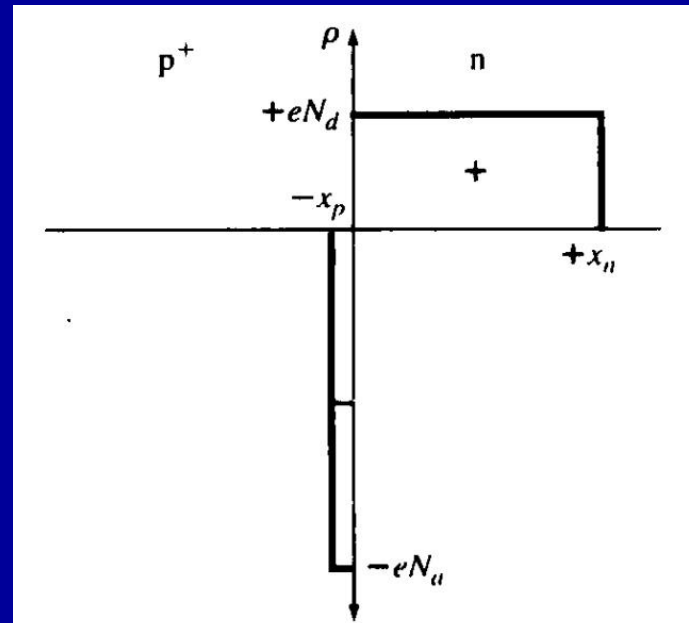


图 7.10 单边 p^+n 结的空间电荷密度

(2) 单边突变结势垒电容

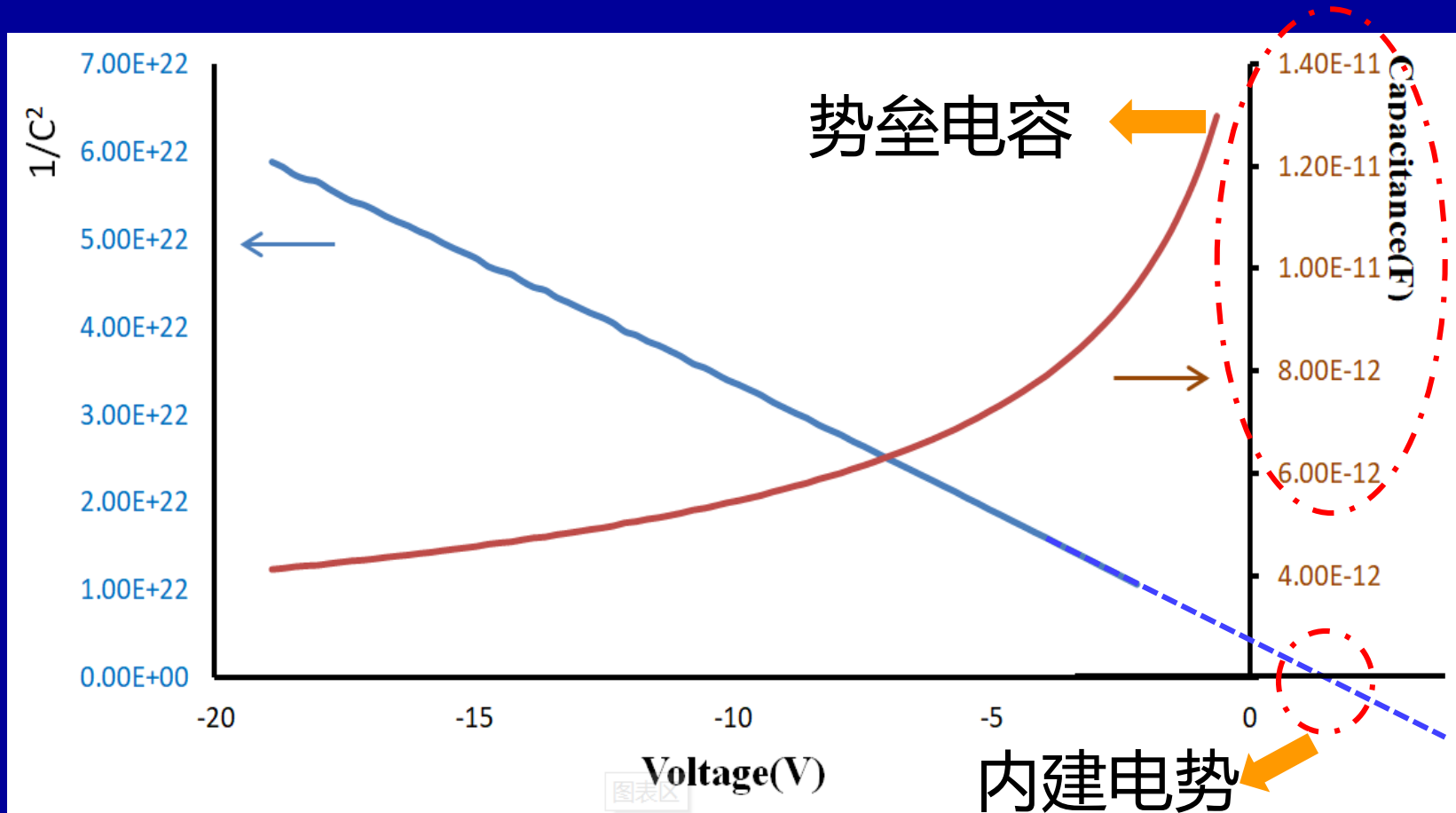
$$X_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(V_D + V_R)}{qN_d}}$$

$$C' = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{X_D}$$

$$C' \approx \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_r N_B}{2(V_D + V_R)}}$$

- ◆轻掺杂浓度越高，在某个电压下要想达到相同的场强，耗尽区的展宽就可以缩小，耗尽区宽度变小，电容就会变大。
- ◆反向偏压越大，掺杂浓度一定的情况下，势必要求耗尽区展宽，因此电容变小。

CV特性曲线



C - V 曲线中的 C 表示结反偏时的势垒电容
 $1/C^2$ - V 曲线与横轴的交点代表结内建电势大小

(2) 单边突变结势垒电容

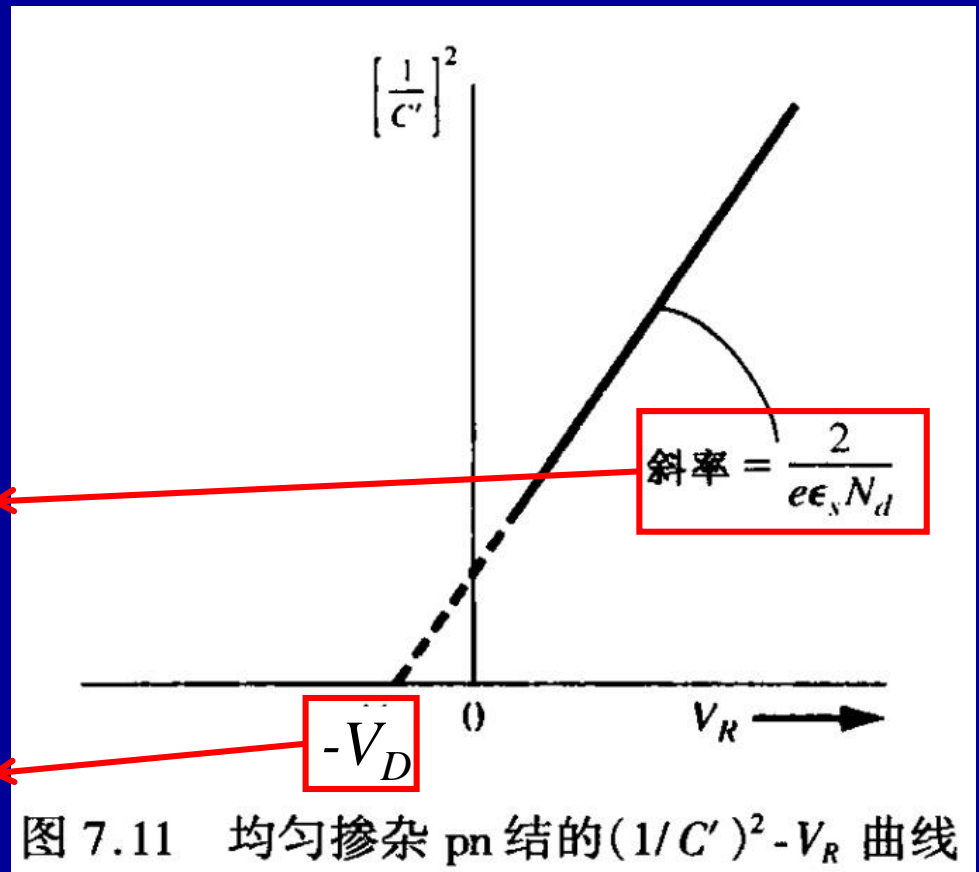
对电容公式进行变换

$$\left(\frac{1}{C'}\right)^2 = \frac{2(V_D + V_R)}{q\epsilon_0\epsilon_r N_d}$$

电容倒数的平方是外加反偏电压的线性函数

斜率与低掺杂浓度 N_d 呈反比关系，因此通过实验的方法可以确定掺杂浓度

通过将曲线外推，获得与横轴交点，该点横坐标绝对值即为PN结内建电势差 V_D



(2) 单边突变结势垒电容

$$C' \approx \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_r N_B}{2(V_D + V_R)}}$$



在推导过程中使用了耗尽层近似，对耗尽区中载流子浓度是忽略的，因此更适用于反向偏压情况，反偏下势垒区载流子浓度很低，几乎可忽略，而正偏下势垒区载流子浓度较高。

$$C' = \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_r N_a N_d}{2(V_D + V_R)(N_a + N_d)}}$$



正向偏压下的突变结电容需考虑势垒区中的载流子作用



$$C' = 4 \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_r N_a N_d}{2(N_a + N_d)V_D}}$$

例：确定硅p⁺n结的杂质掺杂浓度。假定 $T=300\text{K}$ ， V_D 为 0.725V ， $C^{-2}-V_R$ 曲线斜率为 $6.15 \times 10^{15}(\text{F}/\text{cm}^2)^{-2} \cdot (\text{V})^{-1}$ 。

$$\because \text{斜率 } k = 2/(q\epsilon_s N_d)$$

$$\therefore N_d = 2/(q\epsilon_s k)$$

$$= 2/[(1.6 \times 10^{-19})(11.9)(8.85 \times 10^{-14})(6.15 \times 10^{15})]$$

$$= 1.93 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$$

代入内建电势公式

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

得 $N_a = n_i^2 / N_d \exp(qV_D/kT)$

$$= (1.02 \times 10^{10})^2 / (1.93 \times 10^{15})$$

$$\exp(0.725/0.0259)$$

$$= 7.71 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$$

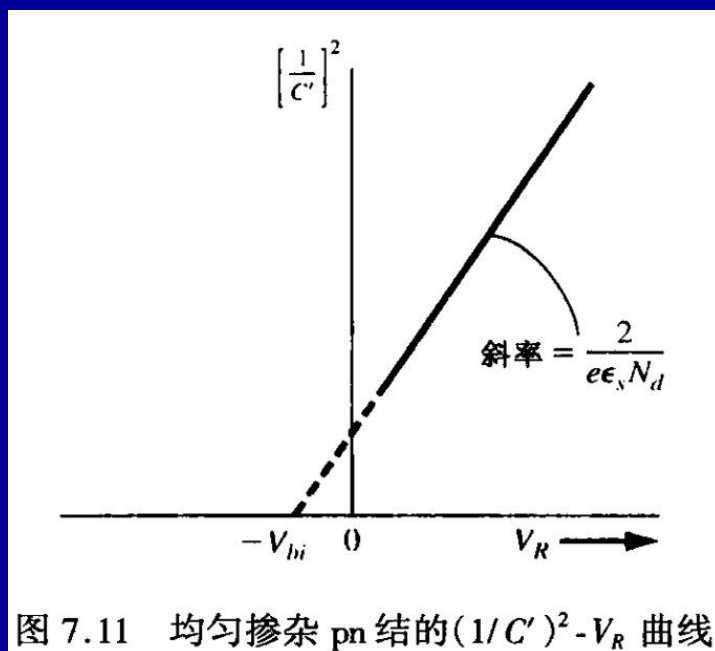


图 7.11 均匀掺杂 pn 结的 $(1/C')^2 - V_R$ 曲线

(3) 线性缓变结势垒电容

$$|Q| = A \int_0^{X_D/2} \rho(x) dx = A \int_0^{X_D/2} qa_j x dx = A \frac{qa_j X_D^2}{8}$$

代入缓变结耗尽区宽度公式

$$X_D = \left(\frac{12 \epsilon_r \epsilon_0 (V_D - V)}{qa_j} \right)^{1/3}$$

得

$$Q = A \left(\frac{9qa_j \epsilon_r^2 \epsilon_0^2}{32} \right)^{1/3} (V_D - V)^{2/3}$$

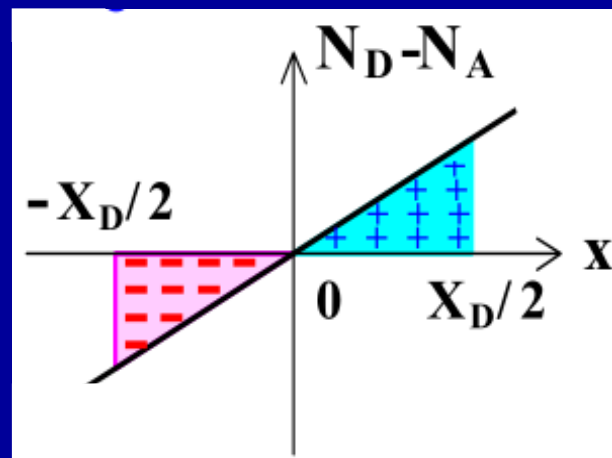
代入势垒电容公式

$$C_T = \frac{dQ}{dV} = A \left[\frac{qa_j \epsilon_0^2 \epsilon_r^2}{12(V_D - V)} \right]^{1/3} = \frac{A \epsilon_0 \epsilon_r}{X_D}$$

与突变结不同，是1/3关系

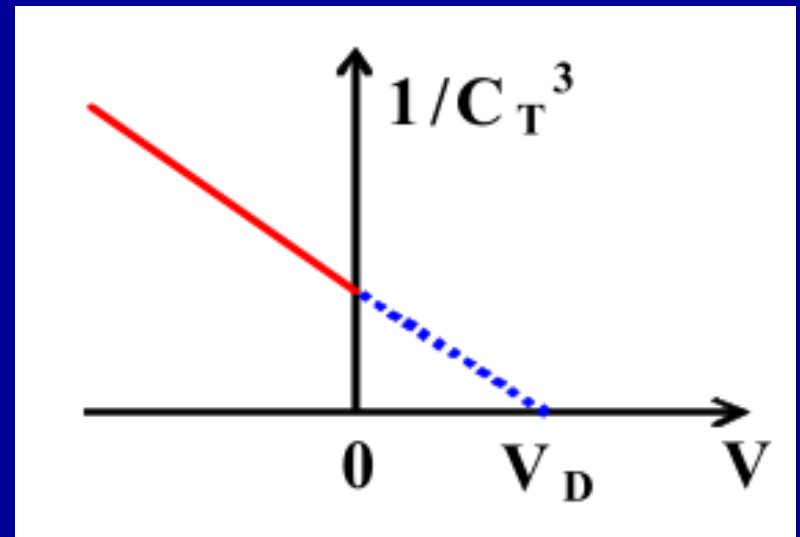
平行板电容

$C_T = C'(\text{单位面积电容}) \times A(\text{面积})$



(3) 线性缓变结势垒电容

- ◆上面的讨论都利用了耗尽近似，因此对反偏PN结是适用的。但对接近零偏或正偏时，势垒区内自由载流子不能忽略，则上面的公式需进行修正，只要把电压项的 V_D 换成 $(V_D - 2kT/q)$ 即可。



$$C_T = \frac{dQ}{dV} = A \left[\frac{q \alpha_j \epsilon_0^2 \epsilon_r^2}{12(V_D - V)} \right]^{1/3}$$

$$V_D - 2kT/q$$

PN结势垒电容特性

◆PN结势垒电容类似于中间充满半导体介质的平板电容器，但两者之间也有重要的差异：

- ①平板电容器的电荷集中在极板上。而PN结的电荷分布在整個空间电荷区内，且电荷的变化只发生在势垒区边缘。
- ②平板电容器极板间距离一定，电容是一个常数，与电压无关，而PN结势垒宽度随外压而变，因此它是一个非线性电容，也称为微分电容。
- ③平板电容器可用于隔直流，而PN结却能允许直流通过。

势垒电容CV特性曲线

- ◆对于单边突变结, $\frac{1}{C'^2} - V$ 是直线, 斜率为 $\frac{2}{q\epsilon_s N_B}$, 由此可以给出衬底的杂质浓度 N_B , 该直线的横轴截距为 V_D 。因此可以用C-V特性估算杂质浓度。
- ◆对于线性缓变结, 作出PN结的 $\frac{1}{C'^3} - V$ 曲线, 由斜率和截距可得到杂质浓度梯度 a_j 和内建电势 V_D 。

求杂质分布

- ◆ 在杂质分布未知的PN结中，可以利用C-V曲线描绘出轻掺杂一边的杂质分布，这个过程称为求杂质分布。
- ◆ 假设在某一偏压下耗尽层边界在 $x=W$ 处。当增加偏压使 W 增加 dW 时，电荷的增量为

$$dQ = qAN(W)dW$$

($N(W)$ 是在空间电荷区边缘 W 处杂质浓度)

由泊松方程得

$$dE = \frac{dQ}{\epsilon A} \rightarrow dE = \frac{dV}{W} \rightarrow \frac{dQ}{dV} = \frac{A\epsilon}{W} = C$$

$$\rightarrow N(W) = \frac{2}{q\epsilon A^2} \frac{1}{d\left(\frac{1}{C^2}\right)/dV}$$

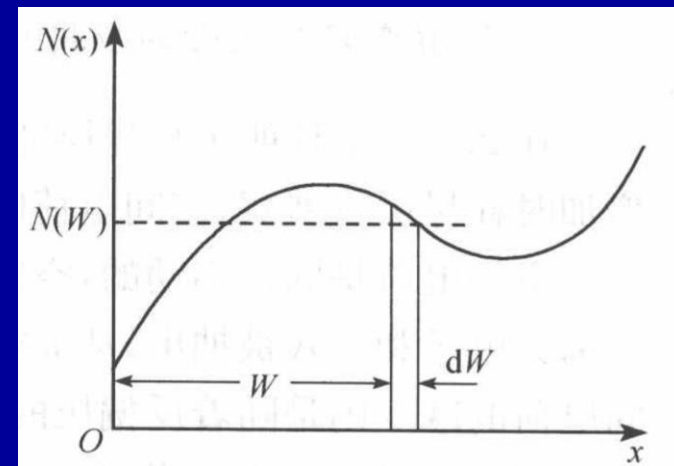


图 2-17 P^+N 结 N 侧的
任意杂质分布

实验中可在不同反偏压下测量电容并画出 $1/C^2-V$ 曲线，从中提取导数代入即可求出 $N(W)$ ，根据一系列运算可画出完整杂质分布

(4) 超突变结

◆ 均匀掺杂结与线性缓变结并不是仅有的掺杂形式。将不同掺杂形式的结用归一化曲线表示， $x>0$ 处的归一化n型掺杂浓度 $N=Bx^m$

◆ 例： $m=0$ ，均匀掺杂结
 $m=1$ ，线性缓变结
 $m<0$ ，超突变结(冶金结附近n型掺杂浓度比体区内高)

◆ 用前述方法推导出势垒电容

$$C' = \left\{ \frac{qB\varepsilon_s^{(m+1)}}{(m+2)(V_D + V_R)} \right\}^{1/(m+2)}$$

当 m 值为负，势垒电容在很大程度上取决于反偏电压的大小，这正是变容二极管所应该具有的特性

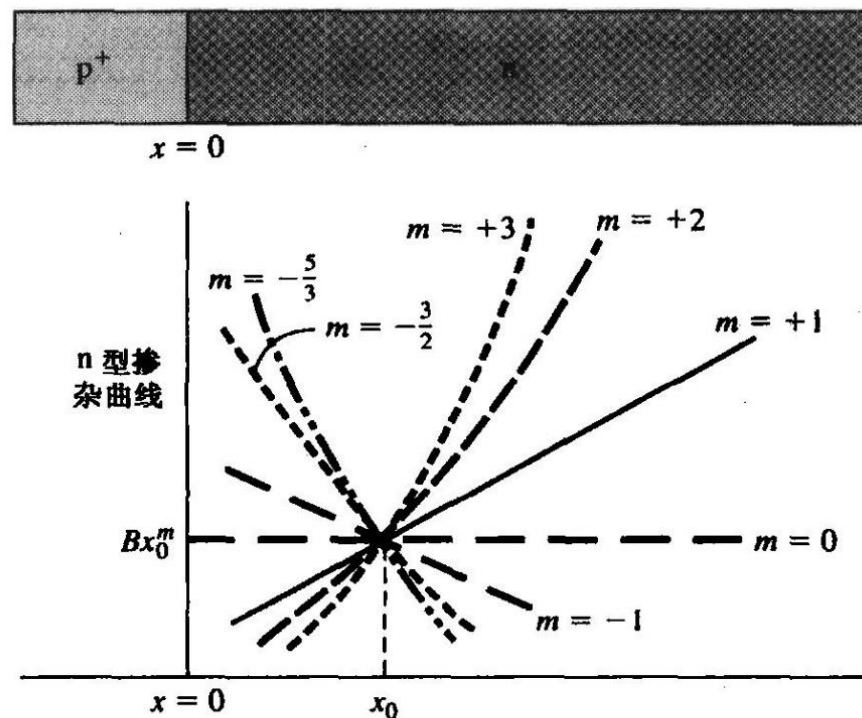


图 7.15 单边 p^+n 结的归一化掺杂曲线图

因此二极管的电容也可写为

$$C = C_0 (V_D + V_R)^{-1/(m+2)}$$

所以特定的掺杂曲线可实现所要求的电容特性

扩散电容

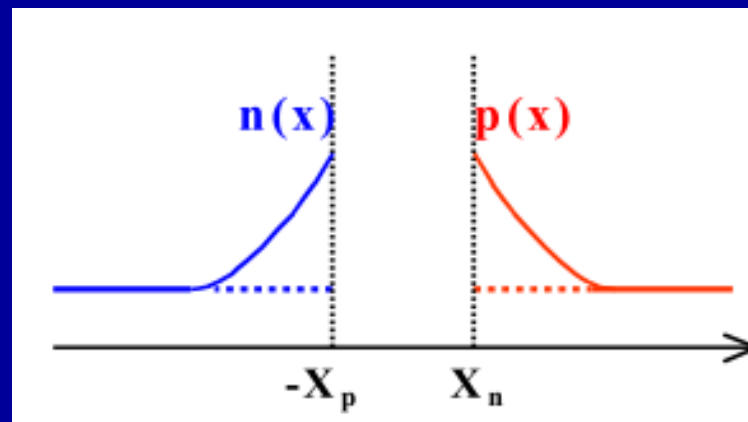
- ◆ 在扩散区中积累的电荷量也是随着外加电压而改变的，因此也可等效为一个电容，这个电容称为PN结的扩散电容，总扩散电容由P区和N区电容并联而成。
- ◆ 正偏时，在扩散区积累的非平衡载流子的电量随偏压指数增加，因此正偏时的扩散电容很大；反偏时，扩散区的少子浓度低于平衡值，载流子电量随电压变化很小，因此，反偏时的扩散电容可以忽略。

扩散电容

N区为例

第3讲非平衡载流子分布推导得

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



总扩散电荷量

$$Q_p = Ae \int_{x_n}^{\infty} \Delta p(x) dx = AqL_p p_{n0} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

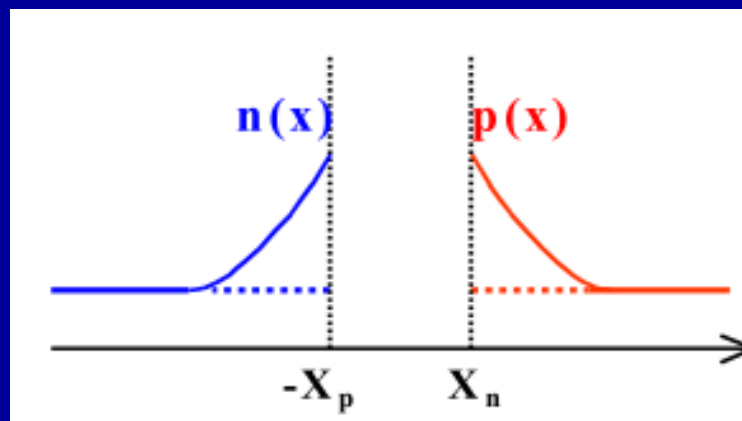
扩散电容

$$C_{dp} = \frac{dQ_p}{dV} = A \frac{q^2 L_p p_{n0}}{kT} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

扩散电容

N区扩散电容

$$C_{dp} = \frac{dQ_p}{dV} = A \frac{q^2 L_p p_{n0}}{kT} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$



P区扩散电容

$$C_{dn} = A \frac{q^2 L_n n_{p0}}{kT} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

$$\frac{dQ}{dV} = \frac{dQ_p}{dV} + \frac{dQ_n}{dV}$$

总扩散电荷

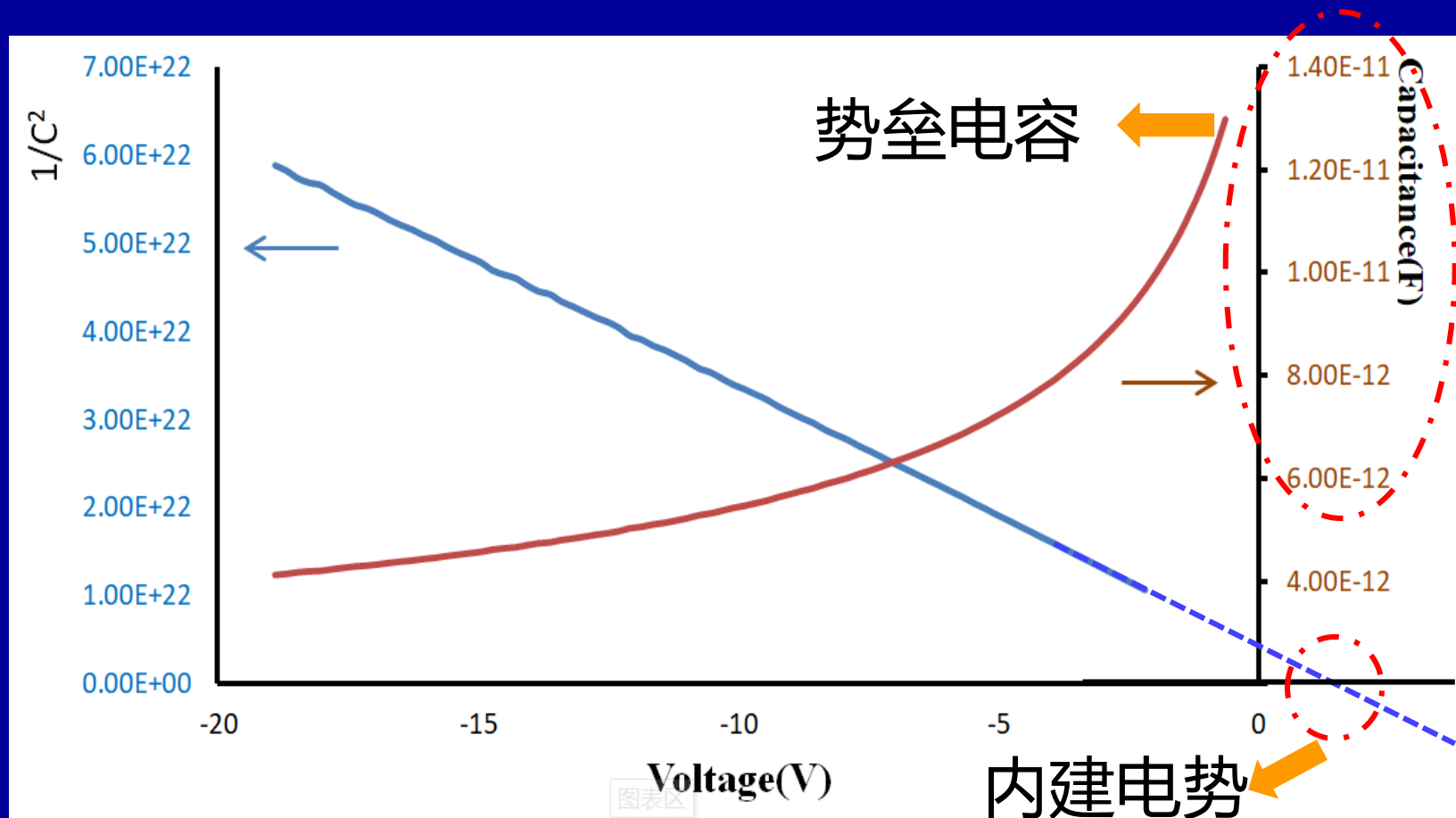
$$Q = Q_p + Q_n$$

$$C_d = C_{dp} + C_{dn}$$

总扩散电容

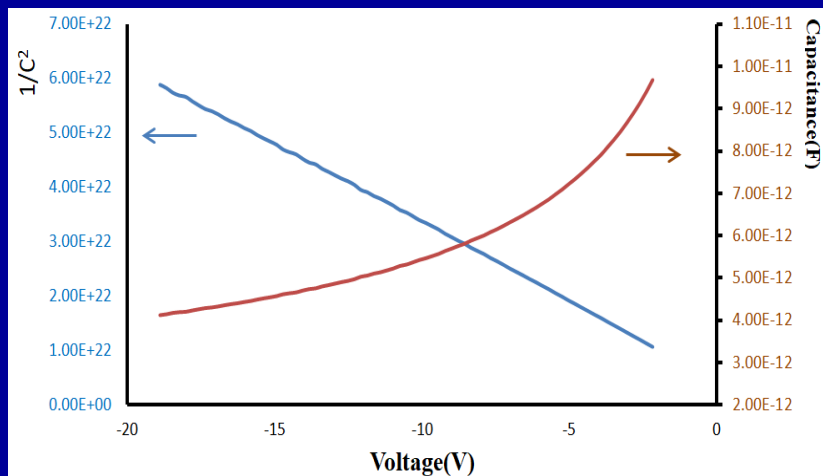
$$C_d = \left[A q^2 \frac{(n_{p0} L_n + p_{n0} L_p)}{kT} \right] \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

单边突变结CV特性曲线参数提取



C - V 曲线中的 C 表示结反偏时的势垒电容
 $1/C^2$ - V 曲线与横轴的交点代表结内建电势大小

单边突变结CV特性曲线参数提取



单边突变结低掺杂区载流子浓度

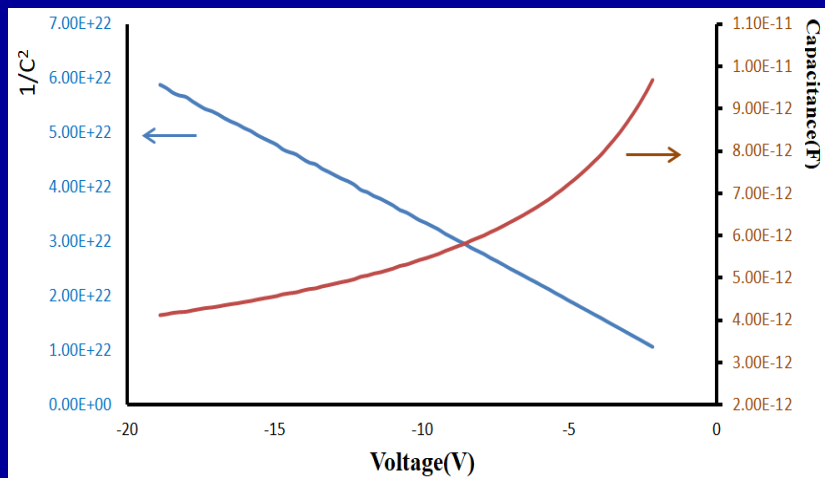
(利用 $1/C^2$ -V线性拟合曲线的斜率计算载流子浓度)

费米能级位置

$$N_D = N_C \exp\left(\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right)$$

$$\left(\frac{1}{C'}\right)^2 = \frac{2(V_D + V_R)}{q\epsilon_0\epsilon_r N_d}$$

CV特性曲线参数提取



➡ 耗尽区宽度

(根据求得的 N_D 和 V_D 结果, 根据公式可以得到平衡耗尽区宽度)

$$X_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r V_D}{qN_D}}$$

峰值电场强度

$$E_m = -\frac{qN_D X_D}{\epsilon_r \epsilon_0}$$