
半导体物理II

教材：半导体物理学

刘恩科 朱秉升 罗晋生

内 容

- Ch7 金属和半导体的接触
 - Ch8 半导体表面与MIS结构
 - Ch9 异质结
 - Ch10 半导体的光学性质和光电与发光现象
 - Ch11 半导体的热电效应
 - Ch12 半导体磁和压阻效应
-

绪

Ch1—Ch5: 能带、载流子及其基本特性;

Ch6—Ch9: 半导体器件物理模型基础;

Ch10-Ch12: 特殊半导体器件物理模型基础。

**“Complete Guide to Semiconductor Device”,1995指出:
半导体器件有67种, 110余变种。其组成由:**

- 1. p-n结;**
- 2. 金属-半导体结;**
- 3. MIS(MOS);**
- 4. 异质结。**

第七章 金属和半导体的接触

基本内容

- 金属半导体接触及其能带图
- 金属半导体接触整流理论
- 少数载流子的注入和欧姆接触

绪言

- 金属-半导体接触
- M-S接触的实现方法
- M-S接触的基本类型
- 两类接触类型的应用
- 对M-S接触整流作用的理论解释

7.1 金属半导体接触及其能级图

一、金属和半导体的功函数

1. 金属功函数

金属功函数:

$$W_m = E_0 - (E_F)_m$$

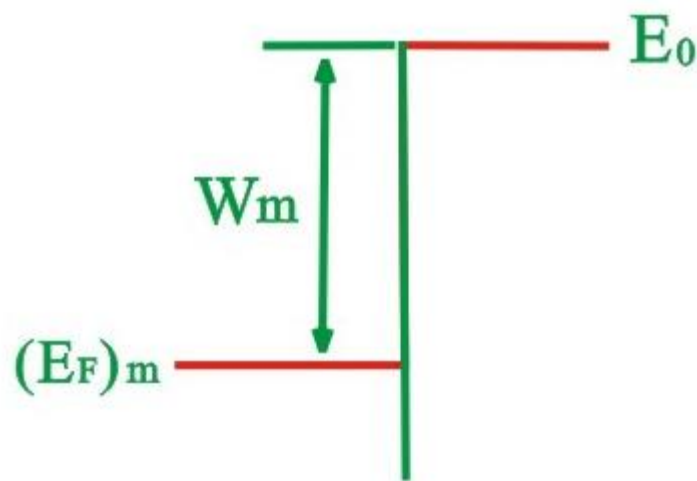


图7-1 金属中的电子势阱

2. 半导体功函数和电子亲和能

半导体的功函数:

$$W_s = E_0 - (E_F)_s$$

电子亲和能:

$$\chi = E_0 - E_c$$

则

$$\begin{aligned} W_s &= \chi + [E_c - (E_F)_s] \\ &= \chi + E_n \end{aligned}$$

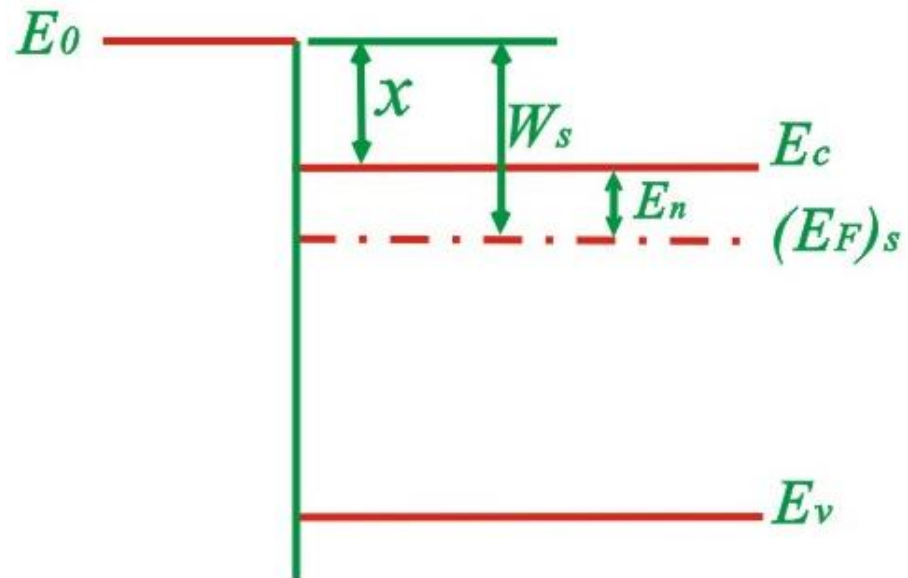


图 7-3 半导体的功函数和电子亲和能

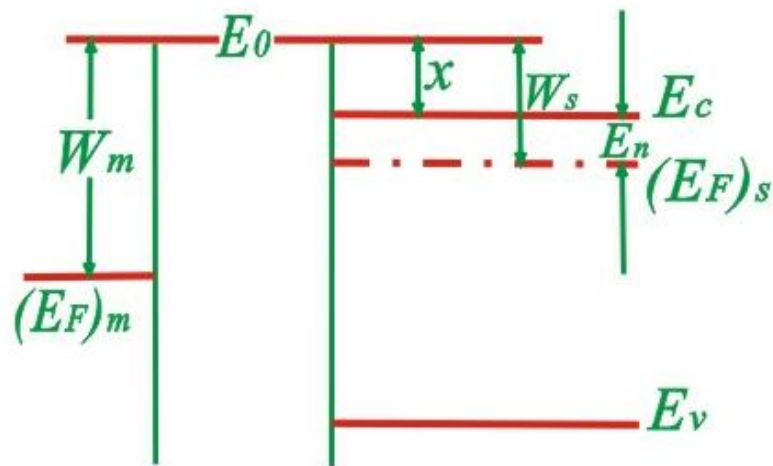
二、接触电势差

1. 金属和n型半导体的接触

1) 若 $W_m > W_s$ ，金属与n型半导体接触能带图

a 接触前

假定 $W_m > W_s$



a 接触前

b 间隙很大(D远大于原子间距)

达到平衡状态后，它们之间的电势差完全补偿了原来费米能级的不同。于是有

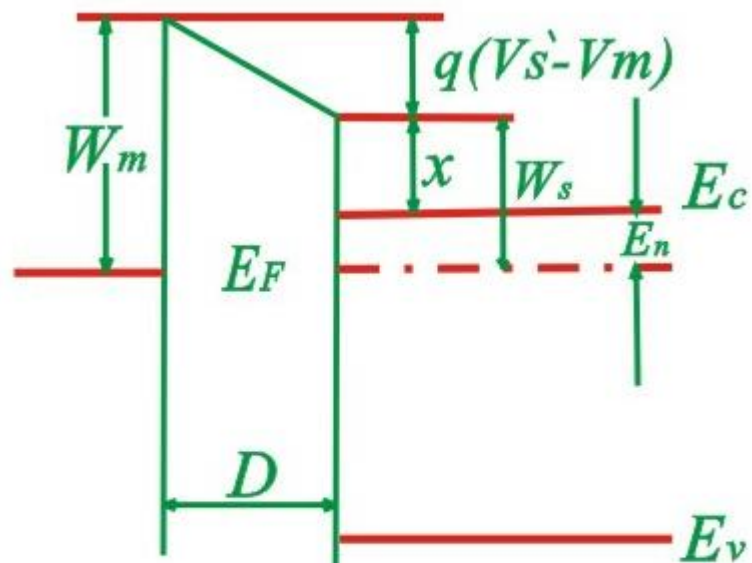
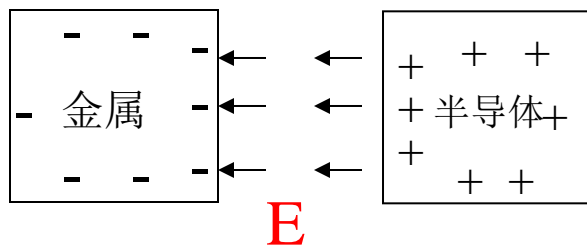
$$q(V_s' - V_m) = W_m - W_s$$

上式可写成

$$V_{ms} = V_m - V_s' = (W_s - W_m) / q$$

这个由于接触而产生的电势差称为

接触电势差。



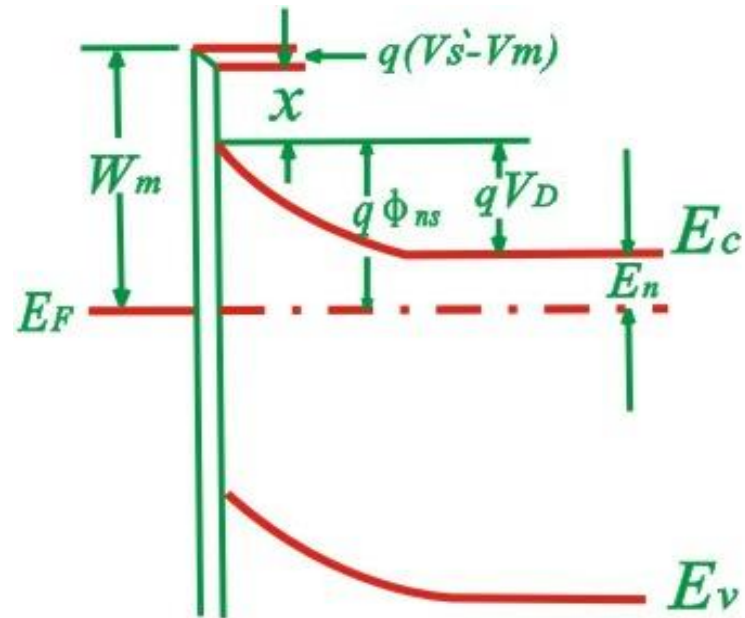
b 间隙很大

c 紧密接触 (D小到可以与原子间距相比较)

D减小→空间电荷区→电场→能带弯曲→表面势 V_s 。

这时接触电势差一部分降落在空间电荷区，另一部分降落在金属和半导体表面之间。于是

$$(W_s - W_m)/q = V_{ms} + V_s$$



c 紧密接触

d 忽略间隙

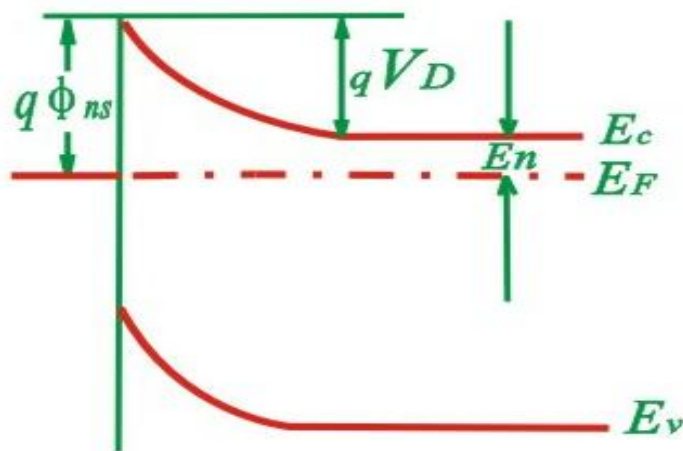
$$(W_s - W_m)/q = V_s$$

半导体一边的势垒高度为

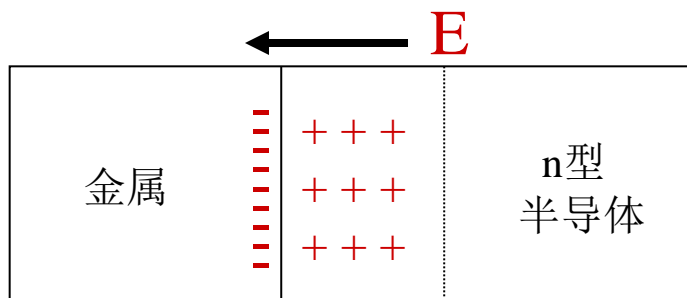
$$qV_D = -qV_s = W_m - W_s$$

金属一边的势垒高度是

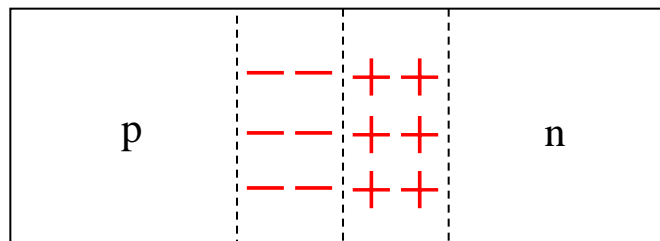
$$\begin{aligned} q\phi_{ns} &= qV_D + E_n = -qV_s + E_n \\ &= W_m - W_s + E_n = W_m - \chi \end{aligned}$$



d 忽略间隙

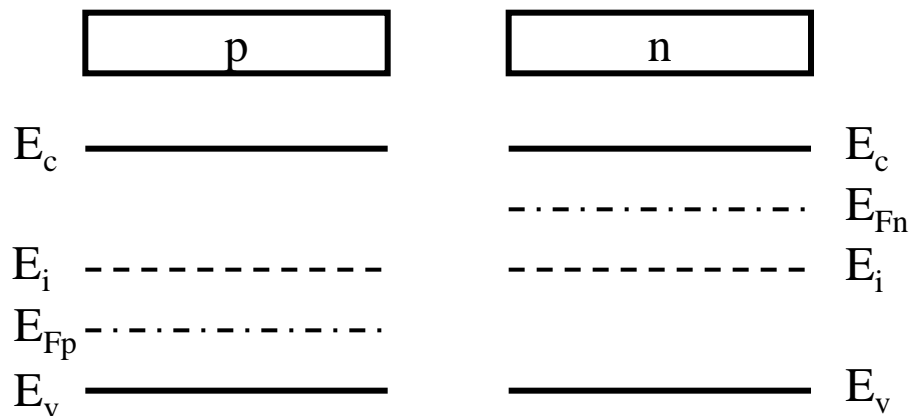


p-n结空间电荷区

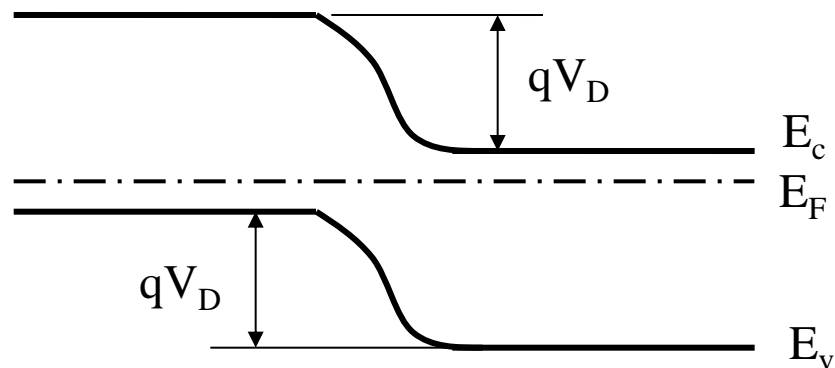


p-n结的空间电荷区

p-n结能带图



(a) n、p型半导体的能带



(b) 平衡p-n结能带图

2) 若 $W_m < W_s$ ，金属与n型半导体接触能带图

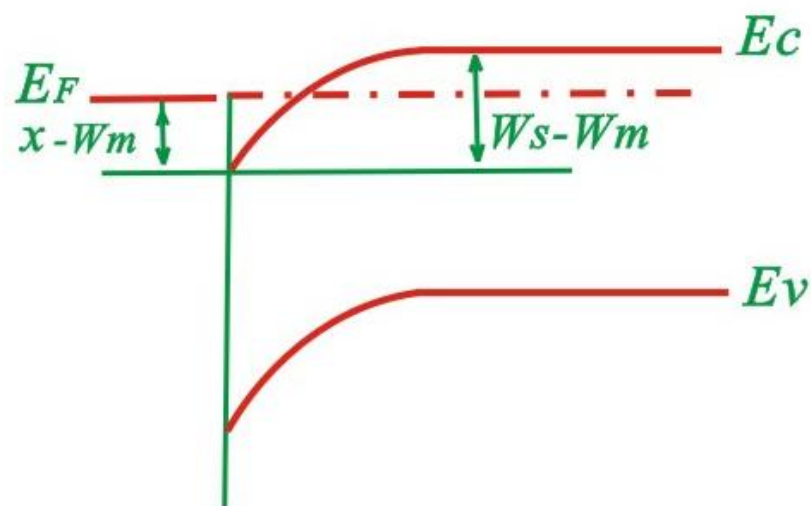
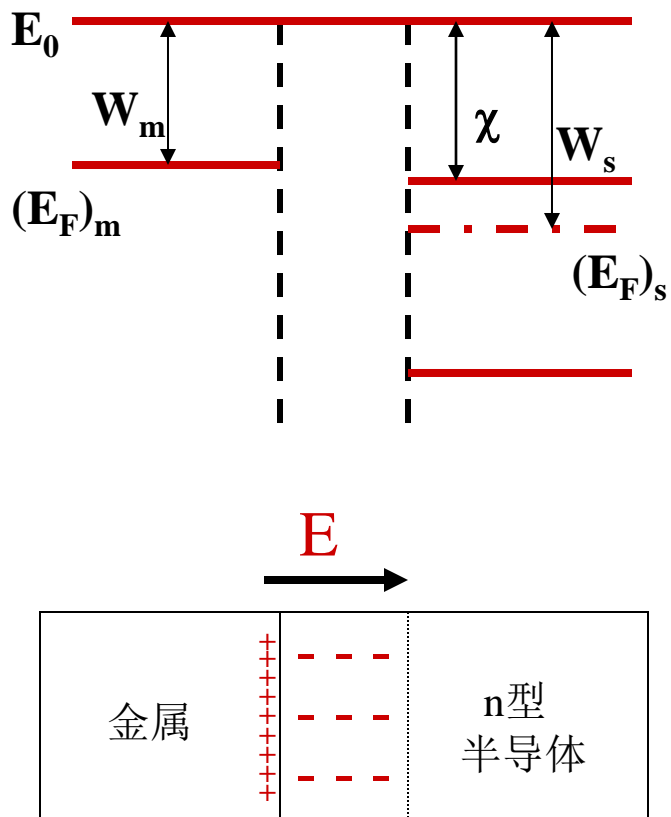


图7-5 金属和n型半导体接触能带图
($W_m < W_s$)

小结

当金属与n型半导体接触时：

若 $W_m > W_s$

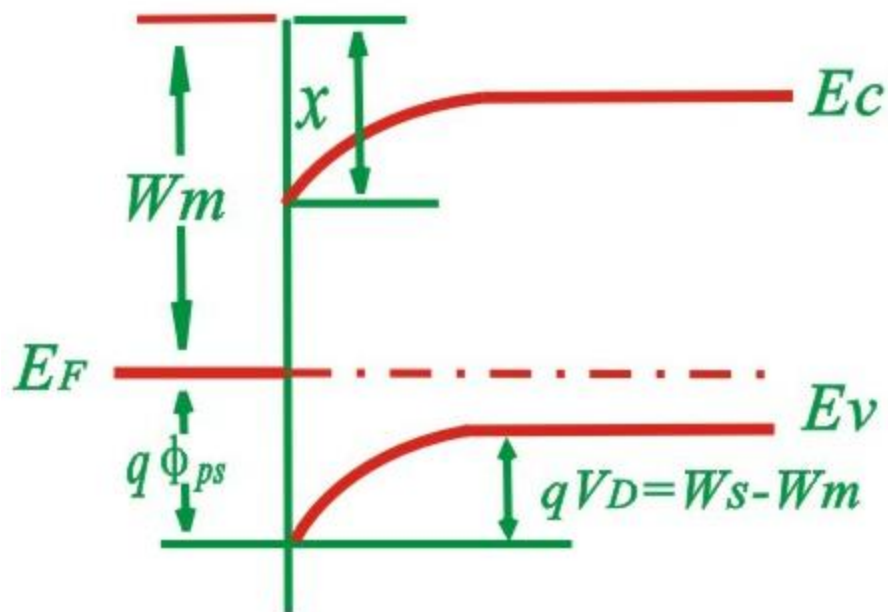
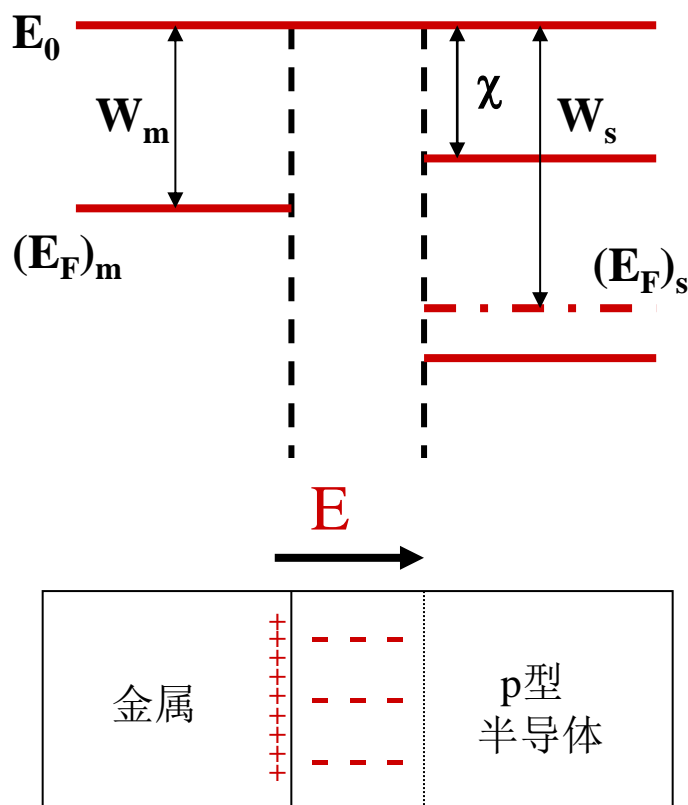
- 则在半导体表面形成一个正的空间电荷区，其中电场方向由体内指向表面， $V_s < 0$ ，它使半导体表面的能量高于体内，能带向上弯曲，即形成表面势垒。
- 在势垒区中，空间电荷主要由电离施主形成，电子浓度要比体内小得多，因此它是一个高阻的区域，常称为**阻挡层**。

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。其中电场方向由表面指向体内， $V_s > 0$ ，能带向下弯曲。
- 这里电子浓度比体内大得多，因而是一个高电导的区域，称之为**反阻挡层**。
- 反阻挡层是很薄的高电导层，它对半导体和金属接触电阻的影响是很小的。

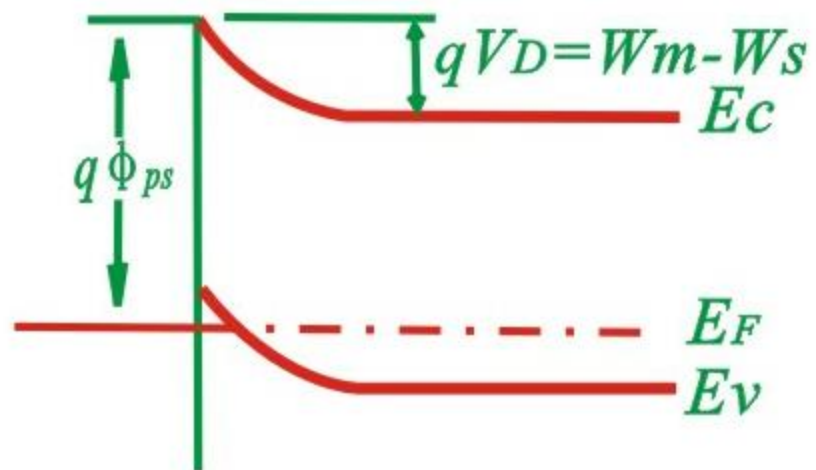
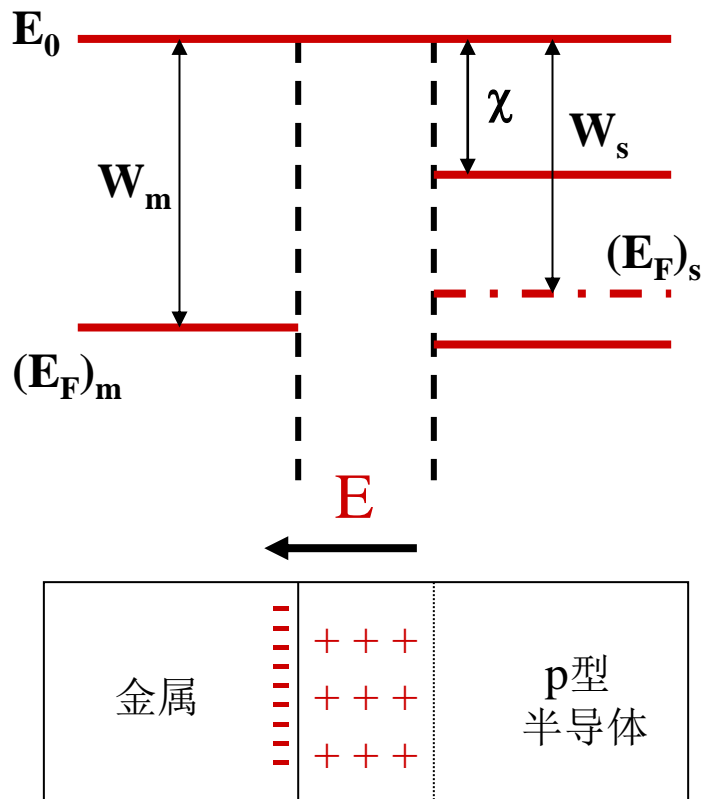
2. 金属和p型半导体的接触

1) 若 $W_m < W_s$ ，金属与p型半导体接触能带图



(a) p型阻挡层 ($W_m < W_s$)

2) 若 $W_m > W_s$ ，金属与p型半导体接触能带图



(b) p型反阻挡层 ($W_m > W_s$)

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

三、表面态对接触势垒的影响

1. 表面态的基本概念与特点

1) 表面能级

在半导体表面处的禁带中存在着表面态，对应的能级称为表面能级。

2) 表面态一般分为施主型和受主型两种

若能级被电子占据时呈电中性，施放电子后呈正电性，称为施主型表面态；若能级空着时为电中性，而接受电子后带负电，称为受主型表面态。

3) 一般表面态在半导体表面禁带中形成一定的分布，表面处存在一个距离价带顶为 $q\phi_0$ 的能级：

电子正好填满 $q\phi_0$ 以下的所有表面态时，表面呈电中性。

$q\phi_0$ 以下的表面态空着时，表面带正电，呈现施主型；

$q\phi_0$ 以上的表面态被电子填充时，表面带负电，呈现受主型。

4) 对于大多数半导体， $q\phi_0$ 约为禁带宽度的三分之一。

2. 存在受主表面态时n型半导体的能带图

假定在一个n型半导体表面存在表面态。

- 1) 如果 $q\phi_0$ 以上存在有受主表面态，则在 $q\phi_0$ 到 E_F 间的能级将基本上为电子填满，表面带负电；
- 2) 半导体表面附近必定出现正电荷，成为正的空间电荷区；
- 3) 形成电子的势垒。

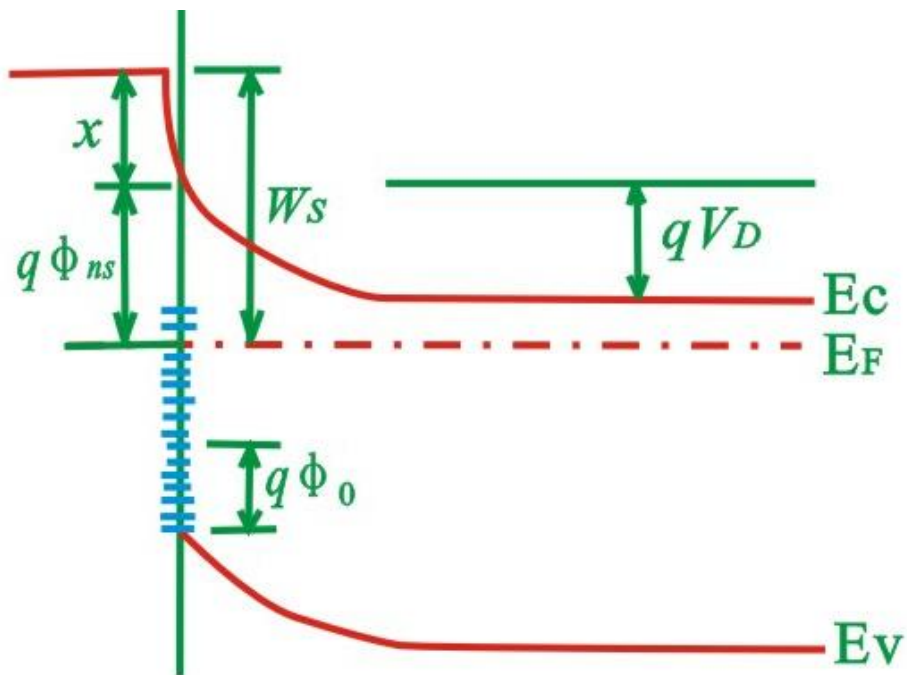


图7-7 存在受主表面态时
n型半导体的能带图

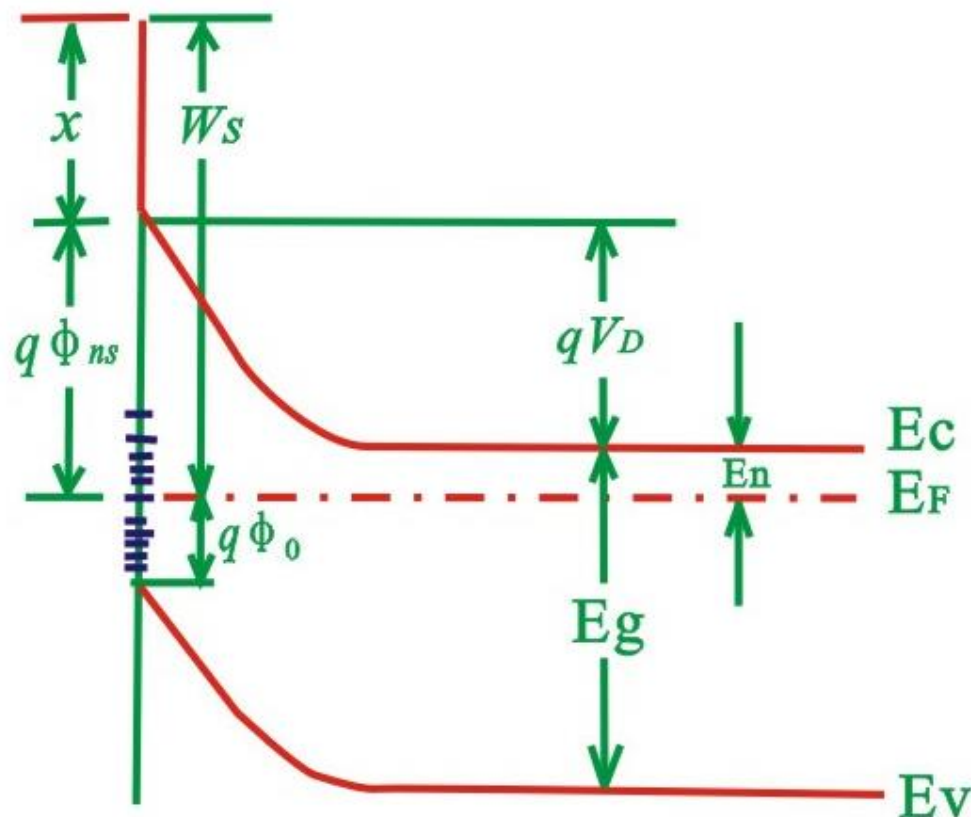
3. 存在高表面态密度时n型半导体的能带图

如果表面态密度很大:

- 1) 只要 E_F 比 $q\phi_0$ 高一点, 在表面态上就会积累很多负电荷;
- 2) 由于能带向上弯, 表面处 E_F 很接近 $q\phi_0$, 势垒高度就等于没有势垒时费米能级和 $q\phi_0$ 之差, 即

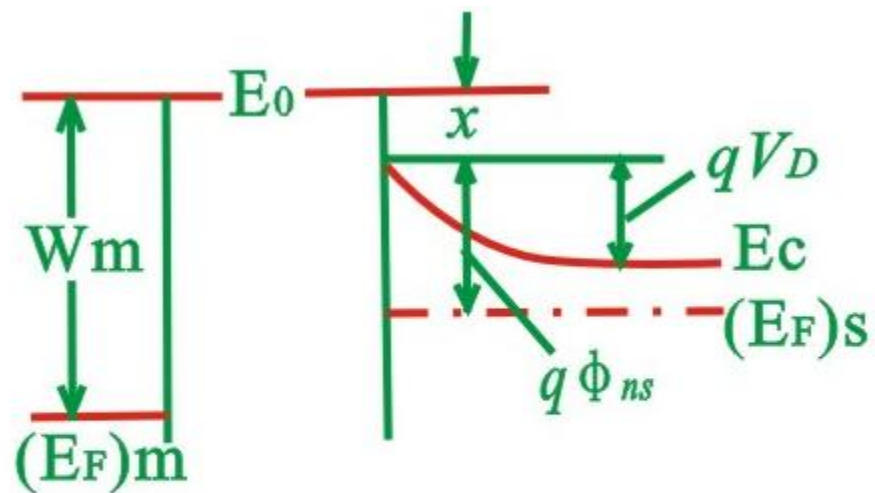
$$qV_D = E_g - q\phi_0 - E_n$$

这时势垒高度称为被高表面态密度**钉扎** (Pinned).



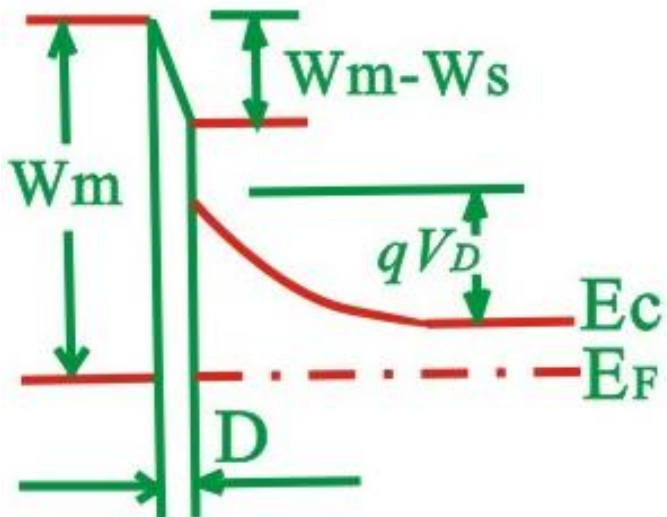
4. 具有受主表面态的n型半导体与金属的接触

1) 接触前的能带图，仍是 $W_m > W_s = \chi + q\phi_{ns}$ 的情况。

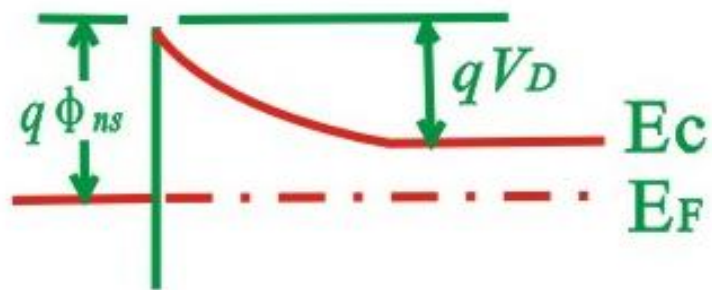


(a) 接触前

2) 接触时的能带图



(b) 紧密接触



(c) 极限情形

总结

- 1) 如果不存在表面态，半导体的功函数决定于费米能级在禁带中的位置，即 $W_s = \chi + E_n$ 。
- 2) 如果存在表面态，即使不与金属接触，表面也形成势垒，半导体的功函数 W_s 要有相应的改变。
- 3) 当表面态密度很高时， W_s 几乎与施主浓度无关。

经过分析说明：当半导体的表面态密度很高时，由于它可屏蔽金属接触的影响，使半导体内的势垒高度和金属的功函数几乎无关，而基本上由半导体的表面性质所决定，接触电势差全部降落在两个表面之间。

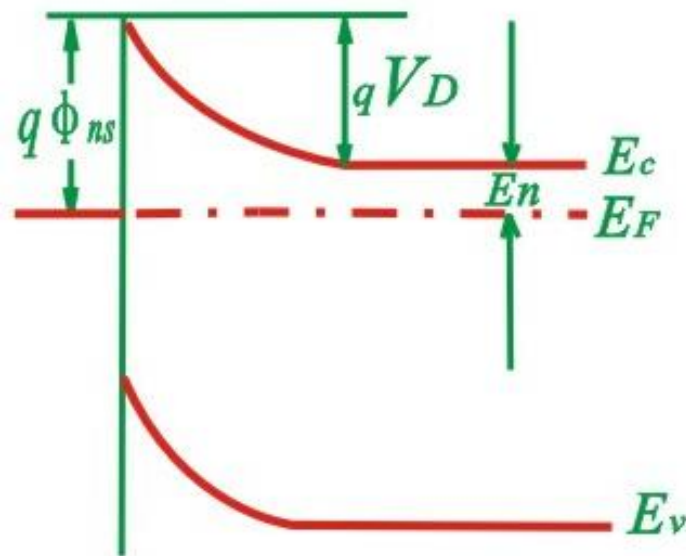
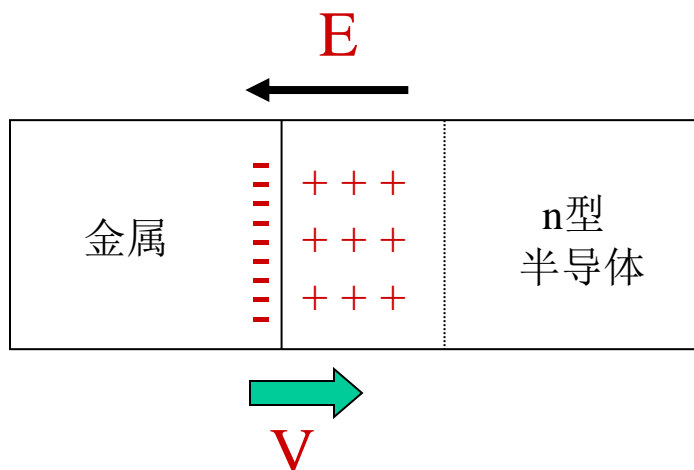
实际上，由于表面态密度的不同，紧密接触时，接触电势差有一部分要降落在半导体表面以内，金属功函数对表面势垒将产生不同程度的影响，但影响不大，这种解释符合实际测量的结果。

7.2 金属半导体接触整流理论

在此所讨论的整流理论是指**阻挡层**的整流理论。

上节讨论的处于平衡态的阻挡层中是没有净电流流过的。因为在热平衡时，电子越过势垒从n型半导体流进金属所形成的电流 J_{S-M} 和电子由金属流向n型半导体所形成的电流 J_{M-S} 大小相等，方向相反，构成动态平衡，总电流为零。

然而，当在紧密接触的金属和半导体之间加上一个外电压时，则此电压主要降落在半导体表面的高阻层上，因而半导体中的势垒高度随外加电压而变，而 $q\phi_{ns}$ 却保持不变。



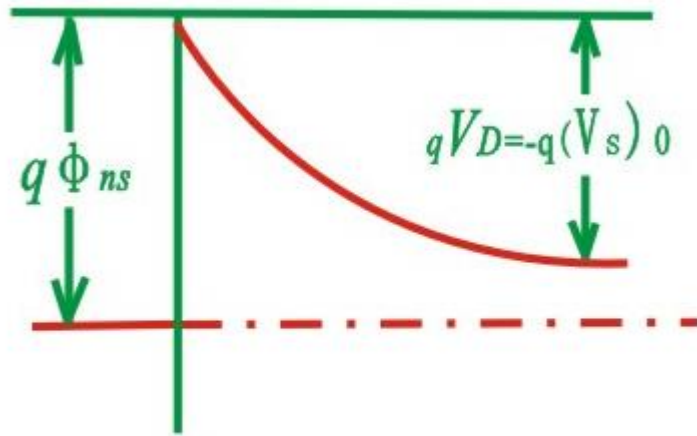
通常把使半导体中势垒降低的偏置称为正向。对于金属和n型半导体的接触，这相当于金属接电源正极，半导体接负极。

若未加电压时，半导体表面和内部之间的电势差，即表面势是 $(V_s)_0$ ，则加电压 V 后应为 $(V_s)_0 + V$ ，因而电子势垒高度是

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

1) 外加电压对n型阻挡层的影响

(a)表示平衡阻挡层的情形

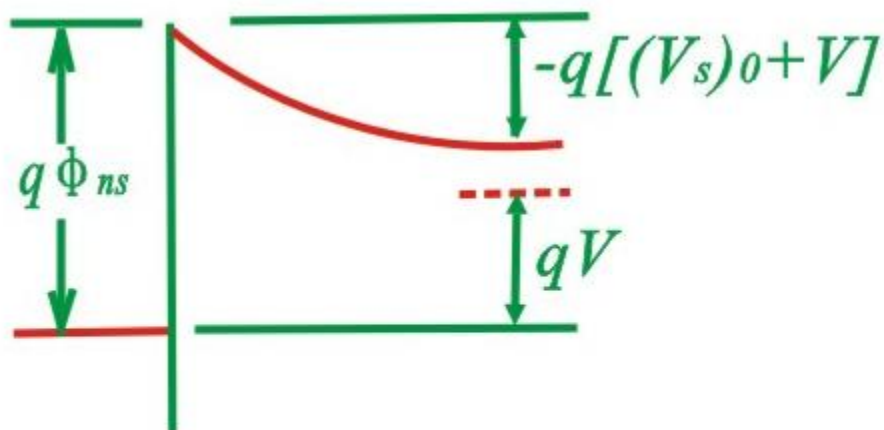


(a) $V=0$

图7-10 外加电压对n型阻挡层的影响

- 1) 加外加电压后，半导体和金属不再处于相互平衡的状态，两者没有统一的费米能级.
- 2) 半导体内部费米能级和金属费米能级之差等于由外加电压所引起的静电势能差.

(b)表示加正向电压 ($V>0$) 时的情形



(b) $V > 0$

图7-10 外加电压对n型阻挡层的影响

在正向偏置 V 下:

- 1) 半导体的电子势能升高了 qV ,
所以半导体一边的势垒高度由 $qV_D = -q(V_s)_0$ 降为 $-q[(V_s)_0 + V]$;
- 2) $J_{S-M} > J_{M-S}$, 形成一股从金属到半导体的正向电流, 它是由n型半导体中多数载流子构成的;
- 3) J_{S-M} 随着 V 增大而呈指数增加;
- 4) V 越大, 势垒下降越多, 正向电流越大。

(c)表示加反向电压 ($V < 0$) 时的情形

在反向偏置 V 下:

- 1) $J_{M-S} > J_{S-M}$, 形成一股由半导体到金属的反向电流;
- 2) 由于金属中的电子要越过相当高的势垒 $q\phi_{ns}$ 才能到达半导体中, 因此反向电流是很小的;
- 3) 电子流 J_{M-S} 是恒定的, 因此在反向偏置下流过与外加电压无关的恒定微弱电流;
- 4) 当反向电压提高到使半导体到金属的电子流可以忽略不计时, 反向电流将趋于饱和值。

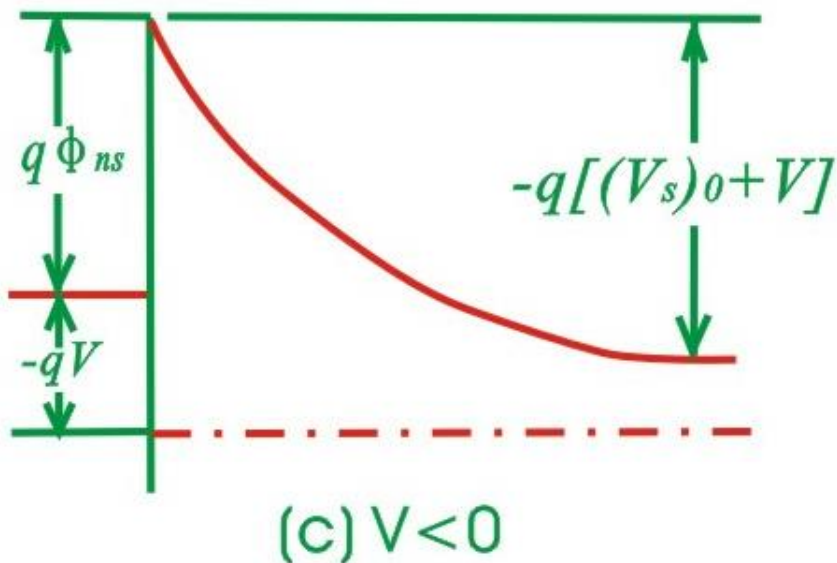
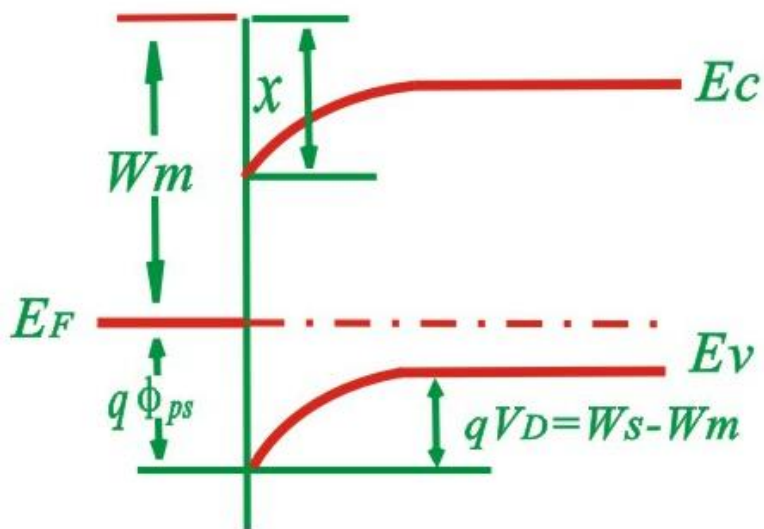


图7-10 外加电压对n型阻挡层的影响

以上的讨论说明这样的阻挡层具有类似p-n结的伏-安特性, 即有整流作用。

2) 外加电压对p型阻挡层的影响

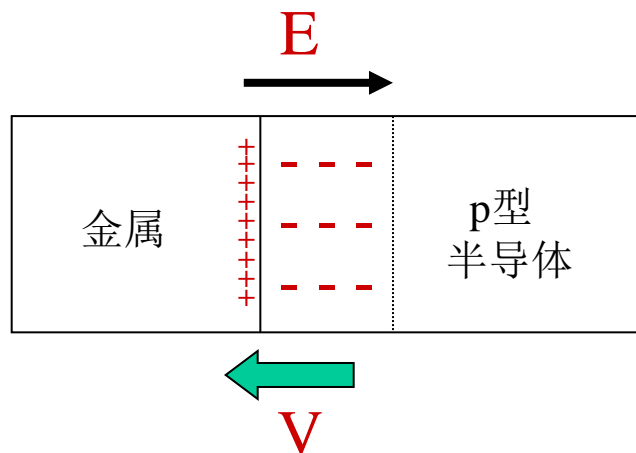


(a) p型阻挡层 ($W_m < W_s$)

在p型半导体中：

当 $W_m > W_s$ 时形成反阻挡层；

当 $W_m < W_s$ 时形成阻挡层。



对p型阻挡层, $(V_s)_0 > 0$, 正向或反向偏置的极性与n型阻挡层相反:

- 当 $V < 0$, 即金属加负电压时, 形成从半导体流向金属的正向电流;
- 当 $V > 0$, 即金属加正电压时, 形成反向电流。

无论是哪种阻挡层，正向电流都相应于多数载流子由半导体到金属所形成的电流。

已经知道：假如把 $W_m < W_s$ 的金属同n型半导体接触，会形成一个电子浓度比热平衡时还要大的高电导区域，不会阻止电子的流动，故称其为反阻挡层，把这种接触称为欧姆接触。

由此可见，金属-半导体接触既可能具有整流性质，也可能具有欧姆性质，这取决于半导体的类型和金属与半导体的功函数。

扩散理论和热电子发射理论是针对两种极端情况提出的：

{ 扩散理论：适用于厚阻挡层($d \gg l$)情形

{ 热电子发射理论：适用于阻挡层厚度小于平均自由程的薄势垒($d < l$) 情况

一、扩散理论

扩散理论是指在边界上半导体的准费米能级与金属费米能级一致，费米能级主要降落在空间电荷区内，并由它推动载流子扩散到半导体表面的一种极端情形。

对于n型阻挡层，当势垒的宽度比电子的平均自由程大得多时($d \gg l$)，电子通过势垒区要发生多次碰撞，这样的阻挡层称为**厚阻挡层**。扩散理论正是适用于厚阻挡层的理论。

由于势垒区中存在电场，则有电势的变化，载流子浓度不均匀。因此计算通过势垒的电流时，必须同时考虑漂移和扩散运动。

思路：耗尽层近似—泊松方程—边界条件—求解泊松方程—
电场—电位—势垒宽度—电流密度

1) 一般情况下，势垒区的电势分布比较复杂。

2) 当势垒高度远大于 k_0T 时，势垒区可近似为一个耗尽层：

(1) 在耗尽层中，载流子极为稀少，它们对空间电荷的贡献可以忽略；

(2) 杂质全部电离，空间电荷完全由电离杂质的电荷形成。

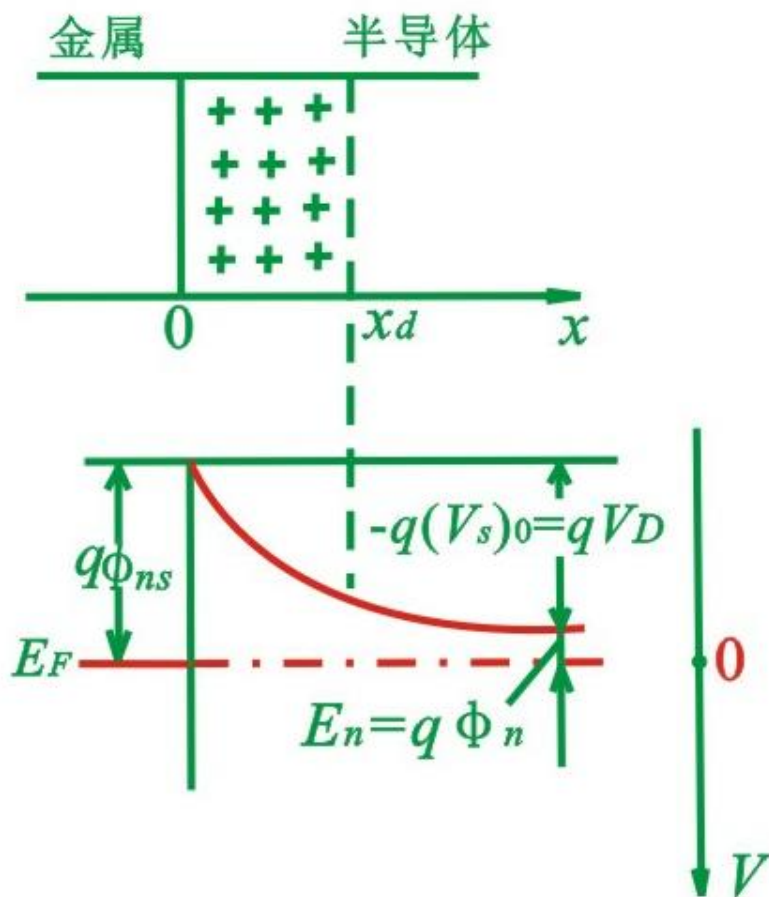


图7-11 n型半导体中的耗尽层

若半导体是均匀掺杂的，那么耗尽层中的电荷密度也是均匀的，且等于 qN_D ， N_D 是施主浓度。这时的泊松方程是

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

半导体内电场为零，因而

$$\left| \vec{E}(x_d) \right| = - \left. \frac{dV}{dx} \right|_{x=x_d} = 0$$

把金属费米能级 $(E_F)_m$ 除以 $-q$ 选作电势的零点，则有 $V(0) = -\phi_{ns}$ 。利用这样的边界条件得到，势垒区中

$$\left| \vec{E}(x) \right| = - \frac{dV(x)}{dx} = \int_0^{x_d} \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (x - x_d)$$

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

外加电压V于金属， 则

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

而 $\phi_{ns} = \phi_n + V_D$ 。因此得到势垒宽度

$$x_d = \left\{ -\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 [(V_s)_0 + V]}{qN_D} \right\}^{1/2}$$
$$x_d|_{V=0} = x_{d0} = \left\{ -\frac{2\epsilon_r \epsilon_0 (V_s)_0}{qN_D} \right\}^{1/2}$$

可见 x_d 是V的函数。当V与 $(V_s)_0$ 符号相同时，不仅势垒高度提高，而且宽度也相应增大，势垒宽度也称为势垒厚度。这种厚度依赖于外加电压的势垒称作肖特基势垒。

现在考虑通过势垒的电流密度。根据电流密度方程

$$J = q \left[n(x) \mu_n |\vec{E}(x)| + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right] = qD_n \left[-\frac{qn(x)}{k_0 T} \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right]$$

其中利用了爱因斯坦关系式 $\mu_n = \frac{q}{k_0 T} D_n$

以及 $|\vec{E}(x)| = -\frac{dV(x)}{dx}$

用因子 $\exp[-qV(x)/(k_0 T)]$ 乘上式的两边, 得到

$$\begin{aligned} J \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] &= qD_n \left[n(x) \frac{d}{dx} \left\{ \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] \right\} + \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] \frac{dn(x)}{dx} \right] \\ &= qD_n \frac{d}{dx} \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] \right\} \end{aligned}$$

在稳定情况下, J是一个与x无关的常数, 从x=0到x= x_d 对上式积分, 得到

$$J \int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] dx = qD_n \left\{ n(x) \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] \right\} \Big|_0^{x_d}$$

在x= x_d 处, 已达半导体内部, 根据

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

可得到

$$V(x_d) = \frac{qN_D}{2\epsilon_r \epsilon_0} x_d^2 - \phi_{ns} \quad n(x_d) = n_0 = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_n}{k_0 T}\right)$$

这里假定半导体是非简并的，并且体内浓度仍为平衡时的浓度 n_0 。在 $x=0$ 处，

$$V(0) = -\phi_{ns}$$

对 $x=0$ 处的电子浓度可作如下近似估计：

在半导体和金属直接接触处，由于它可以与金属直接交换电子，所以这里的电子仍旧和金属近似地处于平衡状态。因此， $n(0)$ 近似等于平衡时的电子浓度，于是

$$n(0) = n_0 \exp\left[\frac{q(V_s)_0}{k_0T}\right]$$

则可得到

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

要得到电流密度 J ，还必须计算上式左边的积分，用耗尽层近似， $V(x)$ 的表达式已知。当势垒高度 $-q[(V_s)_0 + V] \gg k_0T$ 时，被积函数 $\exp[-qV(x)/(k_0T)]$ 随 x 增大而急剧减小。因此，积分主要取决于 $x=0$ 附近的电势值。这时 $2xx_d \gg x^2$ ，则 $V(x)$ 表达式中含 x^2 的项可以略去，近似有

$$V(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} x_d x - \phi_{ns}$$

则

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

由于 $-q[(V_s)_0 + V] \gg k_0 T$ ，所以

则

$$\exp\left(-\frac{q^2 N_D x_d^2}{k_0 T \epsilon_r \epsilon_0}\right) = \exp\left\{\frac{2q[(V_s)_0 + V]}{k_0 T}\right\} \ll 1$$

$$\int_0^{x_d} \exp\left[-\frac{qV(x)}{k_0 T}\right] dx = \frac{k_0 T \epsilon_r \epsilon_0}{q^2 N_D x_d} \exp\left(\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right)$$

最后可得到电流密度

$$\begin{aligned} J &= \frac{q^2 D_n n_0}{k_0 T} \left\{ -\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} [(V_s)_0 + V] \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \\ &= \frac{q^2 D_n N_c}{k_0 T} \left\{ -\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} [(V_s)_0 + V] \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \\ &= J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

利用了 $n_0 = N_c \exp\left(-\frac{q\phi_n}{k_0 T}\right)$ $q\phi_{ns} = qV_D + q\phi_n$

其中

$$J_{SD} = \frac{q^2 D_n N_c}{k_0 T} \left\{ -\frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} [(V_s)_0 + V] \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right)$$

$$= \sigma \left\{ \frac{2qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} [V_D - V] \right\}^{1/2} \exp\left(-\frac{qV_D}{k_0 T}\right)$$

利用了 $\mu_{n0} = qD_{n0}/(k_0T)$, $q\phi_{ns} = qV_D + q\phi_n$, $qV_D = -q(V_s)_0$

这里 $\sigma = qn_0\mu_{n0}$

根据电流密度的表达式，电流主要由因子 $[\exp(qV/(k_0T)) - 1]$ 所决定。

当 $V > 0$ 时，若 $qV \gg k_0T$ ，则

$$J = J_{SD} \exp[qV/(k_0T)]$$

当 $V < 0$ 时，若 $|qV| \gg k_0T$ ，则

$$J = -J_{SD}$$

J_{SD} 随电压而变化，并不饱和，这样就得到图7-12所示的伏-安特性曲线。

对于氧化亚铜，载流子迁移率较小，即平均自由程较短，扩散理论是适用的。

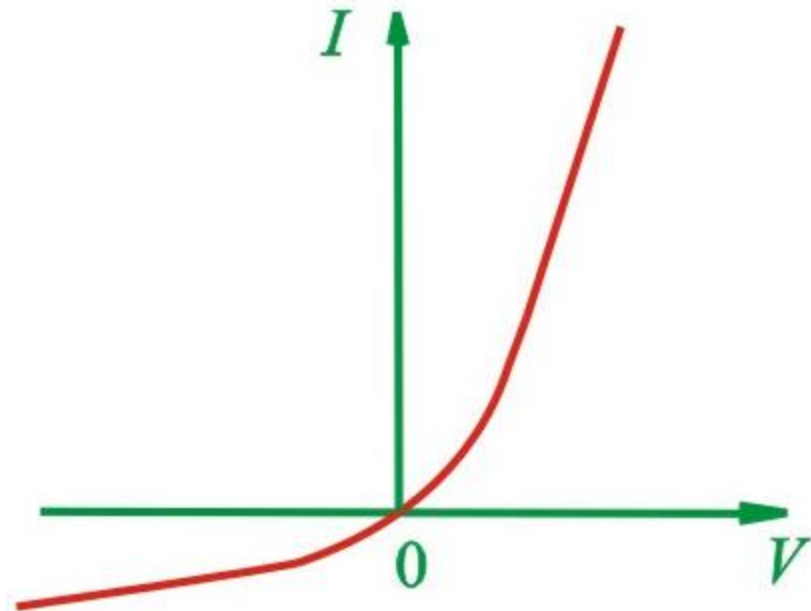


图7-12 金属半导体接触伏-安特性

二、热电子发射理论

(1) 当n型阻挡层很薄，以至于电子平均自由程远大于势垒宽度时，扩散理论显然是不适用了。在这种情况下，电子在势垒区的碰撞可以忽略，因此这时势垒的形状并不重要，起决定作用的是势垒高度。半导体内部的电子只要有足够的能量超越势垒的顶点，就可以自由地通过阻挡层进入金属。同样，金属中能超越势垒顶的电子也都能到达半导体内。所以电流的计算就归结为计算超越势垒的载流子数目。这就是热电子发射理论。

仍以n型阻挡层为例进行讨论，(2) 并且假定势垒高度 $-q(V_s)_0 \gg k_0T$ ，因而通过势垒交换的电子数只占半导体中总电子数的很小的一部分。这样，半导体内的电子浓度可视为常数，而与电流无关。(3) 这里涉及的仍是非简并半导体。

半导体内单位体积中能量在 $E \sim (E+dE)$ 范围内的电子数是

$$\begin{aligned} dn &= 4\pi \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E - E_c)^{1/2} \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_0T}\right) dE \\ &= 4\pi \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_0T}\right) (E - E_c)^{1/2} \exp\left(-\frac{E - E_c}{k_0T}\right) dE \end{aligned}$$

若 v 为电子运动的速率，有

$$\left. \begin{aligned} E - E_c &= \frac{1}{2} m_n^* v^2 \\ dE &= m_n^* v dv \end{aligned} \right\}$$

且利用

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_0 T}\right)$$

得到

$$dn = 4\pi n_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{m_n^* v^2}{2k_0 T}\right) dv$$

上式表示单位体积中速率在 $v \sim (v+dv)$ 范围内的电子数。

因而容易写出单位体积中，速率在 $v_x \sim (v_x+dv_x)$ ， $v_y \sim (v_y+dv_y)$ ， $v_z \sim (v_z+dv_z)$ 范围内的电子数是

$$dn' = n_0 \left(\frac{m_n^*}{2\pi k_0 T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_n^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_0 T}\right) dv_x dv_y dv_z$$

为计算方便，选取垂直于界面由半导体指向金属的方向为 v_x 的正方向，对单位结面积而言，单位时间内在上述速度范围内的电子，都可到达金属和半导体的界面，这些电子的数目是

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

到达界面的电子，要越过势垒，必须满足

$$\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 \geq -q[(V_s)_0 + V]$$

所需的 v_x 方向的最小速度是

$$v_{x0} = \left[\frac{-2q[(V_s)_0 + V]}{m_n^*} \right]^{1/2}$$

若规定电流的正方向是从金属到半导体，则从半导体到金属的电子流所形成的电流密度是

$$J_{S \rightarrow M} = A^* T^2 \exp \left(- \frac{q\phi_{ns}}{k_0 T} \right) \exp \left(\frac{qV}{k_0 T} \right)$$

式中

$$A^* = \frac{4\pi q m_n^* k_0^2}{h^3}$$

式中 A^* 称为有效理查逊常数，它是用电子的有效质量代替在理查逊常数 A 中的自由电子质量 m_0 而得。热电子向真空中发射的理查逊常数是

$$A = \frac{4\pi q m k_0^2}{h^3} = 120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$$

电子从金属到半导体所面临的势垒高度不随外加电压变化。所以从金属到半导体的电子流所形成的电流密度 $J_{M \rightarrow S}$ 是个常量，它应与热平衡条件下的 $J_{S \rightarrow M}$ 大小相等，方向相反。即有

$$J_{M \rightarrow S} = -J_{S \rightarrow M} \Big|_{V=0} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right)$$

则总电流密度是

$$\begin{aligned} J &= J_{S \rightarrow M} + J_{M \rightarrow S} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{ns}}{k_0 T}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \\ &= J_{ST} \left[\exp\left(\frac{qV}{k_0 T}\right) - 1 \right] \end{aligned}$$

这里

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

可见电流大小取决于势垒高度 $q\phi_{ns}$ ，有效质量通过有效理查逊常数对电流略有影响。

显然由热电子发射理论得到的伏-安特性式

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

与扩散理论所得到的结果式

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

形式上是一样的，所不同的是 J_{ST} 与外加电压无关，但却是一个更强烈地依赖于温度的函数。

Ge、Si、GaAs都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运输机构，主要是多数载流子的热电子发射。

无论阻挡层主要是由于金属接触还是由于表面态所形成，上述理论都是适用的。

三、镜像力和隧道效应的影响

把实际金-半接触整流器的伏-安特性和理论结果进行比较，人们发现：

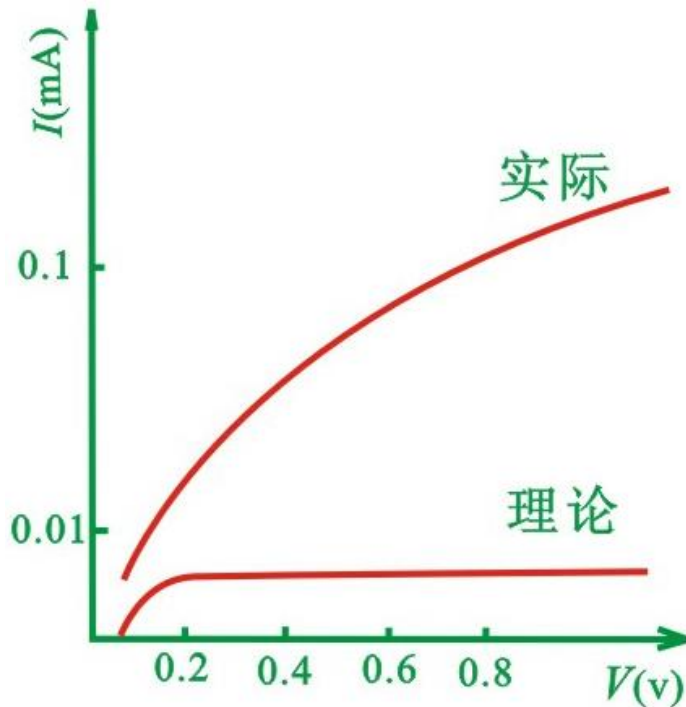


图7-13 锗检波器的反向特性

- 1) 理论确实能够说明不对称的导电性，并且理论所预言的高阻方向和低阻方向也和实际情况符合。
- 2) 但它们之间存在着一定的分歧：
在高阻方向，实际上电流随反向电压的增加比理论预期的更为显著。
在低阻方向，实际电流的增加一般都没有理论结果那样陡峭。

产生这些分歧的原因是：

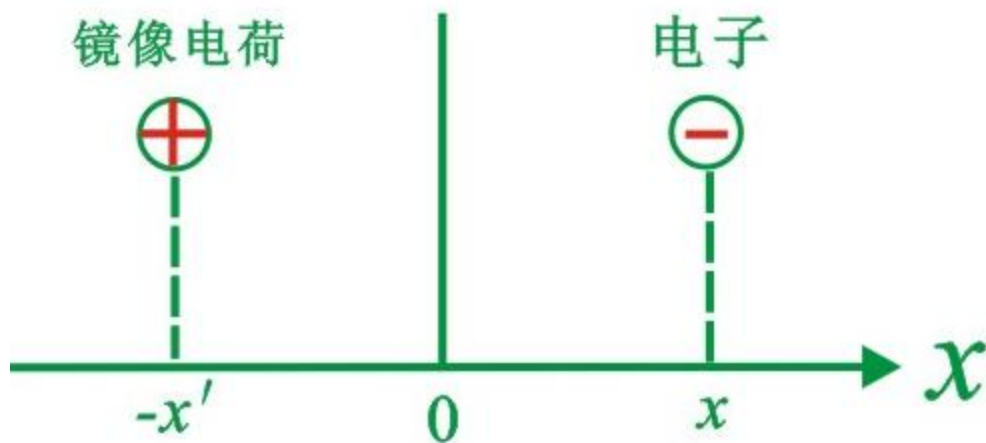
在理论推导过程中，采用了高度理想的模型。而实际上接触处的结构并不那么简单，因而理论就不能精确地描述它们的性能，所以必须对理论进行修正。

下面主要讨论镜像力和隧道效应的影响。

1) 镜像力的影响

1) 定义:

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，同时电子要受到正电荷的吸引。由于金属表面的电力线必须垂直于表面，因此该电子在金属表面感生电荷的总和必定等价于处于金属内部与该电子镜面对称处的一大小相等的正电荷。若电子距金属表面的距离为 x ，则它与正电荷之间的吸引力，相当于该电子与位于 $(-x)$ 处的等量正电荷之间的吸引力。这个正电荷称为镜像电荷，这个吸引力称为镜像力。



简而言之，感应电荷对空间电场的作用可以用一个假想的电荷代替，此假想的电荷称为镜像电荷。

图7-14 镜像电荷

镜像力应为
$$f = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0x^2}$$

把电子从x点移到无穷远处，克服电场力所作的功，即镜像力所引起的电子附加势能为

$$\int_x^\infty f dx = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0} \int_x^\infty \frac{1}{x^2} dx = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0x}$$

半导体和金属接触时，在耗尽层中可以近似的利用上面的结果。把势能零点选在 $(E_F)_m$ ，由于镜像力的作用，电子所具有的电势能是

$$-\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x} - qV(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x} + q\phi_{ns} - \frac{q^2 N_D}{\epsilon_0\epsilon_r} \left(xx_d - \frac{1}{2} x^2 \right)$$

显然镜像力引起的电势能变化是 $-q^2/(16\pi\epsilon_r\epsilon_0x)$ 。

镜像力使半导体表面附近电子势能降低，而在内部，空间电荷区电场使电子势能降低，因此在表面附近某处电子势能达最大值。

考虑到镜像力的影响，平衡情况下，得到图7-15所示的能量图。电势能在 x_m 处出现极大值。这个极大值发生在作用于电子上的镜像力和电场力相平衡的地方，即

$$\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0\epsilon_r x_m^2} = \frac{q^2 N_D}{\epsilon_0\epsilon_r} (x_{d0} - x_m)$$

若 $x_{d0} \gg x_m$ ，从上式得到
$$x_m = \frac{1}{4(\pi N_D x_{d0})^{1/2}}$$

这说明：镜像力使势垒顶向内移动，并且引起势垒的降低。用 $q\Delta\phi$ 表示降低量。在平衡条件下， $q\Delta\phi$ 很小，可以忽略。

在外加电压的非平衡情况下，估计镜像力对势垒形状的影响更加困难。近似的，可以采用与前面类似的结果。势垒极大值所对应的 x 值是

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

镜像力所引起的势垒降低量与 $q\phi_{ns}$ 相比是很小的，因而势垒高度近似为不考虑镜像力时 x_m 处的势能值，即 $-qV(x_m)$ 。

又因为 $2x_mx_d \gg x_m^2$ ，故

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

那么势垒的降低量就是

$$q\Delta\phi = \frac{q^2 N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} x_m x_d = \frac{1}{4} \left[\frac{2q^7 N_D}{\pi^2 \epsilon_r^3 \epsilon_0^3} (V_D - V) \right]^{1/4}$$

此式表明：镜像力所引起的势垒降低量随反向电压的增加而缓慢的增大。

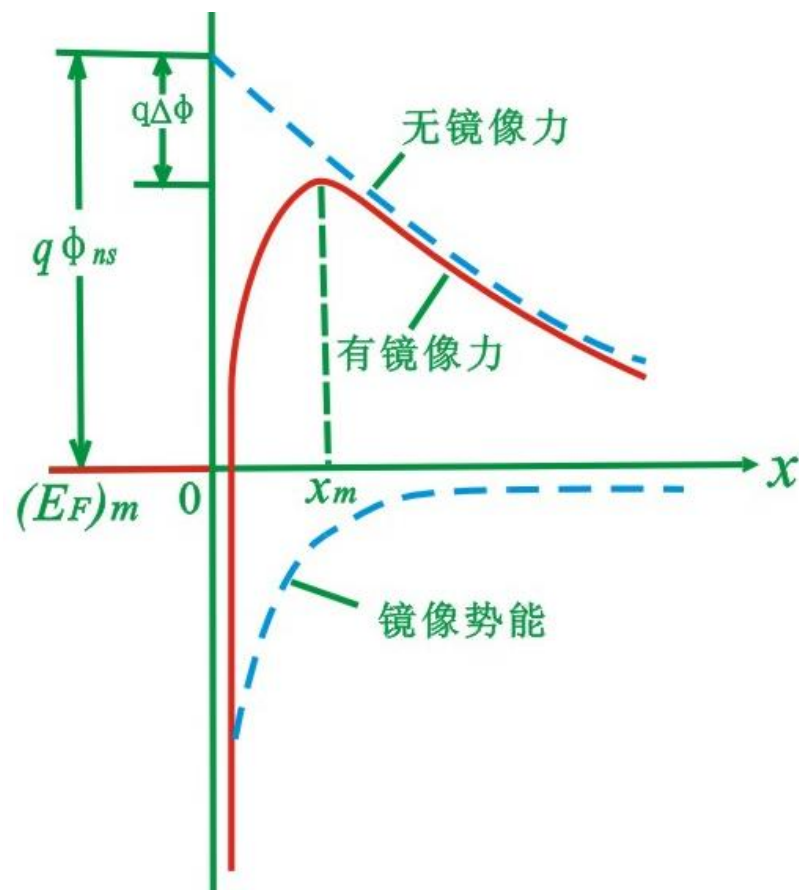


图7-15 镜像力对势垒的影响

由于镜像力势使垒降低了 $q\Delta\phi$ ，因而 J_{SD} 和 J_{ST} 中的 $e^{-qV_D/(k_0T)}$

应当用 $e^{-q(V_D-\Delta\phi)/(k_0T)}$ 代替。

而 J_{SD} 中的因子 $(V_D-V)^{1/2}$ 几乎不受影响，因为 $-V \gg V_D$ 时，镜像力的影响才较显著，这时 V_D 的变化可以忽略。显然 J_{ST} 亦随反向电压增加而增加，不再饱和。

2) 隧道效应的影响

据量子理论，电子具有波动性，它有一定几率穿过位能比电子动能高的势垒区，这种现象称为**隧道效应**。穿透的几率与电子能量和势垒厚度有关。

考虑隧道效应对整流理论的影响时，可作这样的简化：

对于一定能量的电子，存在一个临界势垒厚度 x_c 。若势垒厚度大于 x_c ，则电子完全不能穿过势垒；若势垒厚度小于 x_c ，则势垒对于电子是完全透明的，电子可以直接通过它，即势垒高度降低了。金属一边的有效势垒高度是 $-qV(x_c)$ ，若 $x_c \ll x_d$ ，则

$$-qV(x_c) \approx q\phi_{ns} - \frac{q^2 N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} x_d x_c = q\phi_{ns} - \left[\frac{2q^3 N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (V_D - V) \right]^{1/2} x_c$$

隧道效应引起的势垒降低就是

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

它也随反向电压增加而增大。当反向电压较高时，势垒的降低才较明显。根据以上分析，隧道效应对伏-安特性的影响和镜像力的影响基本相同。

结论

镜像力和隧道效应对反向特性的影响特别显著，它们引起势垒高度的降低，使反向电流增加，而且随反向电压的提高，势垒降低更显著，反向电流也增加得更多。这样，理论结果与实际的反向特性就基本一致。

四、肖特基势垒二极管

利用金属-半导体整流接触特性制成的二极管称为肖特基势垒二极管，它和p-n结二极管具有类似的电流-电压关系，即它们都有单向导电性，但两者之间又有以下重要区别：

- 1) 肖特基势垒二极管越过势垒的电流是多数载流子电流，不象p-n的少数注入电流那样存在电荷存储效应。因此肖特基势垒二极管的高频特性优于p-n结二极管。
- 2) 其次，对于相同的势垒高度，肖特基二极管的 J_{SD} 或 J_{ST} 要比p-n结的反向饱和电流 J_S 大得多。换言之，对于同样的使用电流，肖特基势垒二极管将有较低的正向导通电压，一般为0.3V左右。

肖特基势垒二极管的应用：在高速集成电路，微波技术等领域都有很多重要应用。此外还能制作金属-半导体雪崩二极管、肖特基势垒栅场效应晶体管等。

7.3 少数载流子的注入和欧姆接触

一 少数载流子的注入

先回顾一下在扩散理论中电流产生的原因。对于n型阻挡层，体内电子浓度为 n_0 ，接触界面处的电子浓度为

$$n(0) = n_0 \exp\left[-\frac{qV_D}{k_0T}\right]$$

存在浓度差→电子扩散（平衡时被电场作用抵消）。加正向电压→势垒降低→电场作用减弱→扩散作用占优势→电子向表面流动→形成正向电流。

对于空穴，由于所带电荷与电子电荷符号相反，电子的阻挡层就是空穴的积累层。在势垒区域，空穴的浓度在表面最大。用 p_0 表示体内浓度，则表面浓度为

$$p(0) = p_0 \exp\left[\frac{qV_D}{k_0T}\right]$$

存在浓度差→空穴扩散（平衡时也被电场作用抵消）。加正向电压→势垒降低→电场作用减弱→空穴扩散作用占优势→空穴流（方向与电子电流方向一值）。因此，部分正向电流是由少数载流子空穴载荷的。

空穴电流的大小主要取决于：

1) 首先决定于阻挡层中的空穴浓度。只要势垒足够高，靠近接触面的空穴浓度就可以很高。如图7-16所示。

平衡时，在表面处导带底和价带顶分别为 $E_c(0)$ 和 $E_v(0)$ 。如果在接触面附近，费米能级和价带顶的距离

$$[E_F - E_v(0)] = (E_c - E_F)$$

那么 $p(0)$ 值应和 n_0 值相近，同时 $n(0)$ 也近似等于 p_0 。势垒中空穴和电子所处的情况几乎完全相同，只是空穴的势垒顶在阻挡层的内边界。可以想象，在这种情况下，有外加电压时，空穴电流的贡献就很重要了。 $p(0)$ 随势垒的增高而增加，甚至可以超过 n_0 ，空穴电流的贡献将更大。

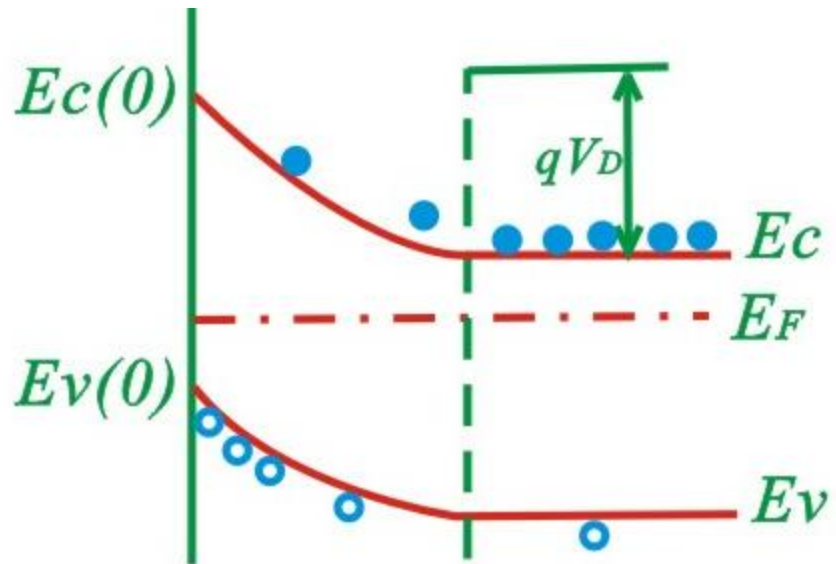


图7-16 n 型反型层中的载流子浓度

前面曾经认为，在有外加电压的非平衡情况下，势垒两边界处的电子浓度将保持平衡时的值。对于空穴则不然。加正向电压时，空穴将流向半导体内，但它们并不能立即复合，必然要在阻挡层内界形成一定的积累，然后再依靠扩散运动继续进入半导体内部。这说明，加正向电压时，阻挡层内界的空穴浓度将比平衡时有所增加。因为平衡值 p_0 很小，所以相对的增加就很显著。这种积累的效果显然是阻碍空穴的流动。

2) 空穴对电流贡献的大小还决定于空穴进入半导体内扩散的效率。扩散的效率越高, 少数载流子对电流的贡献越大。

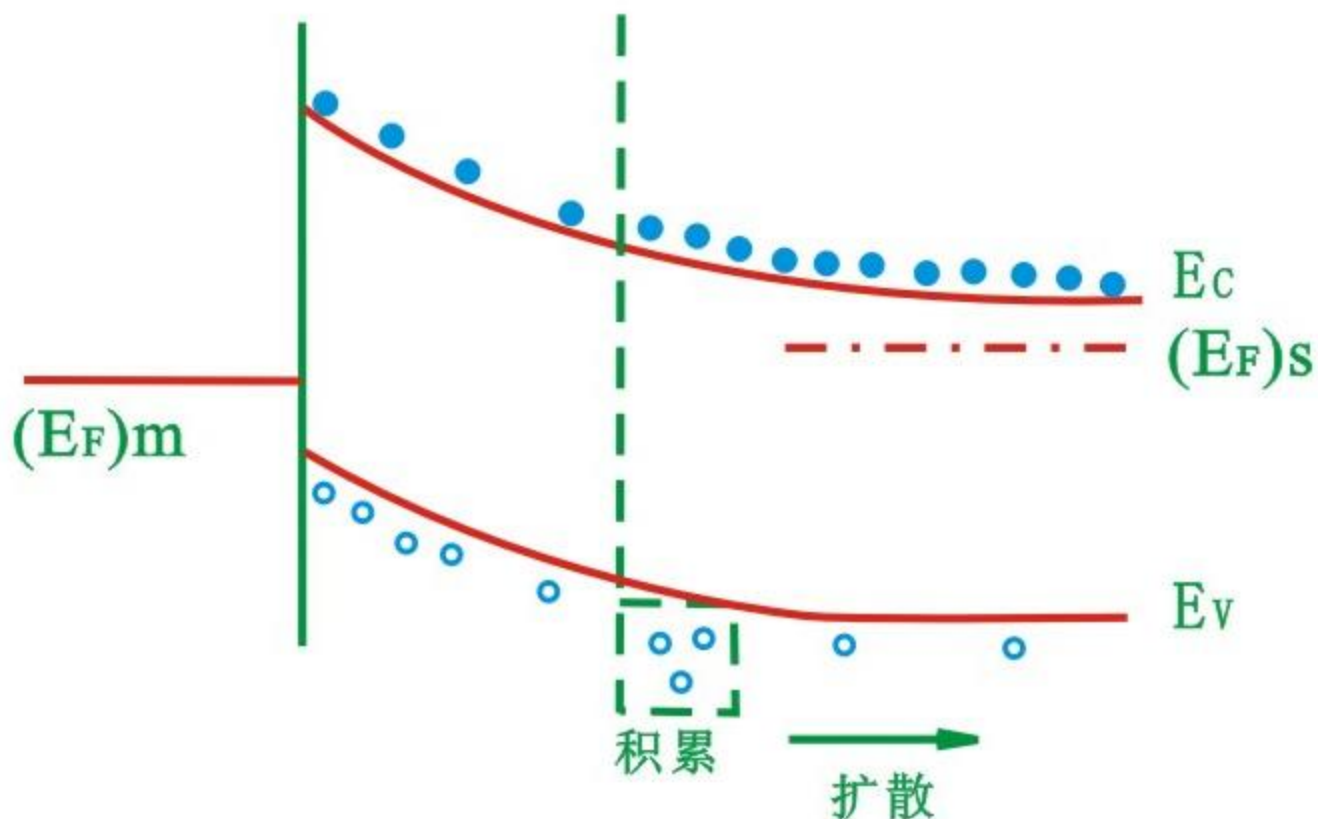


图7-17 少数载流子的积累

通过分析，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**。空穴从金属注入半导体，实质上是半导体价带顶部附近的电子流向金属，填充金属中 $(E_F)_m$ 以下的空能级，而在价带顶附近产生空穴。

加正向电压时，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型阻挡层来说

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

小注入时， γ 值很小。

在大电流条件下，注入比 γ 随电流密度增加而增大。

在5.6中对探针接触的分析表明，若接触球面的半径很小，注入少数载流子的扩散效果比平面接触要强得多。因而点接触容易获得高效率的注入，甚至可能绝大部分的电流都是由注入的少数载流子所载荷。在少数载流子的注入及测量实验中，希望得到高效率的注入，因而采用探针接触最理想。而用金属探针与半导体接触以测量半导体的电阻率时，却要避免少数载流子注入的影响，为此所采取的措施是增加表面复合。

二、欧姆接触

金属与半导体接触时还可以形成非整流接触，即**欧姆接触**：它不产生明显的附加阻抗，而且不会使半导体内部的平衡载流子浓度发生显著的改变。

欧姆接触的实现：

理论上讲，不考虑表面态的影响，若 $W_m < W_s$ ，金属和n型半导体接触可形成反阻挡层；而 $W_m > W_s$ 时，金属和p型半导体接触也能形成反阻挡层。反阻挡层没有整流作用。这样看来，选用适当的金属材料，就有可能得到欧姆接触。

事实上，不能用选择金属材料的办法来获得欧姆接触。

目前在生产实际中，主要是利用隧道效应的原理在半导体上制造欧姆接触。半导体重掺杂时，它与金属的接触可以形成接近理想的欧姆接触。

金属和半导体接触时，如果半导体掺杂浓度很高，则势垒区宽度变得很薄，电子要通过隧道效应贯穿势垒产生相当大的隧道电流，甚至超过热电子发射电流而成为电流的主要成分。当隧道电流占主导地位时，它的接触电阻可以很小，可以用作欧姆接触。因之，半导体重掺杂时，它与金属的接触可以形成接近理想的欧姆接触。

接触电阻定义为零偏压下的微分电阻，即

$$R_c = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1}$$

下面估算一下以隧道电流为主时的接触电阻。讨论金属和n型半导体接触的势垒贯穿问题。为了得到半导体中导带电子所面临的势垒，现在把导带底选作电势能的零点。因为势垒区中

$$|\vec{E}(x)| = -\frac{dV(x)}{dx} = \frac{qN_D}{\epsilon_r \epsilon_0} (x - x_d)$$

得到平衡时

$$V(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_r \epsilon_0} (x - d_0)^2$$

电子的势垒为

$$-qV(x) = \frac{q^2 N_D}{2\epsilon_r \epsilon_0} (x - d_0)^2$$

为了计算方便，作如图所示的坐标变换，则有 $y = d_0 - x$ ，电子的势垒可表示为

$$-qV(y) = \frac{q^2 N_D}{2\epsilon_r \epsilon_0} y^2$$

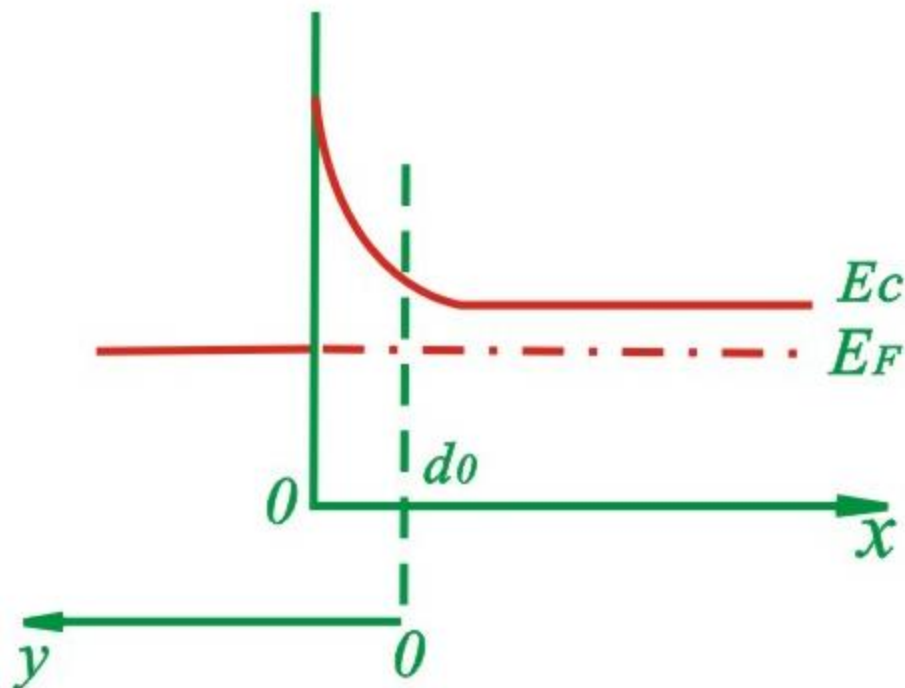


图7-18 n型阻挡层的势垒贯穿

根据量子力学中的结论， $x=d_0$ 处导带底电子通过隧道效应贯穿势垒的隧道几率为

$$P = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} (2m_n^*)^{1/2} \int_0^{d_0} [-qV(y)]^{1/2} dy \right\} = \exp \left\{ -\frac{4\pi q}{h} \left(\frac{m_n^* N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \right)^{1/2} \int_0^{d_0} y dy \right\}$$

$$= \exp \left\{ -\frac{2\pi q}{h} \left(\frac{m_n^* N_D}{\epsilon_r \epsilon_0} \right)^{1/2} d_0^2 \right\} = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} \left(\frac{m_n^* \epsilon_r \epsilon_0}{N_D} \right)^{1/2} [-(V_s)_0] \right\}$$

有外加电压时，势垒宽度为 d ，表面势为 $[(V_s)_0+V]$ ，则隧道几率为

$$P = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} \left(\frac{m_n^* \epsilon_r \epsilon_0}{N_D} \right)^{1/2} [-(V_s)_0 - V] \right\} = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{qh} \left(\frac{m_n^* \epsilon_r \epsilon_0}{N_D} \right)^{1/2} q(V_D - V) \right\}$$

从此式可看出：

对于一定的势垒高度，隧道几率强烈的依赖于掺杂浓度，越大，就越大。如果掺杂浓度很高，隧道几率就很大。

一般来说，具有不同能量的电子隧道几率不同，对各种能量电子对隧道电流的贡献积分可得总电流，它与隧道几率成比例，即

$$J \propto \exp \left\{ -\frac{4\pi}{qh} \left(\frac{m_n^* \epsilon_r \epsilon_0}{N_D} \right)^{1/2} q(V_D - V) \right\}$$

上式乘以接触面积，再利用接触电阻的定义式得到

$$R_c \propto \exp \left\{ \frac{4\pi}{h} \left(m_n^* \varepsilon_r \varepsilon_0 \right)^{1/2} \left(\frac{V_D}{N_D^{1/2}} \right) \right\}$$

可看到掺杂浓度越高，接触电阻 R_c 越小。因而，半导体材料重掺杂时，可得到欧姆接触。

制作欧姆接触最常用的方法是用重掺杂的半导体与金属接触，常常是在n型或p型半导体上制作一层重掺杂区后再与金属接触，形成金属-n⁺-n或金属-p⁺-p结构。由于有n⁺、p⁺层，金属的选择就比较自由。

形成金属与半导体接触的方法也有多种，例如蒸发、溅射、电镀等等。难熔金属和硅所形成的金属硅化物(Silicide)，既可用作肖特基势垒金属；可用作集成电路中接触互连的材料，例如PtSi，Pd₂Si，RhSi，NiSi，MoSi₂等十几种金属硅化物目前得到了广泛地研究。

总复习

- 金属半导体接触及其能带图
- 金属半导体接触整流理论
- 少数载流子的注入和欧姆接触