

第七章 金属和半导体的接触

Metal-Semiconductor Contact

§ 7.1 金属-半导体接触和能带图

§ 7.2 金-半接触整流理论

§ 7.3 少数载流子的注入和欧姆接触

- 1、金属与半导体形成的肖特基接触和欧姆接触，阻挡层与反阻挡层的形成；
- 2、肖特基接触的电流—电压特性——扩散理论和热电子发射理论，即肖特基势垒的定量特性
- 3、欧姆接触的特性。

两个要点：

- ①功函数和禁带宽度的不同金属/半导体接触能带图的变化；
- ②肖特基接触的整流特性即电流—电压I-V特性。

§ 7.1 金属-半导体接触和能带图

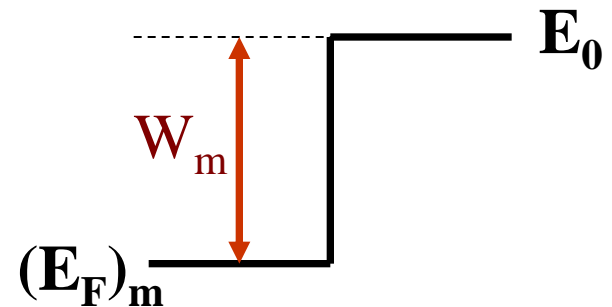
7.1.1 金属和半导体的功函数 W_m 、 W_s

1、金属的功函数 W_m

电子由金属内部逸出到表面外的真空中所需要的最小能量。

$$\text{即： } W_m = E_0 - (E_F)_m$$

E_0 为真空中电子的能量，
又称为真空能级。

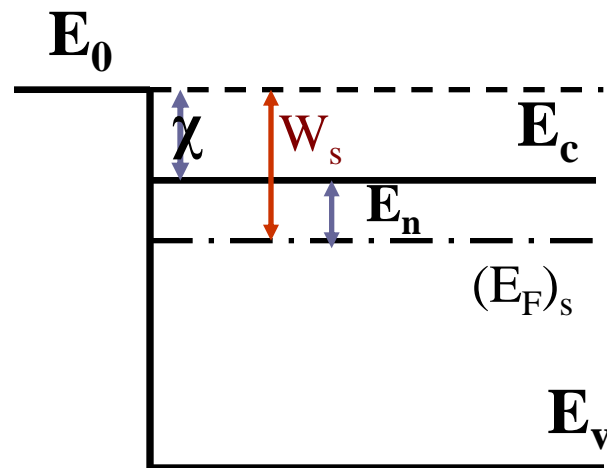


金属铯Cs的功函数最低1.93eV，Pt最高为5.36eV

2、半导体的功函数 W_s

E_0 与费米能级之差称为半导体的功函数。

$$\text{即： } W_s = E_0 - (E_F)_s$$



用 χ 表示从 E_c 到 E_0 的能量间隔：

$$\chi = E_0 - E_c$$

称 χ 为电子的亲能，它表示要使半导体导带底的电子逸出体外所需要的最小能量。

Note: 半导体的费米能级随杂质浓度变化，所以， W_s 也和杂质浓度有关。

① N型半导体:

$$W_s = \chi + [E_c - (E_F)_s] = \chi + E_n$$

式中: $E_n = E_c - (E_F)_s$

② P型半导体:

$$W_s = E_o - (E_F)_s = \chi + E_g - E_p$$

式中: $E_p = (E_F)_s - E_v$

7.1.2 接触电势差

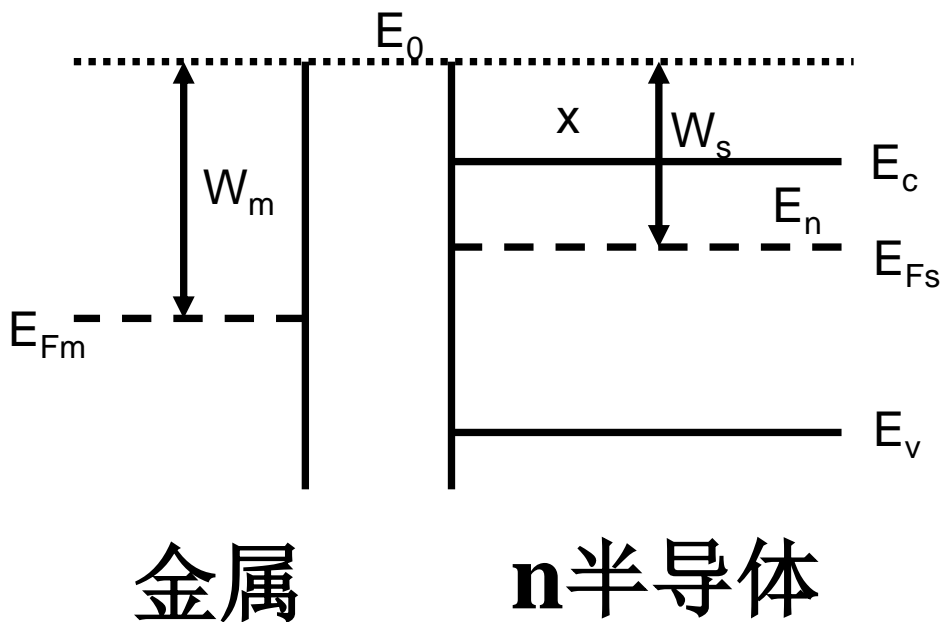
1. 阻挡层接触

- (1) 设想有一块金属和一块N型半导体，并假定金属的功函数大于半导体的功函数，即：

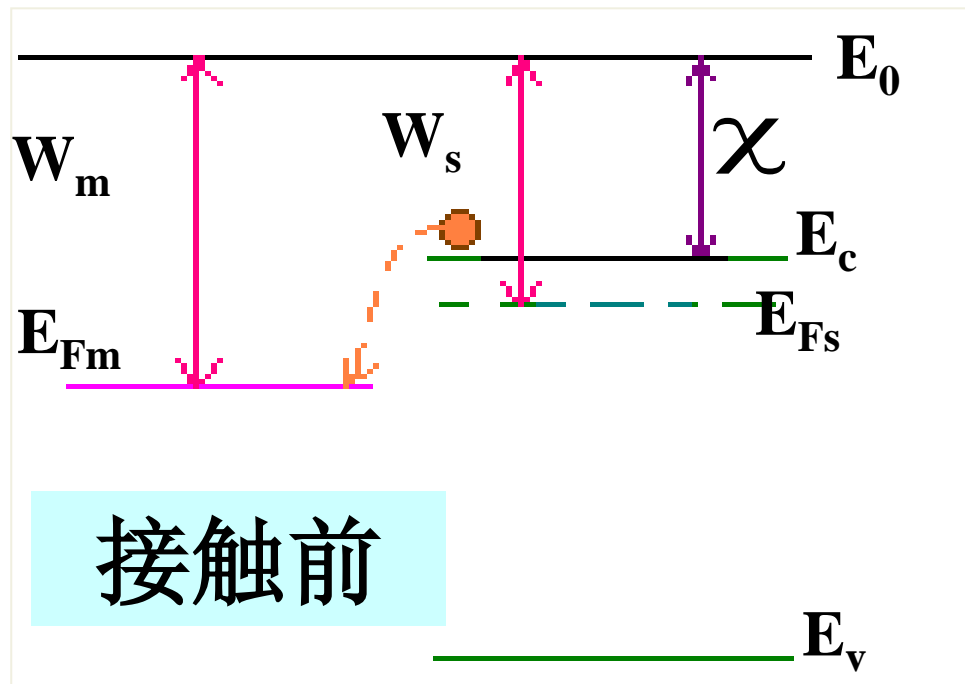
$$W_m > W_s$$

即半导体的费米能 E_{Fs}
高于金属的费米能 E_{Fm}

金属的传导电子的浓度
很高， $10^{22} \sim 10^{23} \text{cm}^{-3}$
半导体载流子的浓度比
较低， $10^{10} \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$

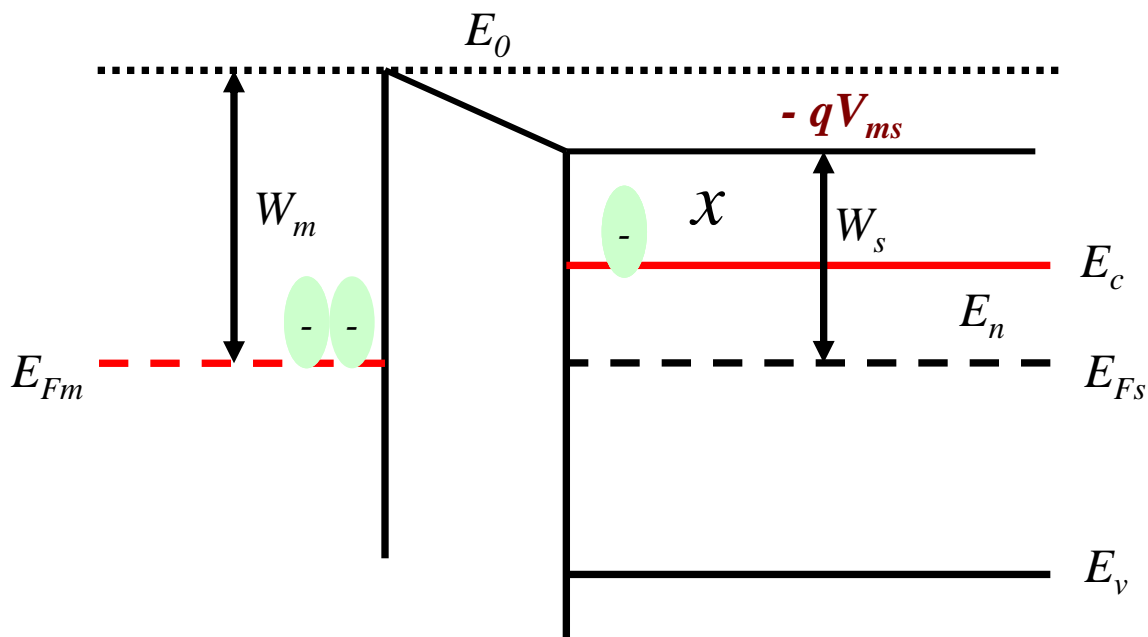


金属半导体接触前后能带图的变化:



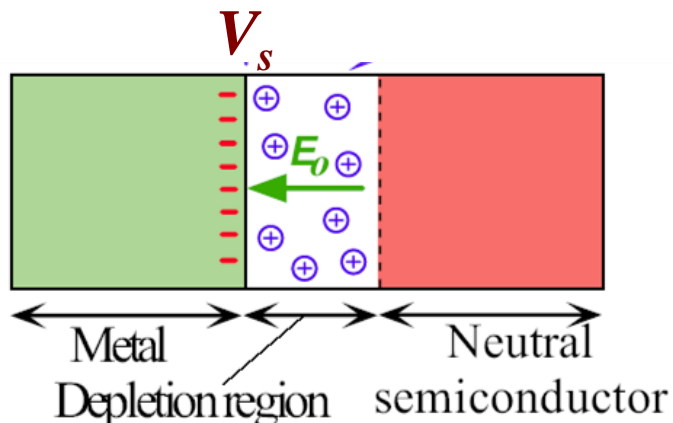
接触前，半导体的费米能级高于金属（相对于真空能级），半导体导带的电子有向金属流动的趋势

接触时(导线连接), 费米能级一致, 在两类材料的表面形成电势差 V_{ms} 。



接触电势差:
$$V_{ms} = V_m - V'_s = \frac{W_s - W_m}{q}$$

紧密接触时，形成空间电荷区，接触电势差降落在空间电荷区：



半导体一边的势垒高度为：

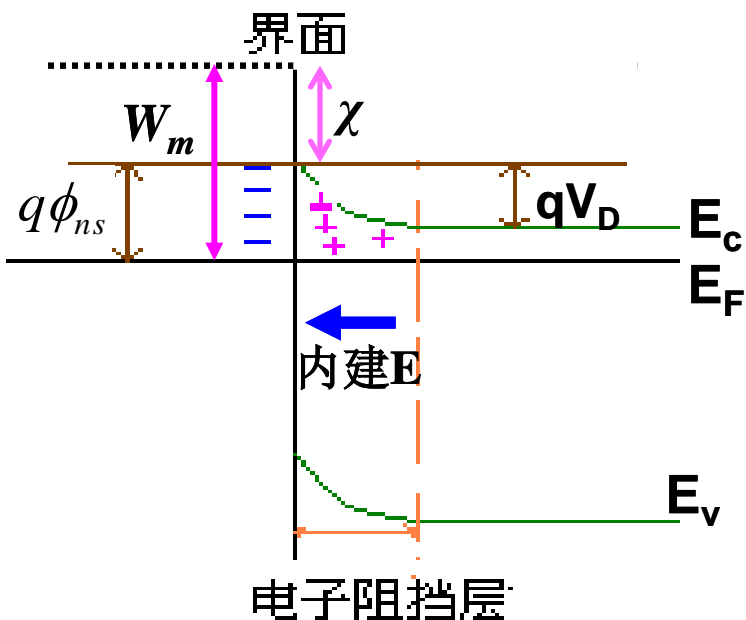
$$qV_D = -qV_s = W_m - W_s$$

半导体体内电场为零，在空间电荷区电场方向由内向外，半导体表面势 $V_s < 0$

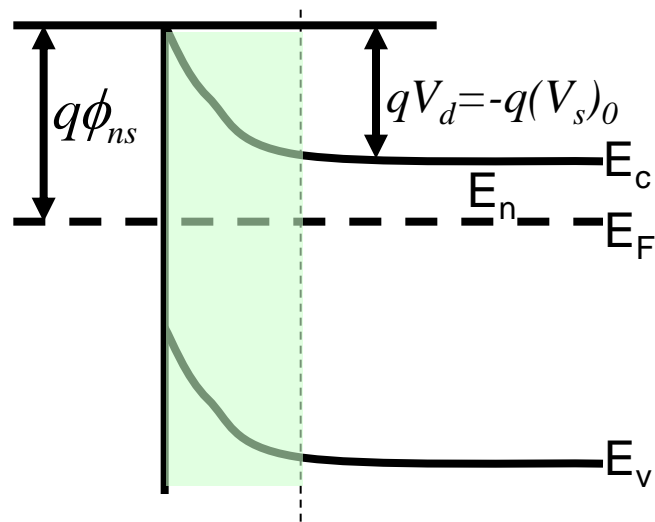
金属一边的势垒高度为：

$$\begin{aligned} q\phi_{ns} &= qV_D + E_n = -qV_s + E_n \\ &= W_m - W_s + E_n = W_m - \chi \end{aligned}$$

接触后：



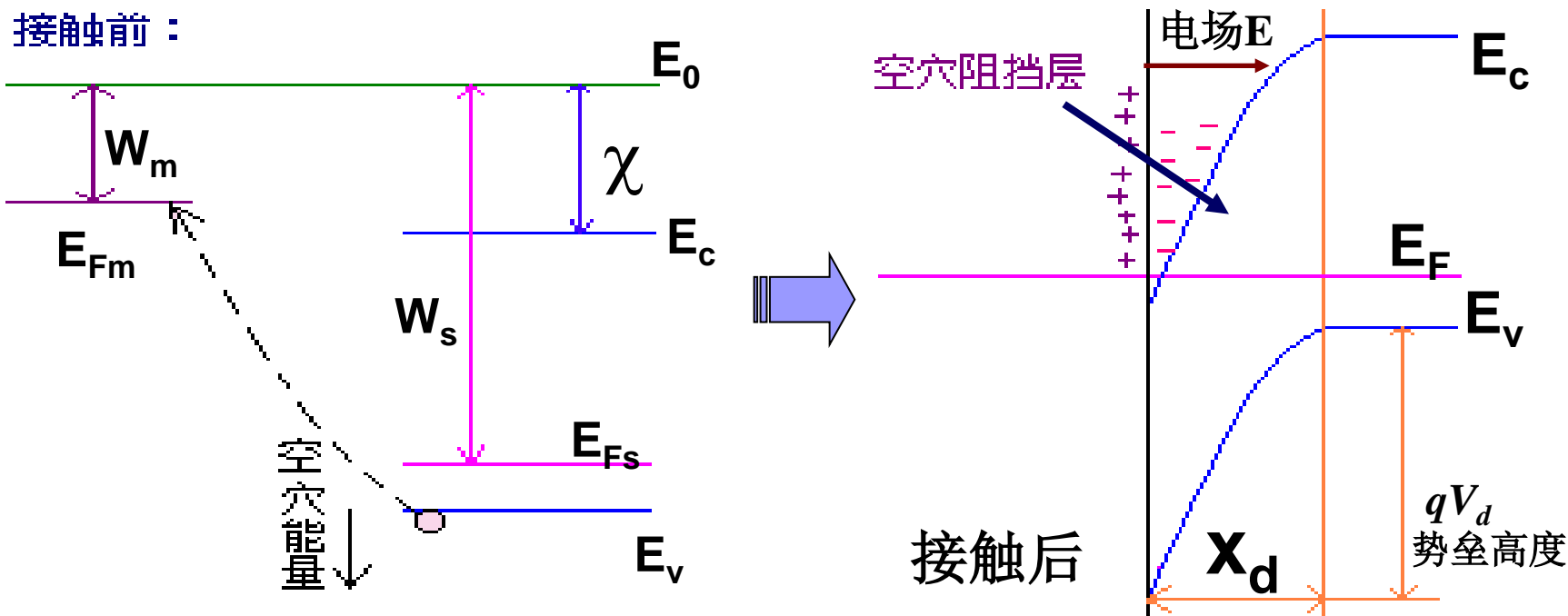
金属与N型半导体接触时，若 $W_m > W_s$ ，电子向金属流动，稳定时系统费米能级统一，在半导体表面一层形成正的空间电荷区，能带向上弯曲，形成电子的表面势垒。



在势垒区，空间电荷主要由电离施主形成，电子浓度比体内小得多，是一个高阻区域，称为**阻挡层**。电子必须跨越的界面处势垒通常称为**肖特基势垒 (Schottky barrier)**

(2) 金属—p型半导体接触的阻挡层

金属和p型半导体 $W_m < W_s$ 空穴阻挡层

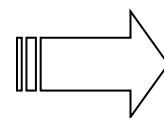


空穴向下能量增加，在P型半导体多子是空穴，半导体多子流向金属后，留下带负电的电离受主杂质，即空间电荷区，能带向下弯曲。

(3) 金属—半导体接触的阻挡层

阻挡层，在半导体的势垒区形成的空间电荷区，它主要由正的电离施主杂质或负的电离受主形成，其多子浓度比体内小得多，是一个高阻区域，在这个区域能带向上或向下弯曲形成电子或空穴的阻挡。

金属与N型半导体, $W_m > W_s$
金属与P型半导体, $W_m < W_s$

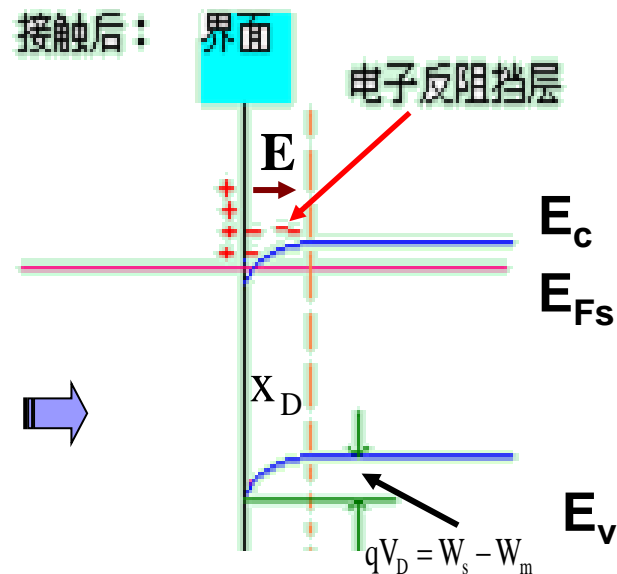
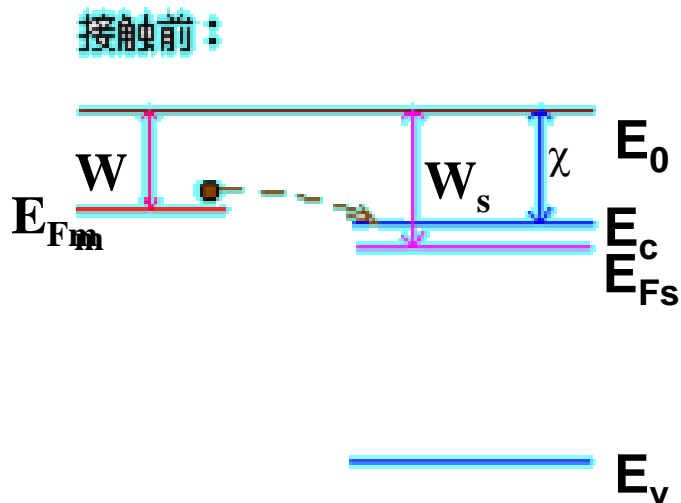


阻挡层

2. 反阻挡层接触

(1) 金属与N型半导体接触

金属与N型半导体接触时，若 $W_m < W_s$ ，电子将从金属流向半导体，在半导体表面形成**负的空间电荷区**，电场方向由表面指向体内， $V_s > 0$ ，能带向下弯曲。

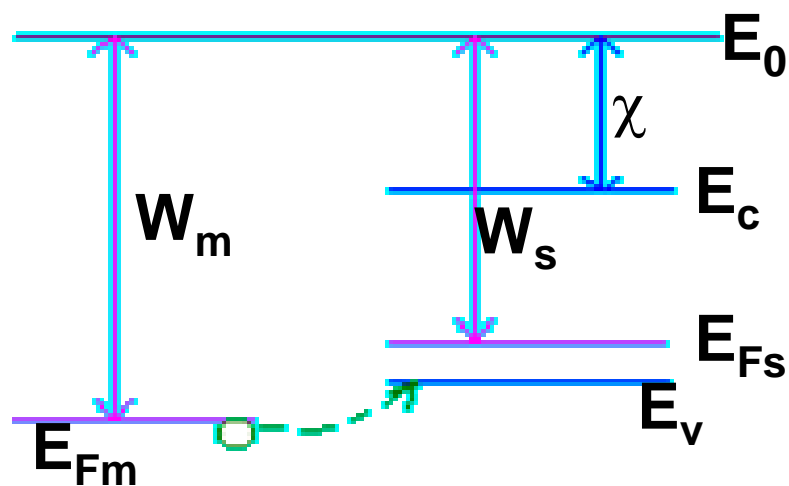


在半导体表面，相当有个电子的势阱(积累区)，多子电子的浓度比体内大得多，是一个高电导区，即**电子反阻挡层**。

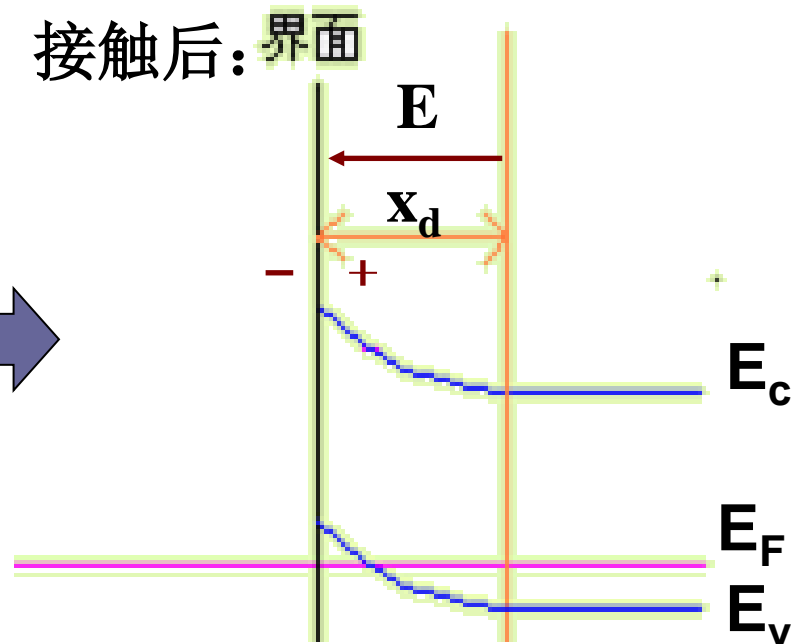
(2) 金属与P型半导体接触

金属与P型半导体接触时，若 $W_m > W_s$ ，空穴将从金属流向半导体表面，在半导体表面形成**正的空间电荷区**，电场方向由体内指向表面， $V_s < 0$ ，能带向上弯曲

接触前：



接触后：界面



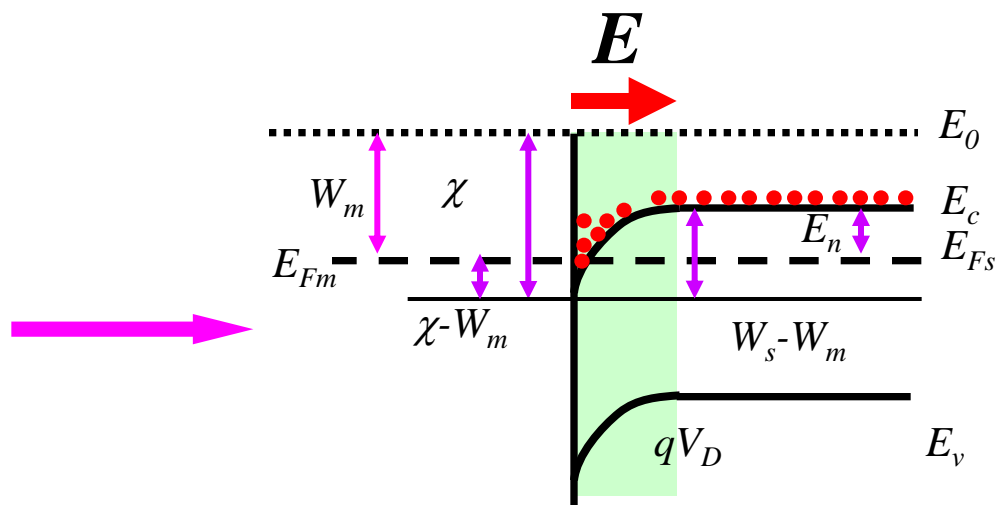
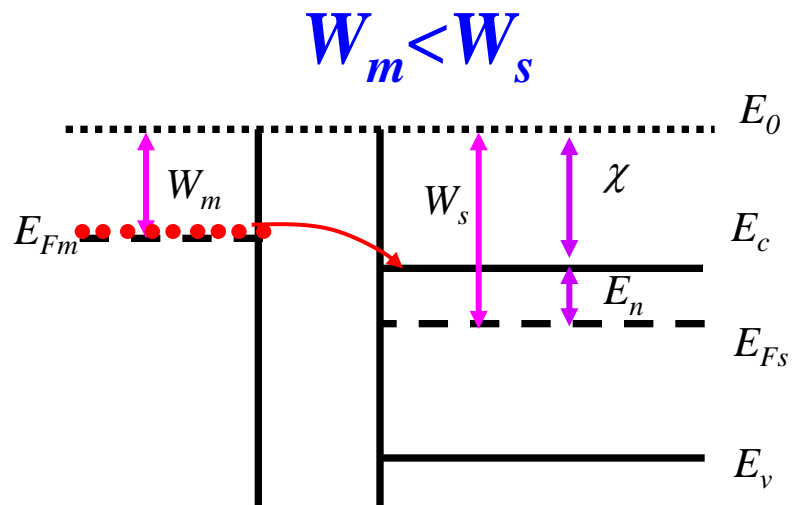
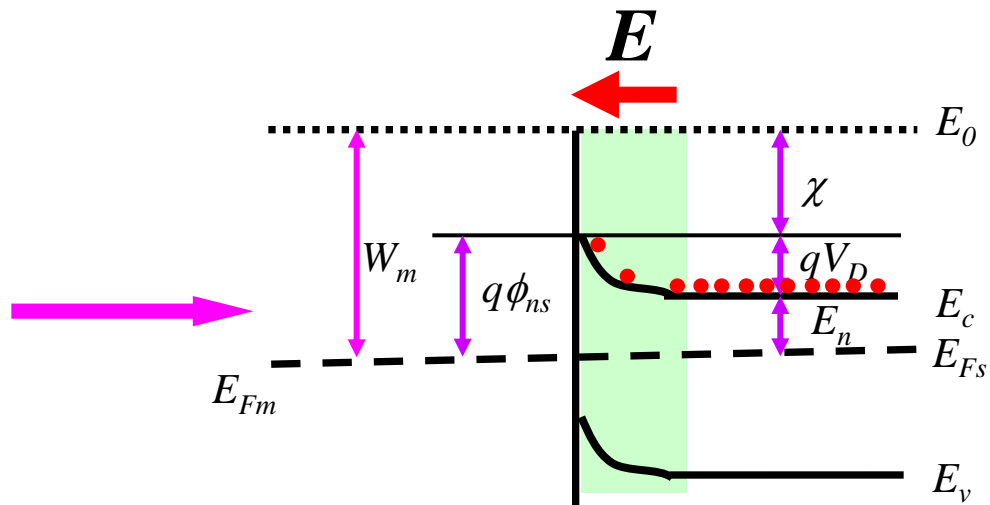
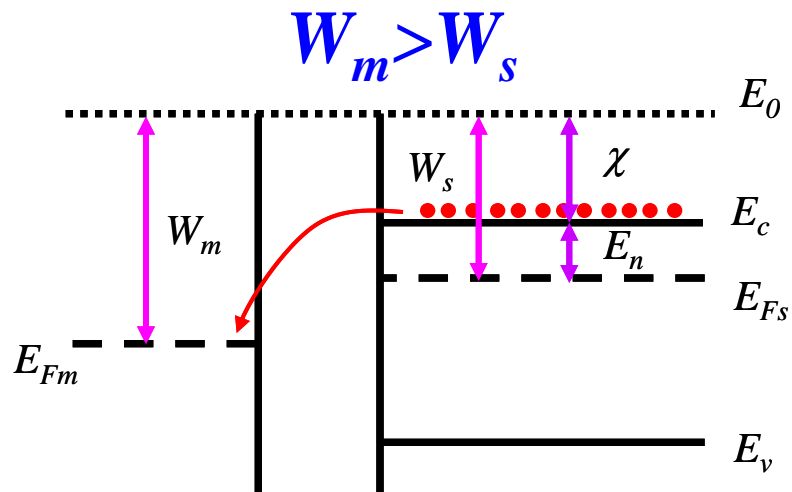
这里空穴浓度比体内大得多，因而是一个高电导的区域，称之为反阻挡层，即**空穴反阻挡层**。

上述金半接触模型即为Schottky 模型

| | | N型 | P型 |
|----------|-------------|----------------|----------------|
| 能带向上弯曲 → | $W_m > W_s$ | 阻挡层 (高阻区) | 反阻挡层 (高电导区) |
| 能带向下弯曲 → | $W_m < W_s$ | 反阻挡层 (高电导区) | 阻挡层 (高阻区) |

Note: 反阻挡层是很薄的高电导层，对半导体和金属的接触电阻的影响很小。

金属与n半导体的接触



例： 1、施主浓度 $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$ 的n-GaAs，室温下功函数是多少？它分别和Al,Au接触时形成阻挡层还是反阻挡层？

GaAs的电子亲和能 4.07eV , $W_{\text{Al}}=4.25\text{eV}$, $W_{\text{Au}}=4.80\text{eV}$

解：室温下杂质全电离，则：

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) = N_c \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) = N_D = 10^{17}$$

解得 $E_n=0.04\text{eV}$ 故 $W_s=4.07+0.04=4.11\text{eV}$

W_{Au} 和 W_{Al} 均大于 W_s ，所以形成阻挡层

金属到半导体边的势垒高度：

$$q\phi_{ns} = qV_d + E_n = W_m - W_s + E_n = W_m - \chi$$

$$q\phi_{ns,\text{Al}} = 0.18\text{eV} \quad q\phi_{ns,\text{Au}} = 0.73\text{eV}$$

实测值大很多： $q\phi_{ns,\text{Al}} = 0.80\text{eV}$ $q\phi_{ns,\text{Au}} = 0.95\text{eV}$

问题：

对于同一种半导体材料，亲和能 χ 将保持不变，与不同的金属形成接触：

金属一边的势垒：

$$q\phi_{ns} = W_m - \chi$$

势垒高度应该随金属的不同而变化。但实验结果表明不同金属与半导体接触势垒相差很小。

原因：半导体表面态对接触势垒的影响

7.1.3 表面态对接触势垒的影响

表面态：局域在表面附近的新电子态,它的存在导致表面能级的产生。

表面能级：与表面态相应的能级称为表面能级。

理想晶体自由表面—达姆表面能级(1932年) $\sim 10^{15}/\text{cm}^2$
晶体表面缺陷或吸附原子—附加表面能级

半导体表面态



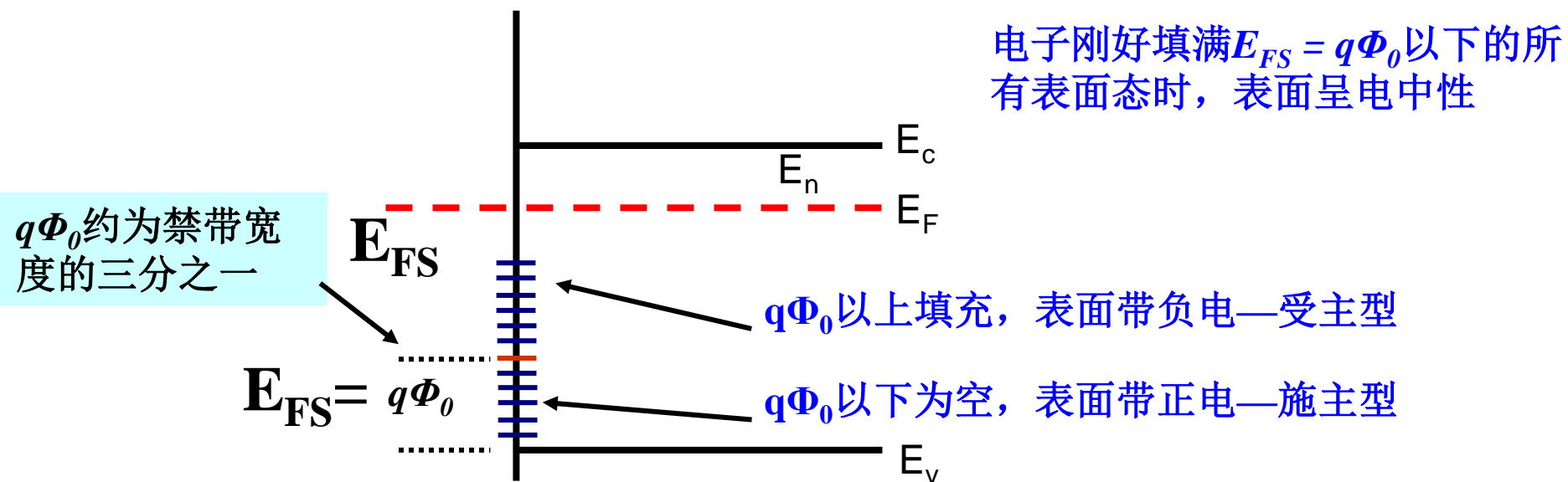
金半接触势垒

表面态一般分施主型和受主型：

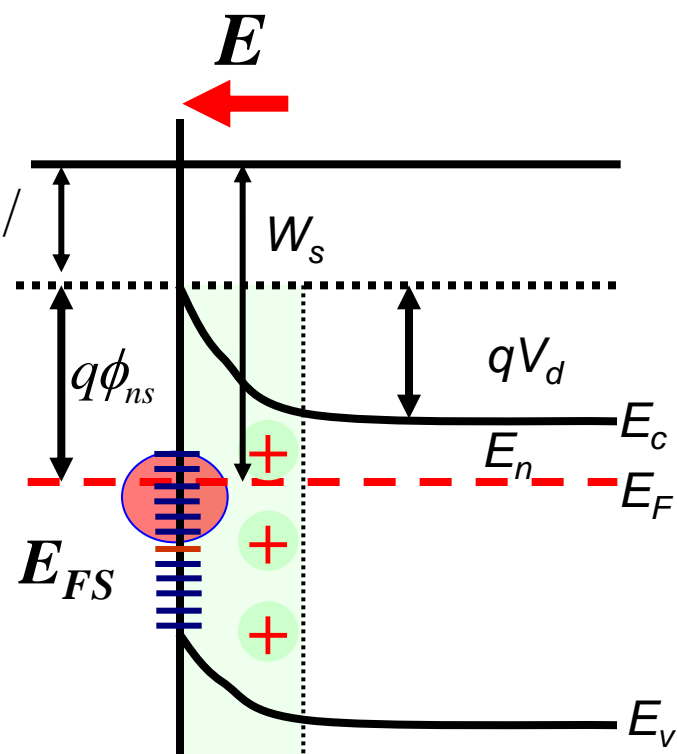
施主型：能级被电子占据时呈电中性，施放电子后呈正电

受主型：能级空时为电中性，而接受电子后带负电

表面态分布示意图

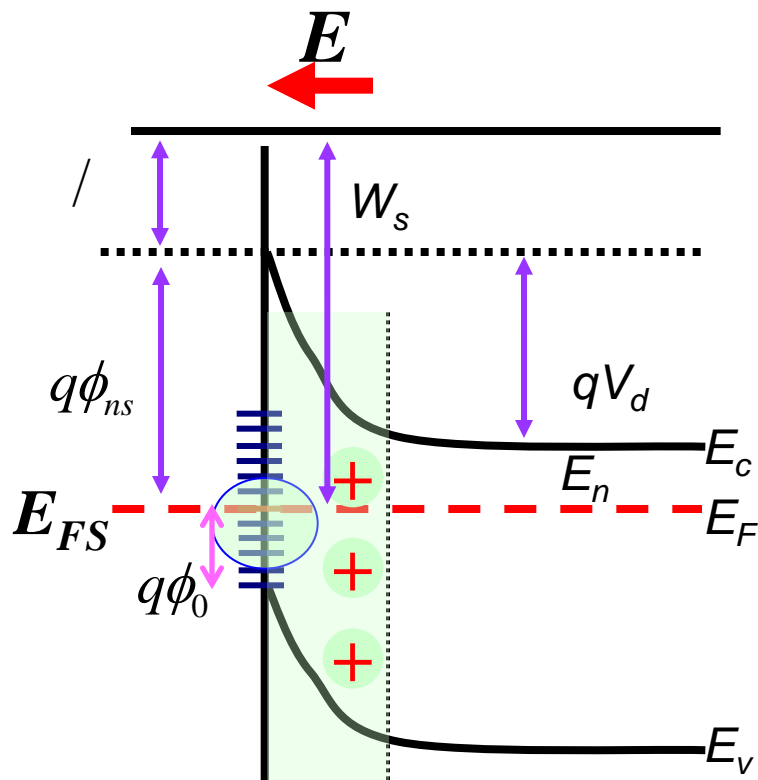


设一个n型半导体的表面存在表面态。半导体的费米能级 E_F 高于表面能级 E_{FS} ，如果 E_{FS} 以上存在受主表面态，则会导致如下效应：



金属半导体接触前：

在 E_F 和 E_{FS} 之间的能级基本被电子填满，表面带负电，而表面附近会出现正电荷，形成正的空间电荷区，形成**电子势垒**。势垒高度 qV_d 恰好使表面态上的负电荷与势垒区正电荷数量相等。



表面态密度很大时，表面积累很多负电荷，能带向上弯曲程度越大，表面处 E_F 接近 E_{FS}

能带弯曲量 $qV_D = E_F - E_{FS}$

高表面态密度钉扎(pinned)

不存在表面态时，

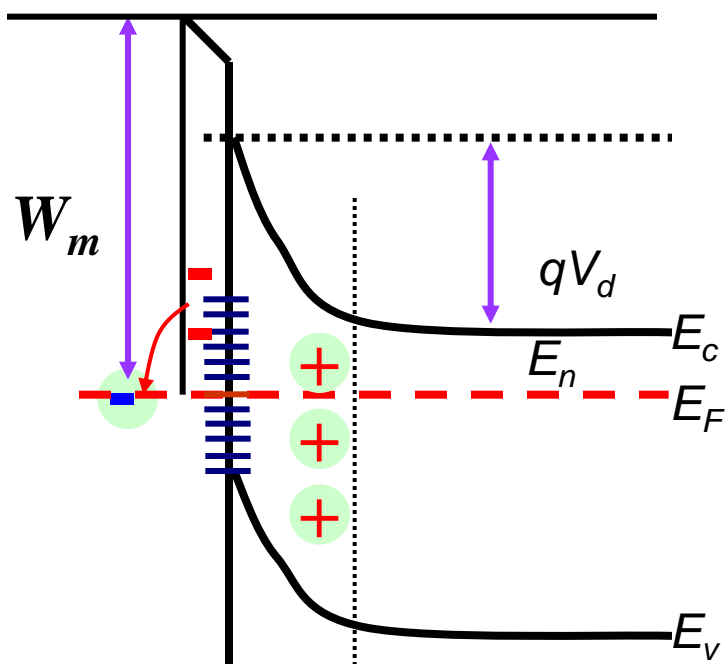
$$W_s = \chi + E_n$$

存在表面态时， W_s 由表面性质决定

$$\begin{aligned} W_s &= \chi + qV_D + E_n \\ &= \chi + E_F - E_{FS} + E_n = \chi + E_g - q\phi_0 \end{aligned}$$

金属与半导体接触后， $W_m > W_s$

表面态提供电子流向金属



半导体**表面态密度很高**时：
表面态可放出足够多的电子，几乎不影响势垒区，可以屏蔽金属接触的影响，半导体内部的势垒高度和金属的功函数几乎无关，基本上由半导体表面的性质决定

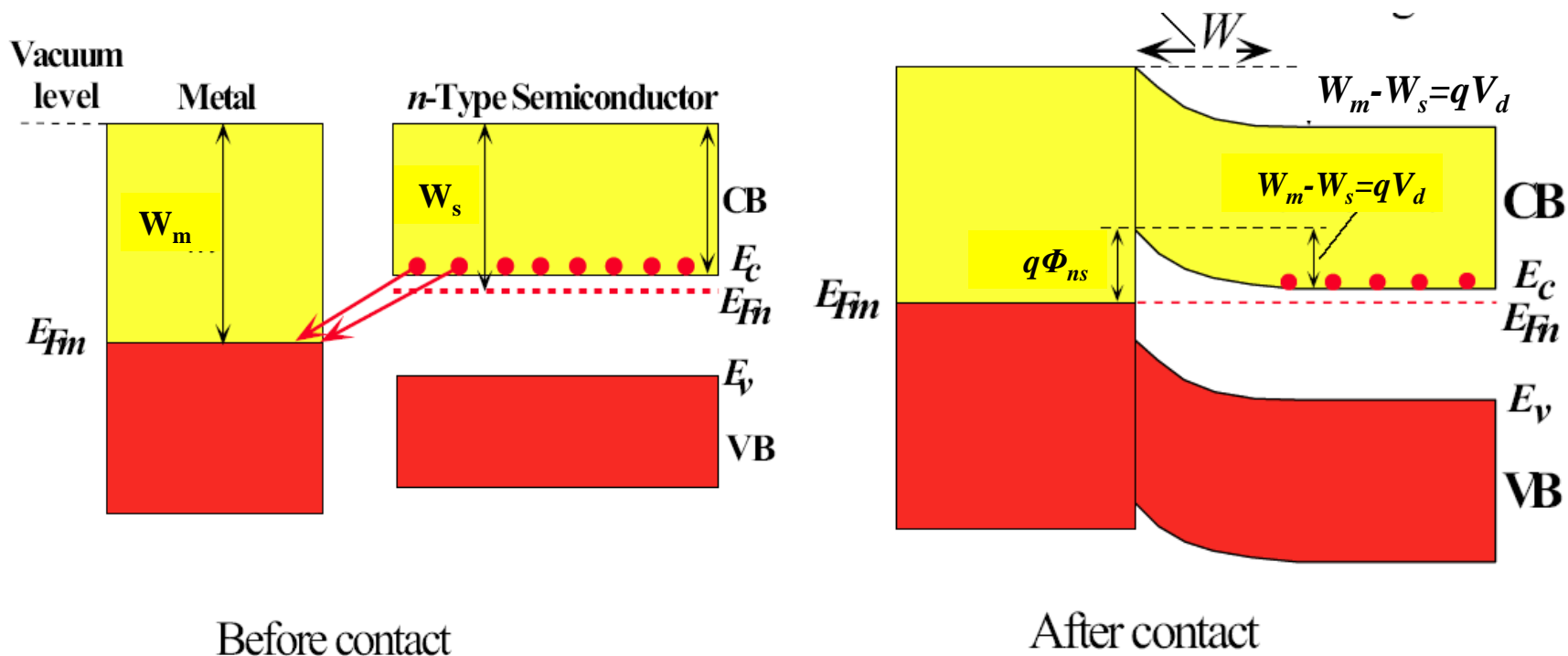
在表面态密度大于 10^{13}cm^{-2} ，则表面处的费米能级位于禁带的1/3处（相对于价带顶），这个位置称为巴丁极限。

§ 7.2 金-半接触整流理论

采用理想的模型，不考虑表面态的影响

1、阻挡层的整流特性 — 外加电压对阻挡层的作用

金属/n半导体接触能带图



不外加电压，处于平衡：

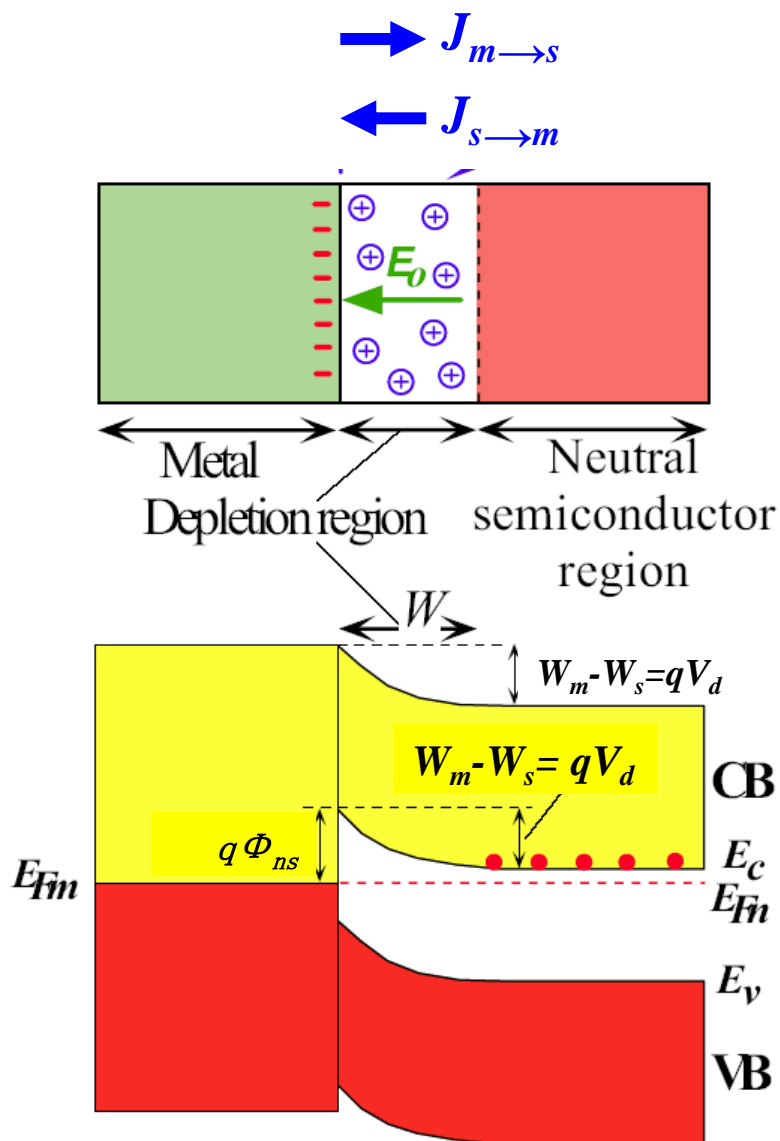
金半接触系统的阻挡层
没有净电流

净电流：

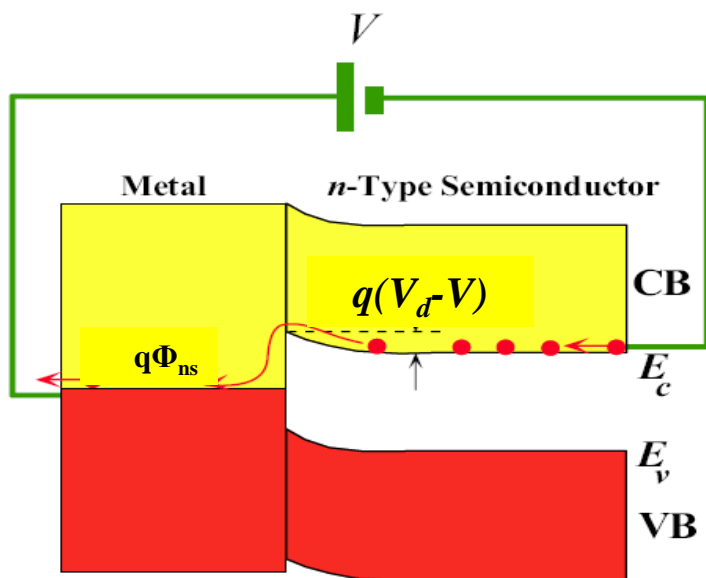
$$J = J_{m \rightarrow s} - J_{s \rightarrow m} = 0$$

半导体边势垒：

$$qV_d = -q(V_s)_0$$



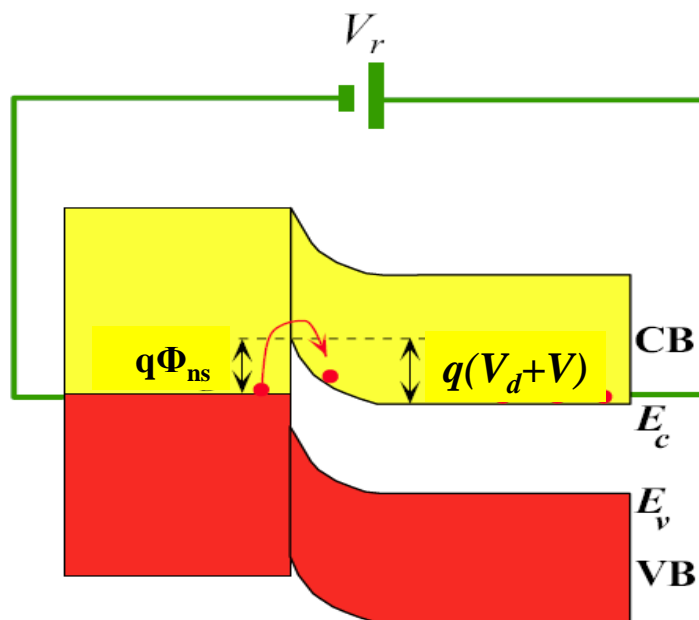
外加电压时：金属边的势垒不随外加电压变化



半导体边势垒：

$$q(V_d - V) = -q[(V_s)_0 + V]$$

外加正电压，半导体边势垒减小



半导体边势垒：

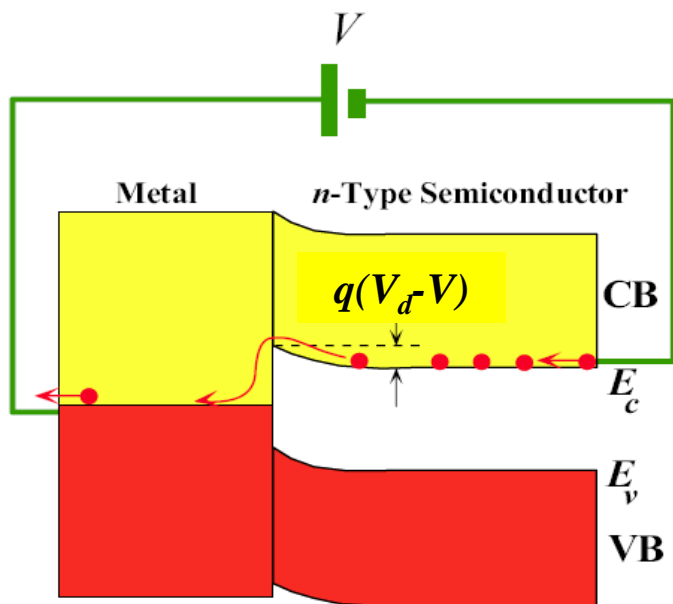
$$q(V_d + V) = -q[(V_s)_0 - V]$$

外加负电压，半导体边势垒增加

外加电压时:

金属边的势垒不随外加电压变化

①加上正向电压在n型阻挡层(金属一边为正)时:



半导体一边的电子势垒高度减低, 势垒宽度减薄, 多子电子从半导体流向金属的数目变多

从金属流向半导体的正向电流变大

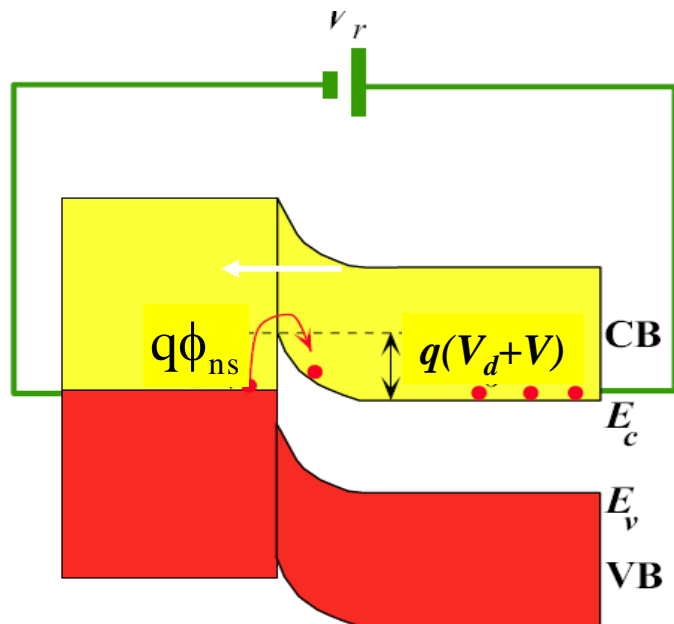
半导体边势垒:

$$J_{m \rightarrow s} > J_{s \rightarrow m}$$

$$q(V_d - V) = -q[(V_s)_0 + V]$$

随电压增加而变得越大

②加上反向电压（金属一边为负）时：



半导体边势垒：

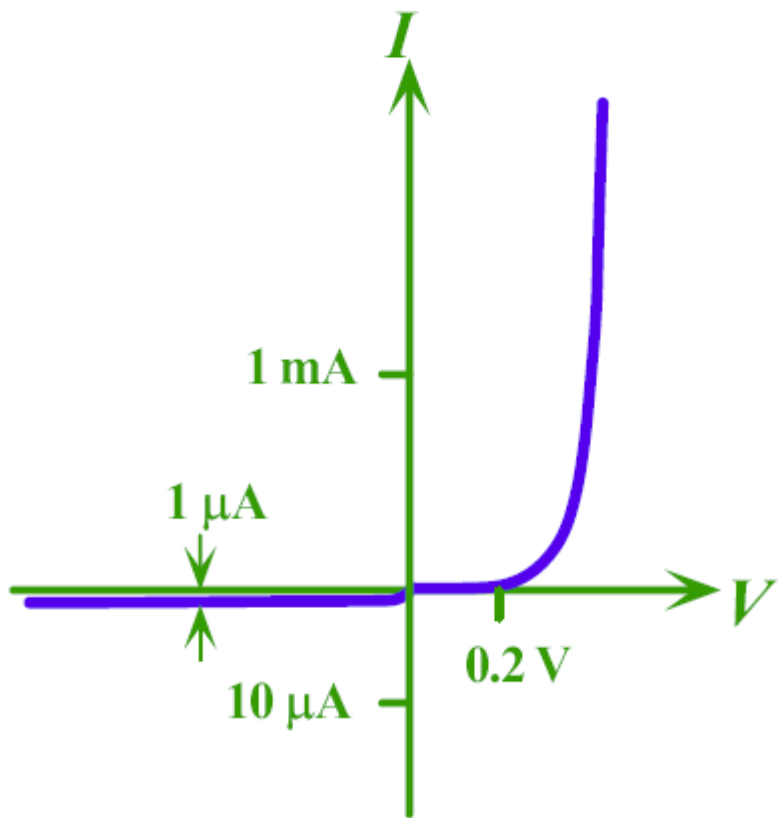
$$q(V_d + V) = -q[(V_s)_0 - V]$$

半导体一边的电子的势垒高度增加，半导体到金属的电子数目减少，相反金属到半导体的电子流占优势，形成由半导体到金属的反向电流。

进一步增加反向电压

$$J_{s \rightarrow m} > J_{m \rightarrow s}$$

金属到半导体的势垒高，反向电流小，且与外加电压无关，随电压增加而饱和



肖特基结的整流特性

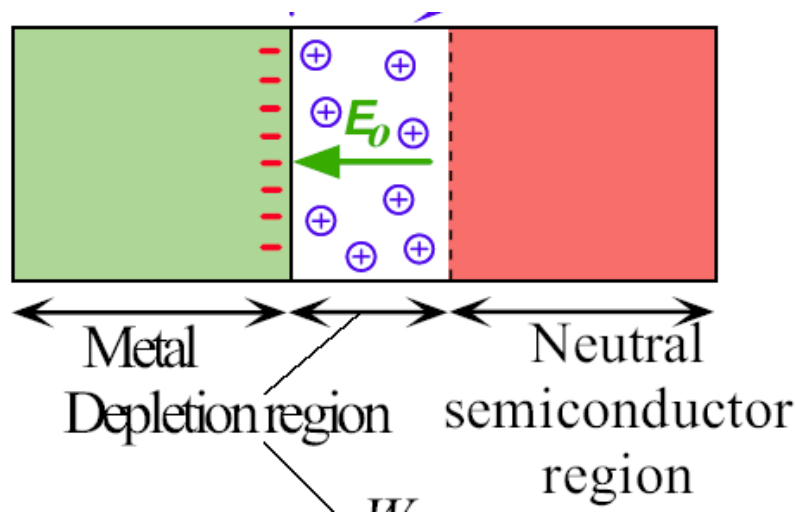
$$J = J_o \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

不论电子阻挡层，还是空穴阻挡层，正向电流都是多数载流子从半导体流向金属

2、整流理论—I-V特性

(1) 扩散理论 Diffusion Theory

对于n型阻挡层，当势垒宽度比电子的平均自由程大得多，即 $x_d \gg l_n$ 时，电子通过势垒区将发生多次碰撞—**厚阻挡层**。扩散理论适用于厚阻挡层。



势垒区中存在电场，有电势的变化，导致载流子浓度的不均匀。计算通过厚阻挡层势垒的电流时，**必须同时考虑漂移和扩散运动**。

① 电势在半导体中的分布

简化模型 (耗尽层近似):

势垒高度 $qV_D \gg k_0T$

势垒区内的载流子浓度 ~ 0

空间电荷完全由电离杂质电荷形成
均匀掺杂

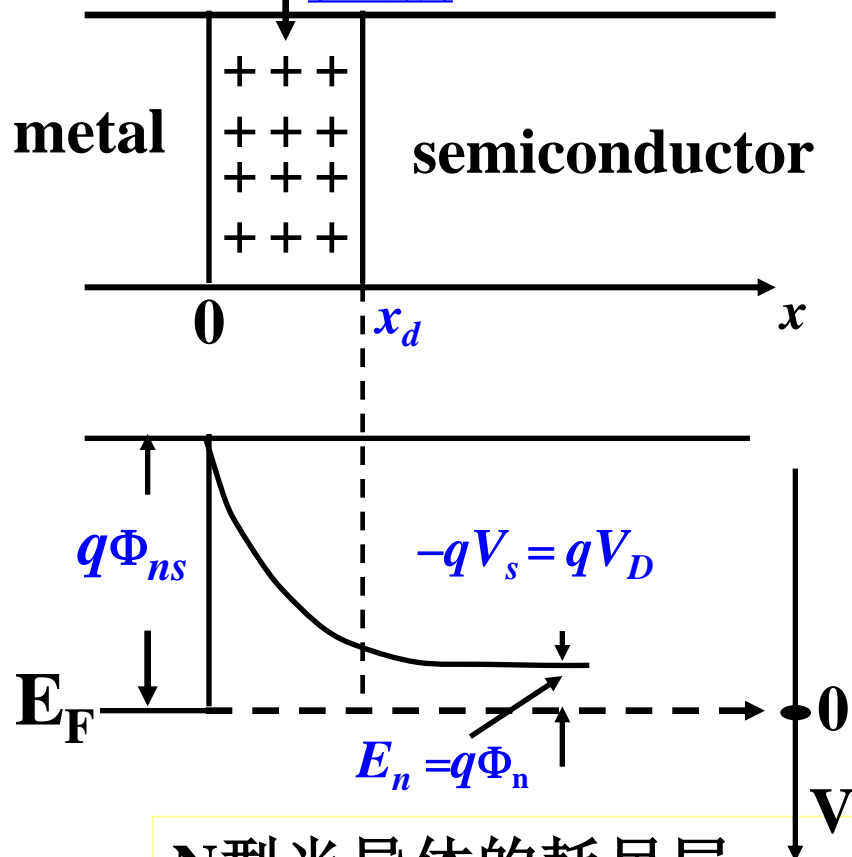
则电荷密度分布:

$$\rho = \begin{cases} qN_D & (0 < x < x_d) \\ 0 & (x > x_d) \end{cases}$$

x_d : 耗尽层的宽度
 N_D : 是施主掺杂浓度

Space charge region

耗尽层



N型半导体的耗尽层

代入泊松方程
$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0}$$

即
$$\frac{d^2V}{dx^2} = \begin{cases} -\frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} & (0 < x < x_d) \\ 0 & (x > x_d) \end{cases}$$

边界条件:

半导体内部电场为零
$$E(x_d) = -\left. \frac{dV}{dx} \right|_{x=x_d} = 0$$

积分得:

$$E(x) = -\frac{dV}{dx} = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (x - x_d) \quad \text{电场分布}$$

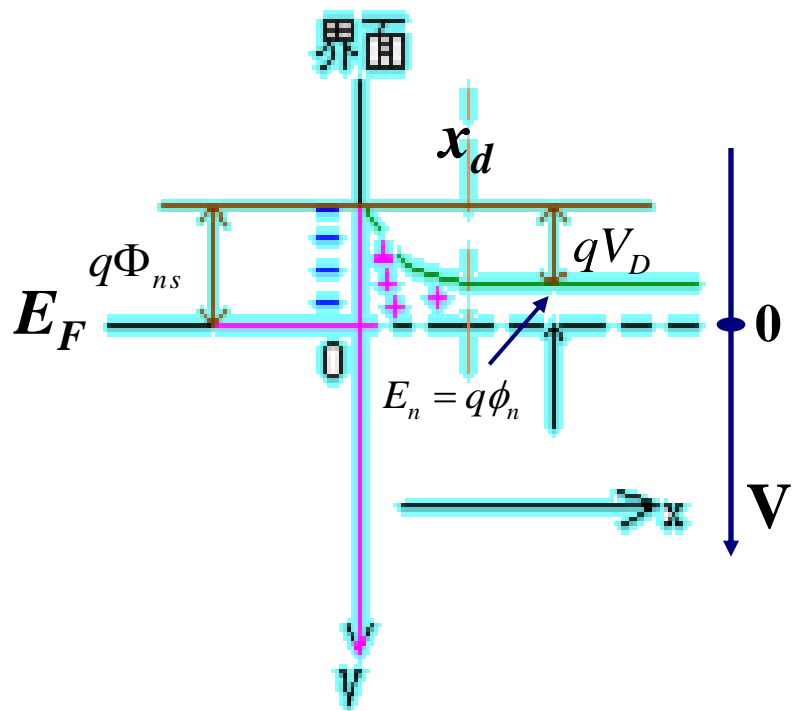
以金属费米能级处为电势零点($-\mathbf{E}_{Fm}/q$)
$$V(0) = -\phi_{ns}$$

积分得:

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \left(xx_d - \frac{1}{2} x^2 \right) - \phi_{ns} \quad \text{电势分布}$$

$$\therefore V(x_d) + \phi_{ns} = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \frac{1}{2} x_d^2$$

外加电压V在金属上:



$$V(x_d) = -(\phi_n + V)$$

$$\phi_{ns} = \phi_n + V_D$$

$$\therefore V(x_d) + \phi_{ns} = V_D - V$$

故在 $x = x_d$ 时

$$V_D - V = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \frac{1}{2} x_d^2$$

$$\text{又 } V_D = - (V_s)_0$$

势垒宽度 x_d :

$$\Rightarrow x_d = \sqrt{-\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0 [(V_s)_0 + V]}{qN_D}}$$

由此可见, x_d 随外加电压的变化而变化

当表面势外加电压 V 和表面势同号时, 势垒高度提高、势垒宽度变大。

② 通过势垒的电流密度:

电流密度:

$$J = q \left[n(x) \mu_n E(x) + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

漂移电流

扩散电流

代入: $\mu_n = \frac{q}{k_0 T} D_n$ $E(x) = -\frac{dV}{dx}$

→ $J = qD_n \left[-\frac{qn(x)}{k_0 T} \cdot \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right]$

两边同时乘因子 $\exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right]$

$$\begin{aligned} J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] &= qD_n \left[n(x) \frac{d}{dx} \left\{ \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} + \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \frac{dn(x)}{dx} \right] \\ &= qD_n \frac{d}{dx} \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \end{aligned}$$

在稳定的情况下， J 是与 x 无关的常数

$$J \int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{qV(x)}{k_0T}\right) dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

$x = 0$ 处(半导体表面):

x_d 处(已到半导体体内):

$$\begin{cases} V(0) = -\phi_{ns} \\ n(0) = n_0 e^{\frac{q(V_s)_0}{k_0T}} \end{cases}$$

$$\begin{cases} V(x_d) = \frac{qN_D}{2\epsilon_r\epsilon_0} x_d^2 - \phi_{ns} \\ n(x_d) = n_0 = N_c e^{-\frac{q\phi_n}{k_0T}} \end{cases}$$

$$\Rightarrow J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right] dx = qD_n n_0 \exp\left\{\frac{q[\phi_{ns} + (V_s)_0]}{k_0T}\right\} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1\right]$$

用耗尽层近似求积分 $\rightarrow J$

电势分布:
$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \left(x x_d - \frac{1}{2} x^2 \right) - \phi_{ns}$$

在势垒高度大于 k_0T 时,

$$\int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{qV(x)}{k_0T}\right) dx \quad \text{随 } x \text{ 增大而急剧减小!}$$

积分主要决定于 $x=0$ 附近的电势值, 去掉 x^2 项

在 $x = 0$ 附近取 $V(x) \approx \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} x_d x - \phi_{ns}$

$$\Rightarrow \int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{qV(x)}{k_0T}\right) dx = \frac{k_0T \epsilon_r \epsilon_0}{q^2 N_D x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q^2 N_D x_d^2}{k_0T \epsilon_r \epsilon_0}\right) \right]$$

由 $-q \left[(V_s)_0 + V \right] \gg k_0T$

$$\Rightarrow \int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{qV(x)}{k_0T}\right) dx = \frac{k_0T \epsilon_r \epsilon_0}{q^2 N_D x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right)$$

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 \left[(V_s)_0 + V \right]}{qN_D}}$$

把积分函数和 x_d 的表达式

$$\int_0^{x_d} \exp\left(-\frac{qV(x)}{k_0T}\right)dx = \frac{k_0T\varepsilon_r\varepsilon_0}{q^2N_Dx_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right)$$

$$x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0[(V_s)_0 + V]}{qN_D}}$$

代入到:

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0T}\right]dx = qD_n n_0 \exp\left\{\frac{q[\phi_{ns} + (V_s)_0]}{k_0T}\right\} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1\right]$$

可得到电流密度为:

$$J = J_{SD} \left(e^{\frac{qV}{k_0T}} - 1 \right).$$

$$\text{其中 } J_{SD} = \sigma \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (V_D - V)} \cdot e^{-\frac{qV_D}{k_0T}}$$

$$\text{其中, } \sigma = qn_0\mu_{n_0}$$

$$\therefore J = \sigma E$$

$$\therefore \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} [V_D - V]} \text{具有电场强度的量纲}$$

③ J-V特性讨论:

$$J = J_{SD} \left(\exp \frac{qV}{k_0T} - 1 \right)$$



其大小主要决定于
指数因子

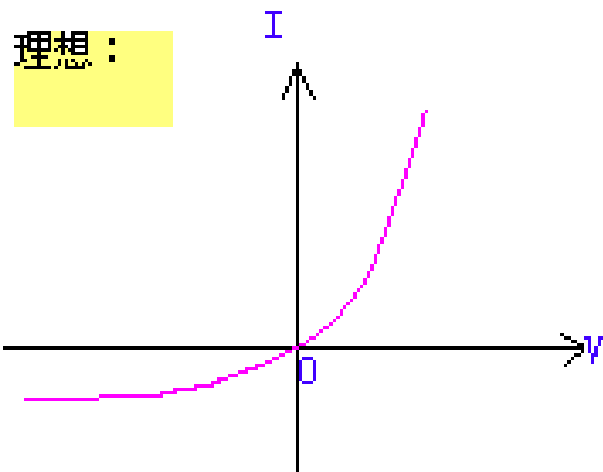
(1) $V > 0$ 时:

如果 $qV \gg k_0T$:

$$J = J_{SD} \exp \frac{qV}{k_0T}$$

(2) $V < 0$ 时:

如果 $|qV| \gg k_0T$: $J = -J_{SD}$



金半接触伏安特性

氧化亚铜，迁移率较小，即平均自由程较短，扩散理论适用

J_{SD} 随电压而缓慢变化，但并不趋于定值，即没有饱和

例：电阻率为 $10\Omega\text{ cm}$ 的n型Ge和金属接触形成的肖特基势垒高度为 0.3eV ,求加上 5V 反向电压时的空间电荷层厚度及空间电荷层内最大电场强度。

解：当 $\rho=10\Omega\cdot\text{cm}$ 时，计算得 $N_D=1.6\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$,

$$E_n = E_C - E_F = k_0 T \ln \frac{N_C}{N_D} = 0.29\text{eV}$$

因为 $q\phi_{ns}=0.3\text{eV}$ ，所以：

$$(V_s)_0 = -V_D = E_n / q - \phi_{ns} = -0.1\text{eV}$$

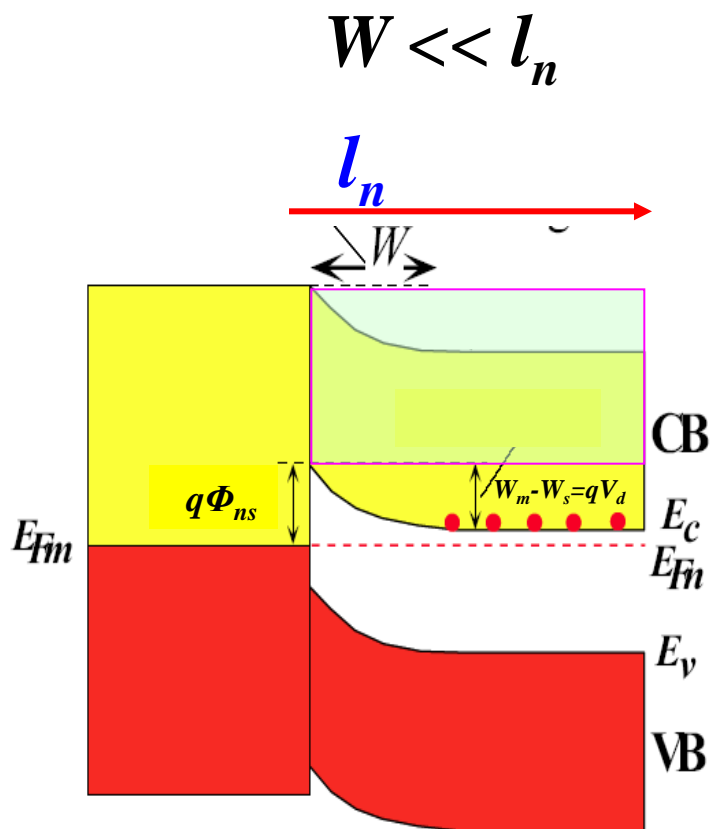
加上 5V 反向电压后

$$x_d = \left\{ -\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 [(V_s)_0 + V]}{qN_D} \right\}^{1/2} = 7.56\ \mu\text{m}$$

$$E(0) = -\frac{qN_D x_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} = -1.35 \times 10^4\ \text{V/cm}$$

(2) 热电子发射理论

当n型阻挡层很薄时，电子的平均自由程大于势垒宽度，扩散理论不再适用。电子通过势垒区的碰撞可以忽略。



决定作用是势垒高度，而不是宽度。当电子具有足够能量 E 时才能越过势垒顶部，电子可以自由越过势垒进入另一边。

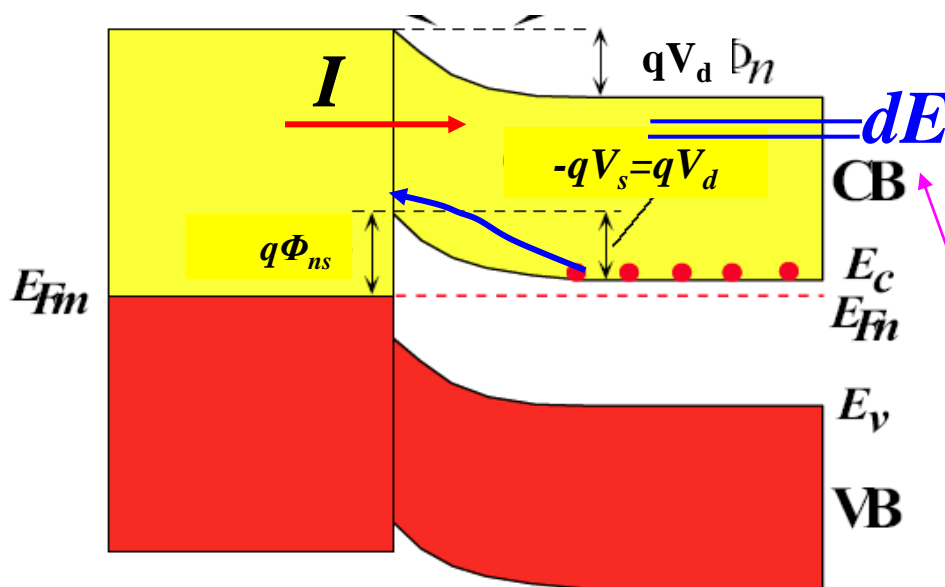
无外加电压， $E > qV_D$

有外加电压， $E > q(V_D - V)$

电流密度的计算即求越过势垒的载流子数目。

→ 热电子发射理论

非简并半导体的n型阻挡层为例，设 $qV_D \gg k_0T$ ，通过势垒交换的电子很少，体内的电子浓度视为常数，与电流无关。



电流的正方向是从金属到半导体

① $J_{s \rightarrow m}$ (正向电流)

电子从半导体向金属发射

$$J_{s \rightarrow m} = \int q v_x dn$$

n 为能量高于 $E_c + qV_d$ 的热电子数， dn 为 dE 内的电子数

$$E - E_c = \frac{1}{2} m_n^* v^2$$

非简并半导体,分布函数为Boltzmann分布,
故:

$$dn = g(E)f(E)dE$$

$$dn = 4\pi \frac{(2m_n^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E-E_F}{k_0T}} dE$$

$$= 4\pi \frac{(2m_n^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_c-E_F}{k_0T}} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E-E_c}{k_0T}} dE$$

$$\text{又: } E - E_c = \frac{1}{2} m_n^* v^2$$

$$\Rightarrow dE = m_n^* v dv$$

$$\begin{aligned} \text{又} \quad n_0 &= N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{k_0 T}} \\ &= \left[2 \frac{(2\pi m_n^* k_0 T)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \right] \cdot e^{-\frac{E_c - E_F}{k_0 T}} \end{aligned}$$

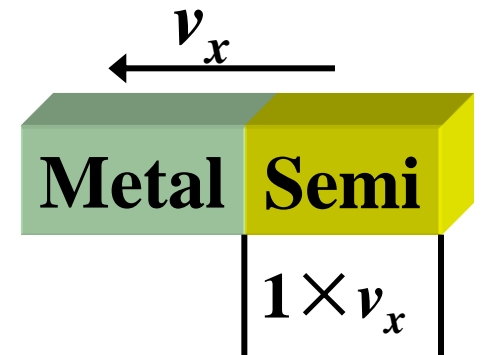
$$\Rightarrow dn = n_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m_n^* v^2}{2k_0 T}} dv$$

$$= n_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m_n^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_0 T}} dv_x dv_y dv_z$$

v_x 正方向为垂直于半导体指向金属界面的方向。

单位时间，通过单位截面积，在 $1 \times 1 \times v_x$ 体积内的电子可到达界面

$$dN = dn \cdot (v_x \times 1 \text{秒} \times 1 \text{单位截面})$$



$$= n_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m_n^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_0 T}} \cdot v_x \cdot dv_x dv_y dv_z$$

要越过势垒，到达界面的电子的动能

$$\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 \geq q(V_D - V)$$

即电子的最小速度 $v_x(\min) = \sqrt{\frac{2q(V_D - V)}{m_n^*}}$

电子流密度:

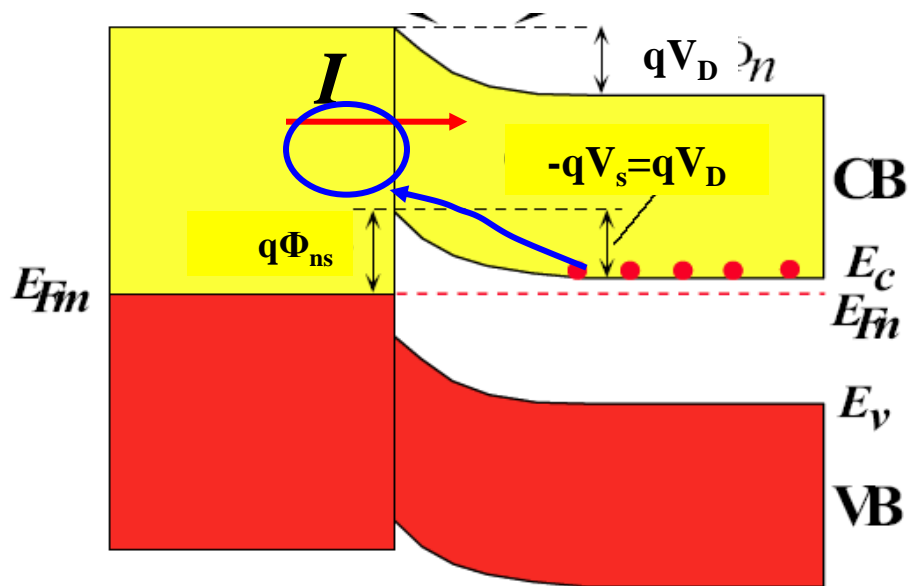
$$J_{s \rightarrow m} = \int q v_x dn$$

$$= qn_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T} \right) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dv_z \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \cdot \int_{v_{x0}}^{+\infty} v_x e^{-\frac{m_n^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_0 T}} dv_x$$

$$= A^* T^2 e^{\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right)} e^{\frac{qV}{k_0 T}}$$

其中, $A^* = \frac{4\pi q m_n^* k_0^2}{h^3}$ 有效理查逊常数

② $J_{m \rightarrow s}$ 时（反向电流）



金属到半导体的势垒高度 $q\Phi_{ns}$ 不随外加电压变化，故 $J_{m \rightarrow s}$ 是常量。

平衡时 ($V=0$):

$$J_{m \rightarrow s} = -J_{s \rightarrow m}$$

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 e^{\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right)}$$

③ 总的电流密度J

$$J = J_{s \longrightarrow m} + J_{m \longrightarrow s}$$

$$= J_{ST} \left(e^{\frac{qV}{k_0T}} - 1 \right)$$

$$\text{其中 } J_{ST} = A^* T^2 e^{\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0T} \right)}$$

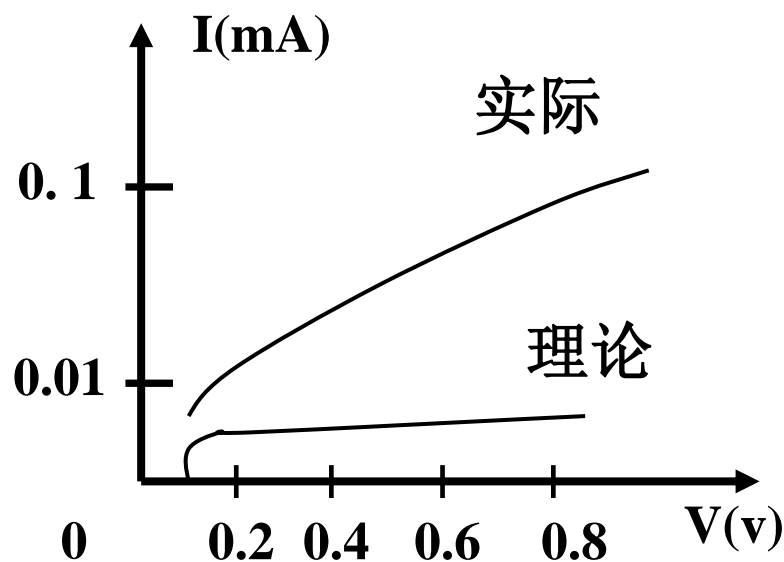
Φ_{ns} 是金属一边的电子势垒

④ 扩散理论与热电子发射理论之比较:

| 扩散理论 | 热电子发射理论 |
|---|--|
| $J = J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$ | $J = J_{ST} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0T}\right) - 1 \right]$ |
| $J_{SD} = \sigma \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (V_D - V)} \cdot e^{-\frac{qV_D}{k_0T}}$ | $J_{ST} = A^* T^2 e^{\left(\frac{-q\phi_{ns}}{k_0T}\right)}$ |
| <p>J_{SD} 随外加电压变化 对温度敏感不如 J_{ST}</p> | <p>J_{ST} 与外加电压无关 对温度很敏感</p> |
| $x_d \gg l_n$ | $x_d \ll l_n$ |

§ 7.3 镜像力和隧道效应的影响

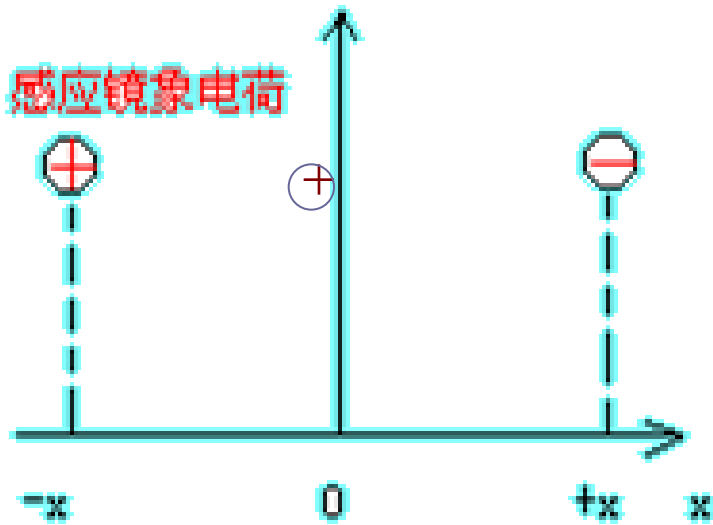
金属接触和表面态导致阻挡层的形成，扩散理论和热电子发射理论解释了其整流特性。但实际发现：高阻方向电流随电压的增加更显著，低阻方向电流的增加没有理论预测的陡峭。



引入镜像力和隧道效应的影响进行修正

Ge检波器的反向特性

(1) 镜像力——感应电荷对电子产生的库仑吸引力



在金属—真空系统中，一个在金属外面的电子，要在金属表面感应出正电荷，电子也受到感应的正电荷的吸引

如负电荷距离金属表面为 x ，则它与感应出的金属表面的正电荷之间的吸引力，相当于在 $-x$ 处有个等量的正电荷之间的作用力，即**镜像力**

真空中，镜像力为：

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

把电子从x点移到无穷远，电场力做的功，附加势能：

$$\int_x^\infty f dx = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

对于金-半接触势垒中的电子，附加势能为：

$$-\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r X} \quad \epsilon_r \text{ 为半导体的介电常数}$$

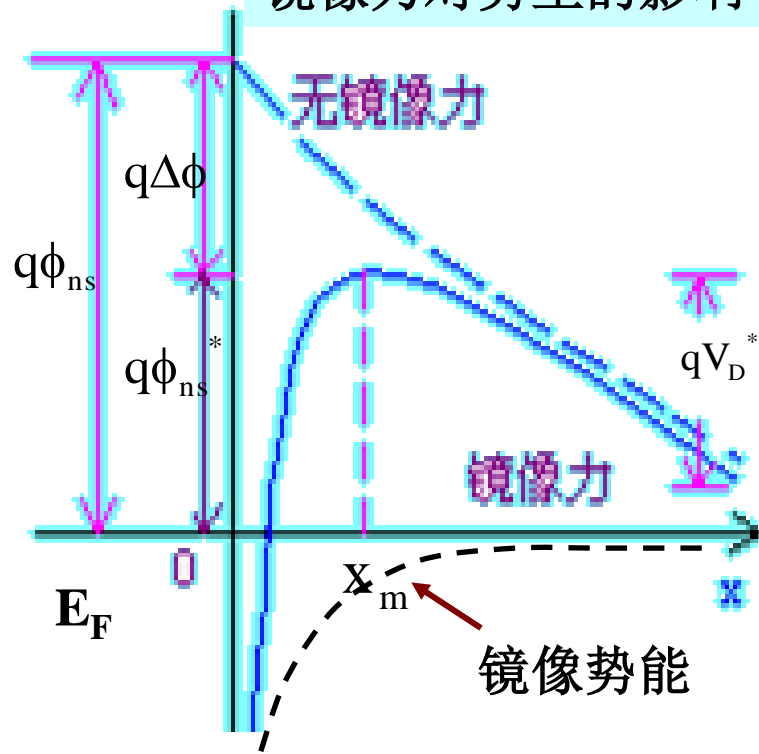
取势能零点在 E_{Fm} ，电子的势能为：

$$\begin{aligned}
 (-q)V(x)^* &= \left(-\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x} \right) - qV(x) \\
 &= \left(-\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x} \right) - q \left[\frac{qN_D}{\epsilon_r\epsilon_0} \left(xx_d - \frac{1}{2}x^2 \right) - \phi_{ns} \right]
 \end{aligned}$$

镜像力对势垒的影响

① 平衡时即没有加电压时

当电子所受到的电场力=镜像力时，电子势能在 x_m 处出现极大值。



$$\frac{q^2}{16\pi\epsilon_r\epsilon_0x_m^2} = \frac{q^2N_D}{\epsilon_r\epsilon_0}(x_{do} - x_m)$$

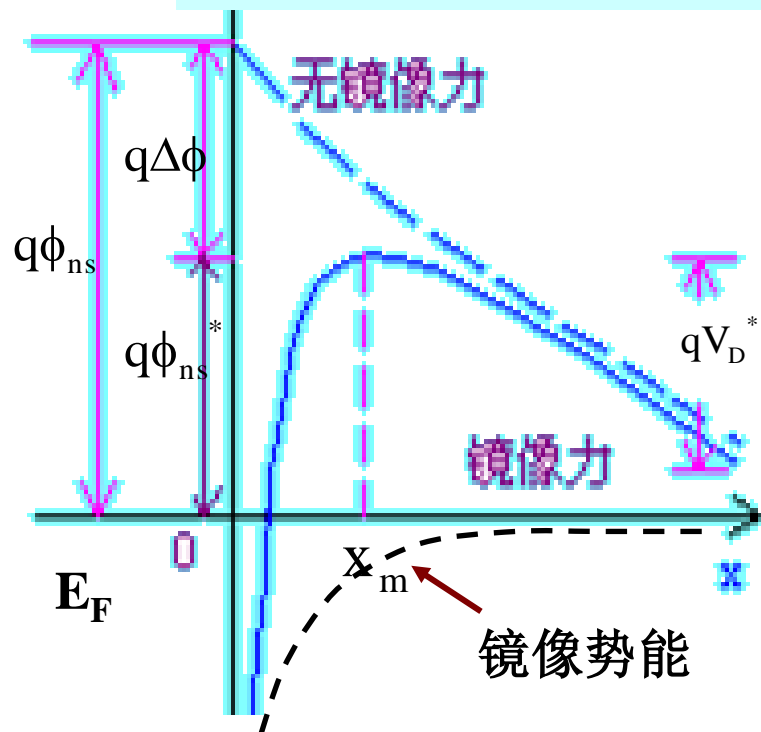
一般 $x_{do} \gg x_m$:

得到:

$$x_m = \frac{1}{4(\pi N_D x_{do})^2}$$

镜像力使得势垒顶向内移动，并且引起势垒的高度减低，用 $q\Delta\phi$ 表示。

镜像力对势垒的影响



② 外加电压时

近似采用平衡时的结果

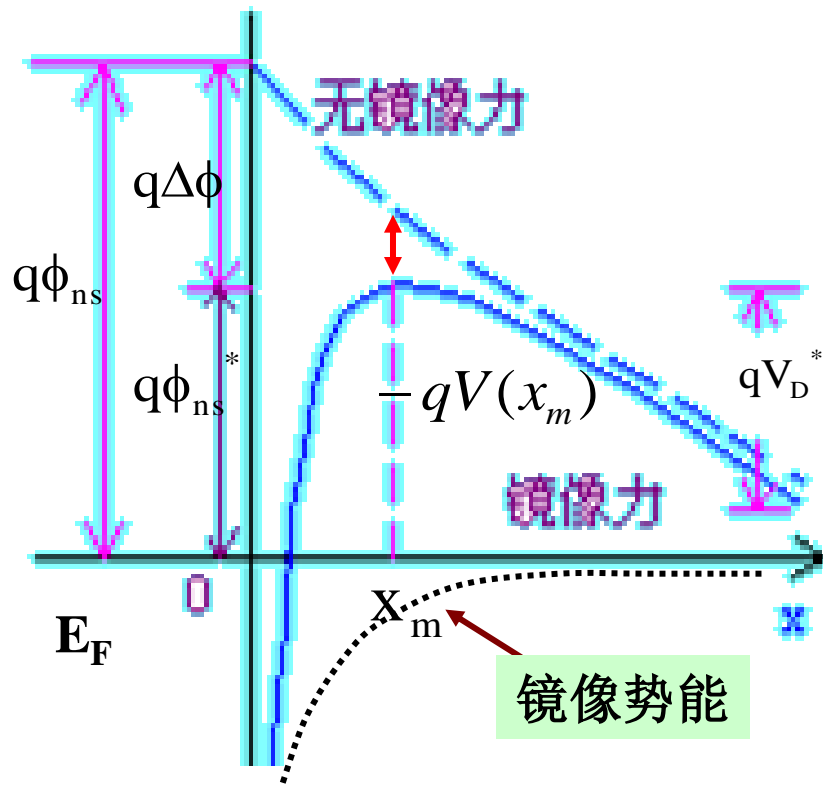
势垒极大值的位置为：

$$x_m = \frac{1}{4(\pi N_D x_d)^2}$$

镜像力引入的势垒与 $q\phi_{ns}$ 相比很小，势垒高度 $-qV(x_m)$ 。

$$\text{又 } 2x_m x_d \gg x_m^2$$

$$\text{所以： } -qV(x_m) \approx q\phi_{ns} - \frac{q^2 N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} x_m x_d$$



$$q\Delta\phi = \frac{1}{4} \sqrt[4]{\frac{2q^7 N_D}{\pi^2 \epsilon_r^3 \epsilon_0^3} \cdot (V_D - V)}$$

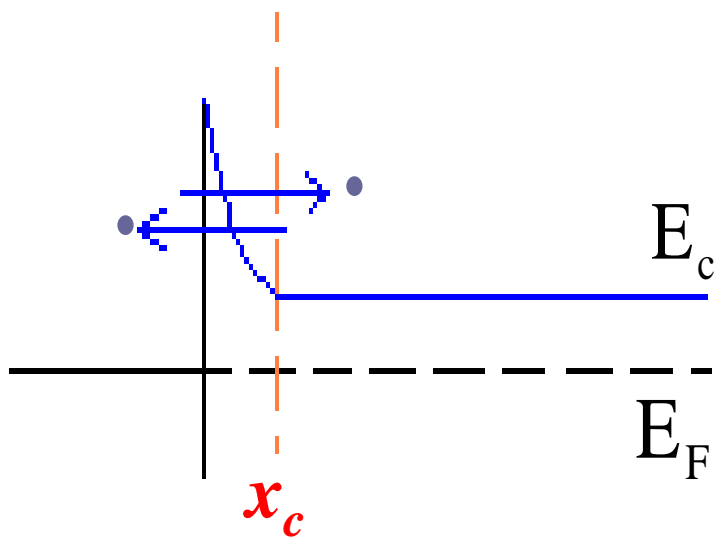
$$\Rightarrow \begin{cases} V > 0 \text{ 时} \rightarrow q\Delta\phi \text{ 减小} \xrightarrow{|V|\uparrow} \text{理想} \\ V < 0 \text{ 时} \rightarrow q\Delta\phi \text{ 增大} \xrightarrow{|V|\uparrow} \text{偏离理想} \end{cases}$$

可见反向偏压和掺杂较高时将导致势垒最高点降落值 $q\Delta\phi$ 增大 $\Rightarrow q\Delta\phi \uparrow \rightarrow J_{\text{反向}} \downarrow$

当反向电压 $|V| \gg V_D$ 时，镜像力的作用明显！

(2) 隧道电流的影响:

① 隧道效应: 能量低于势垒顶的电子, 有一定的几率穿过这个势垒。



决定隧道穿透几率的两个因素:

- (a) 势垒高度
- (b) 隧道厚度

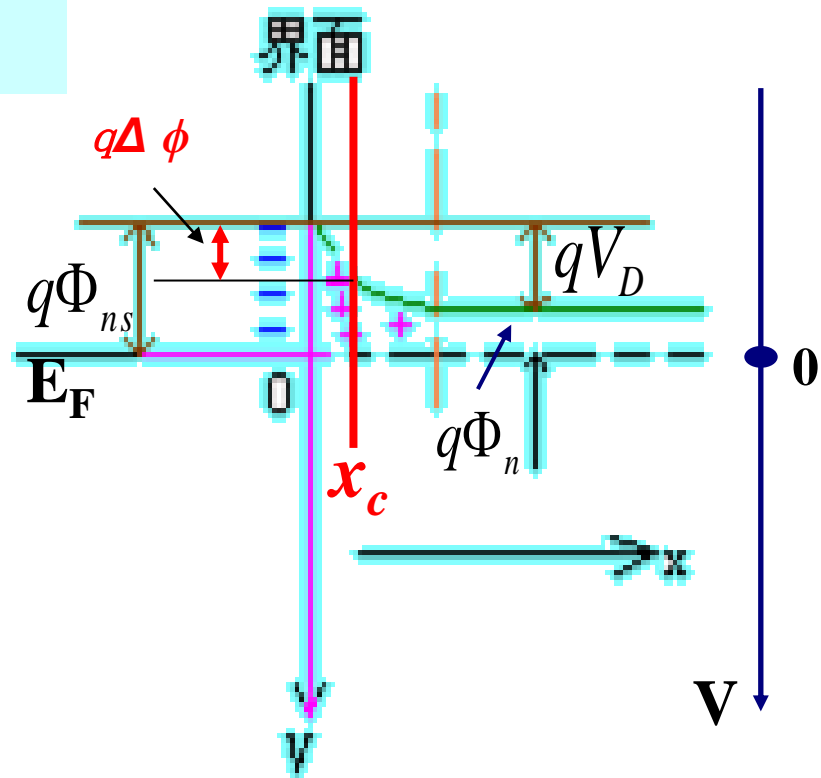
简化模型: 势垒厚度 x_d 大于临界值 x_c , 电子完全不能穿过; 小于 x_c 势垒对电子完全透明, 电子可以直接通过!

势垒高度的减低

$$V = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \left(xx_d - \frac{1}{2} x^2 \right) - \phi_{ns}$$

如 $x_c \ll x_d$, $x=x_c$ 金属一边的有效势垒为 ($x=x_c$):

$$\begin{aligned} -qV(x_c) &\approx q\phi_{ns} - \frac{q^2 N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} x_d x_c \\ &= q\phi_{ns} - x_c \cdot \sqrt{\frac{2q^2 N_D}{\pi \epsilon_r^3 \epsilon_0^3} \cdot (V_D - V)} \end{aligned}$$



隧道效应引起的势垒的减低为:

$$q\Delta\phi = \left[\frac{2q^3 N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (V_D - V) \right]^{1/2} x_c$$

$$\Rightarrow \begin{cases} V > 0 \text{ 时} \rightarrow q\Delta\phi \text{ 减小} \xrightarrow{|V|\uparrow} \text{理想} \\ V < 0 \text{ 时} \rightarrow q\Delta\phi \text{ 增大} \xrightarrow{|V|\uparrow} \text{偏离理想} \end{cases}$$

随反向电压增加而增大，并且反向电压较高时，势垒减低才明显。

镜像力和隧道效应对I-V特性的作用基本相同，对反向特性影响显著，引起势垒减低反向电流增加

考虑镜像力、隧道效应后的反向饱和电流：

$$J_{SD} = \sigma \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (V_D - V)} \cdot e^{-\frac{qV_D}{k_0T}} \Rightarrow \mathbf{J_{SD} = ?}$$

$$J_{ST} = A^* T^2 e^{\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0T}\right)} \Rightarrow \mathbf{J_{ST} = ?}$$

例： 有一块施主浓度 $N_D=10^{16}/\text{cm}^3$ 的n型锗材料，其(111)面与金属接触制成肖特基二极管，已知 $V_D=0.4\text{V}$ ，考虑镜像力影响时，求加上 0.3V 电压时的正向电流密度。

解： 镜像力影响导致的势垒高度降低量为：

$$q\Delta\phi = \frac{1}{4} \left[\frac{2q^7 N_D}{\pi^2 \epsilon_r^3 \epsilon_0^3} (V_D - V) \right] = 9.3 \times 10^{-22} (\text{J}) = 0.006 (\text{eV})$$

半导体侧实际势垒高度： $q(V_D - \Delta\phi) = 0.394 (\text{eV})$

$$E_n = E_c - E_F = k_0 T \ln \frac{N_c}{n_0} = 0.18 (\text{eV})$$

金属侧势垒高度： $q\phi_{ns} = q(V_D - \Delta\phi) + E_n = 0.574 (\text{eV})$

$$J_{ST} = A^* T^2 e^{\left(\frac{-q\phi_{ns}}{k_0 T} \right)} \quad A^* = 1.11 \text{ A}$$

$$\implies J = J_{ST} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T} \right) - 1 \right] = 316.8 (\text{A} / \text{cm}^2)$$

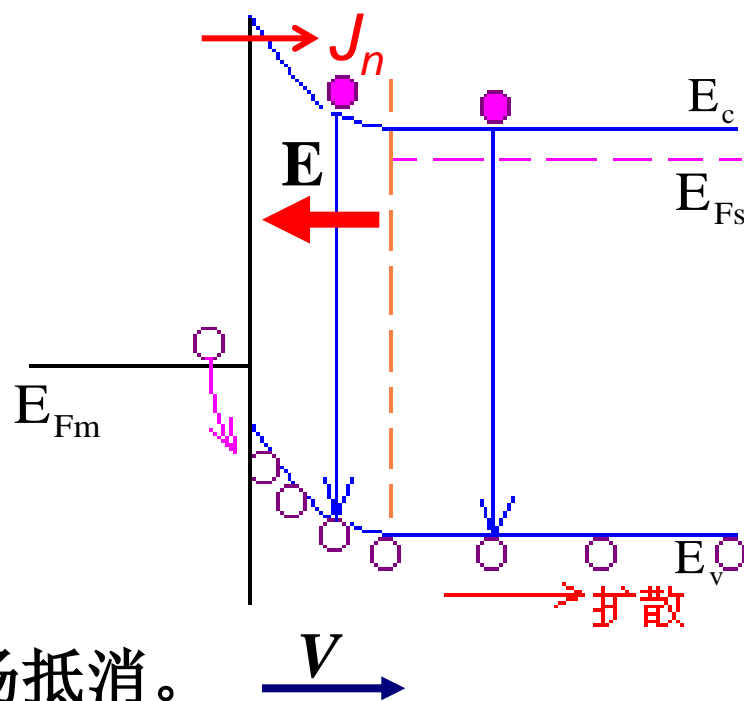
§ 6.3 少数载流子的注入和欧姆接触

1、少数载流子的注入

对n型阻挡层，对少子空穴就是积累层，在势垒区表面空穴浓度最大：

$$p(0) = p_o \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right)$$

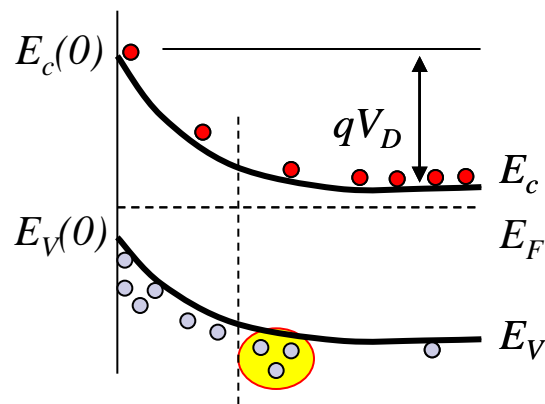
由表面向内部扩散，平衡时被电场抵消。



在正向电压时，空穴扩散电流和电子电流方向一致。部分正向电流由少子贡献。

少子空穴电流的大小：

1. 决定于阻挡层中空穴的浓度。势垒很高时，接触表面空穴浓度很高。
2. 受扩散能力的影响。在正向电压时，空穴流向半导体体内，在阻挡层形成一定的积累，然后靠扩散进入半导体体内。



$$\text{少子扩散流 } J_p = q \frac{D_p}{L_p} p_0 \left(e^{\frac{qV}{k_0T}} - 1 \right) = qv_d p_s e^{\frac{qV_D}{k_0T}} \left(e^{\frac{qV}{k_0T}} - 1 \right)$$

注入比 γ ： 在加正向电压时，少子电流和总电流的比

$$\gamma = J_p / J = J_p / (J_n + J_p)$$

在大电流时，注入比随电流密度的增加而增大

2、欧姆接触

定义：金/半接触的非整流接触：不产生明显的附加电阻，不会使半导体体内的平衡载流子浓度发生明显的改变。

应用：半导体器件中利用电极进行电流的输入和输出要求金属和半导体接触形成良好的欧姆接触。在高频和大功率的器件中，欧姆接触是设计和制造的关键。

实现：1. 反阻挡层，实现欧姆接触。实际中，由于很高的表面态难于实现。

2. 隧道效应，实现半导体制造的欧姆接触。

隧道厚度的估算（参考）

当势垒厚度， $x < x_c$

势垒对电子完全透明

→ 隧道穿透

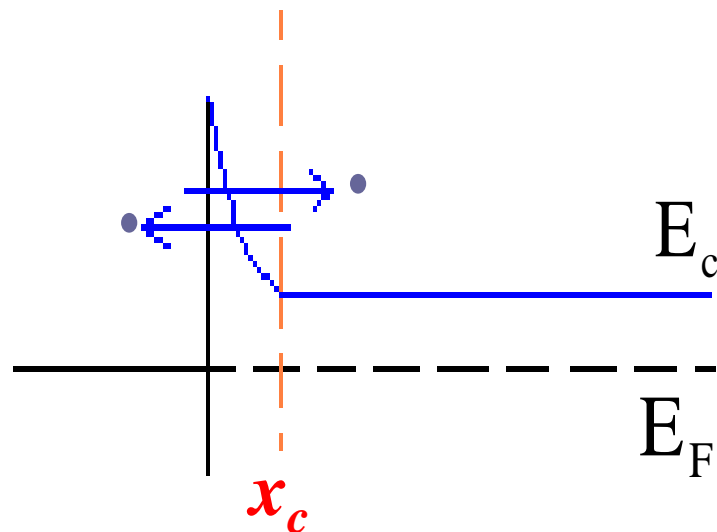
$$x_c = x_d (V = 0)$$

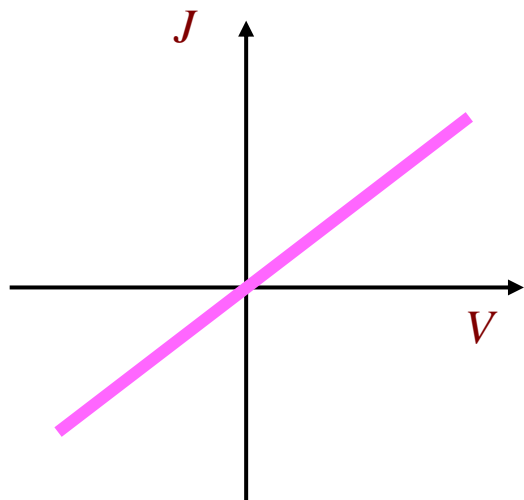
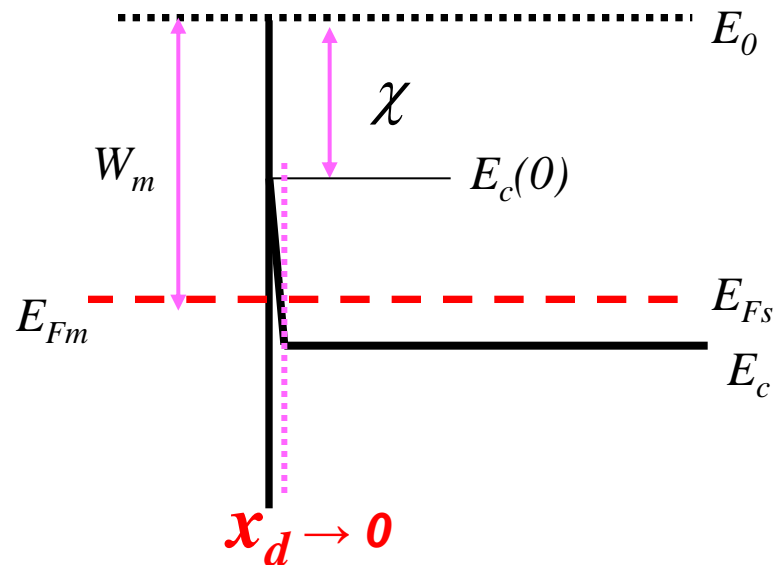
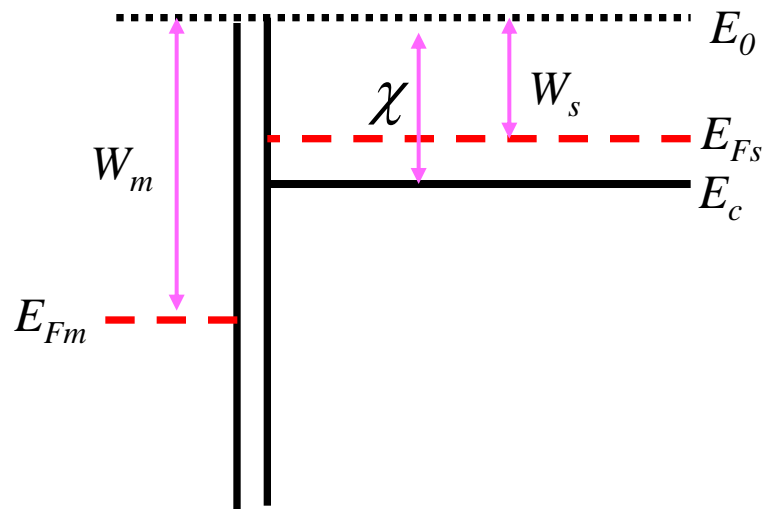
$$= \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 [(V_s)_0 + V]}{qN_D}}$$

$$= \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 [V_D - V]}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 V_D}{qN_D}}$$

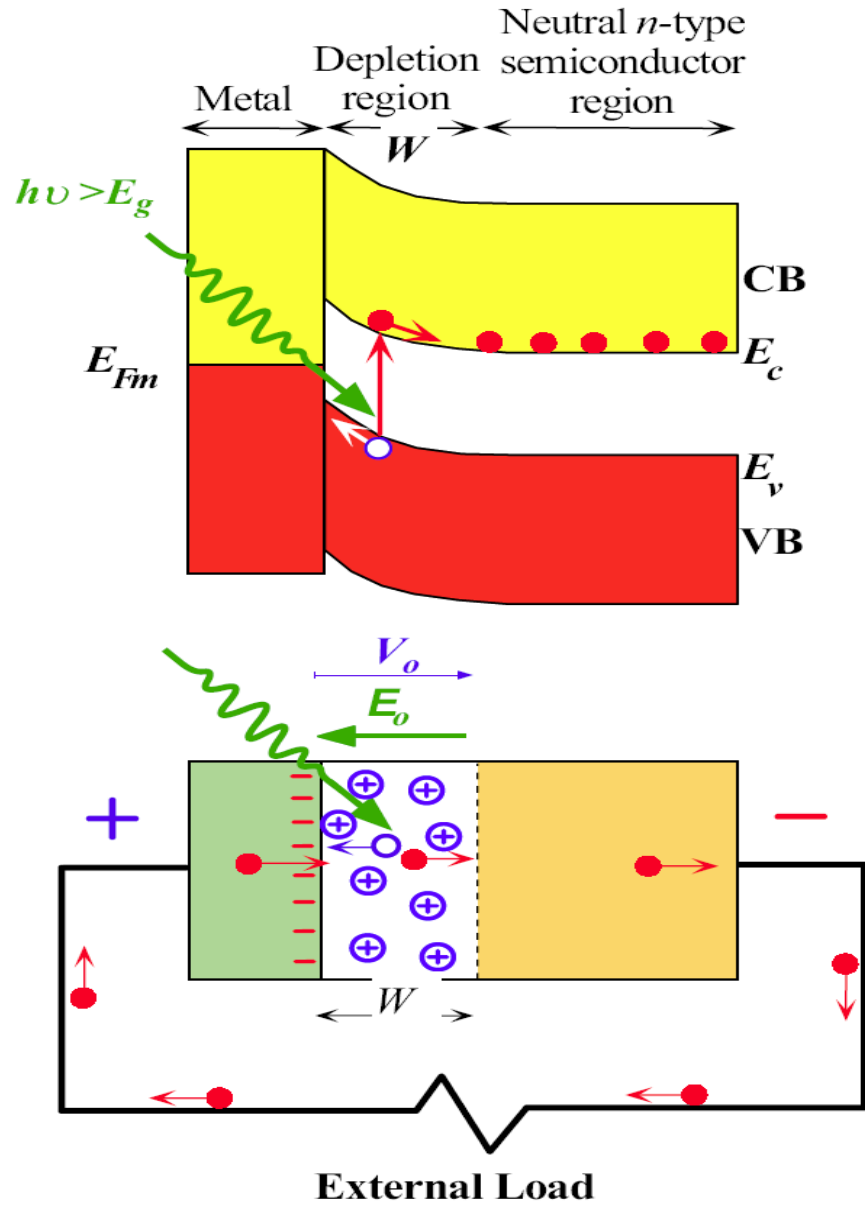
即 $N_D \uparrow \Rightarrow x_c \downarrow$

通过重掺杂可获得能产生隧道电流的特殊阻挡层

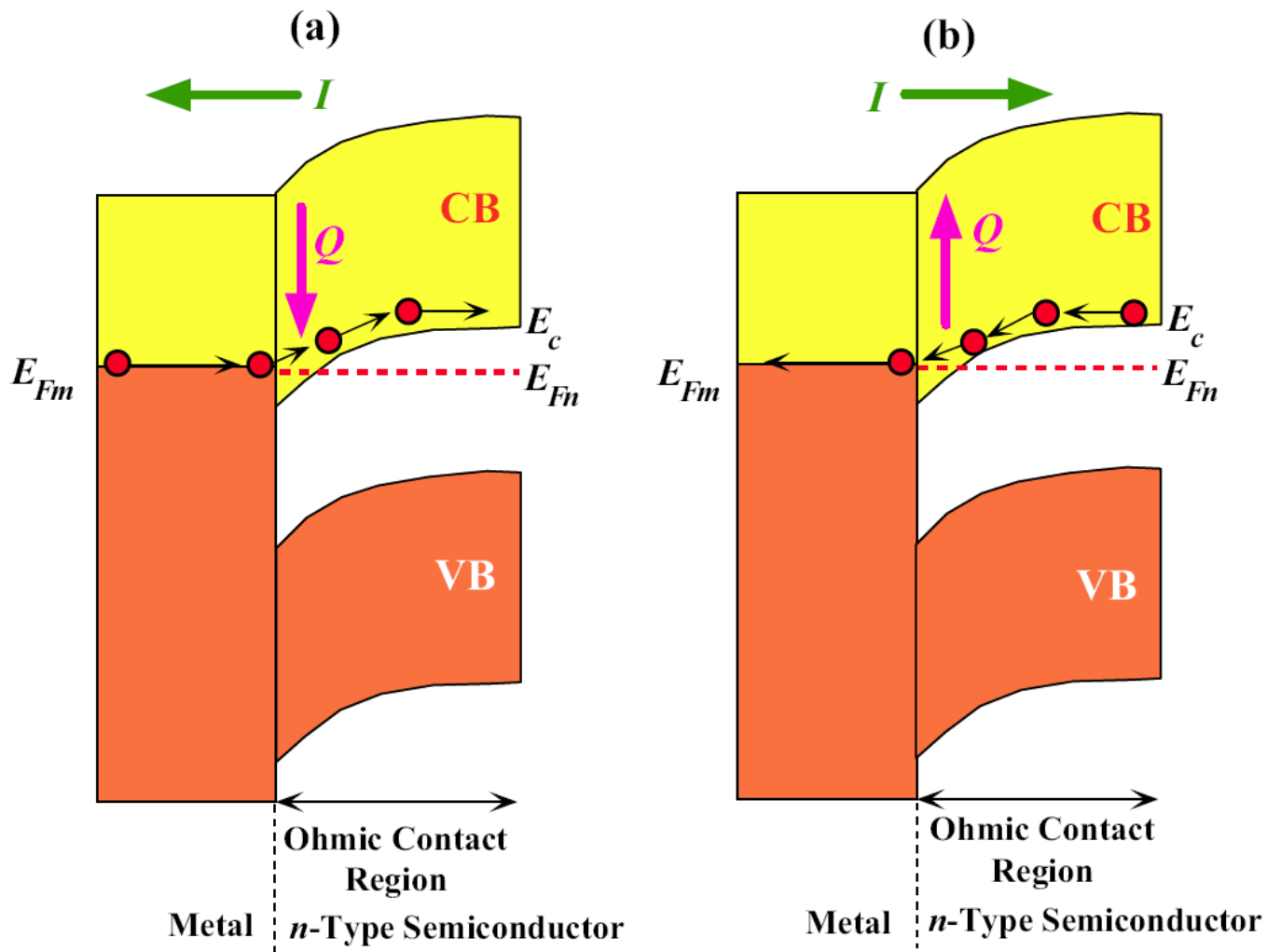




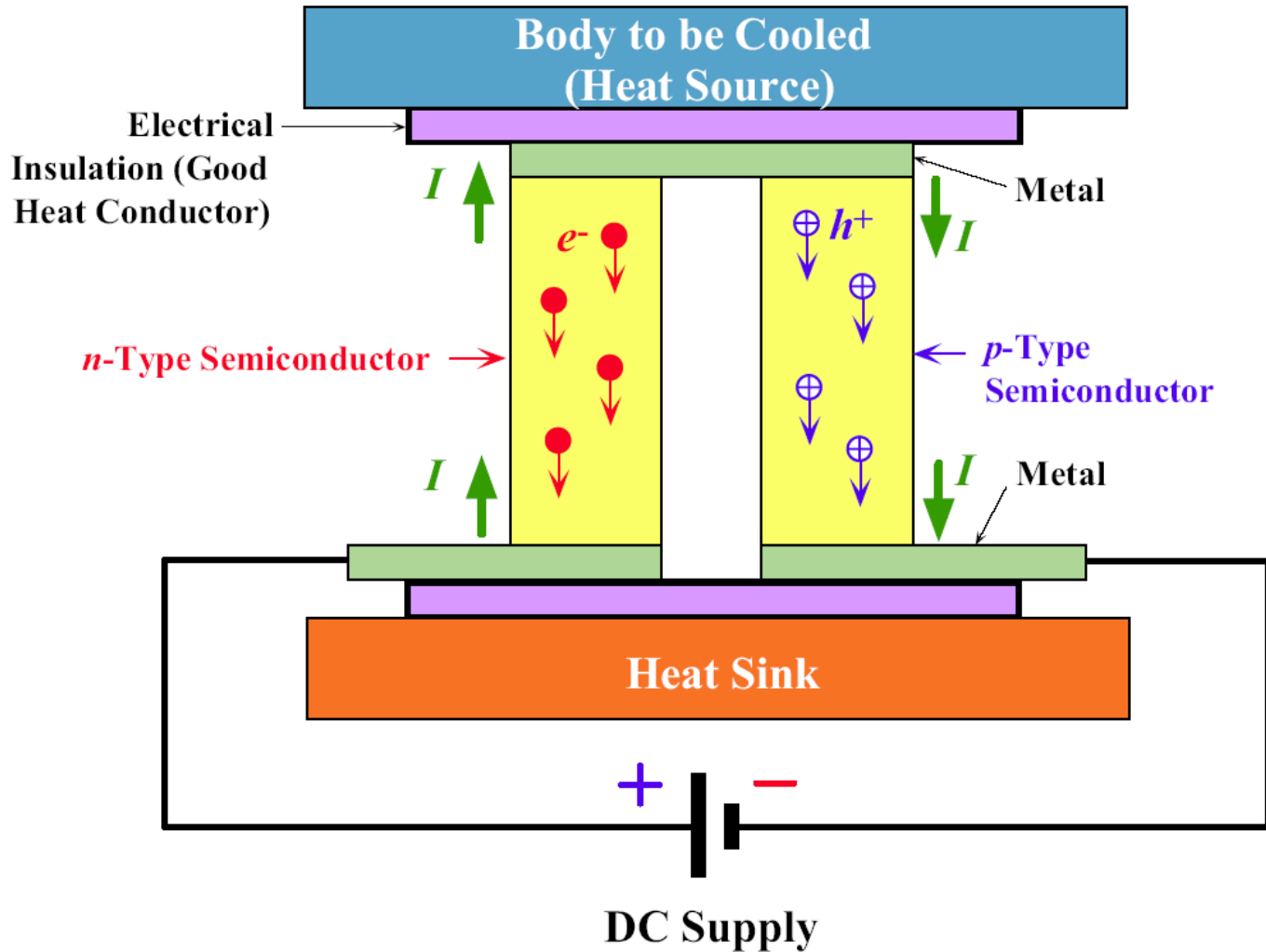
利用隧道效应实现欧姆接触：
 在n型或p型半导体上制作一层重掺杂区再与金属接触，形成金属—n⁺n 或金属—p⁺p 结构。
 金属的选择很多
 电子束和热蒸发、溅射、电镀



The principle of the Schottky junction solar cell.



- (a) Current from an *n*-type semiconductor to the metal results in heat absorption at the junction.
- (b) Current from the metal to an *n*-type semiconductor results in heat release at the junction.



Cross section of a typical thermoelectric cooler.

本章小结

1、功函数：功函数的定义是 E_0 与 E_F 能量之差，用 W 表示。即

$$W = E_0 - E_F$$

半导体的功函数可以写成

$$W_s = \chi + [E_c - (E_F)_s] = \chi + E_n$$

2. 典型金属半导体接触有两类：一类是整流接触，形成阻挡层，即肖特基接触；一类是非整流接触，形成反阻挡层，即欧姆接触。

形成n型和p型阻挡层的条件

| | N型 | P型 |
|-------------|------|------|
| $W_m > W_s$ | 阻挡层 | 反阻挡层 |
| $W_m < W_s$ | 反阻挡层 | 阻挡层 |

3、金属半导体接触整流特性：

在金属半导体接触中，金属一侧势垒高度不随外加电压而变，半导体一侧势垒高度与外加电压相关。因此，当外加电压使半导体一侧势垒高度降低时，形成从半导体流向金属的净电子流密度，且随外加电压而变化；

反之，则是从金属到半导体的电子流密度，该电流较小。且与外加电压几乎无关。这就是金属半导体接触整流特性。

两种理论:

扩散理论、热电子发射理论

计算肖特基接触的电流-电压特性，前者适用于势垒区宽度比电子的平均自由程大很多的半导体材料；后者适用于薄阻挡层，电子的平均自由程远大于势垒区宽度。

(1)、扩散理论:

当 $V > 0$ 时，若 $qV \gg kT$ ，其电流—电压特性为:

$$J = J_{sD} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

其中：

$$J_{sD} = \sigma \left\{ \frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} [V_D - V] \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{qV_D}{kT}\right), \quad \sigma = qn_0\mu_{n0}$$

当 $V < 0$ 时，若 $|qV| \gg kT$ ，则：

$$J = -J_{sD}$$

随电压变化，并不饱和

(2)、热电子发射理论:

电流-电压特性为

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

$$\text{其中, } J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{ns}}{kT}\right)$$

J_{sT} 与外加电压无关, 但强烈依赖于温度

Ge, Si, GaAs具有较高的载流子迁移率, 即有较大的平均自由程, 因而在室温下, 这些半导体材料的肖特基势垒中的电流输运机理主要是热电子发射。

4、镜像力和隧道效应的影响：

镜像力和隧道效应对反向特性有显著影响，它们引起势垒高度的降低，使反向电流增加。

5、少数载流子的注入：

在金属和n型半导体的整流接触上加正向电压时，就有空穴从金属流向半导体，这种现象称为少数载流子的注入。少数载流子电流与总电流之比称为少数载流子注入比，用 γ 表示。对n型阻挡层

$$\gamma = \frac{J_P}{J} = \frac{J_P}{(J_n + J_P)}$$

6、欧姆接触特性和制作

欧姆接触可以通过金属半导体形成反阻挡层或隧道效应制造。实际生产中，主要利用隧道效应在半导体上制造欧姆接触。