

固体物理

# 固体的电特性-2

## 固体间接接触时的电特性-PN结

冯 雪

[x-feng@tsinghua.edu.cn](mailto:x-feng@tsinghua.edu.cn)

罗姆楼2-101B

# 固体的电特性

- 金属中电子输运过程
- 半导体中的输运过程
- 固体间接接触的电特性

黄昆 书 P275  
(第6章, 第7章)  
韦丹 书 P154  
(第6章)

# 本部分要解决的问题

- 问题：

如何应用能带理论解释实际固体中大量电子的导电性？

- 金属
  - 能带中近自由电子的导电特性
- 半导体
  - 电子和空穴的导电性
- 固体接触的导电性
  - 两种不同固体构成的系统
  - PN结和肖特基结

# 结 (junction) 的概念

- 半导体与不同材料之间构成的界面
  - 不同掺杂类型的材料：同质pn结
  - 不同半导体：半导体异质结（pN结，Pn结）
  - 半导体与金属：肖特基结
  - 半导体与绝缘体-金属：MIS结（MOS结）
- 结的用途
  - 微电子：各种二极管、晶体管
  - 光电子：发光二极管、激光器、探测器

# 固体间接接触的电特性

- 功函数与接触电势

- $PN$ 结
- 金属-半导体(肖特基)结
- 金属-绝缘体-半导体系统——不要求

# 热电子发射

又称爱迪生效应，爱迪生1883年发现的

加热金属使其中的大量电子克服表面势垒而逸出的现象。与气体分子相似,金属内自由电子作无规则的热运动,其速率有一定的分布。在金属表面存在着阻碍电子逃脱出去的作用力,电子逸出需克服阻力做功,称为逸出功

在室温下,只有极少量电子的动能超过逸出功,从金属表面逸出的电子微乎其微。一般当金属温度上升到 $1000^{\circ}\text{C}$ 以上时,动能超过逸出功的电子数目急剧增多,大量电子由金属中逸出,这就是热电子发射

# 热电子发射与功函数

以发射热电子的金属丝为阴极,另一金属板为阳极,其间加电压,使热电子在电场作用下从阴极到达阳极,这样不断发射,不断流动,形成电流

- 热电子发射

- 金属发射电流与温度有关, 按指数规律

$$j \propto e^{-\frac{W}{k_B T}}$$

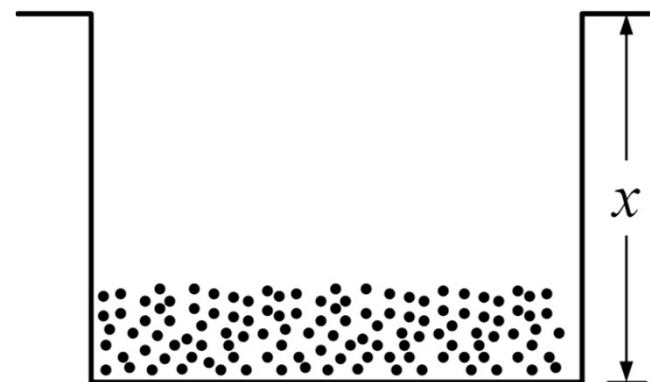
W称为功函数

# 经典电子论对热发射电子的解释

势阱中电子为经典统计

- 速度的统计分布(麦克斯韦分布)

$$dn = n_0 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv$$



$dn$ 代表速度在 $v$ 到 $v+dv$ 的电子密度,  $dv = dv_x dv_y dv_z$

- 选择 $x$ 方向为垂直于发射面的方向, 则发射电流

$$j = n_0 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2k_B T}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2k_B T}} dv_z \int_{\frac{1}{2}mv_x^2 > \chi} dv_x (-qv_x) e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T}}$$
$$= \int_{\frac{1}{2}mv_x^2 > \chi} -qv_x dn = -n_0 q \left( \frac{k_B T}{2\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi}{k_B T}}$$

$$\int_0^{\infty} e^{-a^2 \xi^2} d\xi = \frac{\sqrt{\pi}}{2a}$$

- 对 $y$ 、 $z$ 方向无限制,  $x$ 方向要求动能大于势垒

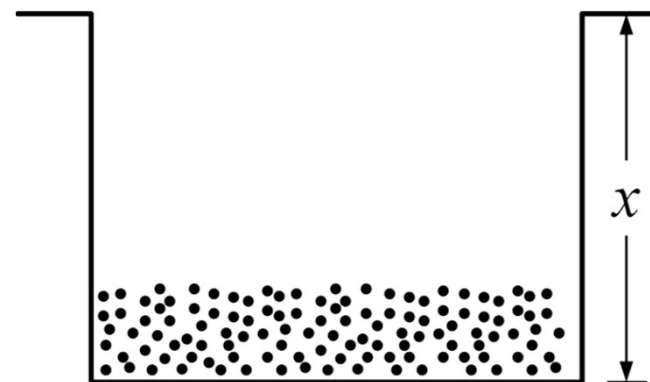


# 经典电子论对热发射电子的解释

势阱中电子为经典统计

- 金属发射电流与温度的指数规律

$$j \propto e^{-\frac{W}{k_B T}} \quad \text{W: 功函数}$$



- 选择 $x$ 方向为垂直于发射面的方向，则发射电流

$$j = \int_{\frac{mv_x^2}{2} > \chi}^{\infty} -q v_x dn = -n_0 q \left( \frac{k_B T}{2\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi}{k_B T}}$$

- 功函数的物理意义： $W = \chi$

$\chi$ ——电子亲和能：电子真空能级到导带底的能量差  
由材料本身的性质决定

# 量子理论的解释

- 势阱中电子为导带电子
  - 导带底与势阱对应,  $\chi$  表示导带底部电子离开金属须克服的能量
  - 同样根据电子的速度分布计算热发射电流
  - 采用近自由电子近似:

其速度:  $v(k) = \frac{\hbar k}{m}$      $E(k) = \frac{1}{2}mv^2$      $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

# 量子理论的解释

- 势阱中电子为导带电子
  - 导带底与势阱对应,  $\chi$  表示导带底部电子离开金属须克服的能量
  - 同样根据电子的速度分布计算热发射电流
  - 采用近自由电子近似:

其速度:  $v(k) = \frac{\hbar k}{m}$      $E(k) = \frac{1}{2}mv^2$      $E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

考虑单位体积内处于  $d\nu$  内量子态数目

$$2 \frac{dk_x dk_y dk_z}{(2\pi)^3} = 2 \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 d\nu_x d\nu_y d\nu_z$$

$$d\nu = d\nu_x d\nu_y d\nu_z$$

# 量子理论下的功函数

- 再乘以费米分布函数，得到 $d\nu$ 内统计平均电子

$$dn = 2 \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \frac{1}{e^{\left( \frac{1}{2}m\nu^2 - E_F \right) / k_B T} + 1} d\nu$$

考虑到热发射电子，  
能量必须高于 $\chi$ 一般有：

$$\left( \frac{1}{2}m\nu^2 - E_F \right) \gg k_B T$$

得到热发射电流密度：

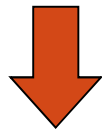
$$j = 2 \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 e^{\frac{E_F}{k_B T}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m\nu_y^2}{2k_B T}} d\nu_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m\nu_z^2}{2k_B T}} d\nu_z \int_{\frac{1}{2}m\nu_x^2 > \chi} d\nu_x (-q\nu_x) e^{-\frac{m\nu_x^2}{2k_B T}}$$

$$dn = 2 \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 e^{\frac{E_F}{k_B T}} e^{-\frac{m\nu^2}{2k_B T}} d\nu$$

# 量子理论下的功函数

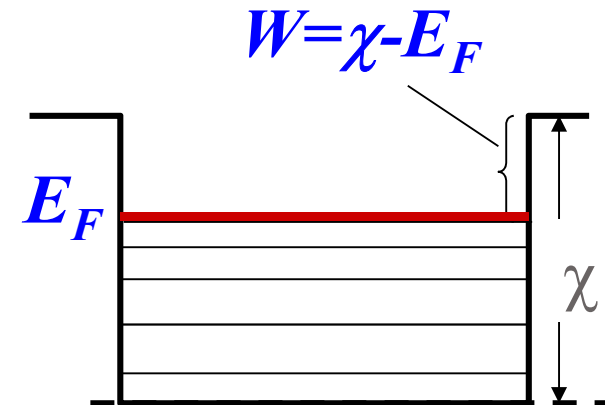
热发射电流密度：

$$j = 2 \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 e^{\frac{E_F}{k_B T}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2k_B T}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2k_B T}} dv_z \int_{\frac{1}{2}mv_x^2 > \chi} dv_x (-qv_x) e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T}}$$



$$j = -q \frac{4\pi m (k_B T)^2}{(2\pi\hbar)^3} e^{-\frac{(\chi - E_F)}{k_B T}}$$

发射电流与温度的指数关系  
电子发射是从费米面发射



功函数  $W = \chi - E_F$

# 经典和量子电子论中W的差别

$$j = -n_0 q \left( \frac{k_B T}{2\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi}{k_B T}}$$

功函数  $W=\chi$

对速度的要求是相同的：

关键是统计分布不同：

$$dn = n_0 \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv$$

$$j = -q \frac{4\pi m (k_B T)^2}{(2\pi\hbar)^3} e^{-(\chi - E_F)/k_B T}$$

功函数  $W=\chi-E_F$

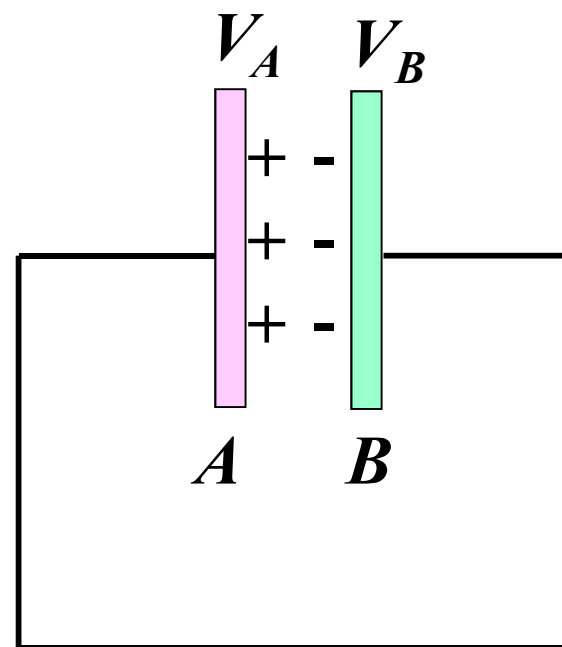
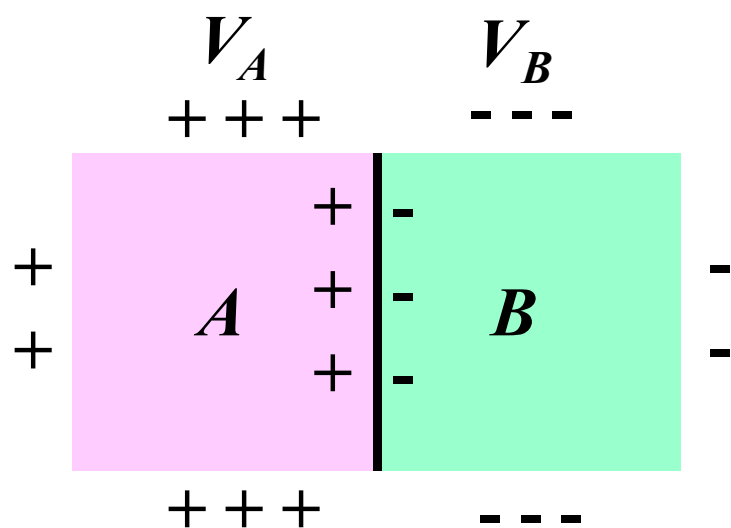
$$\frac{1}{2}mv_x^2 > \chi$$

$$dn = 2 \left( \frac{m}{2\pi\hbar} \right)^3 \frac{1}{e^{\left(\frac{1}{2}mv^2 - E_F\right)/k_B T} + 1} dv$$

泡利不相容原理+基态填充

# 不同金属间的接触电势

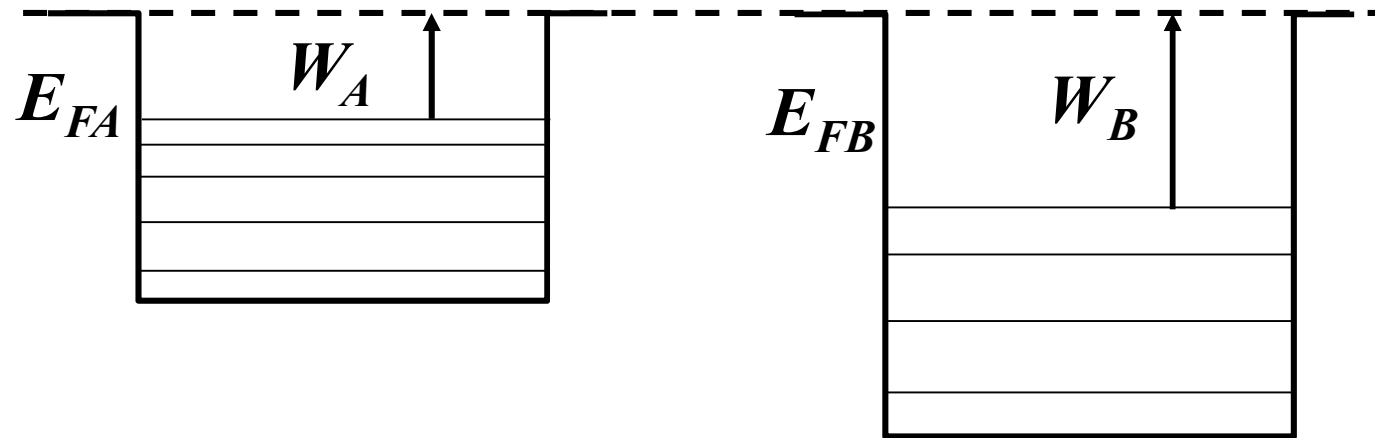
- 接触电势现象
  - 不同导体 $A$ 和 $B$ ，接触或导线连接，就会带电并产生不同的电势 $V_A$ 和 $V_B$ ，称为接触电势



# 不同金属间的接触电势

- 金属功函数与费米能级
  - 真空能级设为零点
  - 功函数不同反映费米能级的高低

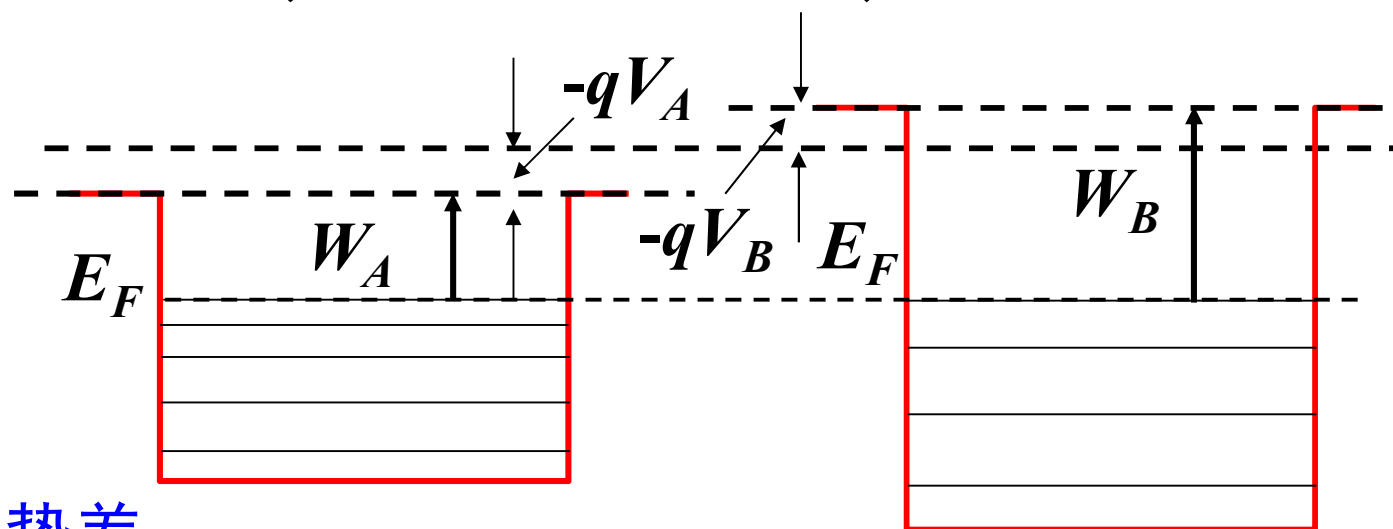
$$W = \chi - E_F$$





# 金属接触后电子的流动与平衡

- $A$ 、 $B$ 金属接触后
  - 电子从费米能级高的金属流向费米能级低的金属
  - 使得费米能级高的 $A$ 带正电荷，费米能级低的 $B$ 带负电荷
    - 产生静电势 $V_A > 0$ 、 $V_B < 0$
    - $A$ 、 $B$ 的能级图发生变化， $A$ 、 $B$ 费米能级接近
  - 平衡状态下，费米能级变为相等，电子不再流动

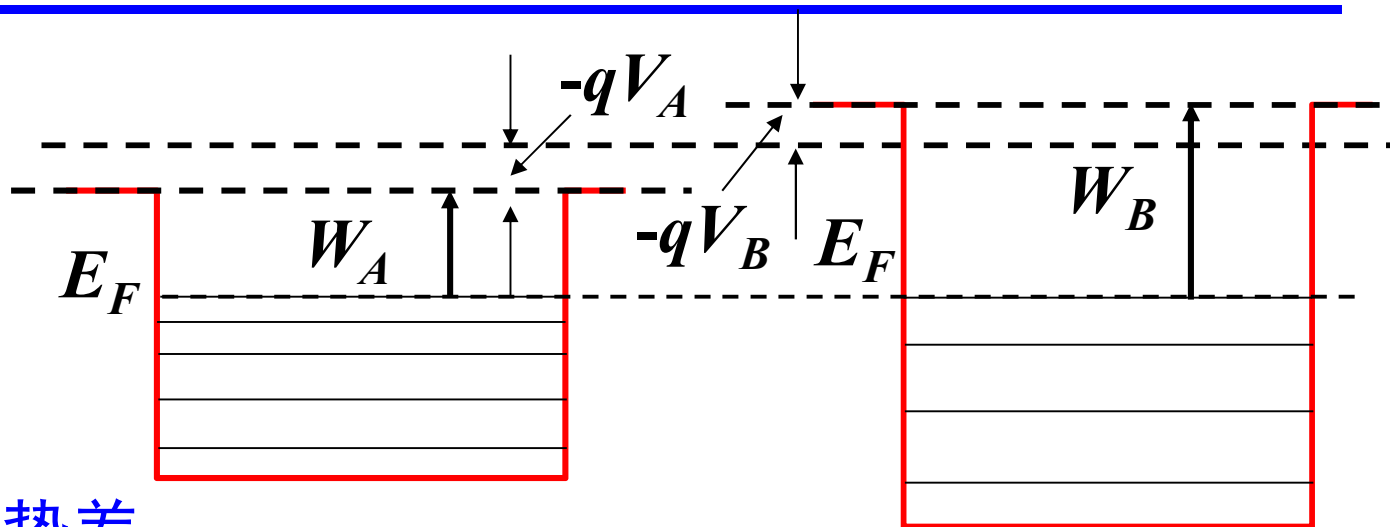


接触电势差：

$$V_A - V_B = (W_B - W_A) / q$$

# 金属接触后电子的流动与平衡

- $A$ 、 $B$ 金属接触后
  - 电子从费米能级高的金属流向费米能级低的金属
  - 使得费米能级高的 $A$ 带正电荷，费米能级低的 $B$ 带负电荷
    - 产生静电势 $V_A > 0$ 、 $V_B < 0$
    - $A$ 、 $B$ 的能级图发生变化， $A$ 、 $B$ 费米能级接近
  - 平衡状态下，费米能级变为相等，电子不再流动



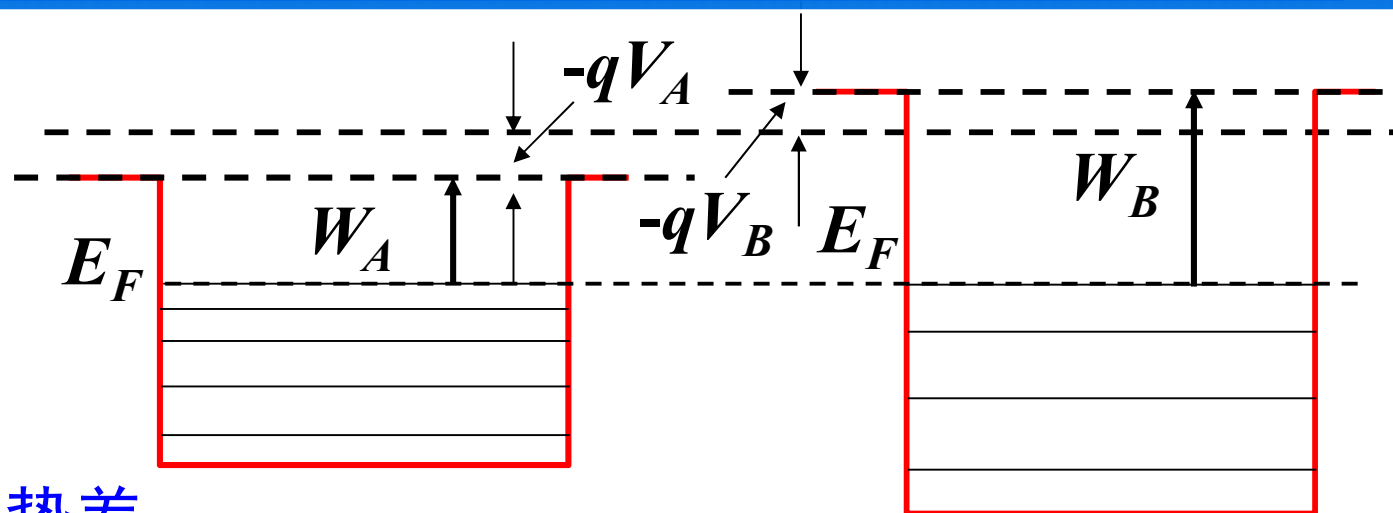
接触电势差：

$$V_A - V_B = (W_B - W_A)/q$$

# 金属接触后电子的流动与平衡

特别注意：

1. 接触后具有统一的费米能级意味着整个体系处于**热平衡状态**，从而**没有净电流**
2. 接触电势差补偿了费米能级的差别，从而使电子分布达到**统计平衡**
3. 这是统计意义上的平衡，是**动态平衡**，**净电流为零**，并不意味着完全没有电子的运动



接触电势差：

$$V_A - V_B = (W_B - W_A) / q$$

# 固体间接接触的电特性

- 功函数与接触电势

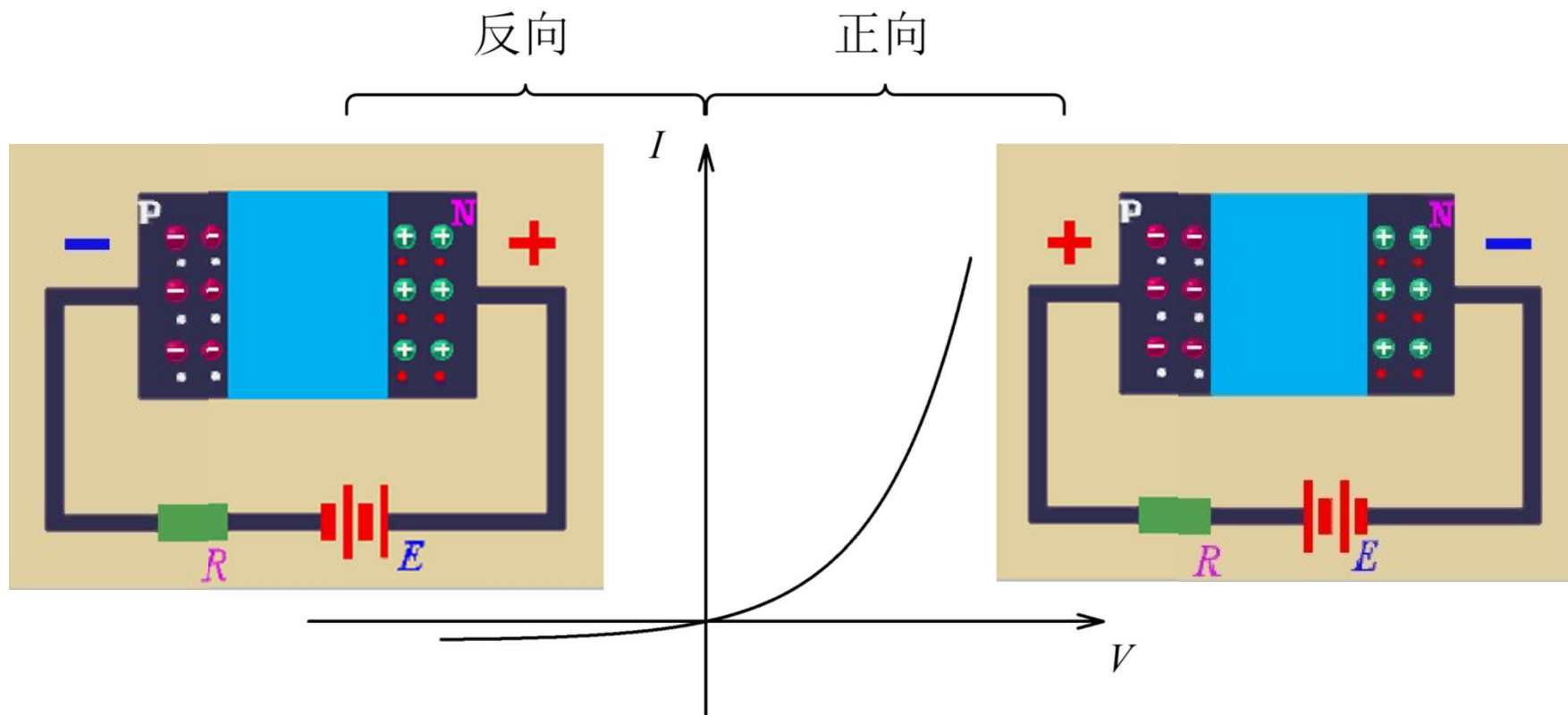
- $PN$ 结

- 金属-半导体(肖特基)结
- 金属-绝缘体-半导体系统

# PN 结

在一块本征半导体上，用不同的掺杂工艺，使其一边形成  $N$  型半导体，另一边形成  $P$  型半导体

PN结最简单(重要)的性质是具有单向导电性



# PN 结

PN结是许多半导体器件的核心，掌握PN结的性质是分析这些器件的基础。

PN结的性质集中反映了半导体导电性能的特点：

- 1.存在两种载流子
- 2.载流子有漂移、扩散和产生—复合三种基本运动形式
3. 在不同情况下，这三种运动形式对导电性的贡献各不相同

因此，作为半导体所特有的物理现象，PN结一直受到人们的重视。

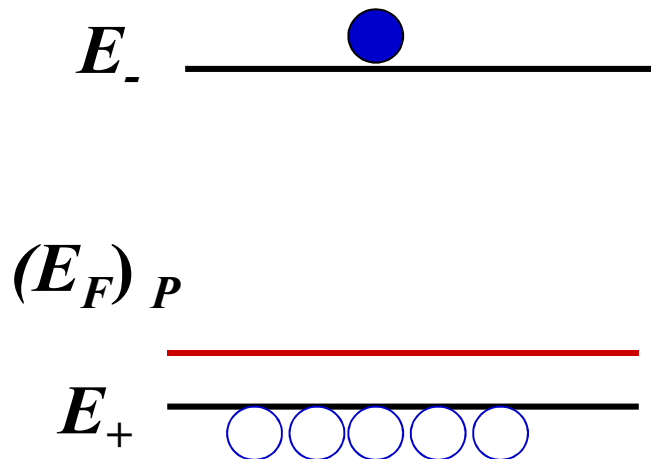
# PN结中P型、N型部分的费米能级

- 电子和空穴的浓度：

$$p = N_+ e^{-(E_F - E_+)/k_B T}$$

**P型**

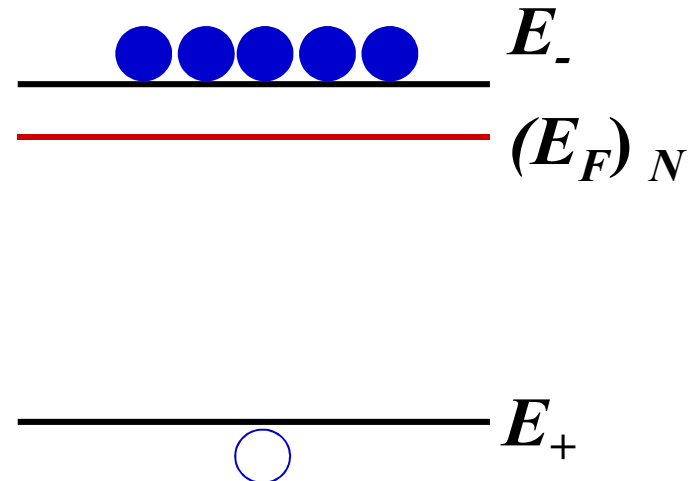
空穴浓度远远大于电子浓度，  
费米能级应比较接近价带



$$n = N_- e^{-(E_- - E_F)/k_B T}$$

**N型**

电子浓度远远大于空穴浓度，  
费米能级比较接近导带



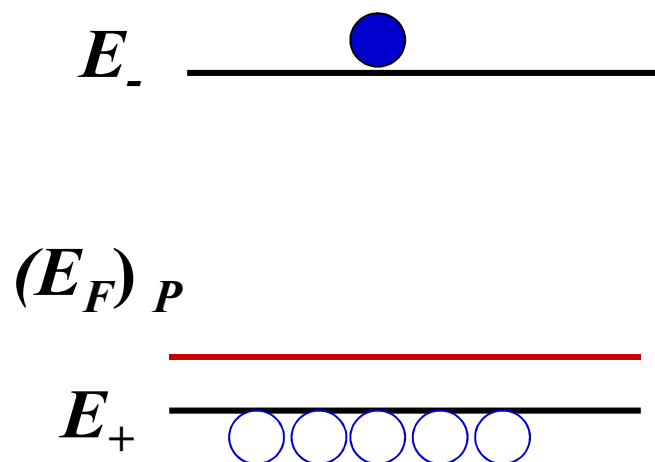
两个部分的费米能级之间存在能级差  $\Rightarrow$  载流子浓度差

# 载流子的扩散运动

扩散电流的产生是由于半导体中载流子浓度的不均匀分布而造成的扩散运动

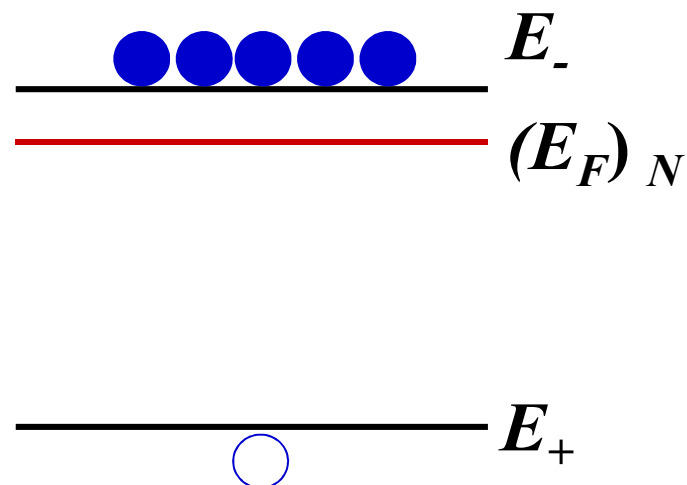
**P型**

空穴浓度远远大于电子浓度，  
费米能级应比较接近价带



**N型**

电子浓度远远大于空穴浓度，  
费米能级比较接近导带



载流子浓度差



扩散电流



# 载流子的扩散运动

扩散电流的产生是由于半导体中载流子浓度的不均匀分布而造成的扩散运动

扩散运动是微观粒子热运动的结果，遵从的规律是：

$$\text{扩散流密度} = -D \frac{dN}{dx}$$

单位时间，由于扩散运动通过单位横截面积的载流子数目

扩散系数

载流子浓度变化的梯度

负号表明扩散运动总是从浓度高的地方流向浓度低的地方

# 载流子的扩散运动

扩散**电流**密度=扩散流密度×载流子的电荷

扩散运动是微观粒子热运动的结果，遵从的规律是：

$$\text{扩散流密度} = -D \frac{dN}{dx}$$

单位时间，由于扩散运动通过  
单位横截面积的载流子数目

扩散系数

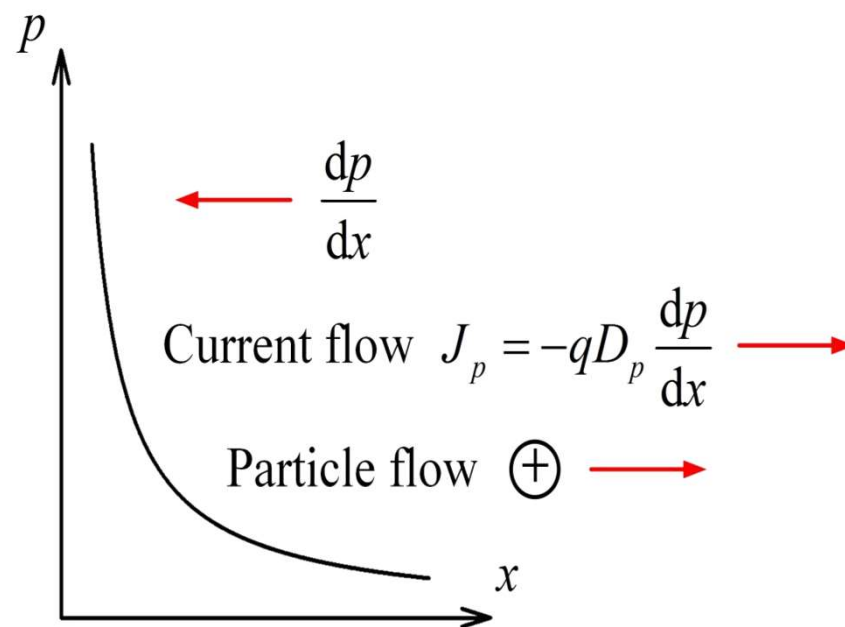
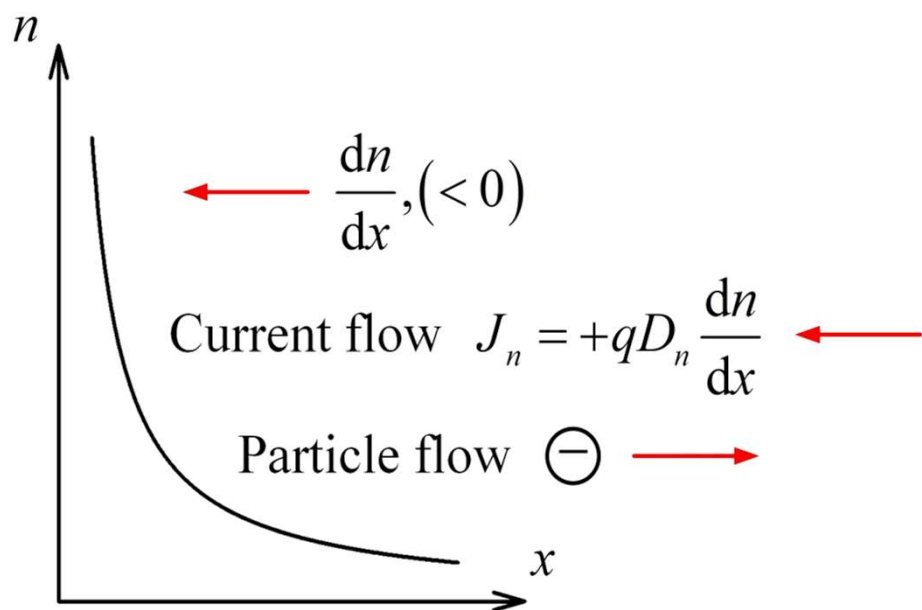
载流子浓度变化的梯度

负号表明扩散运动总是从浓度高的地方流向浓度低的地方

# 载流子的扩散运动

$$J_n = qD_n \frac{dn}{dx}$$

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx}$$



注意区分：浓度梯度方向，粒子流方向，电流方向

# 非平衡载流子：产生复合运动

在外界的作用下，半导体中的电子浓度 $n$ 和空穴浓度 $p$ 有可能偏离平衡值。例如半导体的本征光吸收产生电子—空穴对，用 $\Delta n = n - n_0$ ， $\Delta p = p - p_0$ 表示超出热平衡的多余载流子，称为非平衡载流子。通常情况下，由于电中性要求，  
 $\Delta n = \Delta p$

- 产生：电子与空穴的生成过程
  - 电子受热激发，从价带跃迁进入导带
  - 高能光子入射
    - 激发价带电子跃迁到导带，产生电子-空穴对
  - 外界电子-空穴对的注入（PN结）
    - 造成额外的多余电子-空穴对

# 准费米能级

- 热平衡条件下  $n_0 = n_i \exp(\frac{E_F - E_{Fi}}{kT})$

$$n_0 \cdot p_0 = n_i^2 \quad p_0 = n_i \exp(\frac{E_{Fi} - E_F}{kT})$$

- 有过剩载流子条件下，用准费米能级表征

$$(n_0 + \Delta n) \cdot (p_0 + \Delta p) > n_i^2$$
$$n_0 + \Delta n = n_i \exp(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT})$$
$$p_0 + \Delta p = n_i \exp(\frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{kT})$$

由于少数载流子浓度变化大，通常采用准费米能级而对于多数载流子，可以近似认为费米能级不变

# 准费米能级

- 热平衡条件下  $n_0 = n_i \exp(\frac{E_F - E_{Fi}}{kT})$

$$n_0 \cdot p_0 = n_i^2 \quad p_0 = n_i \exp(\frac{E_{Fi} - E_F}{kT})$$

- 有过剩载流子条件下，用准费米能级表征

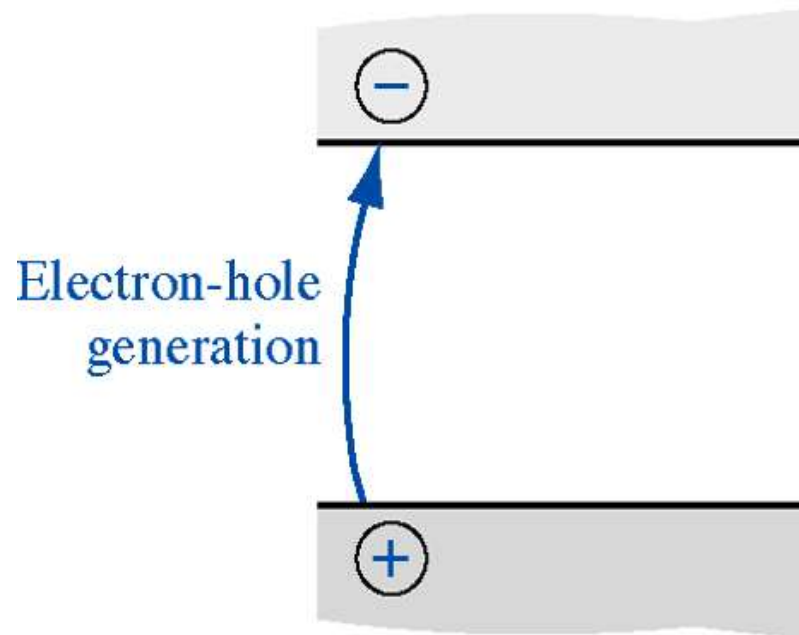
$E_{Fn} - E_{Fp}$   
在讨论非平衡载流子时，常常最关心的是：  
非平衡的少数载流子

由于少子浓度变化大，通常采用准费米能级  
而对于多子，可以近似认为费米能级不变

# 载流子产生率

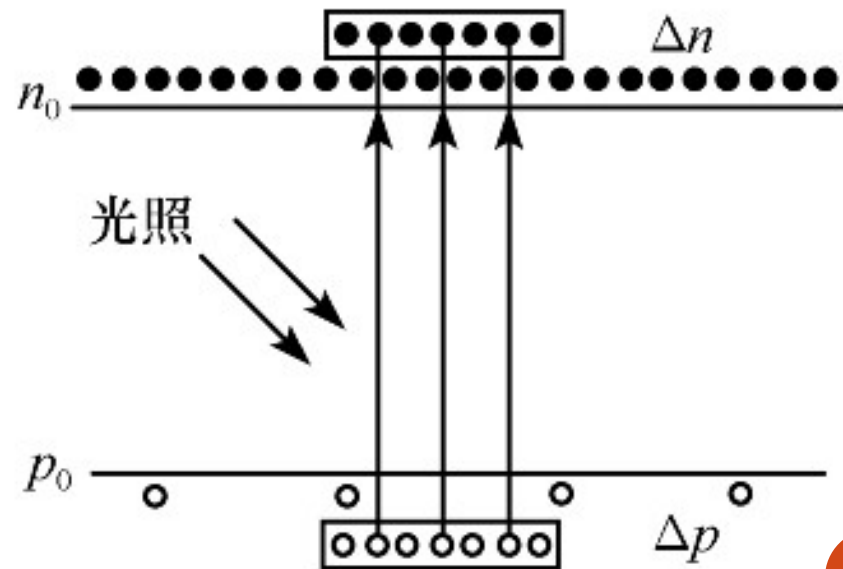
- 热激发产生率

- 与温度有关
- 与载流子浓度无关



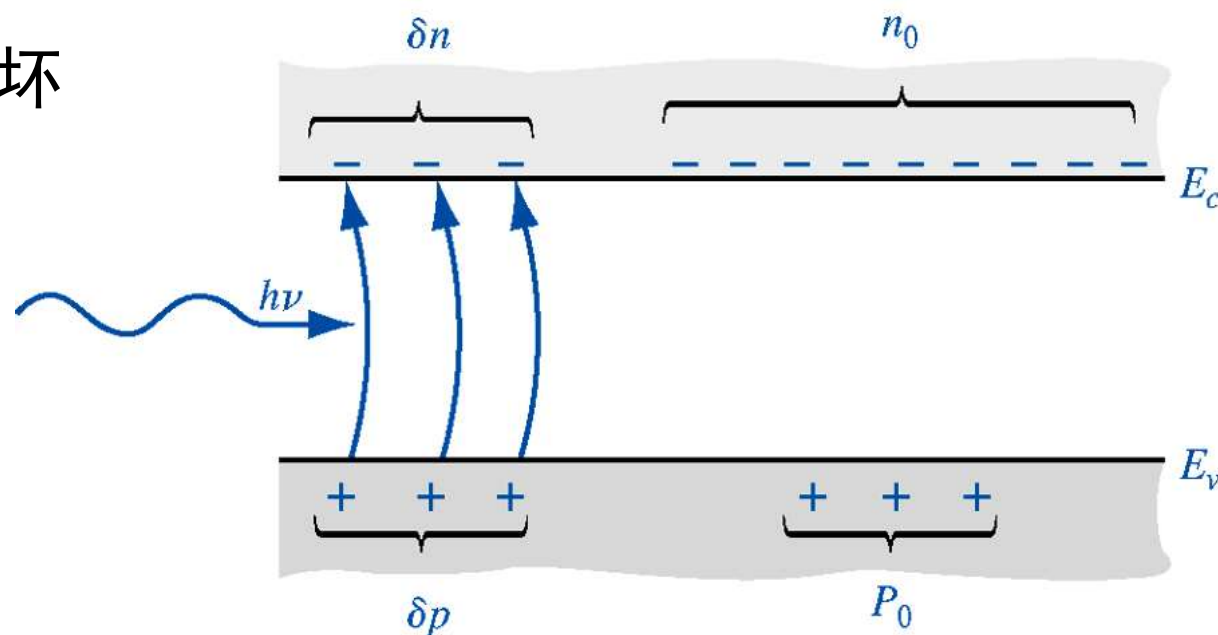
- 光子激发几率

- 与温度无明显关系
- 与光子能量、禁带宽度、能带结构有关



# 非平衡（过剩）载流子

- 图中包含
  - 平衡载流子  $n_0, p_0$
  - 多余的  $\Delta n(\delta n)$  和  $\Delta p(\delta p)$  为超出热平衡的过剩载流子，称为非平衡载流子
  - $\Delta n \approx \Delta p$
- 显然平衡条件破坏
  - $n = n_0 + \Delta n$
  - $p = p_0 + \Delta p$
  - $np > n_i^2$



此时与掺杂的情况不同



# 回顾-补偿半导体中的载流子浓度

- 完全电离条件下

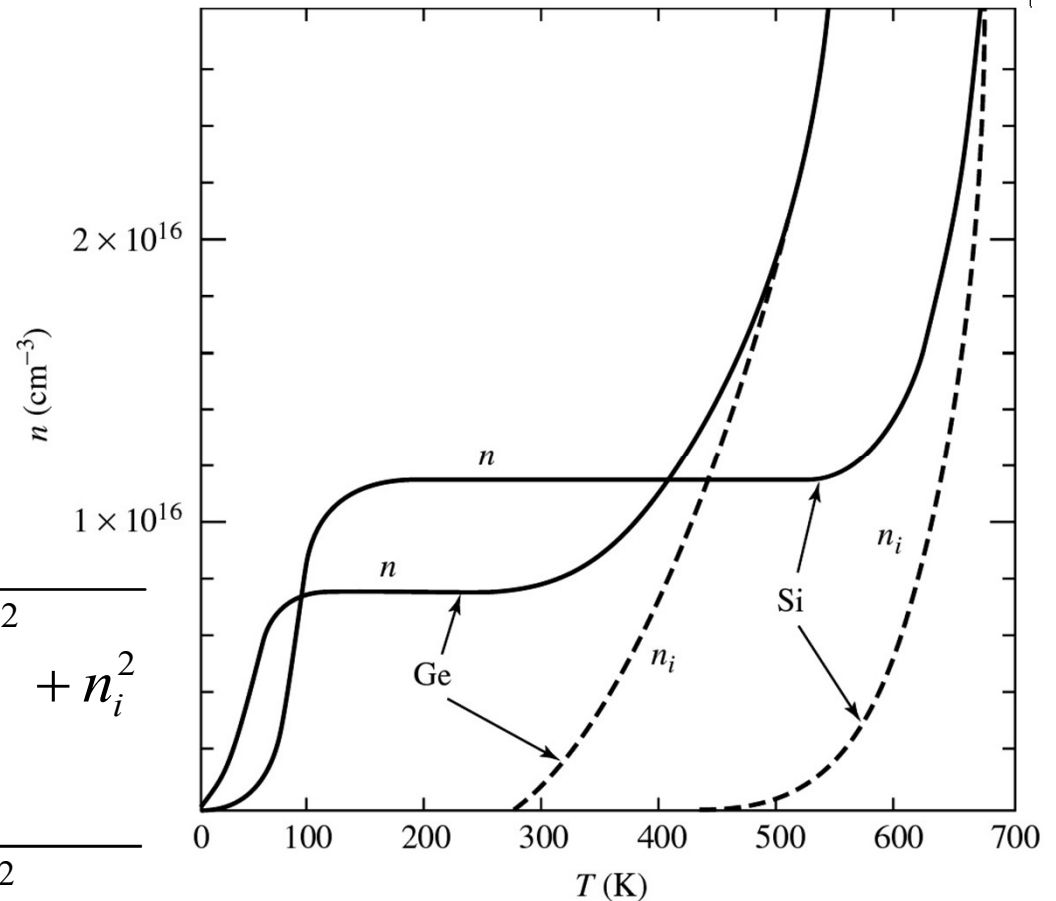
- $n_0 + N_a = p_0 + N_d$

- $p_0 = n_i^2 / n_0$

- 此时仍是热平衡状态

$$n_0 = \frac{(N_d - N_a)}{2} + \sqrt{\left(\frac{(N_d - N_a)}{2}\right)^2 + n_i^2}$$

$$p_0 = \frac{(N_a - N_d)}{2} + \sqrt{\left(\frac{(N_d - N_a)}{2}\right)^2 + n_i^2}$$



# 非平衡载流子的复合

外界作用消失后，非平衡态总要恢复到平衡状态，

例：光吸收产生非平衡载流子，当光子停止输入，如何变化？

非平衡载流子总会消失，消失的过程叫复合，即导带多余电子落回价带，使多余的电子空穴成对消失

复合速率与非平衡载流子密度成比例：

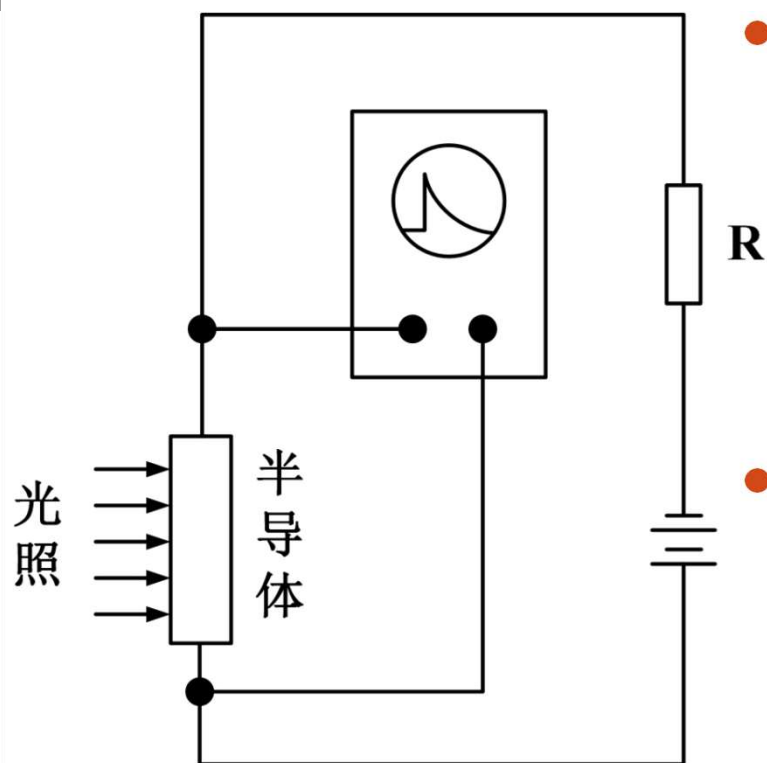
$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

其解为：  $\Delta n = (\Delta n)_0 \exp(-t / \tau)$

$\tau$ 大致描述了非平衡载流子平均存在时间

——称为非平衡载流子寿命

# 非平衡载流子寿命的确定



- 光照条件下载流子数量增多，电导率增加
- 撤去光后，载流子数量衰减，非平衡载流子寿命即少数寿命决定衰减快慢
- 可通过测量光电导的速度响应或者衰变速度，获得半导体材料的少数寿命

# 电子空穴对的复合1——直接复合

- **直接复合**：电子从**导带直接跃迁回价带**的过程
  - 复合率  $R$   $R = \alpha_r \cdot n \cdot p$ 
    - 与空穴浓度呈正比，与电子浓度呈正比
- 辐射复合
  - 直接带隙的带间跃迁
  - 间接带隙材料中声子辅助的复合
- 非辐射复合
- 俄歇复合
  - 能量转给其它电子或空穴，不发光
  - 带隙越小，俄歇复合几率越高

# 电子空穴对的复合2——间接复合

- 间接复合

- 通过杂质能级的间接复合（与杂质浓度呈正比，与非平衡载流子浓度呈正比，深能级更强）

- 表面复合

- 表面的杂质和缺陷可形成禁带深能级复合中心
- 造成严重的漏电流
- 克服办法：
  - 良好而稳定的表面（光滑）
  - 采用介质材料镀膜，进行表面钝化，以避免环境污染、反应等增加表面缺陷和杂质的问题

# 载流子产生和复合

- 平衡状态时:

- 电子/空穴产生的速率与复合的速度一定相等
- $G_0 = R_0$

- 非平衡状态时:

- 过剩电子的复合率一定等于过剩空穴的复合率

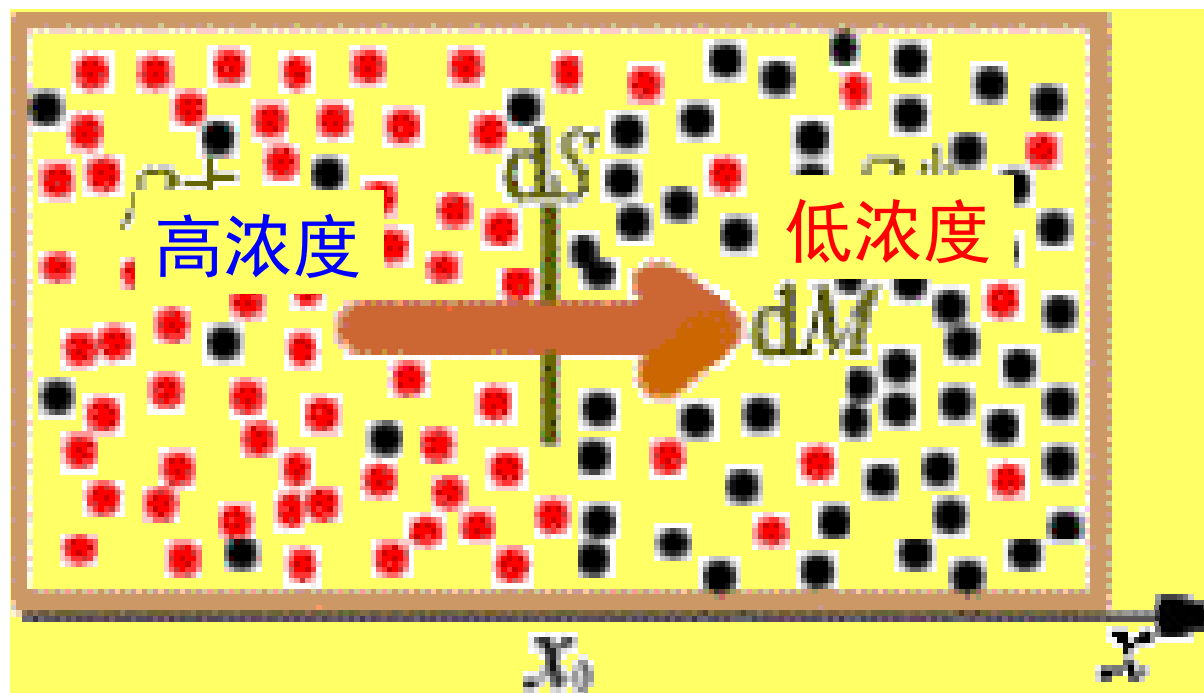
$$R'_n = R'_p$$

# 非平衡载流子的扩散和复合

扩散电流：

起源于载流子浓度的不均匀分布而造成的扩散运动

扩散的过程中，载流子不断复合，从而达到稳定分布



# 非平衡载流子的扩散和复合

扩散运动是微观粒子热运动的结果，遵从的规律是：

$$\text{扩散流密度} = -D \frac{dN}{dx}$$

扩散的过程中，载流子不断复合，从而达到稳定分布：

$$-\frac{d}{dx} \left( -D \frac{dN}{dx} \right) - \frac{N}{\tau} = 0$$

黄先生书中的方程有误

$x$ 处单位时间内  
载流子的增加数

$x$ 处单位时间内  
载流子的减少数



# 非平衡载流子的扩散和复合

扩散的过程中，载流子不断复合，从而达到稳定分布：

$$-\frac{d}{dx}\left(-D\frac{dN}{dx}\right)-\frac{N}{\tau}=0$$

$$N = N_0 e^{-x/L}, L = \sqrt{D\tau}$$

**扩散长度 $L$** ：表面非平衡载流子深入材料内部的距离，随扩散系数和复合寿命增加而增加

# 非平衡载流子的扩散和复合

扩散的过程中，载流子不断复合，从而达到稳定分布：

$$-\frac{d}{dx}\left(-D\frac{dN}{dx}\right)-\frac{N}{\tau}=0$$

$$N = N_0 e^{-x/L}, L = \sqrt{D\tau}$$

**扩散长度 $L$** ：表面非平衡载流子深入材料内部的距离，  
随扩散系数和复合寿命增加而增加

$$\text{扩散流密度} = -D\frac{dN}{dx} = N_0 \frac{D}{L} e^{-x/L}$$

**扩散速度 $D/L$** ：界面处载流子以速度 $D/L$ 运动

# 考虑扩散和漂移的总电流密度

一维：

$$J = \underbrace{qn\mu_n E_x + qp\mu_p E_x}_{\text{漂移}} + \underbrace{qD_n \frac{dn}{dx} - qD_p \frac{dp}{dx}}_{\text{扩散}}$$

三维：

$$J_{3D} = \underbrace{qn\mu_n E + qp\mu_p E}_{\text{漂移}} + \underbrace{qD_n \nabla n - qD_p \nabla p}_{\text{扩散}}$$

爱因斯坦关系

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{k_B T}{q}$$

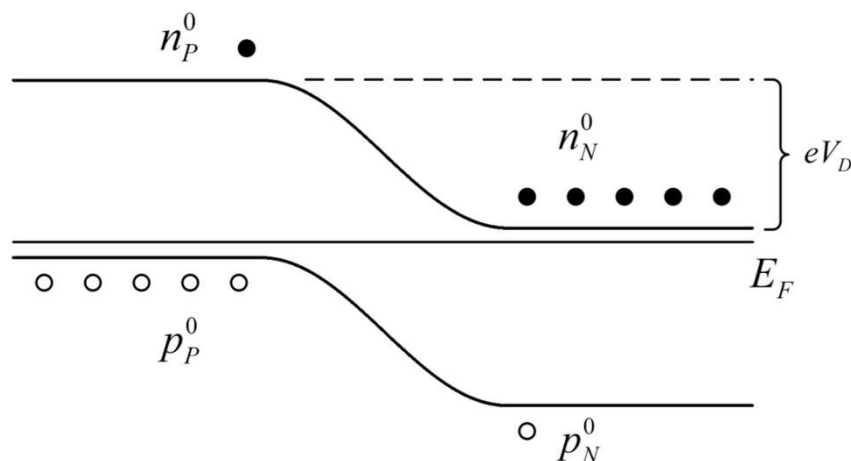
$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q}$$

# 半导体PN结中的接触电势差



两个部分的费米能级之间存在能级差  $\Rightarrow$  载流子浓度差

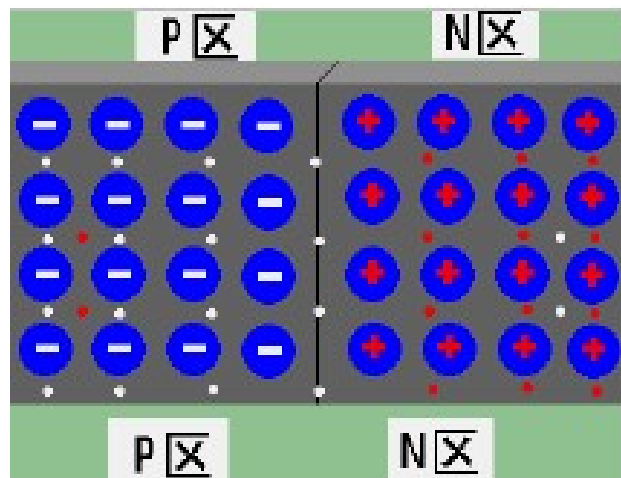
于是电子将从 $E_F$ 高的N型区流向P型区（扩散），  
在PN结的界面上产生电荷的积累，形成接触电势差



$$eV_D = (E_F)_N - (E_F)_P$$

$$qV_D = (E_F)_N - (E_F)_P$$

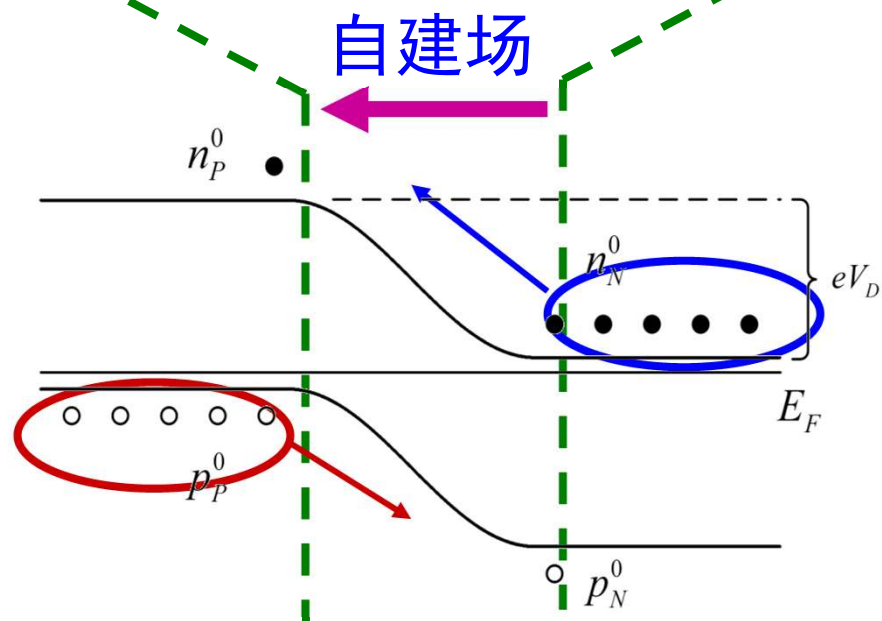
# PN结中的空间电荷区



载流子扩散之后，形成空间电荷区，  
电荷区宽度微米量级

- 与掺杂浓度成反比
- 主要在低掺杂区域

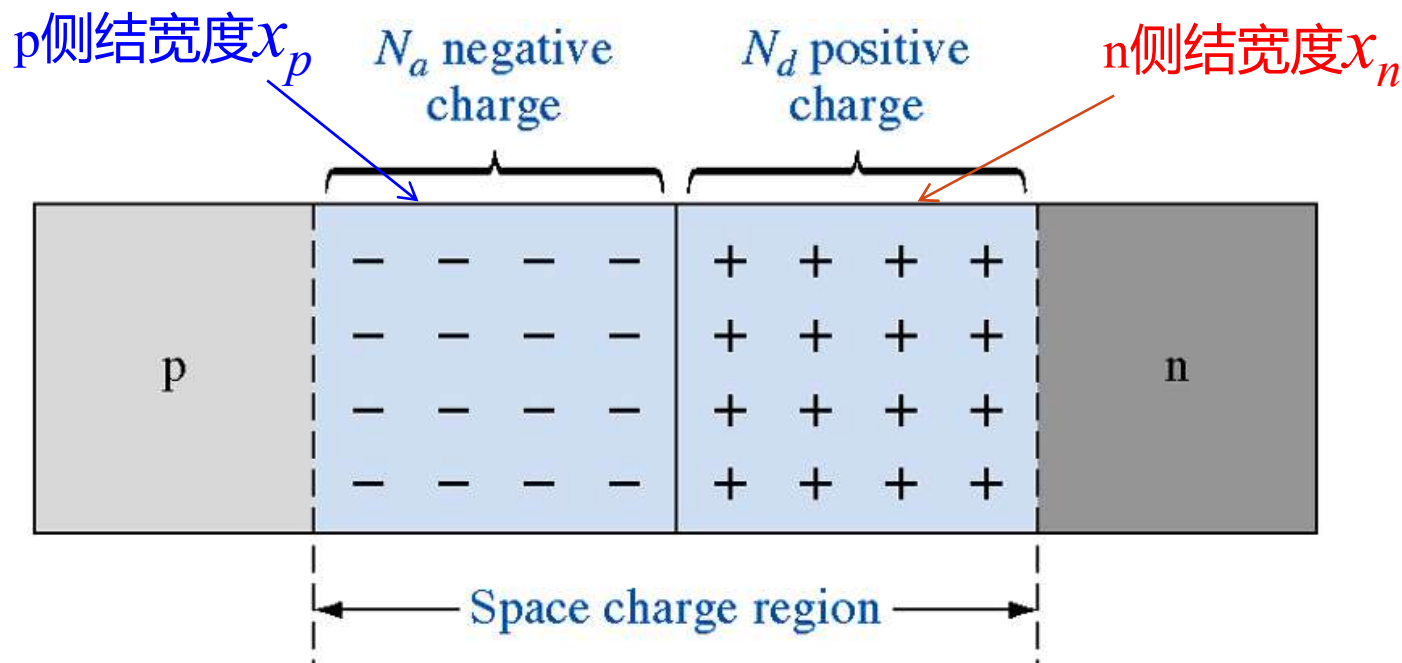
能带弯曲处即PN结的  
空间电荷区



空间电荷区对N区电子和  
P区空穴均形成扩散势垒  
(平衡PN结势垒)：

$$qV_D = (E_F)_N - (E_F)_P$$

# PN结中的空间电荷区的宽度



突变结模型：电荷完全集中在空间电荷区,边界出现突变,并近似认为杂质完全电离

空间电荷区净电荷为0

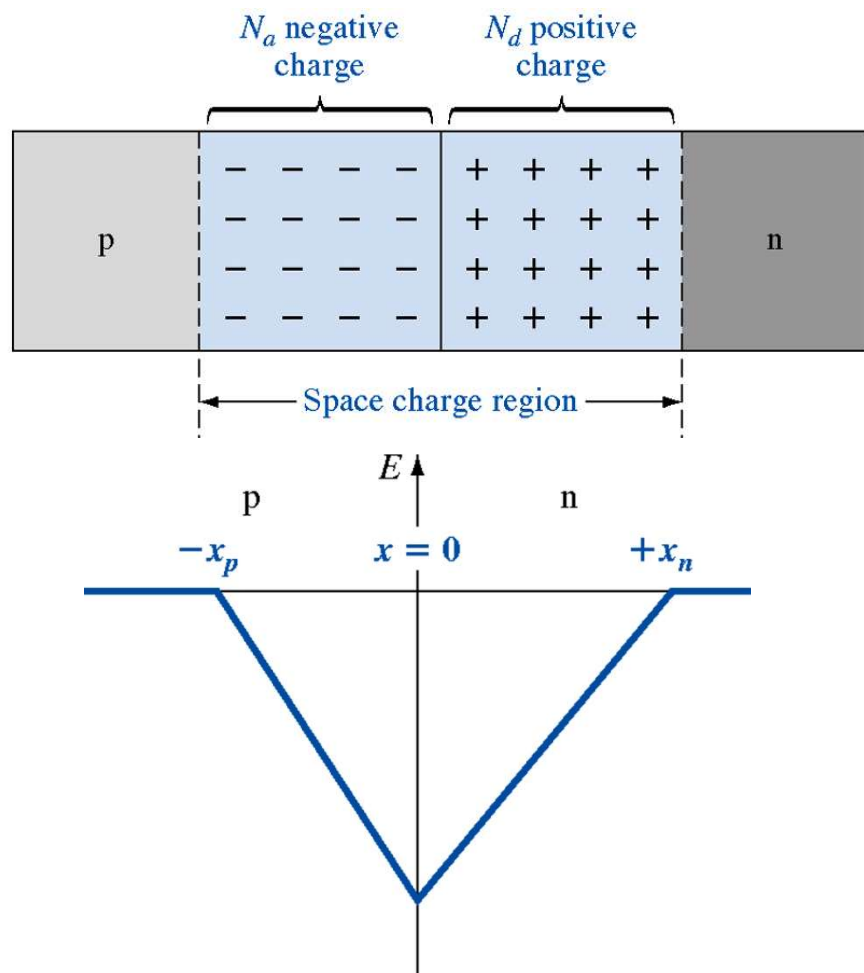
$$N_a x_p = N_d x_n$$



$$\frac{x_p}{x_n} = \frac{N_d}{N_a}$$

与掺杂浓度成反比

# 空间电荷区电场强度估计——了解



- 空间电荷区外电场为0
- 根据泊松方程

$$\frac{q(N_a(x) - N_d(x))}{\epsilon_s} = \frac{\partial E_{\text{int}}}{\partial x}$$

- 从 $-x_p$ 开始，电场强度呈线性增加
- 到 $x=0$ 处，电场强度最大
- 向右之后，电场强度线性减小， $x_n$ 处达到0

# 空间电荷区电场强度估计——了解

- 空间电荷区外电场为0，净电荷为0

- $E_{max} = q(N_a x_p) / \epsilon_s = q(N_d x_n) / \epsilon_s$

- $N_a x_p = N_d x_n$

- 已知总的电势差为  $V_d$

- $E_{max} \times (x_n + x_p) / 2 = V_d$

- 计算得到

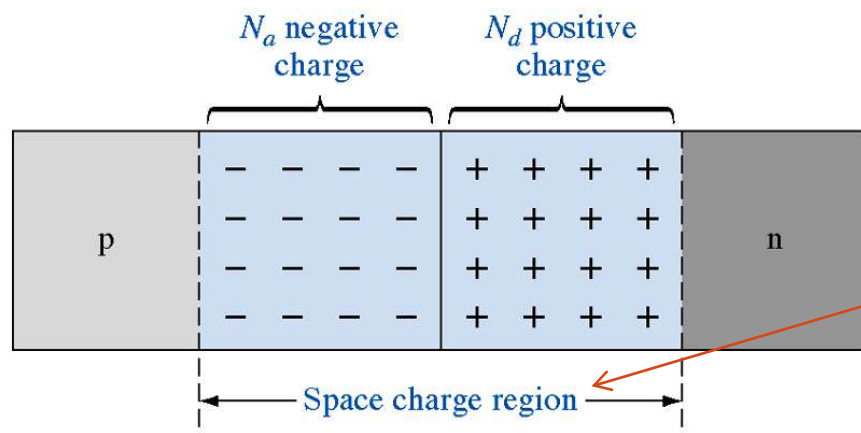
- $x_p$ 、 $x_n$

- $E_{max}$

$$x_n = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_d}{q} \frac{N_a}{N_d(N_a + N_d)} \right\}^{1/2}$$
$$x_p = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_d}{q} \frac{N_d}{N_a(N_a + N_d)} \right\}^{1/2}$$

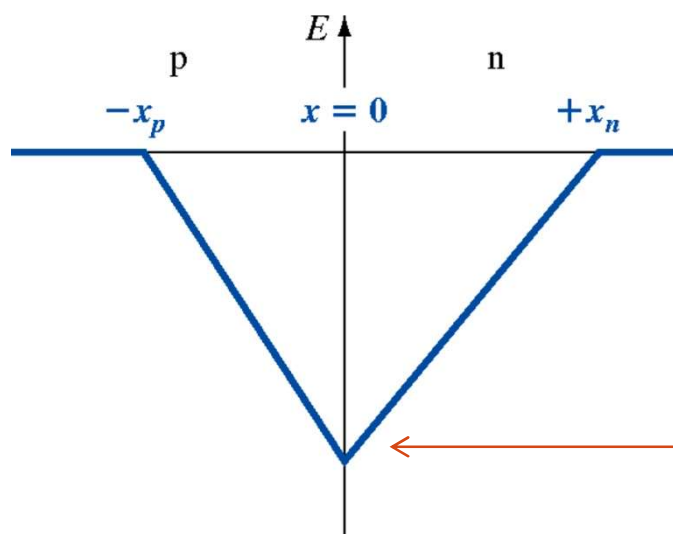


# 空间电荷区总宽度W和电场强度E<sub>max</sub>——了解



## 空间电荷区总宽度

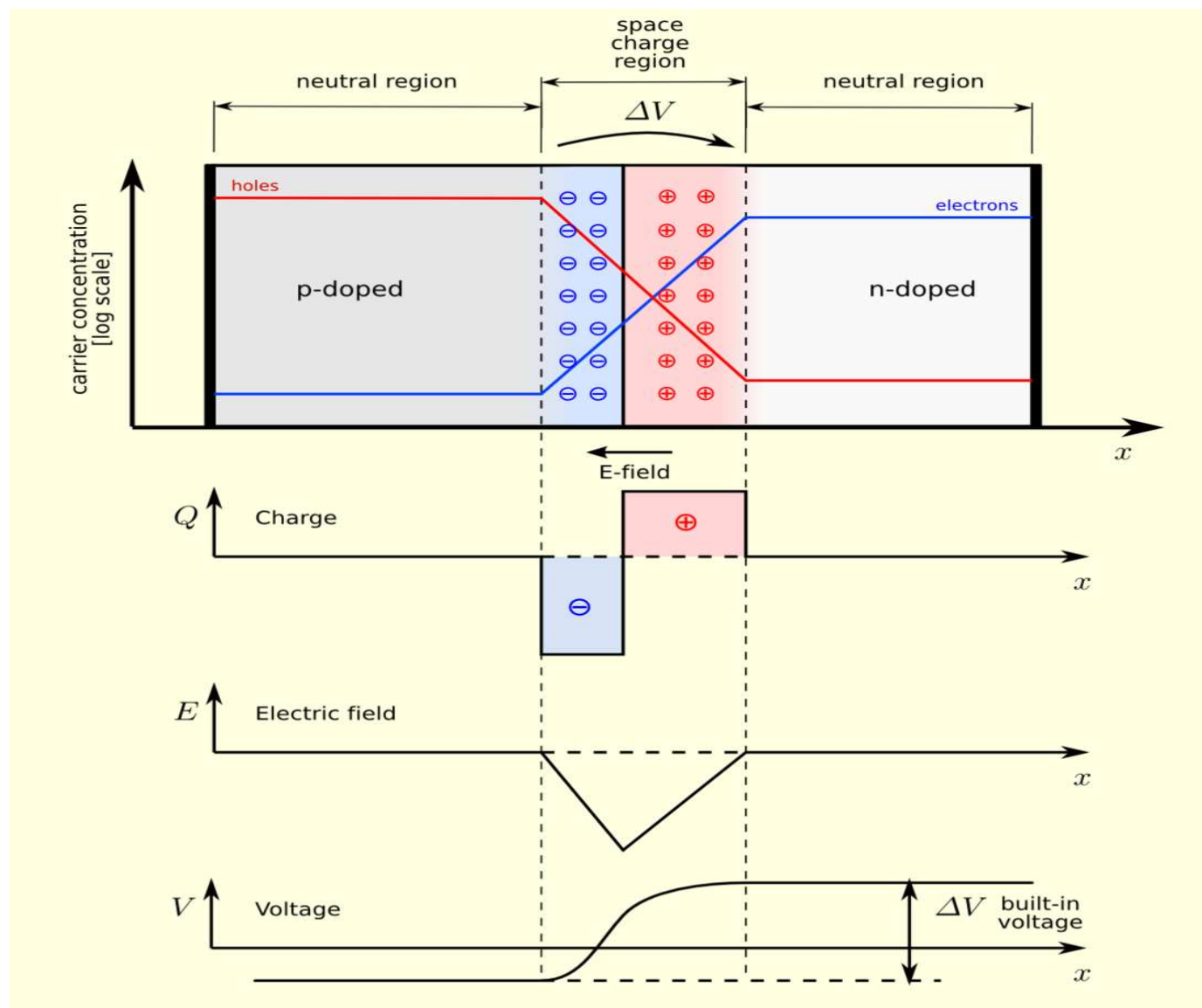
$$W = x_n + x_p = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_d}{q} \frac{(N_a + N_d)}{N_a N_d} \right\}^{1/2}$$



## 最大电场强度

$$E_{\max} = -\frac{qN_d x_n}{\epsilon_s}$$

# 突变PN结的平衡状态总结



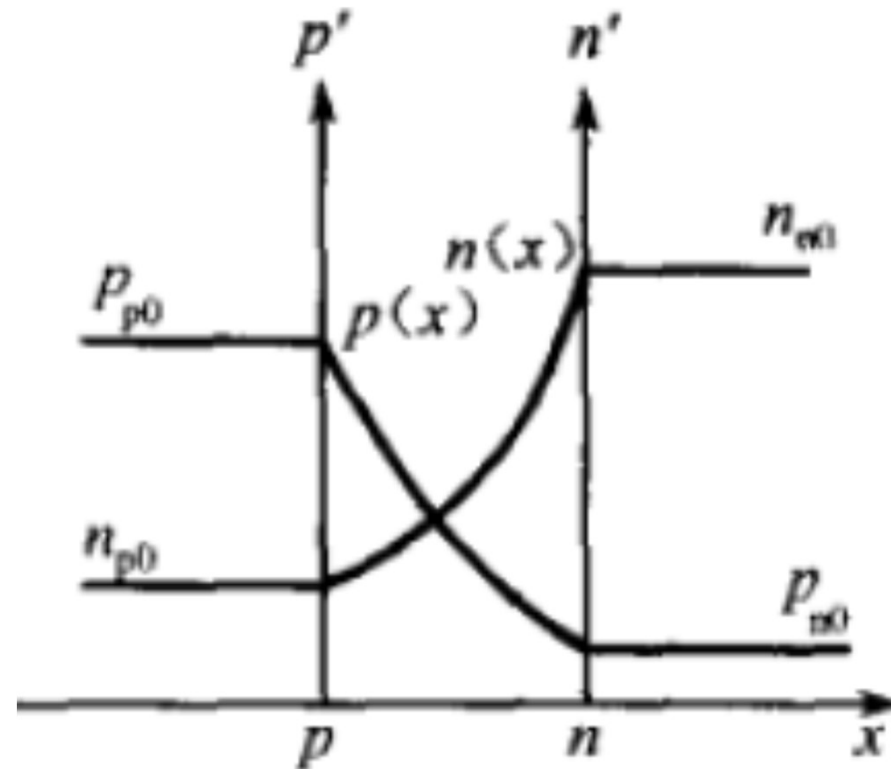
电荷分布

电场分布

电位分布

# 平衡状态下的结区载流子浓度

$$n(x) = n_n^0 e^{(qV(x) - qV_D)/k_B T} = n_p^0 e^{qV(x)/k_B T}$$



$$p(x) = p_n^0 e^{(qV_D - qV(x))/k_B T} = p_p^0 e^{-qV(x)/k_B T}$$

# 平衡状态下的结区载流子浓度

- P区和N区电子浓度( $n_P, n_N$ )均满足

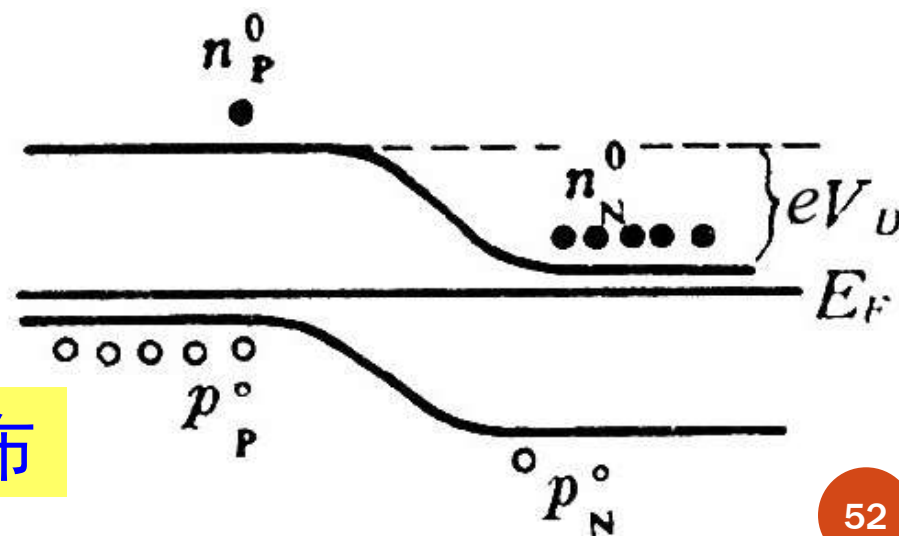
P区和N区热平衡时的电子浓度

$$\frac{n_P^0}{n_N^0} = e^{-(E_{-P}-E_F)/k_B T} / e^{-(E_{-N}-E_F)/k_B T}$$

$$= e^{-qV_D/k_B T} (e^{-eV_D/k_B T})$$

$$n = N_- e^{-\left[ \frac{E_- - E_F}{k_B T} \right]}$$

玻尔兹曼近似



粒子在势场中的玻尔兹曼分布

# 平衡状态下的结区载流子浓度

- P区和N区电子浓度( $n_P, n_N$ )均满足

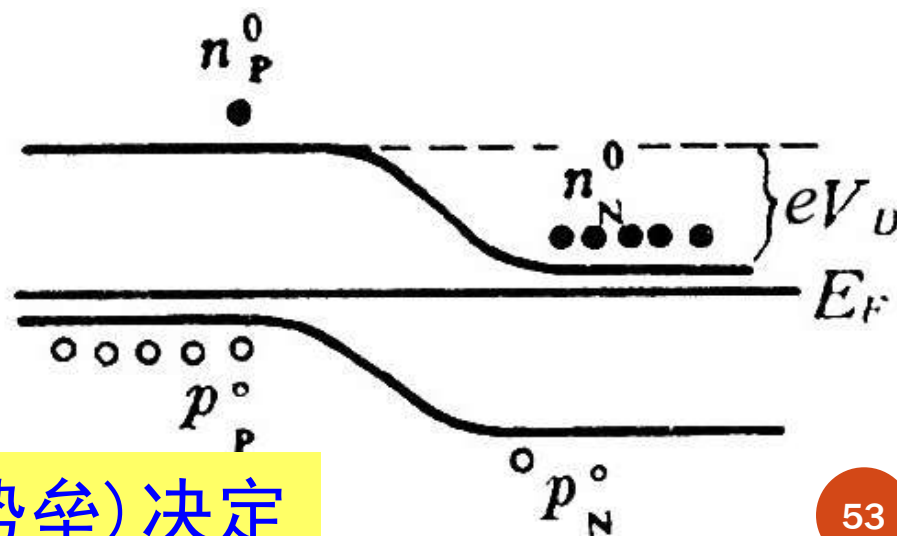
P区和N区热平衡时的电子浓度

$$\frac{n_P^0}{n_N^0} = e^{-(E_{-P}-E_F)/k_B T} / e^{-(E_{-N}-E_F)/k_B T}$$

$$= e^{-qV_D/k_B T} (e^{-eV_D/k_B T})$$

$$n = N_- e^{-\left[ \frac{E_- - E_F}{k_B T} \right]}$$

玻尔兹曼近似



由原来的费米能级差(平衡势垒)决定

## 例题

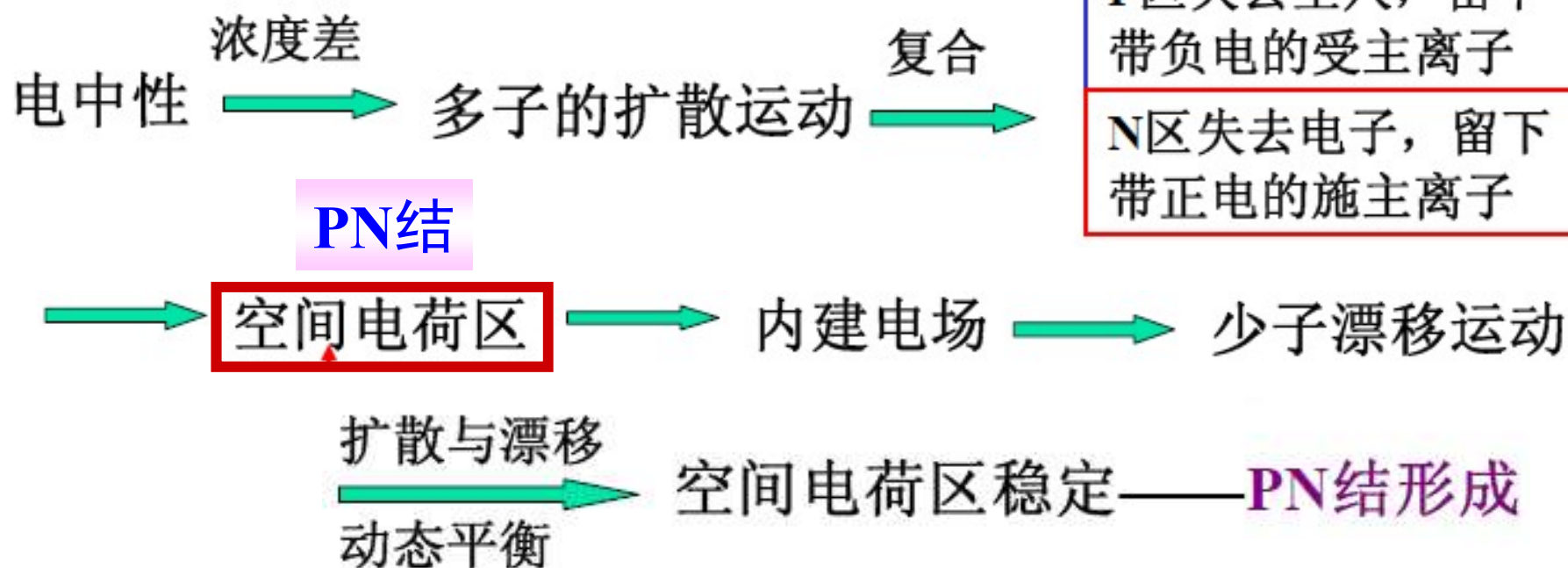
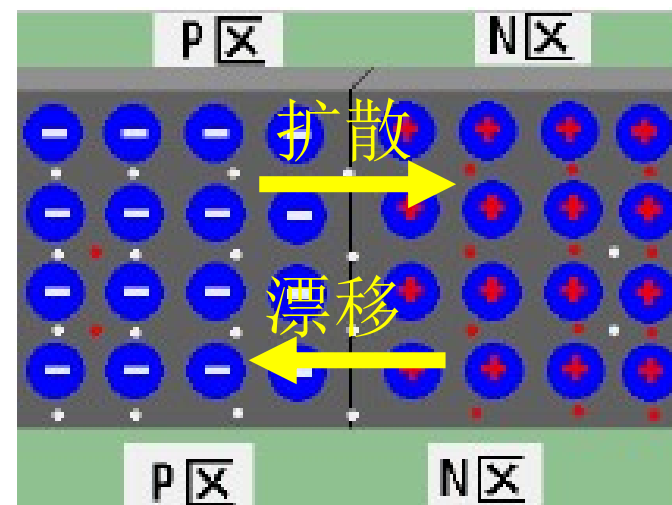
- 题目：计算pn结中的内建电势差，已知硅pn结的环境温度为300k(27摄氏度)，掺杂浓度分别为 $N_a=1\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d=1\times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。已知 $n_i=1.5\times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

- 求解：  $qV_D=E_{FN}-E_{FP}$

$$\begin{aligned} qV_D &= kT \ln(N_d / n_i) + kT \ln(N_a / n_i) \\ &= kT \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) = 0.0259 \times \ln\left(\frac{10^{18} \times 10^{15}}{(1.5 \times 10^{10})^2}\right) \\ &= 0.754 \text{ eV} \end{aligned}$$

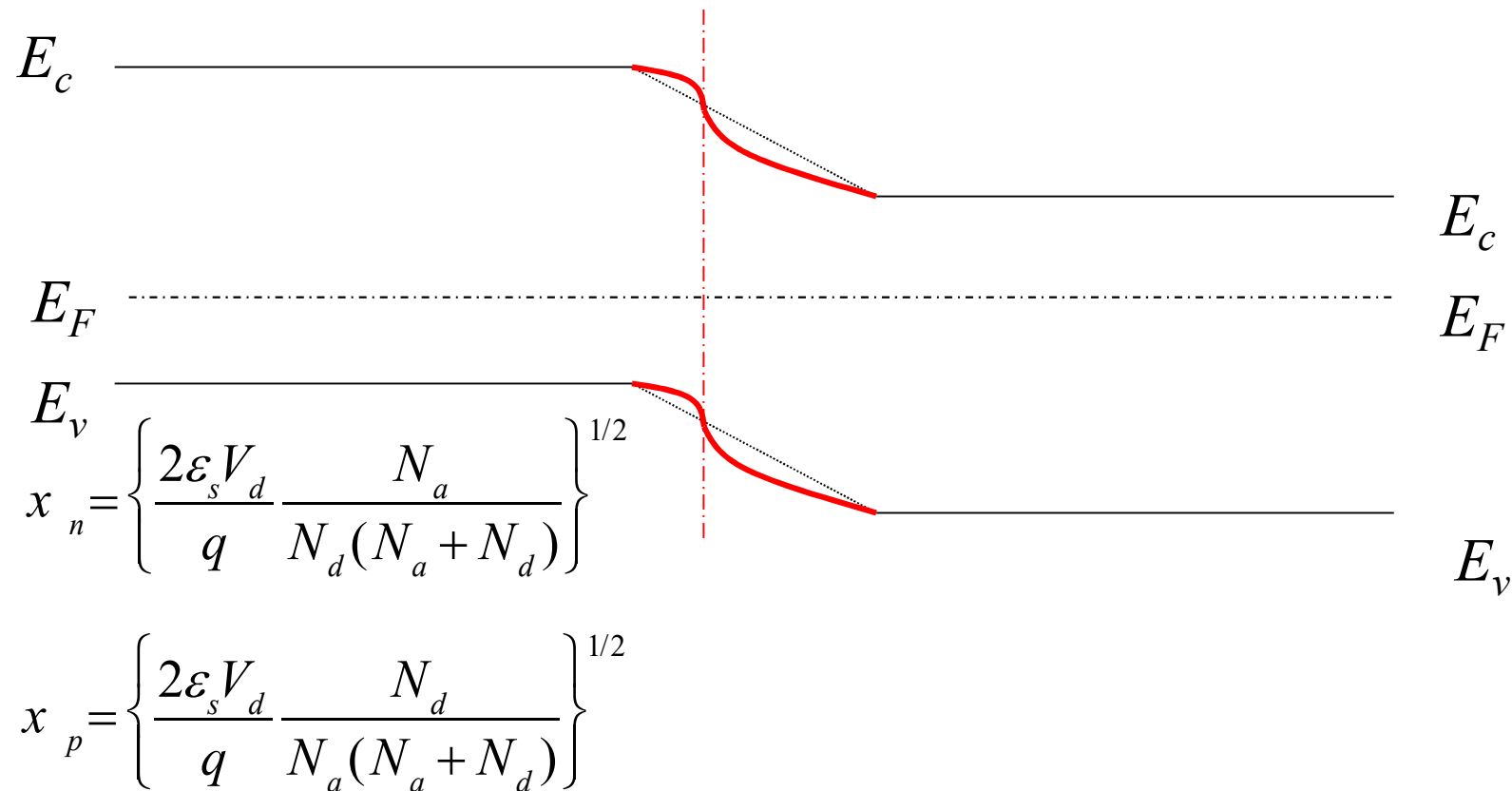
假如 $N_a$ 为 $N_a=1\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ，内建电势差变化有多大？

# PN结



# PN结能带的画法

- 1、接触电势差确定
- 2、空间电荷区比例确定；
- 3、分别用抛物线型画出电位变化线





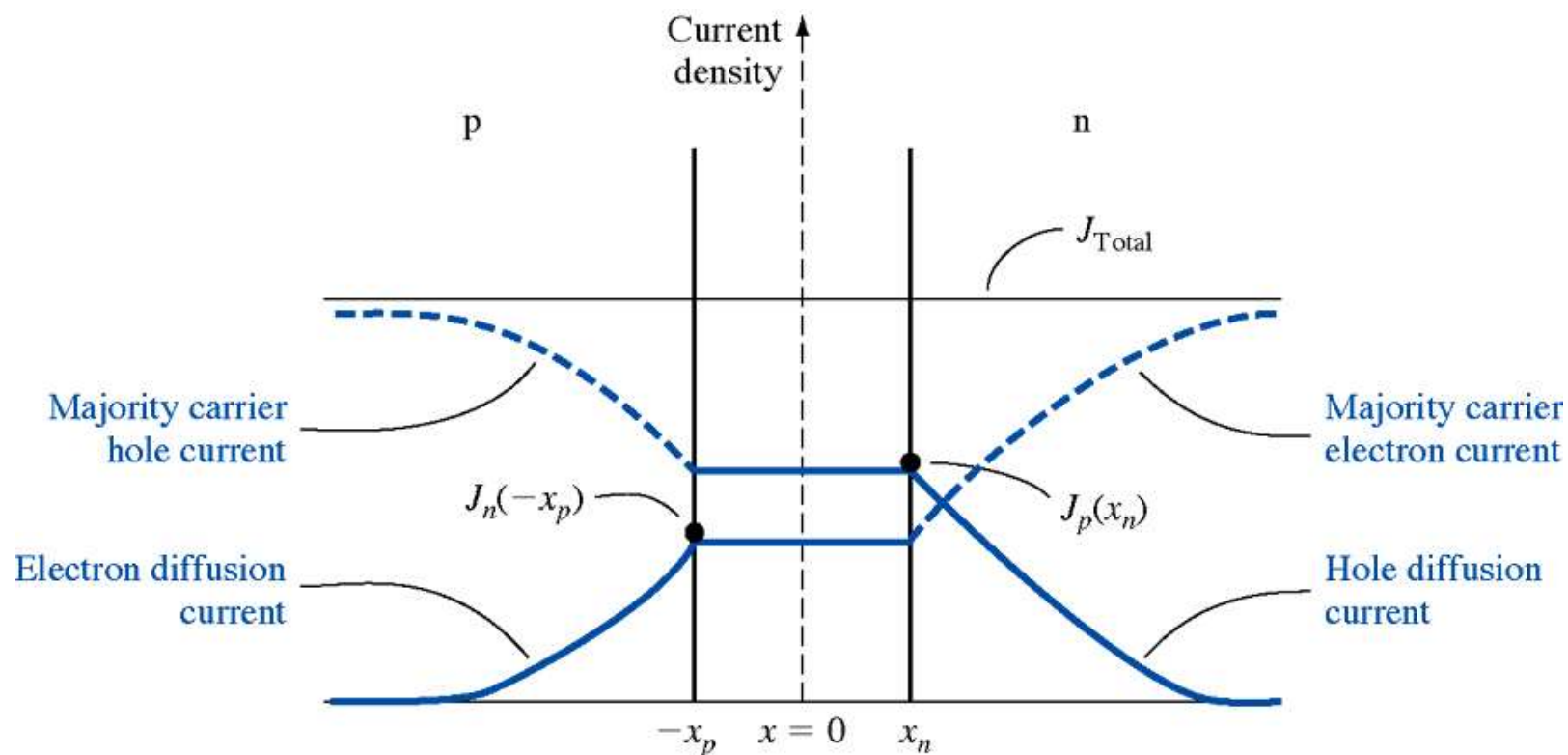
# PN 结的电注入-热平衡被打破

若在PN结上加一外电压 $V$ ，由于空间电荷区中载流子浓度很低，因而电阻很高，PN结势垒将改变 $qV$ ，从而破坏了原来的平衡，引起载流子的重新分布

# 理想电流-电压关系的假设

- 突变近似：空间电荷区的边界出现突变，空间电荷区以外的区域是电中性的
- 载流子的统计分布适用玻耳兹曼近似
- 非平衡载流子小注入近似
- PN结内电流值处处相等
  - PN结内电子电流与空穴电流为连续函数
- 忽略空间电荷区内的电子空穴对产生和复合
  - 空间电荷区内的电子电流和空穴电流为恒定值

# 正偏压下的理想电流成分



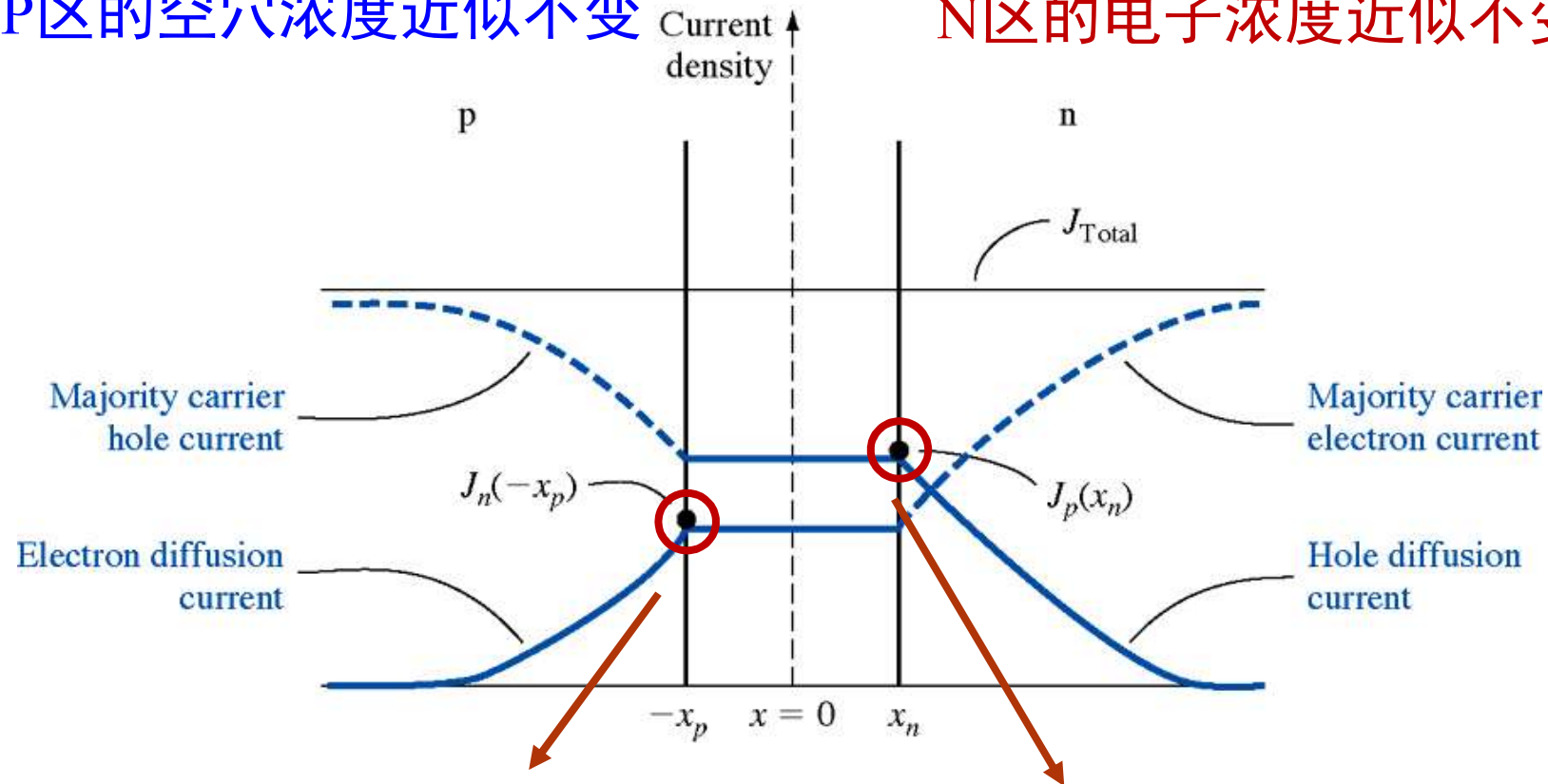
整个过程中总电流保持不变（少子扩散电流+多子电流）  
实际情况：还应包括空间电荷区的电子-空穴复合和产生

# 正偏压下载流子的变化

小注入时近似认为多数载流子浓度不变

P区的空穴浓度近似不变

N区的电子浓度近似不变



P区少数载流子是电子

$$n_P^0 \rightarrow n_P$$

N区的少数载流子是空穴

$$p_N^0 \rightarrow p_N$$

# 正向注入下的非平衡载流子

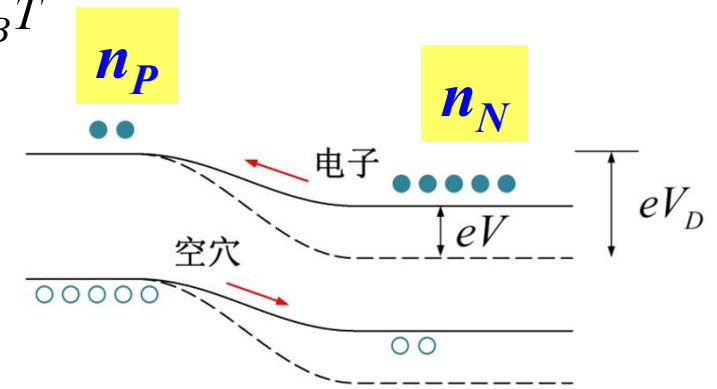
由于正向注入，势垒边界上的少数载流子浓度将发生变化  
 $n_P^0 \rightarrow n_P$  和  $p_N^0 \rightarrow p_N$ ，近似地根据Boltzmann统计可求得：

$$n_P = n_N^0 e^{-q(V_D - V)/k_B T}$$

$$\frac{n_P^0}{n_N^0} = e^{-qV_D/k_B T}$$

$$n_P = n_P^0 e^{qV/k_B T}$$

$$n_P - n_P^0 = n_P^0 (e^{qV/k_B T} - 1)$$



正向偏压的  
作用结果

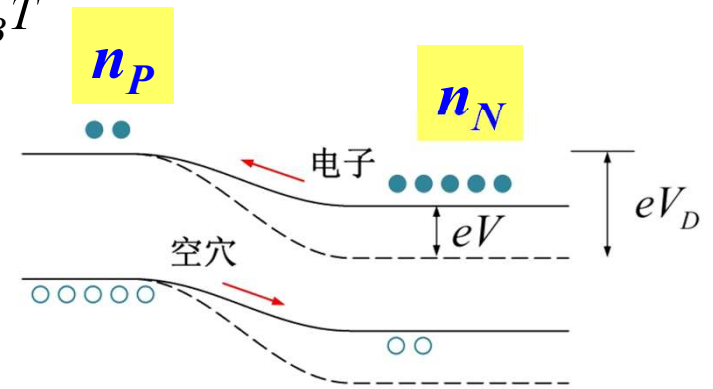
# 正向注入下的非平衡载流子

由于正向注入，势垒边界上的少数载流子浓度将发生变化  
 $n_P^0 \rightarrow n_P$  和  $p_N^0 \rightarrow p_N$ ，近似地根据Boltzmann统计可求得：

$$n_P = n_N^0 e^{-q(V_D - V)/k_B T}$$

$$\frac{n_P^0}{n_N^0} = e^{-qV_D/k_B T}$$

$$n_P = n_P^0 e^{qV/k_B T}$$



正向电压

使P区边界电子浓度提高：

$$n_P - n_P^0 = n_P^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

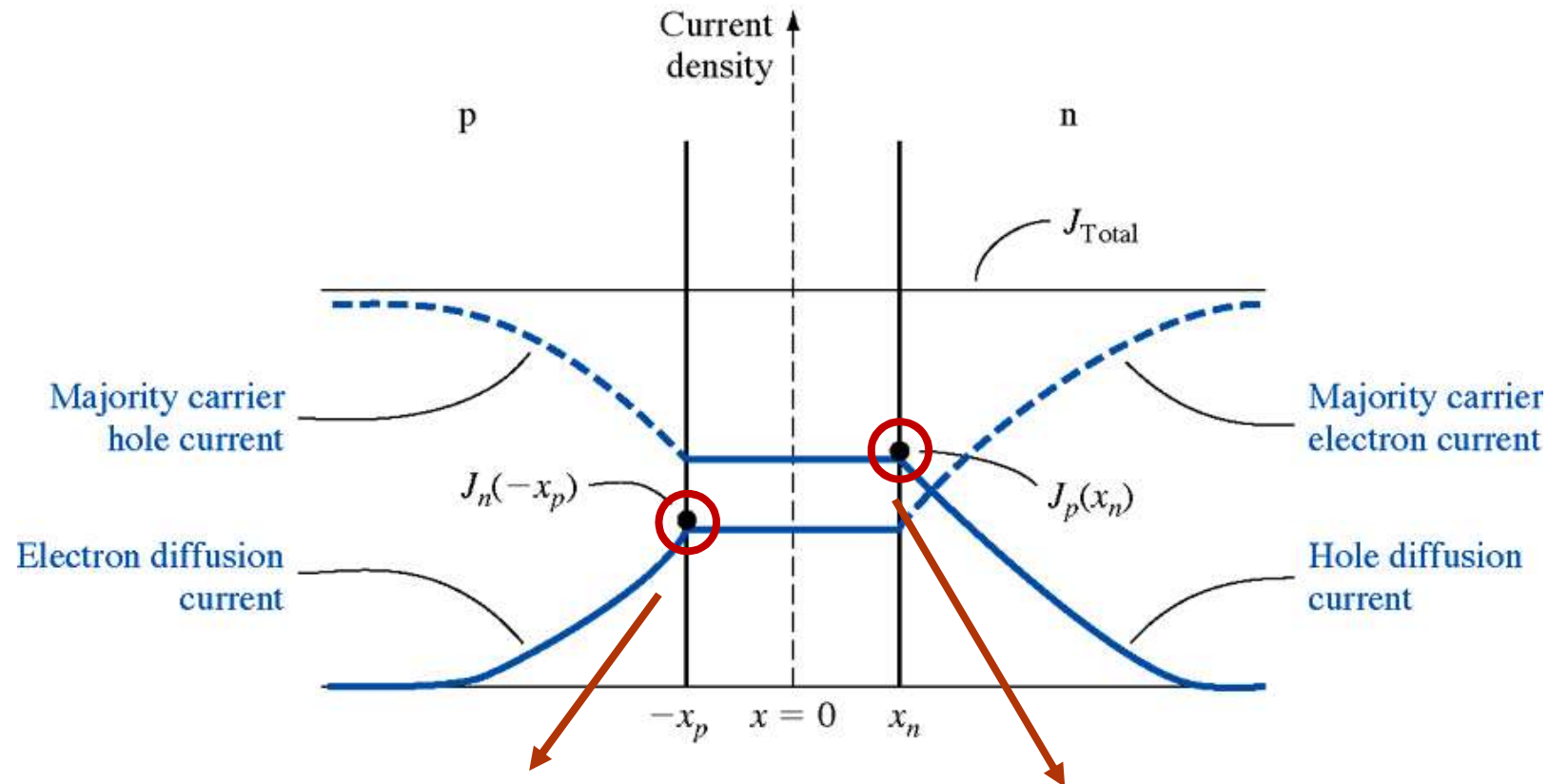
N区边界结果类似：

$$p_N - p_N^0 = p_N^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

# 正偏压下载流子的变化

P区的空穴浓度近似不变

N区的电子浓度近似不变



在P区计算电子的浓度

$$n_P - n_P^0 = n_P^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

在N区计算空穴的浓度

$$p_N - p_N^0 = p_N^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

# 例题

- 题目：考虑 $T=300\text{K}$ 下的硅pn结， $n_i=1.5\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$ 。  
N型掺杂 $N_d=1\times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  正偏电压 $0.60\text{V}$ ，计算空间电荷区边缘的少子空穴浓度

- 解：

## 1、热平衡状态下的少子空穴浓度

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_d} = (1.5 \times 10^{10})^2 / (1 \times 10^{16}) = 2.25 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

## 2、加以正偏压后的少子空穴浓度

$$\begin{aligned} p_n &= p_{n0} e^{qV/kT} = 2.25 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \times \exp(0.6 / 0.0259) \\ &= 2.59 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$



# 非平衡载流子的扩散和复合

扩散的过程中，载流子不断复合，从而达到稳定分布：

$$\frac{d}{dx} \left( D \frac{dN}{dx} \right) - \frac{N}{\tau} = 0$$

$N_0$ ：非平衡载流子  
初始浓度

$$N = N_0 e^{-x/L}, L = \sqrt{D\tau}$$

**扩散长度 $L$** ：表面非平衡载流子深入材料内部的距离，  
随扩散系数和复合寿命增加而增加

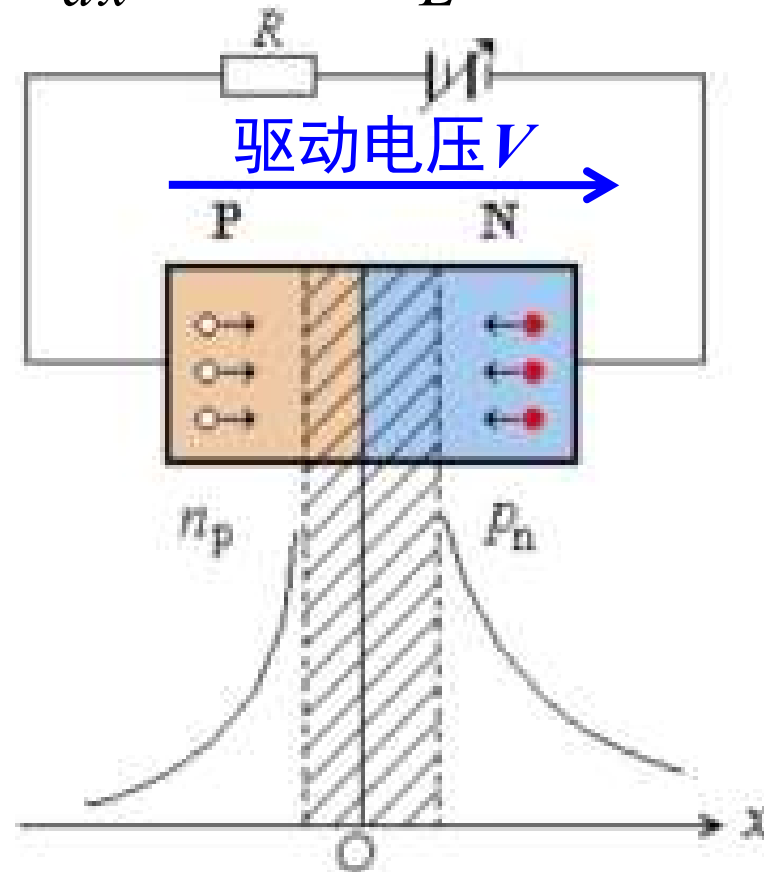
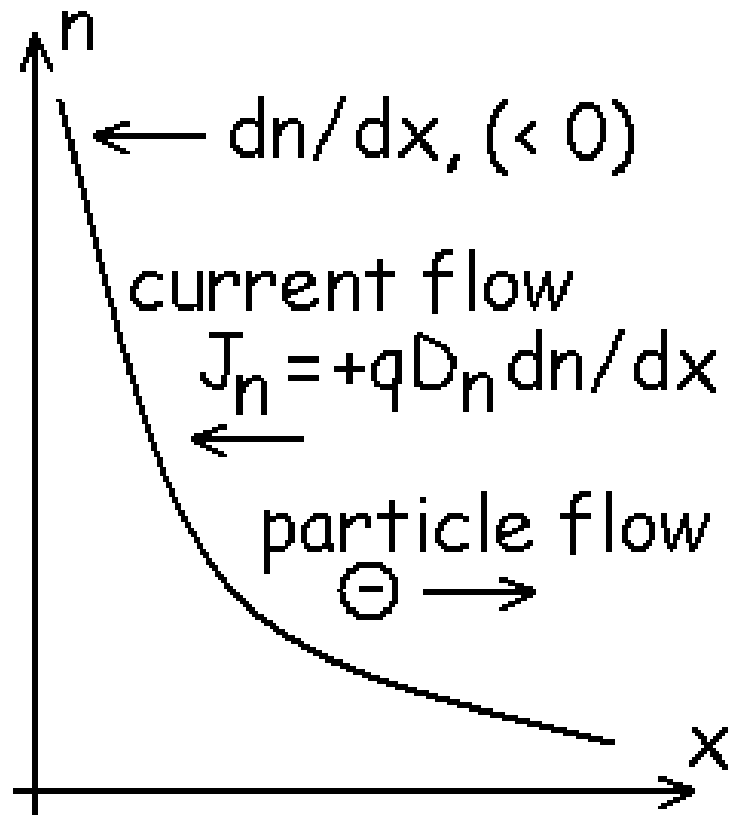
$$\text{扩散流密度} = -D \frac{dN}{dx} = N_0 \frac{D}{L} e^{-x/L}$$

**扩散速度 $D/L$** ：界面处载流子以速度 $D/L$ 运动

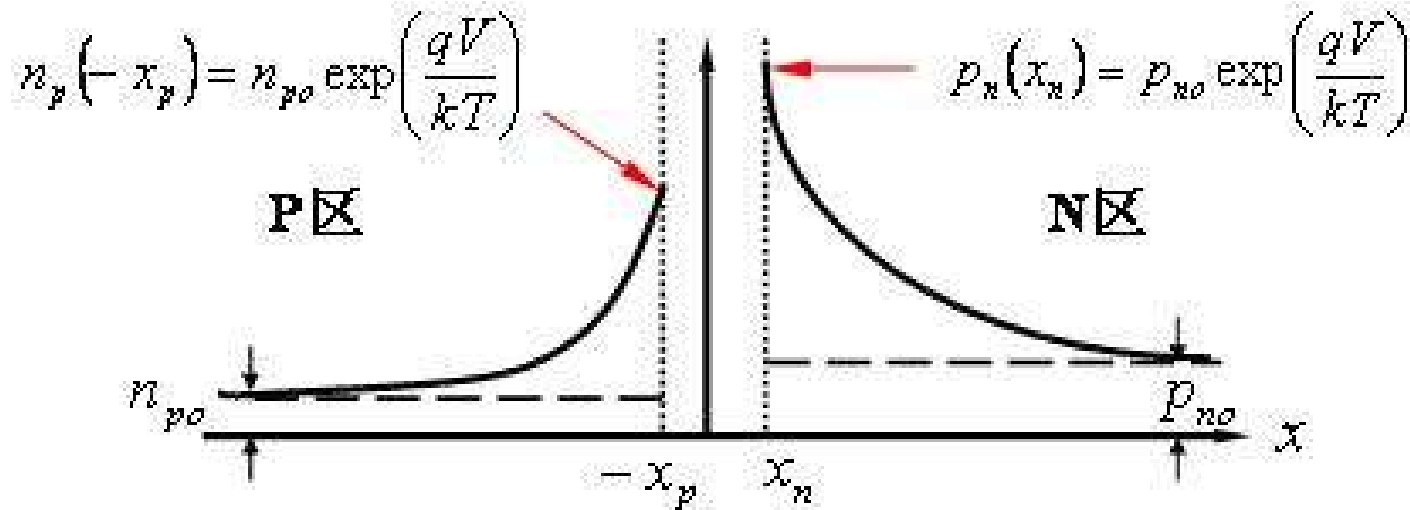
# 载流子的扩散运动产生的电流

$$\text{扩散流密度} = -D \frac{dN}{dx} = N_0 \frac{D}{L} e^{-x/L}$$

$$\text{扩散电流密度} = qD \frac{dN}{dx} = -qN_0 \frac{D}{L} e^{-x/L}$$



# 载流子的扩散运动产生的电流



**P区边界处非平衡少数流子浓度：** $n_p - n_p^0 = n_p^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$

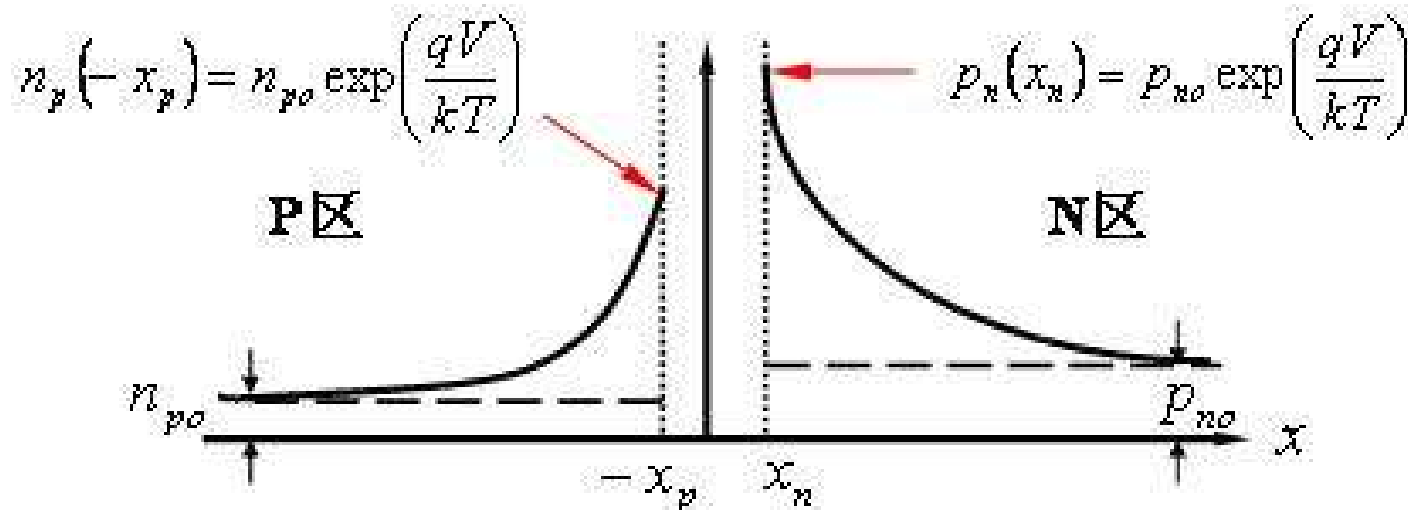
**同时考虑了扩散和复合后得到**

**注入到p区电子的扩散电流密度为：**

$$j_n = q \frac{D_n}{L_n} n_p^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

**其中 $D_n$ 和 $L_n$ 为电子的扩散系数和扩散长度**

# 载流子的扩散运动产生的电流



P区边界处非平衡少数流子浓度:

$$n_P - n_P^0 = n_P^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

电子的扩散电流密度:

$$j_n = q \frac{D_n}{L_n} n_P^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

$D_n$  和  $L_n$  为电子的  
扩散系数和扩散长度

N区边界处非平衡少数流子浓度:

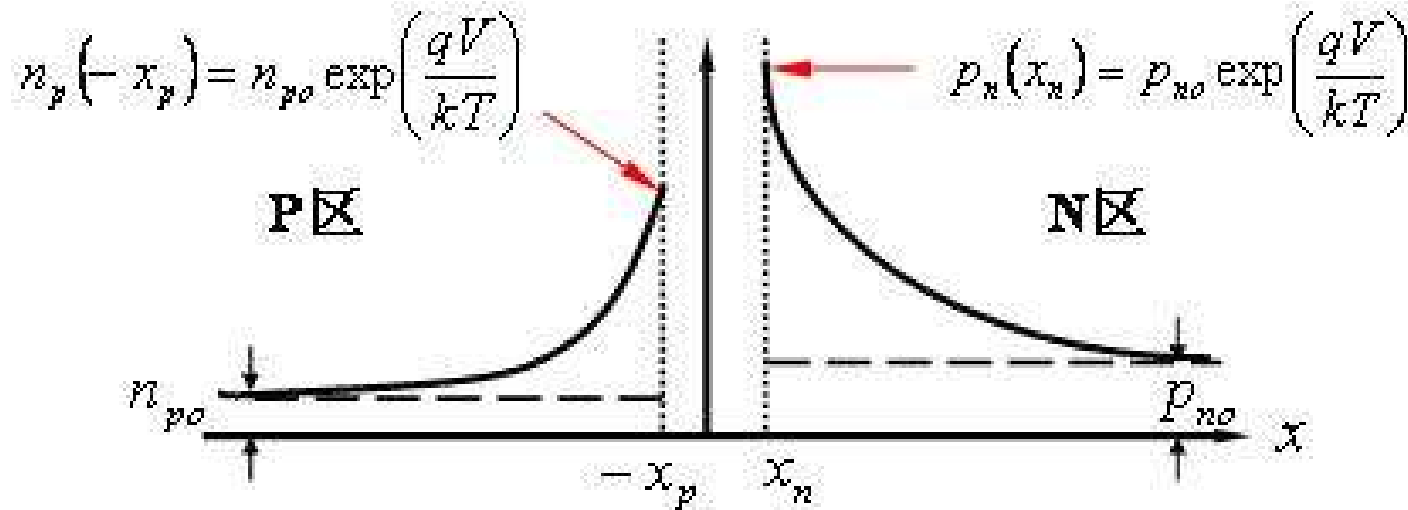
$$p_N - p_N^0 = p_N^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

空穴的扩散电流密度

$$j_p = q \frac{D_p}{L_p} p_N^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

$D_p$  和  $L_p$  为空穴的  
扩散系数和扩散长度

# 载流子的扩散运动产生的电流



电子的扩散电流密度：

$$j_n = q \frac{D_n}{L_n} n_P^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

空穴的扩散电流密度

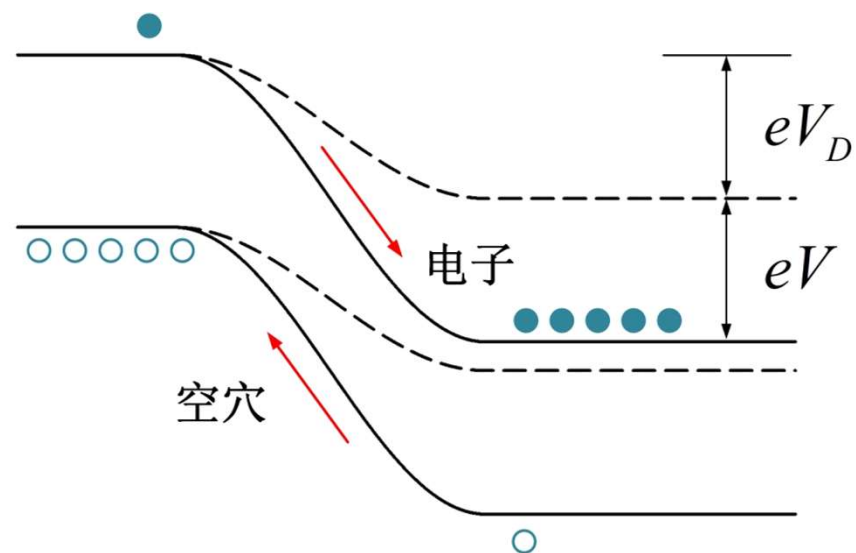
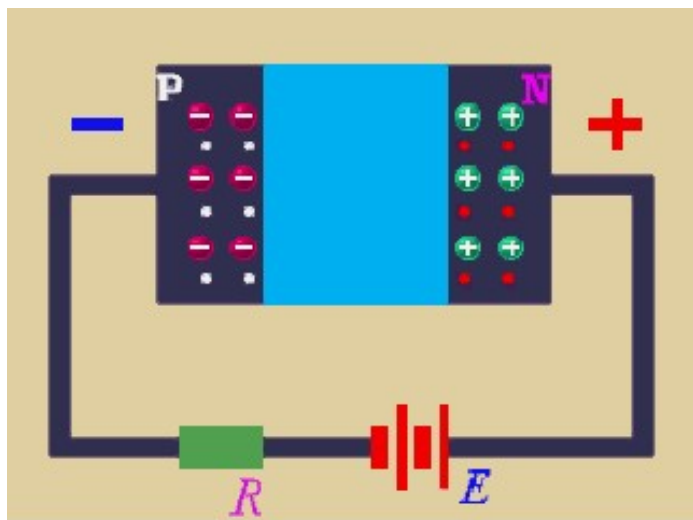
$$j_p = q \frac{D_p}{L_p} p_N^0 \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

通过单位面积PN结的总电流：

$$j = j_n + j_p = j_s \left( e^{qV/k_B T} - 1 \right)$$

$$j_s = q \left( \frac{D_n}{L_n} n_P^0 + \frac{D_p}{L_p} p_N^0 \right)$$

# PN结加反向偏压时



P区边界处的电子浓度:

$$n_P = n_P^0 e^{-qV_r/k_B T} \rightarrow 0$$

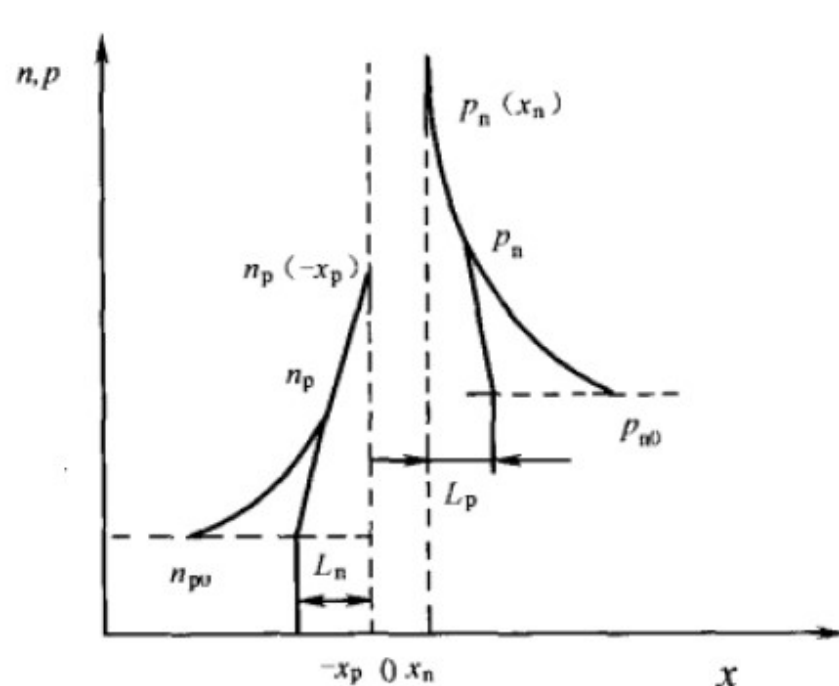
N区边界处的空穴浓度:

$$p_n = p_n^0 e^{-qV_r/k_B T} \rightarrow 0$$

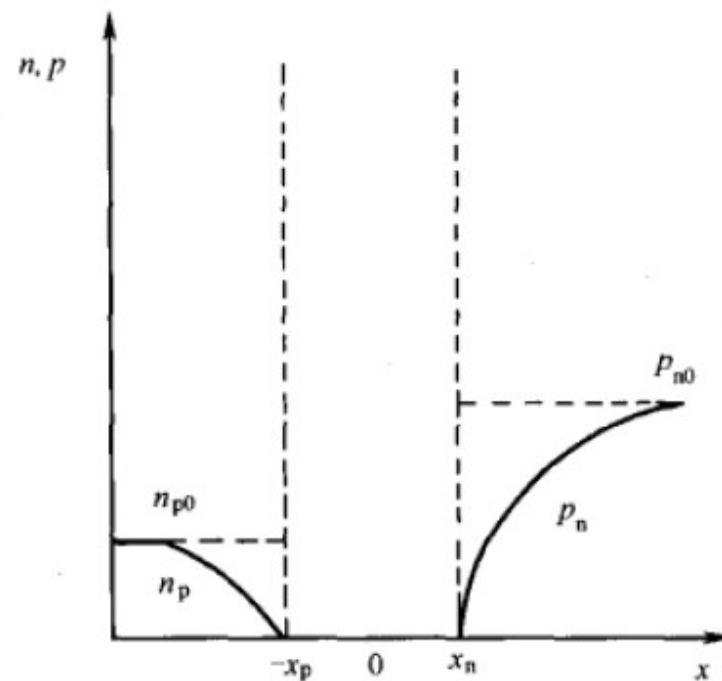
$$j = j_n + j_p = j_s \left( e^{-qV_r/k_B T} - 1 \right)$$

$$\approx -j_s = -q \left( \frac{D_n}{L_n} n_P^0 + \frac{D_p}{L_p} p_N^0 \right)$$

# 正向偏压vs.反向偏压



(a) 正向偏压下



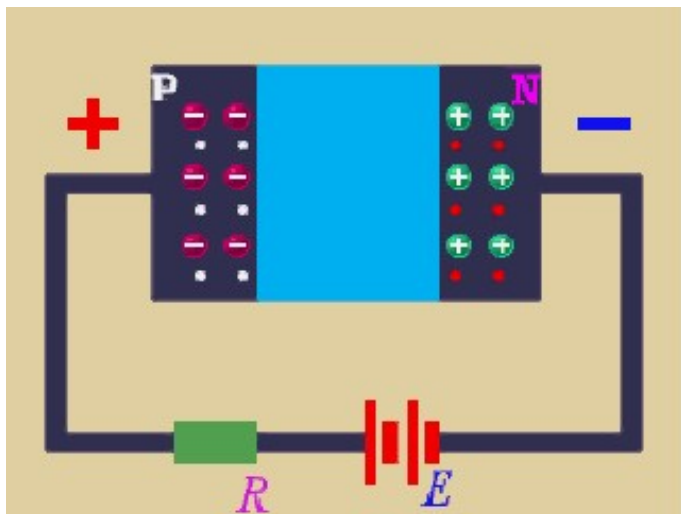
(b) 反向偏压下

反非平衡少数载流子分布图

正向偏压  
扩散作用增强

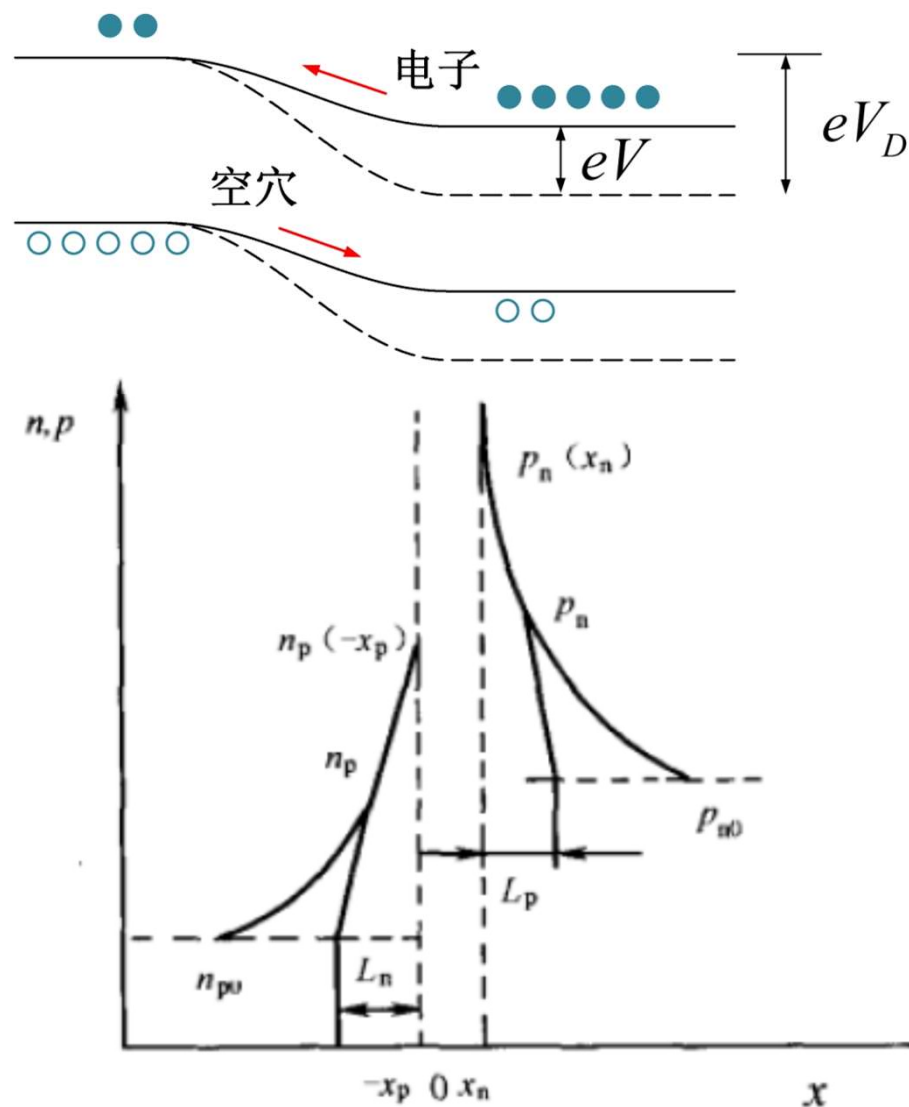
反向偏压  
漂移作用增强

# PN结的正向注入与反向抽取



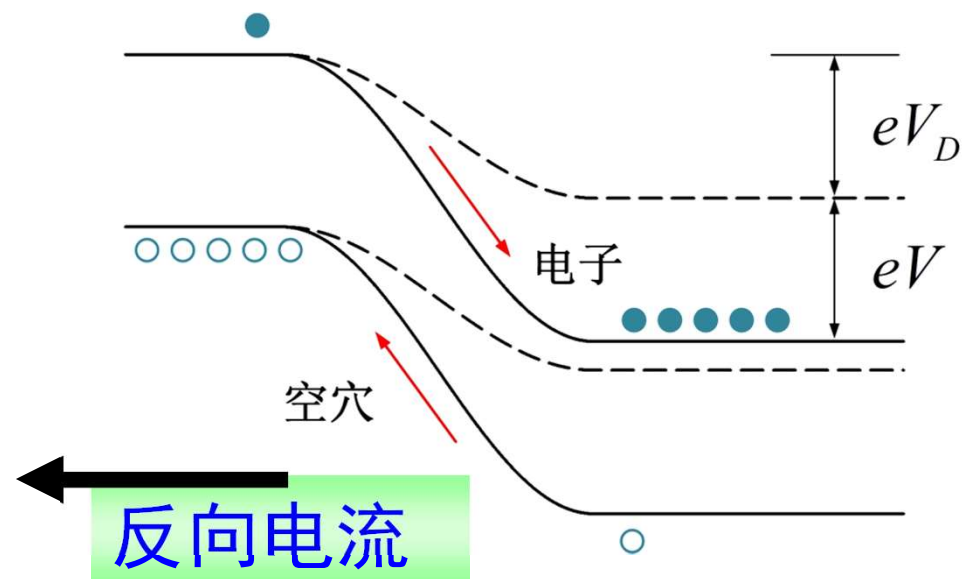
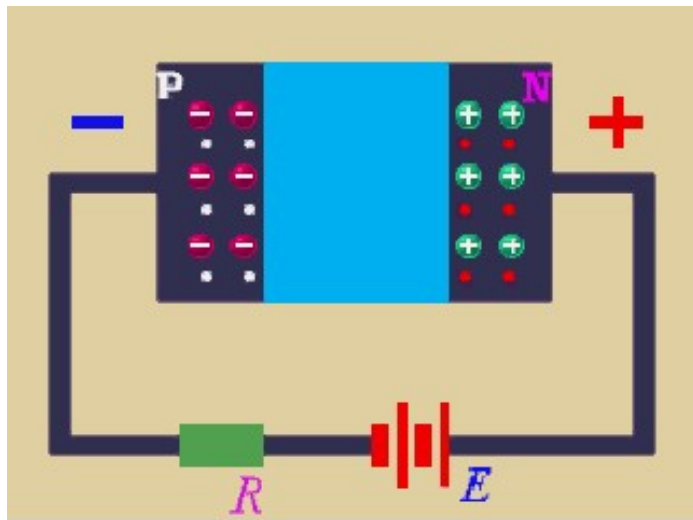
当PN结加正向偏压时：  
PN结势垒降低为 $q(V_D - V)$   
扩散作用增强

正向注入



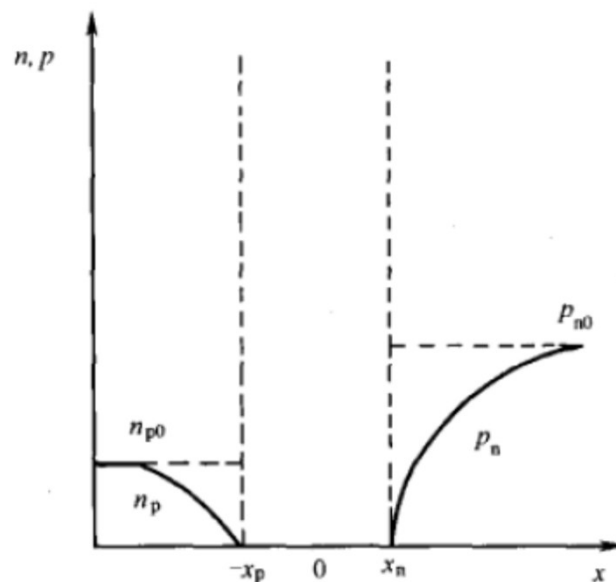


# PN结的正向注入与反向抽取

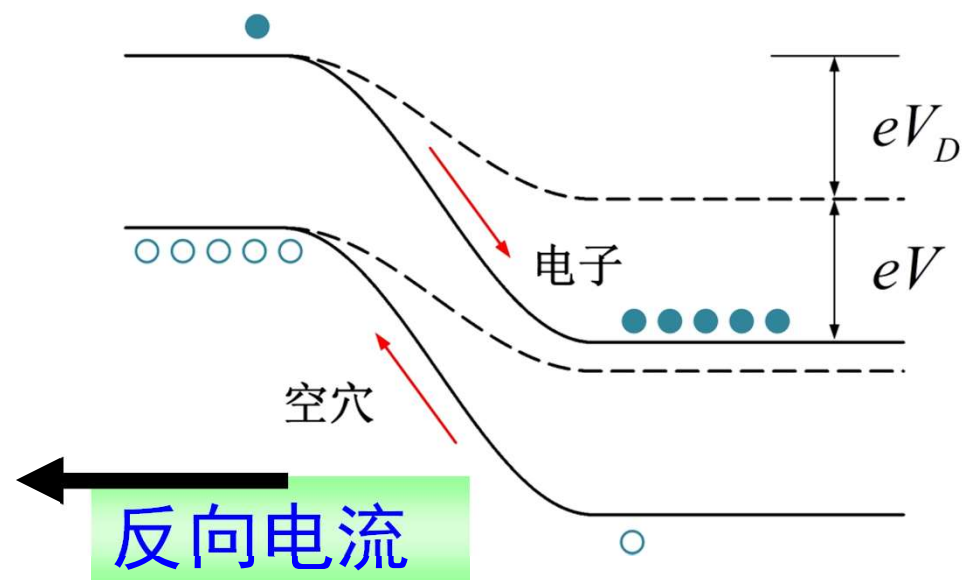
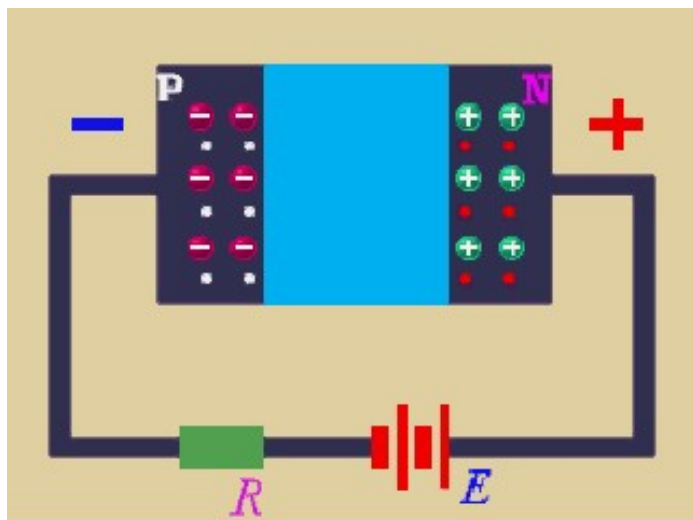


当PN结加反向偏压时：  
PN结势垒升高为 $q(V_D+V)$   
漂移作用增强

反向抽取



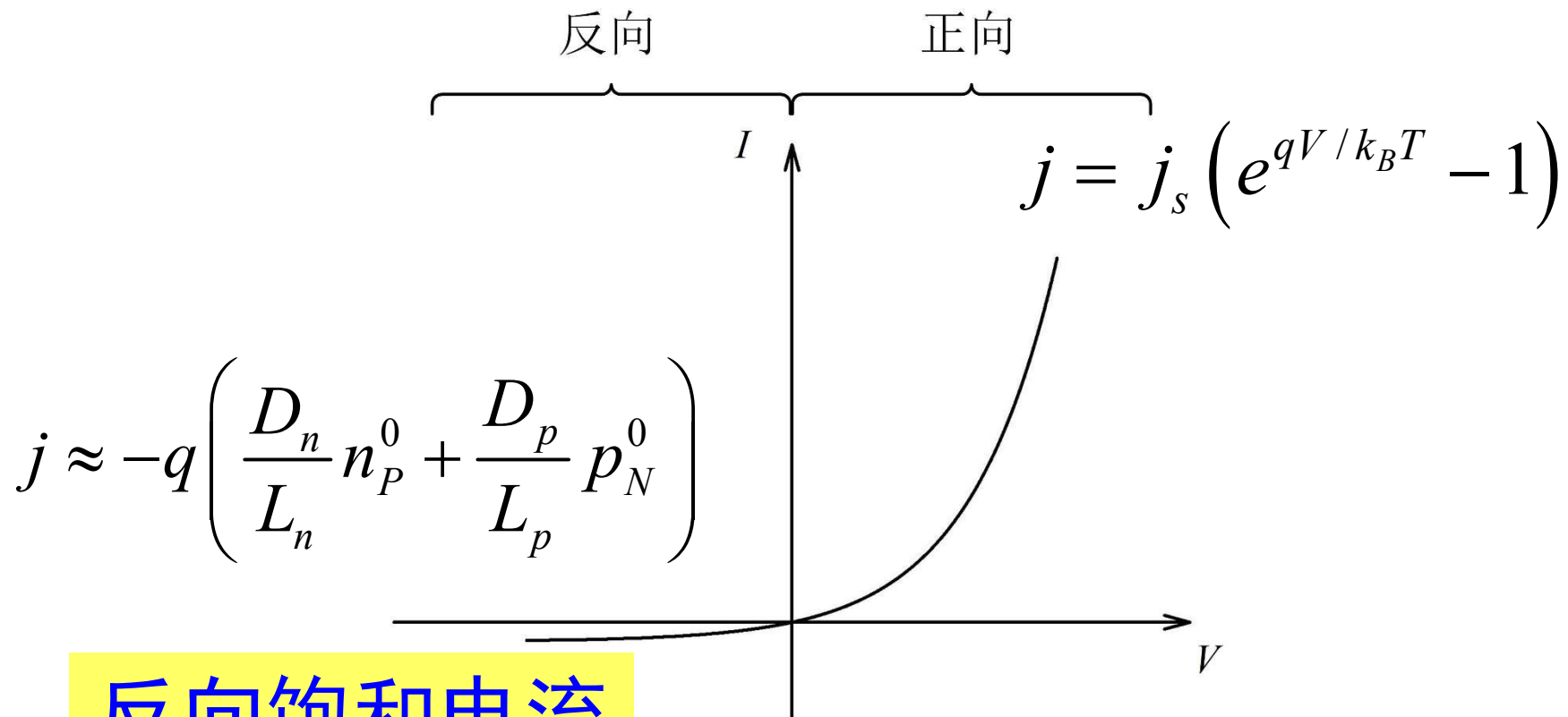
# PN结的正向注入与反向抽取



反向抽取使PN结界面处的载流子浓度小于其平衡浓度，这时，非平衡载流子浓度为负值。这意味着载流子的复合率为负值，即在外电场的作用下，实际上**有新的电子—空穴对产生**，其中的少数载流子可能扩散到空间电荷区，而被电场拉向对面，形成反向电流。所以，PN结的反向电流实质上就是**产生电流**

# 反向电流

反向电流就是由在PN结附近所产生，而又有机会扩散到空间电荷区边界的少数载流子形成的。通常由于少数载流子的浓度很低，因而，在一定的反向电压范围内，反向电流一般都很小



反向饱和电流

## 例题

- T=300K下，pn结的理想反向饱和电流密度
  - $N_a=N_d=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_i=1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
  - $D_n=25 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $D_p=10 \text{ cm}^2/\text{s}$
  - $\tau_{p0}=\tau_{n0}=5 \times 10^{-7} \text{ s}$

$$\begin{aligned} j_s &= \frac{qD_n}{L_n} n_{p0} + \frac{qD_p}{L_p} p_{n0} \\ &= \frac{qD_n}{\sqrt{D_n \tau_{n0}}} \frac{n_i^2}{N_a} + \frac{qD_p}{\sqrt{D_p \tau_{p0}}} \frac{n_i^2}{N_d} = 4.15 \times 10^{-11} \text{ A/cm}^2 \end{aligned}$$

# PN结的击穿

- 击穿电压

- 电压不能无限制增加
- 特定电压下，电流快速增加

- 击穿机理

- 齐纳击穿

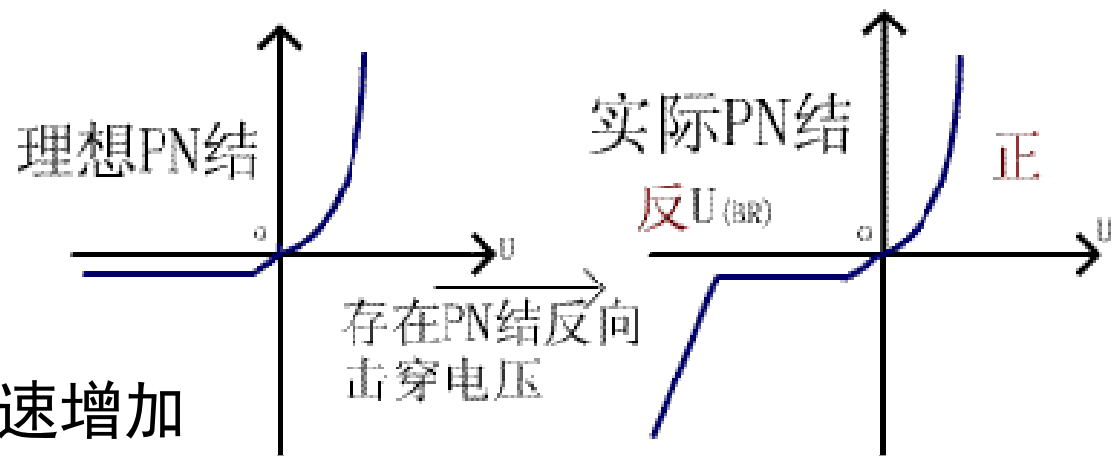
- 发生隧穿，价带电子跃迁到导带，重掺杂PN结

- 雪崩击穿

- 空间电荷区电子能量过大，与耗尽区原子碰撞产生新的电子空穴对

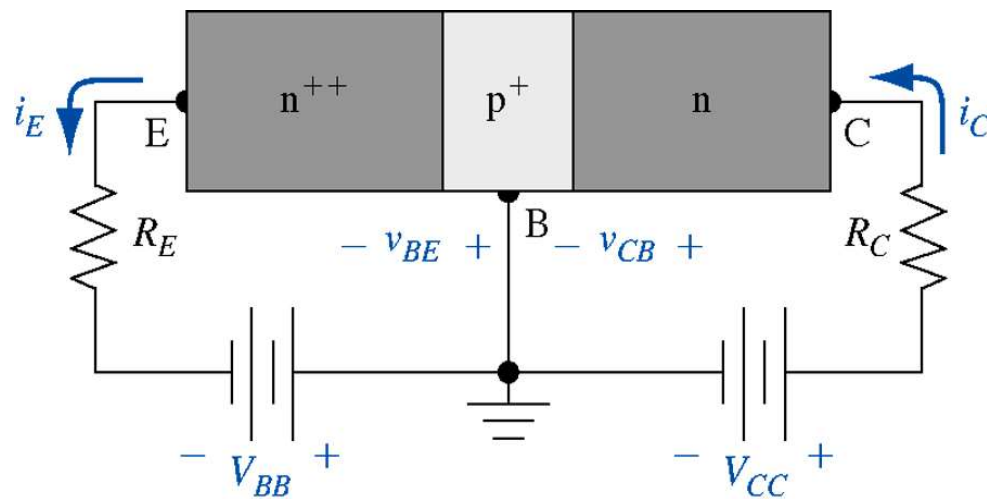
- 热电击穿

- 结区热积累



# 反向饱和电流

如果有外界作用，使达到反向PN结空间电荷区边界的少数载流子浓度很高，这些载流子同样可以被空间电荷区的电场拉向对面，形成大的反向电流。如:NPN晶体管正向发射结把电子注入到P型区，由于基区的宽度远远小于扩散长度，注入到基区的电子还来不及复合就扩散到反向集电结的边界，被反向集电结的抽取作用拉向集电区，这时集电结反向大电流状态，这就是晶体管电流放大作用的物理基础。



双极型晶体管：  
NPN和PNP两种