

《半导体能带工程》

第三章 半导体异质结

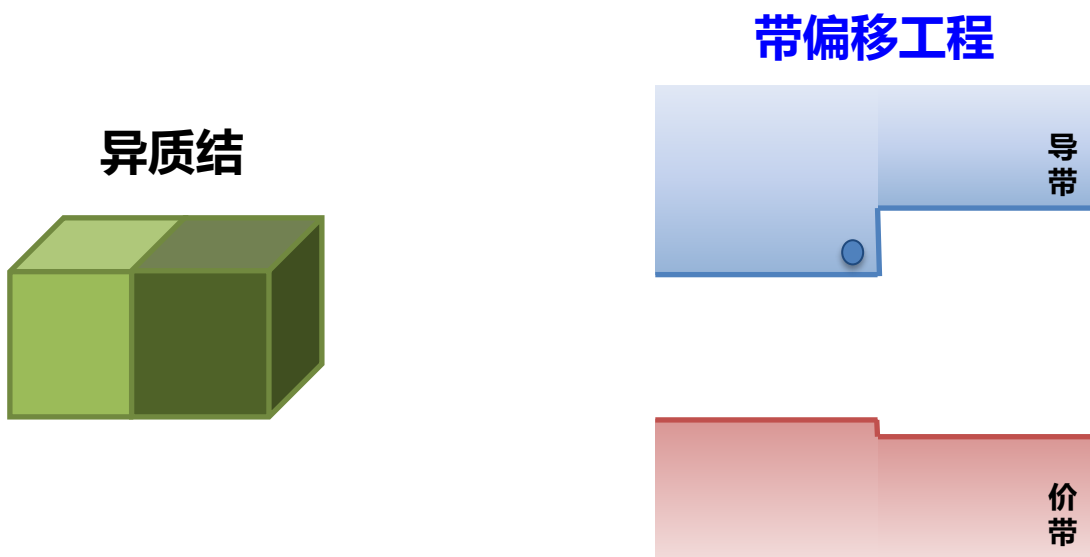
电子系 汪莱

第三章 半导体异质结

- 3.1 能带偏移工程
- 3.2 半导体异质结的能带图
- 3.3 半导体异质结的电学特性
- 3.4 半导体异质结的光电特性

能带偏移工程

- 由两种材料组成的异质结界面的导带和价带具有不连续性，称为带偏移工程



3.2 半导体异质结的能带图

- **3.2.1 理想突变异质结能带图**
- **3.2.2 测量能带带阶的方法**
- **3.2.3 有界面态的突变异质结能带图**
- **3.2.4 渐变异质结的能带图**

形成异质结前的p型和N型半导体能带图

电子亲和能、功函数、禁带宽度与带阶

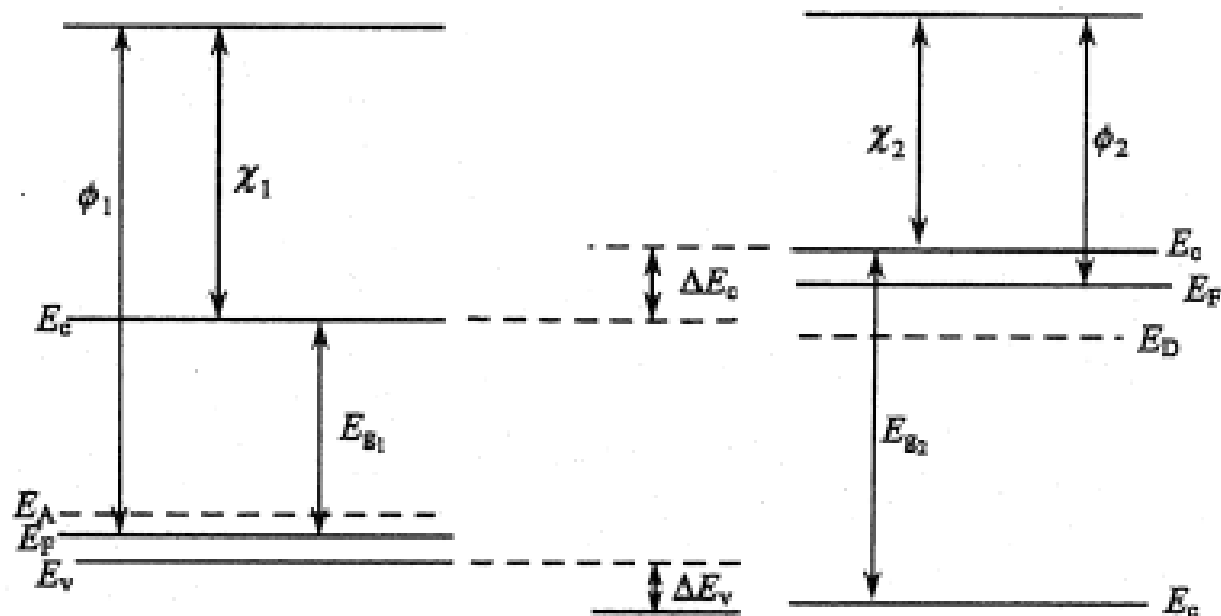


图 3.1 未组成异质结前半导体的能带图

理想突变异质结能带图

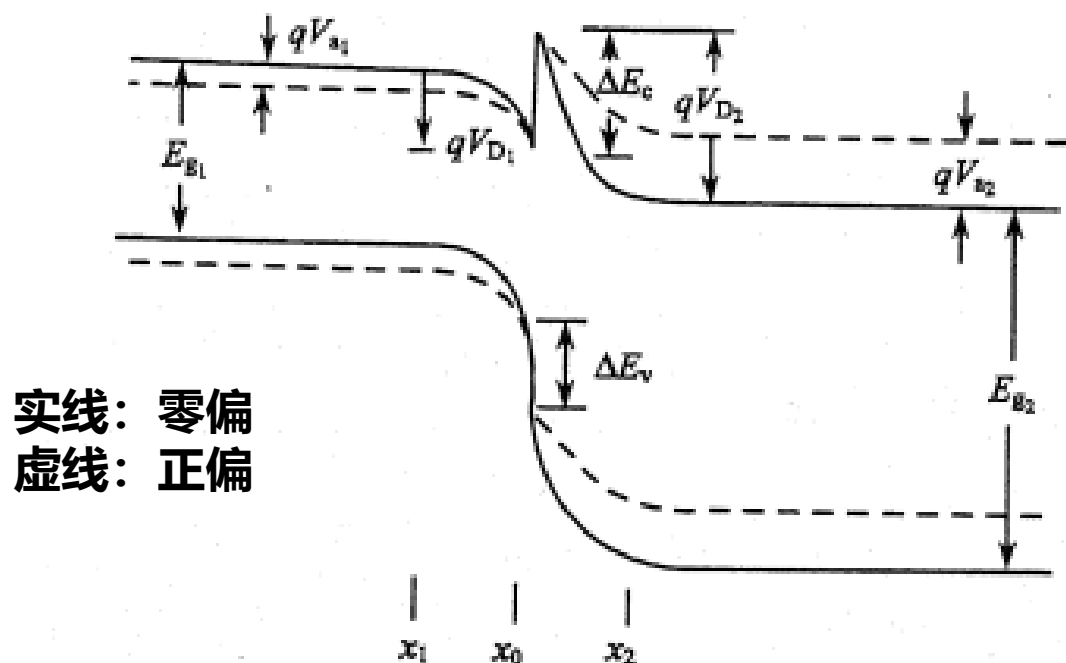
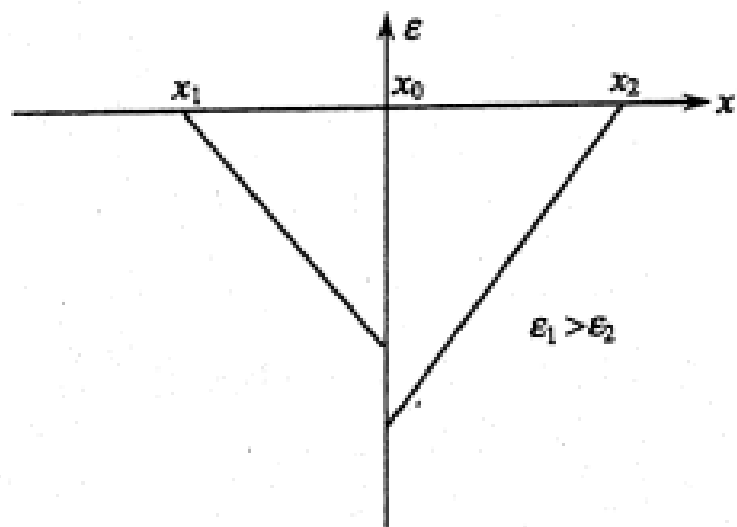


图 3.2 理想 pN 突变异质结的能带图

形成异质结后，能带弯曲使两边的费米能级对齐。注意此时两边半导体各自对应的真空能级不一样了，相差为接触电势差（即接触前的费米能级差）。

理想突变异质结的电场



ϵ 为电场, ϵ 为介电常数

$$\epsilon_1 = -\frac{q}{\epsilon_1} N_A (x - x_1), \quad x_1 < x < x_0$$

$$\epsilon_2 = -\frac{q}{\epsilon_2} N_D (x_2 - x), \quad x_0 < x < x_2$$

图 3.3 pN 异质结空间电荷区中的电场

电场在各自的空间电荷区内随 x 连续变化, 而在边界上是断续的以满足电位移矢量 D 连续条件

$$\epsilon_1 \Big|_{x=0} = \epsilon_2 \Big|_{x=0}$$

理想突变异质结的电势

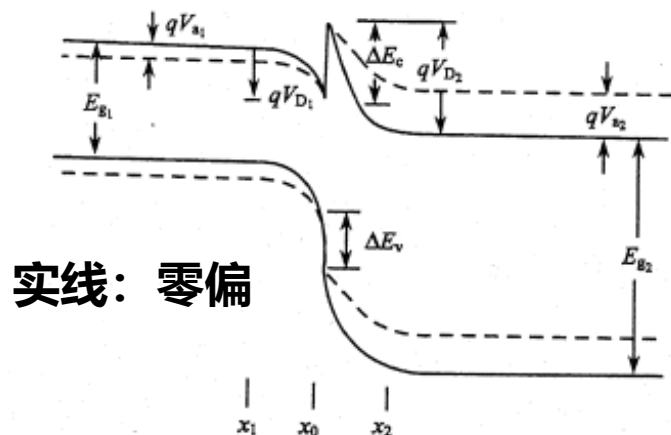


图 3.2 理想 pN 突变异质结的能带图

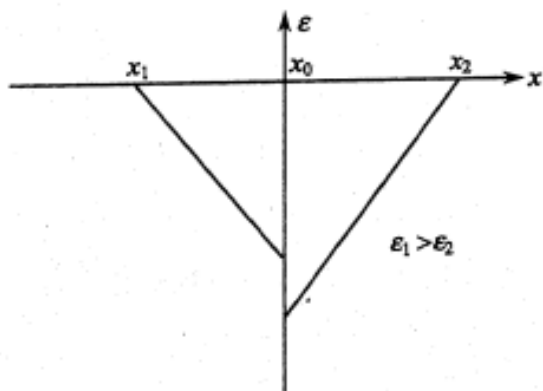


图 3.3 pN 异质结空间电荷区中的电场

设 $x=x_1$ 处电势 $V_1=0$, $x=x_2$ 处电势 $V_2=V_D-\Delta E_c$

$$V_1 = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_1} N_A (x - x_1)^2$$

$$V_2 = V_D - \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_2} N_D (x_2 - x)^2 - \Delta E_c$$

设 V_D 在两边的分配为 $V_D = V_{D1} + V_{D2}$

$x=x_0$ 时, $V_1=V_{D1}$,

$$V_{D1} = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_1} N_A (x_0 - x_1)^2$$

$$V_2 = V_D - V_{D2} - \Delta E_c,$$

$$V_{D2} = V_D - V_2 - \Delta E_c$$

$$V_{D2} = V_D - [V_D - \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_2} N_D (x_2 - x_0)^2]$$

$$= \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_2} N_D (x_2 - x_0)^2$$

窄带材料和宽带材料中的耗尽区宽度

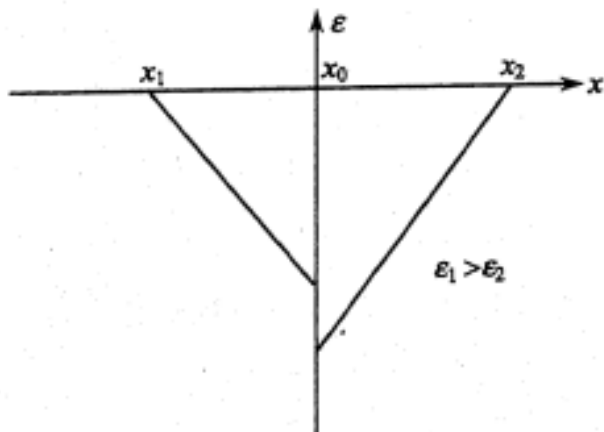


图 3.3 pN 异质结空间电荷区中的电场

界面两侧耗尽区中的电荷数相等

$$qN_A(x_0 - x_1) = qN_D(x_2 - x_0)$$

即电中性条件，故有：

$$\frac{x_0 - x_1}{x_2 - x_0} = \frac{N_D}{N_A}$$

耗尽区宽度和杂质浓度成反比，耗尽区主要落在掺杂低的一边

势垒也主要落在掺杂低的一边

$$\frac{V_{D1}}{V_{D2}} = \frac{\frac{1}{2}N_A(x_0 - x_1)^2}{\frac{1}{2}N_D(x_2 - x_0)^2} = \frac{\frac{1}{2}N_D}{\frac{1}{2}N_A}$$

耗尽区宽度与势垒的关系

零偏压时，耗尽区宽度与势垒的关系

$$(x_0 - x_1) = \left[\frac{2q\phi_2 N_D}{qN_A(\phi_1 N_A + \phi_2 N_D)} V_D \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$(x_2 - x_0) = \left[\frac{2q\phi_2 N_A}{qN_D(\phi_1 N_A + \phi_2 N_D)} V_D \right]^{\frac{1}{2}}$$

正偏压 V_a 时，耗尽区宽度与势垒的关系
(能带如图虚线所示)，**耗尽区变窄**

$$(x_0 - x_1) = \left[\frac{2q\phi_2 N_D}{qN_A(\phi_1 N_A + \phi_2 N_D)} (V_D - V_a) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$(x_2 - x_0) = \left[\frac{2q\phi_2 N_A}{qN_D(\phi_1 N_A + \phi_2 N_D)} (V_D - V_a) \right]^{\frac{1}{2}}$$

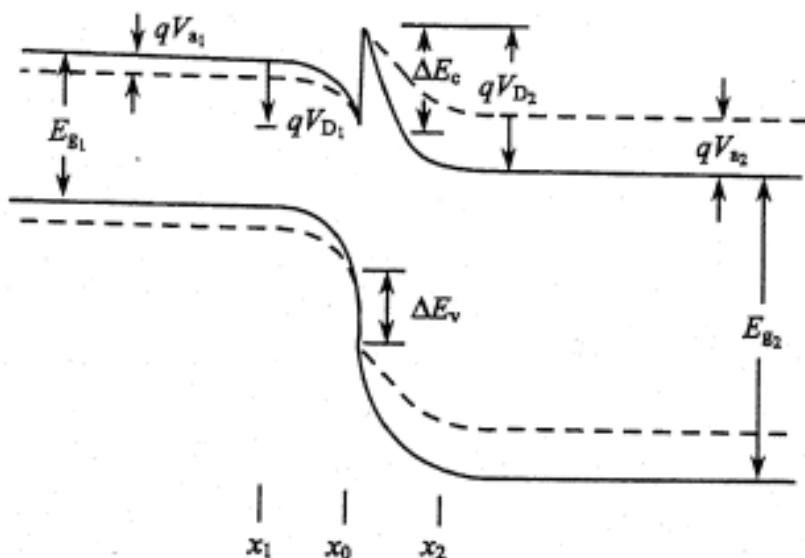


图 3.2 理想 pN 突变异质结的能带图

异质结的电容

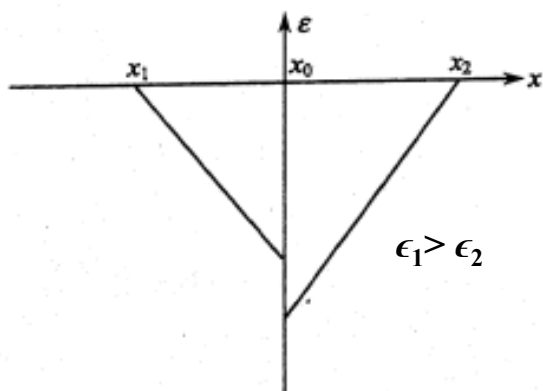


图 3.3 pN 异质结空间电荷区中的电场

单位面积耗尽区的总电荷为

$$Q = qN_A(x_0 - x_1) = qN_D(x_2 - x_0)$$

$$= \left[\frac{2q\epsilon_1\epsilon_2 N_A N_D}{\epsilon_1 N_A + \epsilon_2 N_D} (V_D - V_a) \right]^{\frac{1}{2}}$$

单位面积异质结的电容为

$$C = \left| \frac{dQ}{dV_a} \right| = \left[\frac{q\epsilon_1\epsilon_2 N_A N_D}{2(\epsilon_1 N_A + \epsilon_2 N_D)} \frac{1}{V_D - V_a} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$C^2 = \frac{q\epsilon_1\epsilon_2 N_A N_D}{2(\epsilon_1 N_A + \epsilon_2 N_D)} \frac{1}{V_D - V_a}$$

$1/C^2$ 和 V_a 的关系为一条直线，可以从直线在**电压轴上的截距求得势垒高度 V_D** 。如果两边掺杂水平悬殊，还可以从直线的斜率求得掺杂少一边的掺杂浓度。

其它几种异型异质结能带图

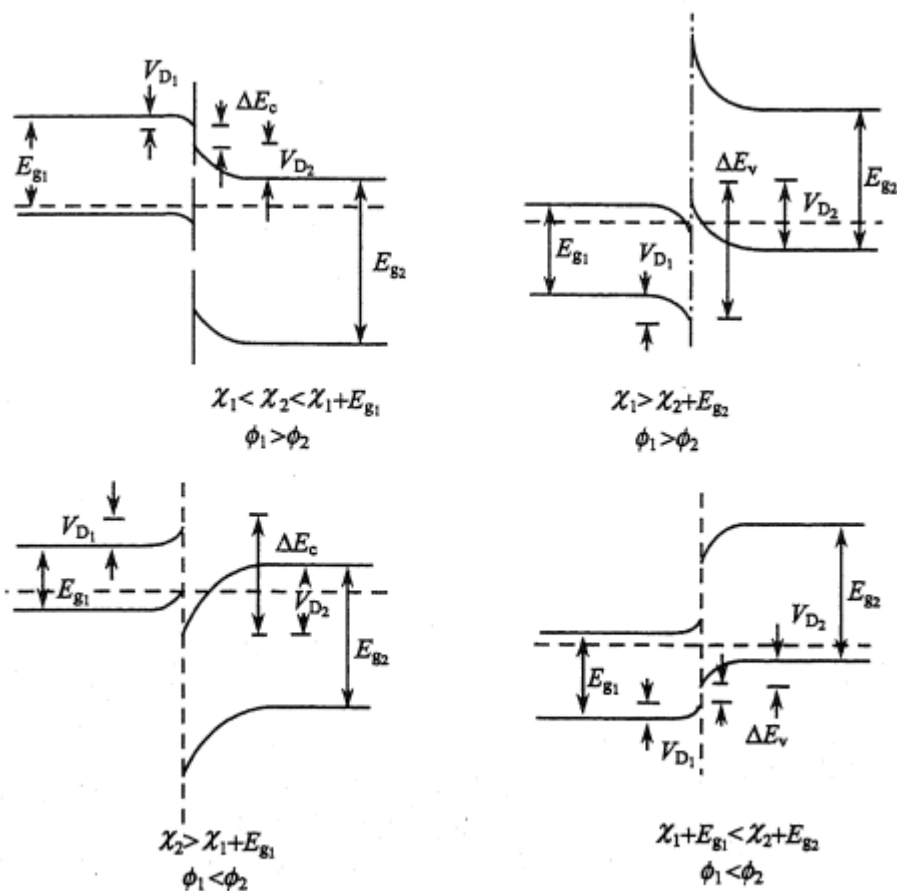


图 3.6 几种异型异质结能带图

同型异质结

- **在异质结界面两边：窄禁带材料中发生载流子的积累；宽禁带材料中主要是离化的杂质**

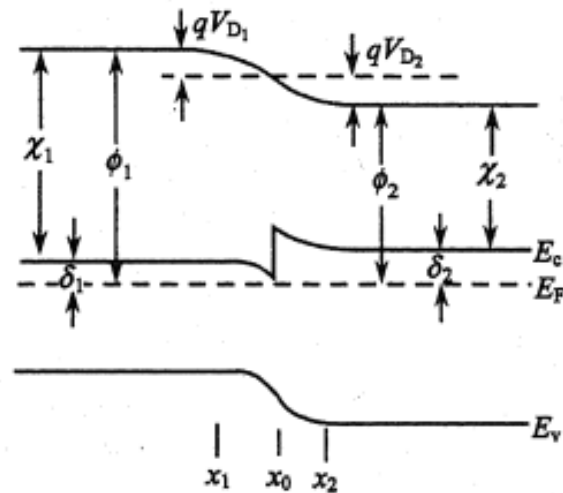


图 3.7 nN 异质结的能带图

**请画出n-GaAs和P-AlGaAs
组成异质结时的能带**

**请画出p-GaAs和P-AlGaAs
组成异质结时的能带**

3.2 半导体异质结的能带图

- 3.2.1 理想突变异质结能带图
- **3.2.2 测量能带带阶的方法**
- 3.2.3 有界面态的突变异质结能带图
- 3.2.4 渐变异质结的能带图

测量能带带阶的方法

- **X射线光电子发射谱XPS**
- **量子阱光跃迁光谱**
- **电容-电压法**
- **电流-电压法**

X射线光电子发射谱(XPS)

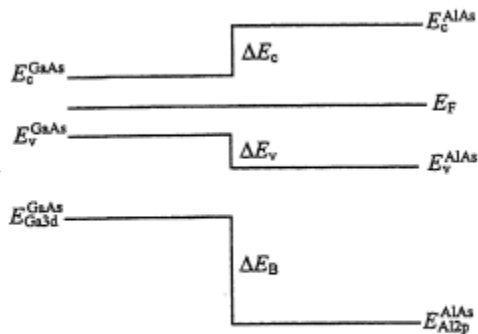


图 3.14 GaAs-AlAs 中相应能级的位置

$$\Delta E_V = \Delta E_B + \underbrace{(E_V^{GaAs} - E_{Ga3d}^{GaAs})}_{\text{常数}} - \underbrace{(E_V^{AlAs} - E_{Al2p}^{AlAs})}_{\text{常数}}$$

常数

常数

对GaAs和AlAs分别测试出

ΔE_B 是GaAs和AlAs中Ga3d和Al2p态电子的束缚能之差，可以用光电子发射谱测量出来。

- 在GaAs衬底上生长一层厚度约数十埃的AlAs层，用已知波长的X射线照射样品，分别由GaAs层和AlAs层中激发出光电子，测量光电子能量求出Ga3d和Al2p态电子的束缚能之差，进而得到价带带阶。两边掺杂不同造成的能带弯曲可以从测量结果中扣除。
- 多数情况下，用XPS测量得到的能带带阶和异质结两层的生长顺序有关，这说明在异质结生长的过程中界面上的原子进行了重新排列，而这种排列和生长顺序有关。
- XPS是一种比较准确的测量能带带阶的方法，准确度可达0.02eV。

量子阱光跃迁光谱

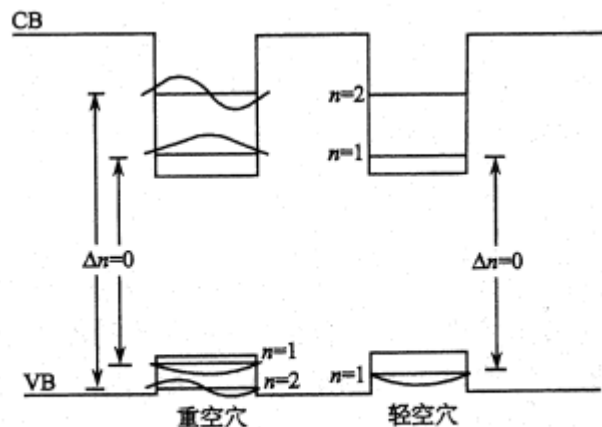
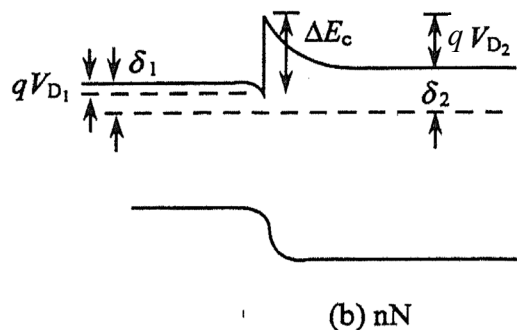


图 3.16 量子阱中的光跃迁示意图

- 把异质结生长成在两个宽带材料之间夹一个极薄的窄带区。导带和价带的能带带阶在窄带区分别形成电子和空穴的势阱，当窄带材料的厚度足够薄时，势阱中的载流子在垂直于异质结面的方向上的运动将受到限制，在这个方向上运动的能量出现量子化。这种现象称为**量子尺寸效应**。
- 量子阱中的电子产生光跃迁时，在吸收光谱或荧光光谱上将会出现一系列反映能级的量子化的峰。**方形势阱中能级的位置和势阱深度、宽度以及电子有效质量及轻、重空穴的有效质量相关**。当势阱的宽度和载流子的有效质量是已知的时候，可以用和实验数据相拟合的办法求出相应势阱的深度，即导带带阶 ΔE_c 和价带带阶 ΔE_v 。

电容-电压法



在理想突变异质结的界面上都存在着势垒。只要掺杂适当就可以从 $1/C^2-V$ 直线的截距求出异质结界面的势垒高度 V_D ，从而定出导带和价带的带阶。

对于同型异质结

$$\begin{aligned}\Delta E_C &= qV_{D_2} + \delta_2 - (\delta_1 - qV_{D_1}) \\ &= qV_D + \delta_2 - \delta_1\end{aligned}$$

如果界面两侧杂质全部电离

$$\delta_i = kT \ln(N_C / N_{D_i}), \quad i = 1, 2$$

其中 N_C 是等效导带态密度

$$N_C = \frac{2(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3}$$

$$\frac{N_{C_2}}{N_{C_1}} = \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{\frac{2}{3}}$$

则

$$\begin{aligned}\Delta E_C &= qV_D + kT \ln(N_{D_1} N_{C_2} / N_{D_2} N_{C_1}) \\ &= qV_D + kT \ln\left(\frac{N_{D_1}}{N_{D_2}}\right) + kT \ln\left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)\end{aligned}$$

若掺杂浓度已知，则可从势垒高度直接求出导带带阶

电流-电压法

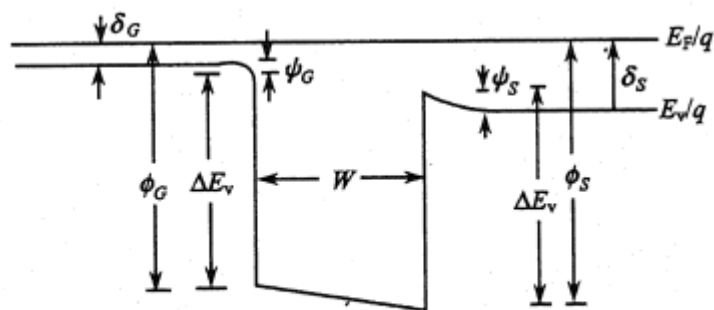


图 3.24 P-SIS 结构的价带

把异质结做成“窄带—宽带—窄带”式的夹层结构，适当选择窄带区和宽带区的掺杂，便可以使它成为N-SIS或P-SIS(S为半导体，I为绝缘体)式的电容器。

如图为P⁺GaAs-AlGaAs高阻层-P-GaAs结构的价带边。在P⁺GaAs上加正电压后，空穴将从P⁺GaAs内越过势垒而进入P-GaAs中从而产生电流。只要势垒宽度适当，在小电压下电流将以热电子发射机制为主。这时有

$$J \propto T^2 e^{-q\phi_C/kT}$$

从实验上得到的 $\ln(J/T^2)-1/T$ 的直线关系中可求得势垒高度 ϕ_G 。
可以看出

$$\Delta E_V = \phi_G - \delta_G - \psi_G = \phi_S - \delta_S - \psi_S$$

其中 δ_G 和 δ_S 分别为窄带门区和衬底区的费米能级位置， ψ_G 和 ψ_S 是相应两个区中的静电势造成的能带弯曲。如果各区的掺杂都已知，这四个参数就都可以计算出来。根据测出的势垒高度可以定出价带带阶 ΔE_v 。

3.2 半导体异质结的能带图

- 3.2.1 理想突变异质结能带图
- 3.2.2 测量能带带阶的方法
- **3.2.3 有界面态的突变异质结能带图**
- 3.2.4 渐变异质结的能带图

3.2.3 有界面态的突变异质结能带图

- 异质结界面的晶格失配或其他缺陷将产生**界面能级**
- 界面能级一般可分为两种类型：
 - 一种是**类施主能级**，电离后带**正电**
 - 一种是**类受主能级**，电离后带**负电**
- 界面能级对能带图的影响与界面态密度的大小和界面态能级的性质有关

有界面态的突变异质结能带图

界面态密度较小

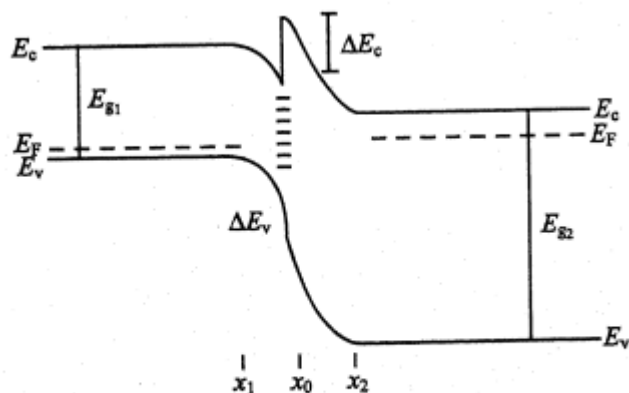


图 3.26 有少量界面态时 pN 异质结的能带图

界面态密度较大

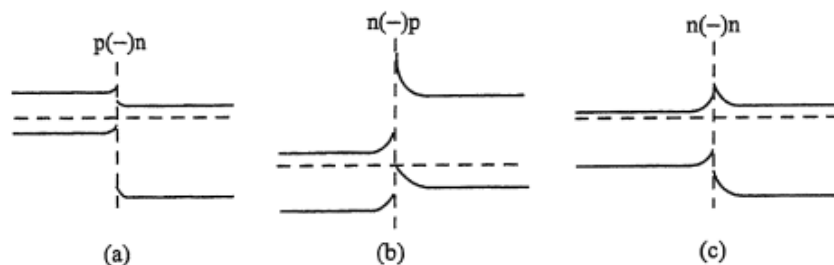


图 3.28 界面有大量负电荷的异质结能带图

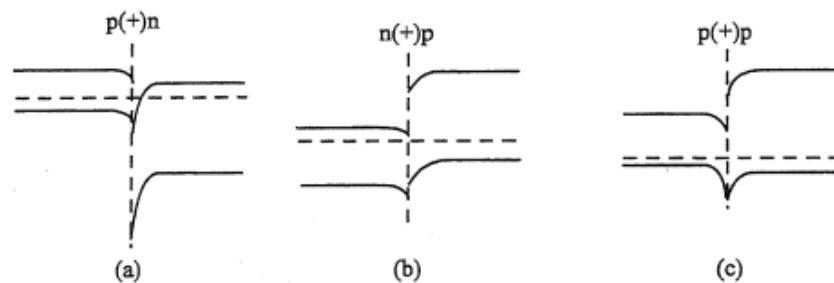


图 3.29 界面有大量正电荷的异质结能带图

3.2 半导体异质结的能带图

- 3.2.1 理想突变异质结能带图
- 3.2.2 测量能带带阶的方法
- 3.2.3 有界面态的突变异质结能带图
- 3.2.4 渐变异质结的能带图

3.2.4 渐变异质结的能带图

- 实际的异质结不可能像理想的那样在界面上突然由一种材料变为另一种材料，组分的改变是逐渐过渡的
- 这一过渡区有宽有窄，渐变区的宽度可以用离子刻蚀和 Auger 分析相结合的办法直接可靠地测量出来
- 不同工艺生长出的异质结的渐变区宽度很不相同

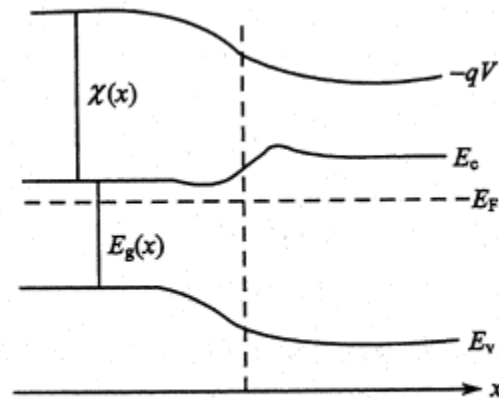


图 3.32 渐变异质结的能带图

3.3 半导体异质结的电学特性

- **3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素**
- **3.3.2 突变异质结的伏安特性**
 - 3.3.2.1 扩散模型
 - 3.3.2.2 热发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- **3.3.3 异质结的注入特性**
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- **3.3.4 伏安特性的微商研究法**
- **3.3.5 突变异质结电容和电压**

影响异质结尖峰势垒高度的因素

掺杂浓度

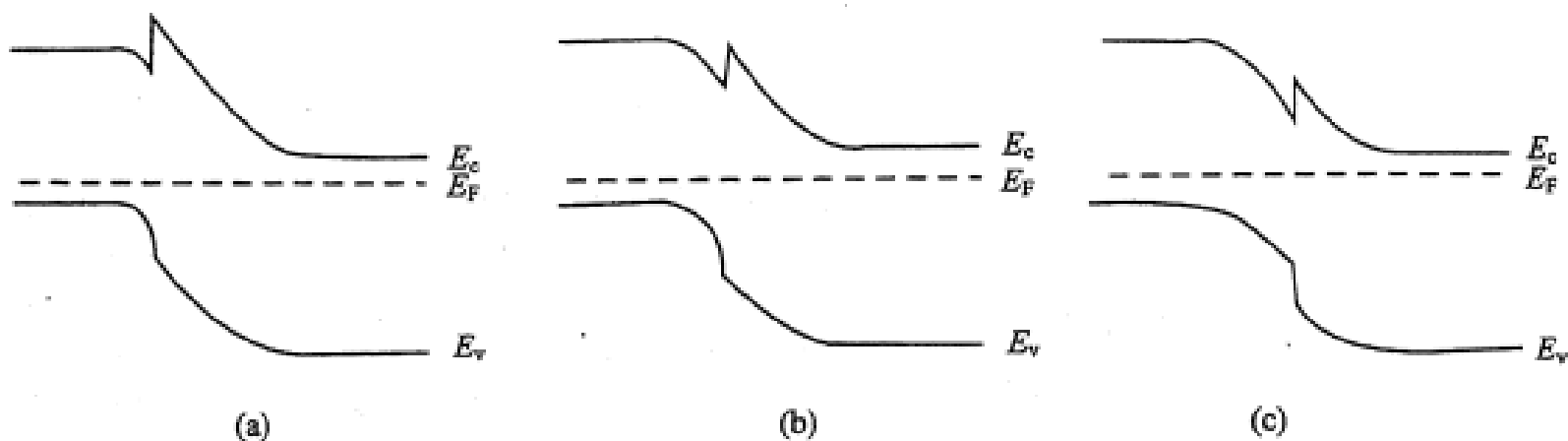


图 3.4 异质结能带图上几种可能的尖峰位置

宽带掺杂比窄带少得多
正尖峰势垒

两边掺杂差不多

窄带掺杂比宽带少得多
负尖峰势垒

pn结中，我们往往关心的是少子运动，在pN异质结中， ΔE_c 主要对p区中电子向N区的运动起势垒作用；所以必须讨论它的变化和影响；而 ΔE_v 对N区中的空穴向p区运动没有明显影响，一般可不考虑

影响异质结尖峰势垒高度的因素

- 外加电压

- 正向偏压增大

- 尖峰势垒高度随之变高
 - 负尖峰势垒甚至会变为正尖峰势垒

- 反向偏压增大

- 尖峰势垒高度随之变低
 - 正尖峰势垒甚至会变为负尖峰势垒

3.3 半导体异质结的电学特性

- 3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素
- 3.3.2 突变异质结的伏安特性
 - 3.3.2.1 扩散模型
 - 3.3.2.2 热发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- 3.3.3 异质结的注入特性
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- 3.3.4 伏安特性的微商研究法
- 3.3.5 突变异质结电容和电压

扩散模型需满足4个条件

- **突变耗尽条件**
 - 电势集中在空间电荷区，注入的少数载流子在空间电荷区之外是纯扩散运动
- **玻尔兹曼边界条件**
 - 载流子分布在空间电荷区之外满足玻尔兹曼统计分布
- **小注入条件**
 - 注入的少数载流子浓度比平衡多数载流子浓度小很多
- **忽略载流子在空间电荷区内的产生和复合**

负尖峰势垒突变pN结电流-电压特性

宽带界面处的尖峰势垒低于窄带空间电荷区外的导带底，忽略其对载流子运动的影响，直接用Shockley公式描述电流密度和电压之间的关系

$$J = J_n + J_p = \left(\frac{qD_{n1}n_{10}}{L_{n1}} + \frac{qD_{p2}p_{20}}{L_{p2}} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

J_n 和 J_p 分别指电子电流密度和空穴电流密度

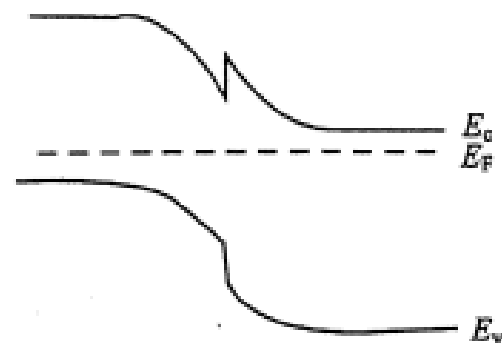
n_{10} 和 p_{20} 是平衡时的少数载流子浓度

D_{n1} 和 D_{p2} 是少数载流子的扩散系数

L_{n1} 和 L_{p2} 是少数载流子的扩散长度

下标1和2分别表示带隙较小和较大的材料

V 为外加电压，正偏 $V>0$ ，反偏 $V<0$



负尖峰势垒突变pN结电流-电压特性

$$J = J_n + J_p = \left(\frac{qD_{n1}n_{10}}{L_{n1}} + \frac{qD_{p2}p_{20}}{L_{p2}} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

将少子浓度用多子浓度替换（假设 m_n^* 和 m_p^* 基本不变）

$$n_{10} = n_{20} \exp\left(-\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT}\right) \quad J_n = \frac{qD_{n1}n_{20}}{L_{n1}} \exp\left(-\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$p_{20} = p_{10} \exp\left(-\frac{qV_D + \Delta E_V}{kT}\right) \quad J_p = \frac{qD_{p2}p_{10}}{L_{p2}} \exp\left(-\frac{qV_D + \Delta E_V}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

易见电子电流远大于空穴电流

$$J_n \gg J_p$$

假设完全电离

$$J = J_n + J_p \approx J_n = qN_{D2} \frac{D_{n1}}{L_{n1}} \exp\left(-\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$
$$= A_d \exp\left(-\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

负尖峰势垒突变pN结电流-电压特性

负尖峰势垒突变异质pN结具有单向导电性

正向偏压下, 一般总有 $qV \gg kT$, $\exp(qV / kT) \gg 1$

$$J = A_d \exp\left(-\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$$

正向电流随正向偏压**指数增长**

但当正向偏压使负尖峰势垒转变为正尖峰势垒时, 此式不再适用

反向偏压下, 一般总有 $q|V| \gg kT$, $\exp(qV / kT) \ll 1$

$$J = -A_d \exp\left(-\frac{qV_D - \Delta E_C}{kT}\right)$$

反向电流与反向偏压大小无关, 是恒定值, 称为**反向饱和电流**

正尖峰势垒突变pN结电流-电压特性

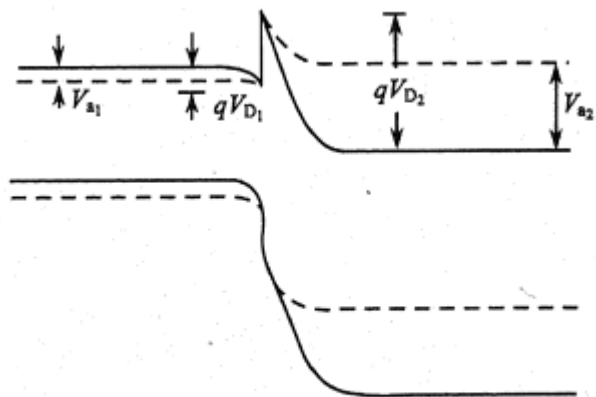


图 4.6 加正向偏压后的理想突变异质结能带图

理想突变异质结的能带图上都有一个势垒的“尖峰”，由于界面上能带是断续的，两种载流子越过结时应克服的势垒高度不同，故一般只有一种载流子起主要作用。在以下的分析中只考虑电子流的输运。

平衡时，在宽带材料中只有那些能量能克服势垒 qV_{D2} 的电子才能在窄带材料的边界上聚集，并以扩散方式由右向左运动，这种电子的总数是

$$n_{10} = n_{20} \exp(-qV_{D2} / kT)$$

故由N向p的电子扩散流为
$$\frac{D_{n_1} n_{10}}{L_{n_1}} = \frac{D_{n_1} n_{20}}{L_{n_1}} \exp\left(\frac{-qV_{D2}}{kT}\right) = B_2 \exp\left(\frac{-qV_{D2}}{kT}\right)$$

同理，由左向右的电子流也应克服一个势垒 $\Delta E_C - qV_{D1}$ ，这一电子流应为

$$B_1 \exp\left[-\frac{\Delta E_C - qV_{D1}}{kT}\right]$$

平衡时这两个电子流相等

$$B_1 \exp\left[-\frac{\Delta E_C - qV_{D1}}{kT}\right] = B_2 \exp\left(\frac{-qV_{D2}}{kT}\right)$$

$$B_1 = B_2 \exp\left[\frac{-qV_{D2}}{kT} + \left(\frac{\Delta E_C - qV_{D1}}{kT}\right)\right]$$

正尖峰势垒突变pN结电流-电压特性

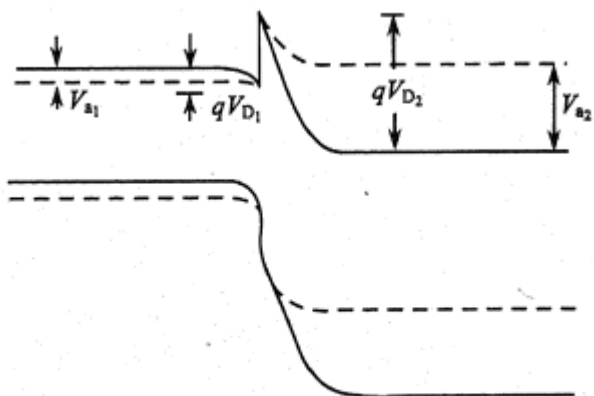


图 4.6 加正向偏压后的理想突变异质结能带图

加上外加电压 V_a 后，势垒变为图中虚线所示的情形。 V_a 分配在两块半导体上， $V_a = V_{a1} + V_{a2}$ 。此时N区中的势垒变为 $V_{D2} - V_{a2}$ ，而p区中的势垒变为 $\Delta E_c - (V_{D1} - V_{a1})$

由N→p的电子流为 $B_2 \exp\left(\frac{-qV_{D2} + qV_{a2}}{kT}\right)$

由p→N的电子流为

$$\begin{aligned} & B_1 \exp\left[-\frac{\Delta E_c - qV_{D1} + qV_{a1}}{kT}\right] \\ &= B_2 \exp\left[-\frac{qV_{D2}}{kT} + \frac{\Delta E_c - qV_{D1}}{kT} - \frac{\Delta E_c - qV_{D1}}{kT} - \frac{qV_{a1}}{kT}\right] \\ &= B_2 \exp\left[-\frac{qV_{D2}}{kT} - \frac{qV_{a1}}{kT}\right] \end{aligned}$$

故总的由N向p的电子流为

$$\begin{aligned} & B_2 \exp\left(-\frac{qV_{D2}}{kT} + \frac{qV_{a2}}{kT}\right) - B_2 \exp\left[-\frac{qV_{D2}}{kT} - \frac{qV_{a1}}{kT}\right] \\ &= B_2 \exp\left(-\frac{qV_{D2}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_{a2}}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_{a1}}{kT}\right)\right] \end{aligned}$$

正尖峰势垒突变pN结电流-电压特性

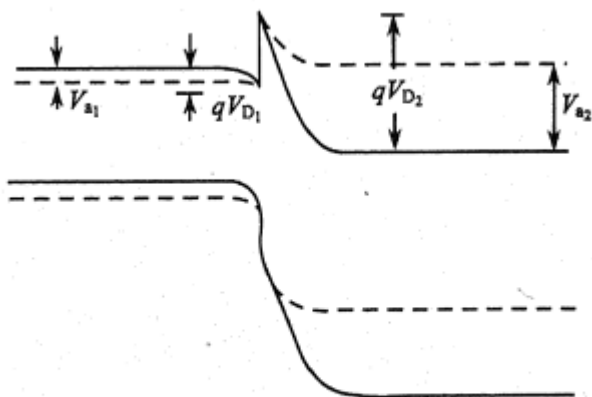


图 4.6 加正向偏压后的理想突变异质结能带图

Anderson认为，异质结的界面处对载流子有一定的反射，应引进一个透射系数 X ，且取 $n_{20} = N_{2D}$ ，则最终的伏安特性的表达式为

$$J = qX \left(\frac{D_{n_1} N_{D_2}}{L_{n_1}} \right) \exp\left(\frac{qV_{D_2}}{kT}\right) \times \left[\exp\left(\frac{qV_{a_2}}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_{a_1}}{kT}\right) \right]$$

正向时可以把括弧中的第二项忽略掉，成为

$$J = qX \left(\frac{D_{n_1} N_{D_2}}{L_{n_1}} \right) \exp\left(\frac{qV_{D_2}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_{a_2}}{kT}\right)$$

利用 $V_{a1} = \eta V_a$ ， $V_{a2} = (1 - \eta)V_a$ ，得到

$$J = qX \left(\frac{D_{n_1} N_{D_2}}{L_{n_1}} \right) \exp\left(\frac{qV_{D_2}}{kT}\right) \exp\left[(1 - \eta) \frac{qV_a}{kT}\right]$$

$$= qX \left(\frac{D_{n_1} N_{D_2}}{L_{n_1}} \right) \exp\left(\frac{qV_{D_2}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_a}{\beta kT}\right)$$

其中 β 就是二极管理论中所谓的理想因子， $\beta = (1 - \eta)^{-1} = 1 + \frac{\epsilon_2 N_{D_2}}{\epsilon_1 N_{A_1}}$

- ◆ 由此可以看出，正向时电流和电压呈指数关系。
- ◆ 但加负电压后p区中导带底的升高还没有超过势垒尖时（正尖峰势垒），电子流的增长可以用指数表示；当超过势垒尖以后（负尖峰势垒），反向电流就由p区中的少子浓度决定，此式不再适用。
- ◆ 因此，在较大的反向电压下电流应该是饱和的。

3.3 半导体异质结的电学特性

- 3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素
- 3.3.2 突变异质结的伏安特性
 - 3.3.2.1 扩散模型
 - 3.3.2.2 热发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- 3.3.3 异质结的注入特性
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- 3.3.4 伏安特性的微商研究法
- 3.3.5 突变异质结电容和电压

突变异质结的伏安特性——热发射模型

热发射模型：和扩散模型的差别在于电子流不是以扩散方式实现而是以热运动的方式实现。

根据热发射理论
$$J = XqN_{D_2} \left(\frac{kT}{2\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{D_{n_1} N_{D_2}}{L_{n_1}}\right) \exp\left(\frac{qV_{D_2}}{kT}\right) \times \left[\exp\left(\frac{qV_{a_2}}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_{a_1}}{kT}\right)\right]$$

对比扩散模型
$$J = qX \left(\frac{D_{n_1} N_{D_2}}{L_{n_1}}\right) \exp\left(\frac{qV_{D_2}}{kT}\right) \times \left[\exp\left(\frac{qV_{a_2}}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{qV_{a_1}}{kT}\right)\right]$$

与扩散模型相同，正向偏压括号中的第一项起主要作用，**电流随电压的增加而按指数关系增大**；反向偏压时中括号中的第二项起主要作用，当反向偏压增加到使正尖峰势垒转变为负尖峰势垒时，此式不再适用。

热发射模型和扩散模型的差别只在于将平均等效速度取代扩散速度，两者量级不同。**实际的载流子输运既有扩散过程，也有热发射过程，不能截然区分。**

3.3 半导体异质结的电学特性

- 3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素
- 3.3.2 突变异质结的伏安特性
 - 3.3.2.1 扩散模型
 - 3.3.2.2 热发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- 3.3.3 异质结的注入特性
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- 3.3.4 伏安特性的微商研究法
- 3.3.5 突变异质结电容和电压

突变异质结的伏安特性——简单隧道模型

由于势垒尖的厚度有限，电子无须具有高出整个“尖”的能量就能以隧穿的方式由N区进入p区。

设想一个三角形势垒如图所示，加正向电压后电子由右向左的隧穿概率是：

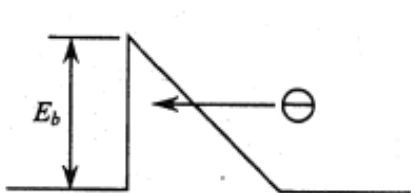


图 4.8 电子隧穿
过三角形势垒

$$Trans \approx \exp\left[-\frac{4}{3}(2m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_b^{\frac{3}{2}}}{\hbar F_0}\right] \times \exp\left[2(2m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_b}{\hbar F_0} qV_a\right]$$

F_0 是三角形势垒的电场

隧道电流是隧穿概率和入射电子流的乘积，可以写成

$$J = J_s(T) \exp(AV_a)$$

其中， $J_s(T)$ 是和温度有微弱关系的常数， A 是和温度无关的常数。
所以，**隧道电流表现出的一个特点是 $\ln J$ - V 的曲线斜率和温度无关。**

3.3 半导体异质结的电学特性

- 3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素
- 3.3.2 突变异质结的伏安特性
 - 3.3.2.1 扩散模型
 - 3.3.2.2 热发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- 3.3.3 异质结的注入特性
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- 3.3.4 伏安特性的微商研究法
- 3.3.5 突变异质结电容和电压

突变异质结的伏安特性——界面复合模型

由于异质结是两种不同的材料形成的，难以做到晶格常数和热膨胀系数的完全匹配。在制备和热处理过程中，在界面必然存在大量悬挂键和缺陷。**悬挂键和缺陷能级可能处于禁带中而形成界面态**，它对载流子的输运有很大影响。由热发射越过各自势垒的电子和空穴，在界面处快速复合，称为**界面复合**机制。

如图是界面复合模型示意图，它可等效为p型半导体—金属—N型半导体，即两个肖特基二极管的串联。

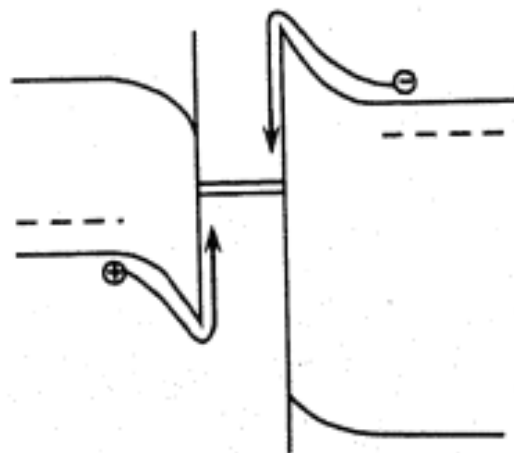


图 4.23 界面复合与热电子发射串联模型

这一模型和空间电荷区复合的模型相似，只是复合中心的不是均匀分布在空间电荷区中，而是集中在界面上而已。所以得到的结果也类似，正向电流为

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV_a}{\beta kT}\right) - 1 \right]$$

$$I_s = B \exp(-qV_D / kT), \quad \beta = 1 - 2$$

B是与结有关的一个常数

界面复合模型的正向电流和扩散模型、热发射模型一样也都与温度相关，但比扩散模型、热发射模型更为强烈。

3.3 半导体异质结的电学特性

- 3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素
- 3.3.2 突变异质结的伏安特性
 - 3.3.2.1 扩散模型
 - 3.3.2.2 热发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- 3.3.3 异质结的注入特性
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- 3.3.4 伏安特性的微商研究法
- 3.3.5 突变异质结电容和电压

突变异质结的伏安特性——隧道复合模型

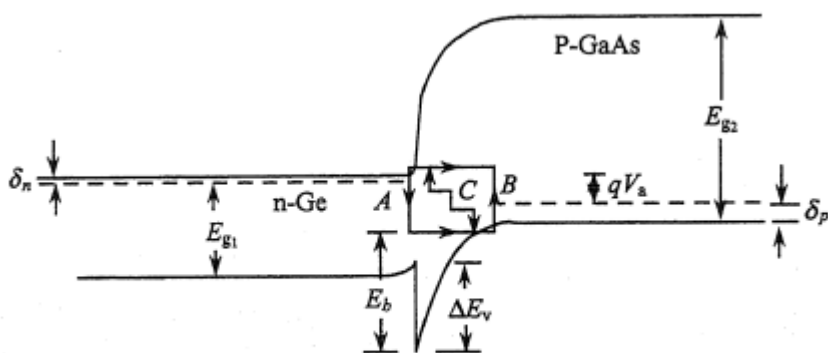


图 4.24 界面隧道复合模型

在如图的n-P异质结中，n型材料中的电子以隧穿方式经过界面态进入P型区与多子空穴相复合，隧道可以是一阶的，如图中A路所示，电子先掉入禁带中的界面态上，然后再隧穿到P区的价带中，或者先隧穿到P区的合适的禁带的态上，再掉入P区的价带中和空穴复合，如图中B路所示。隧穿的方式也可以是多阶的，如C路所示。

对于一阶隧道，正向电流为

$$J = BN_i \exp\left[-4(2m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_b^{\frac{3}{2}}}{3q\hbar F_0}\right] \times \exp\left[2(2m^*)^{\frac{1}{2}} \frac{E_b^{\frac{3}{2}}}{\hbar F_0} qV_a\right]$$

式中 B 是常数， N_i 是禁带中的陷阱中心的密度， E_b 是电子（或空穴）隧穿的势垒高度，取决于界面能级在禁带中的位置和外加电压， F_0 为耗尽层中的电场。在三角形势垒中 F_0 正比于 $\sqrt{V_a}$ 。最终得到的伏安特性为 $J = J_0 \exp AV_a$

在这个模型中实际认为界面能级和价带或导带中的载流子交换极快，异质结电流只由通过界面能级的隧道过程决定。

界面复合和隧道复合串联

这一过程同样是由n区来的电子隧穿到界面能级上，然后再在界面上与P区来的空穴复合，完成载流子的输运。但是这里要考虑界面能级的复合过程，所以和界面能级的数量和性质以及与导带或价带的交换情况有关系。

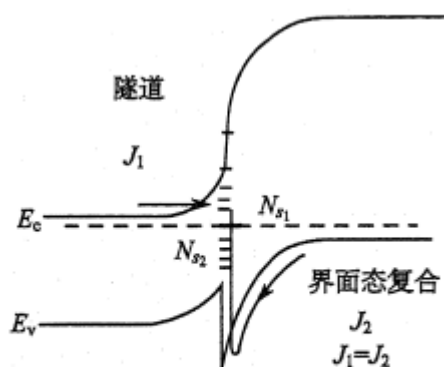


图 4.25 界面复合和隧道复合串联模型

设界面上存在着两套能级，如图所示： N_{s1} 是按能量均匀分布的； N_{s2} 集中在一个能量上，其能量位于平衡费米能级通过的地方。由窄带材料来的电子以隧穿方式达到界面态，只和 N_{s1} 复合。由宽带来的空穴以热发射的方式越过势垒达到界面，且与 N_{s2} 复合。 N_{s1} 和 N_{s2} 之间交换极快。

隧道成分和热电子界面复合成分哪一种小，总电流就受哪一种限制。

热电子发射和多阶隧道的并联模型

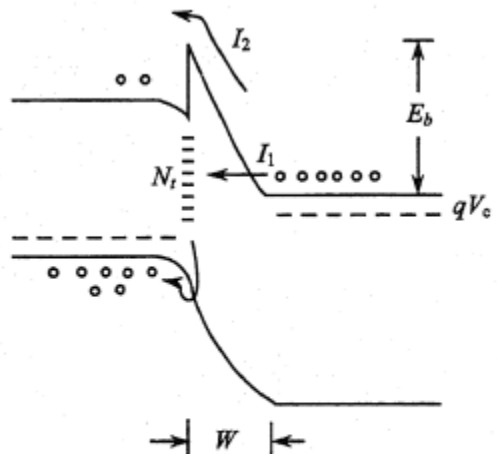


图 4.13 正向电压下电子通过有界面态的结区的途径

自GaAs-AlGaAs异质结问世以来，一直认为其界面晶格匹配极好，界面能级的数目极少。不过虽然它并不能改变pN异质结能带图的基本形状，但它也将参与载流子的输运

如图为加正向电压的情况，N边的多数载流子（电子）将有两种途径可以进入p区：一种是通过热电子发射越过势垒注入到p区的导带中（ I_2 ）；另一种途径是间接隧道过程，电子穿透势垒经过界面能级进入p区的价带（ I_1 ）经过pN结的总电流是两种电流的叠加。

热电子发射电流 I_2 $I_2 = I_{s2} \exp(qV_a / \beta kT)$

其中 $I_{s2} = I_{s2}^0 \exp(-qV_D / kT)$

隧道电流 I_1 $I_1 = I_{s1} \exp(AV_a)$

在任何正向电压下，以上述两种方式通过结区的电流都同时对总的正向电流有贡献（所谓并联模型），故 $I = I_{s1} \exp(AV_a) + I_{s2} \exp(qV_a / \beta kT)$

但是，在**小电压**下越过势垒 qV_D 的电子数目很少，**热电子发射电流很小，总电流将由隧道电流决定**；当**电压增加时，热电子发射电流迅速增加，并超过隧道电流**，因此**总电流将由热发射电流决定**。

3.3 半导体异质结的电学特性

- 3.3.1 影响尖峰势垒高度的因素
- 3.3.2 突变异质结的伏安特性
 - 3.3.2.1 热扩散模型
 - 3.3.2.2 发射模型
 - 3.3.2.3 简单隧道模型
 - 3.3.2.4 界面复合模型
 - 3.3.2.5 隧道复合模型
- 3.3.3 异质结的注入特性
 - 3.3.3.1 异质结的注入比
 - 3.3.3.2 异质结的超注入现象
- 3.3.4 伏安特性的微商研究法
- 3.3.5 突变异质结电容和电压

异质结的注入比

- **注入比**是指pn结加正向电压时，**n区向p区注入的电子流与p区向n区注入的空穴流之比**
- 假设一渐变pN异质结，用与处理pn同质结相似的扩散理论来分析异质结的注入比

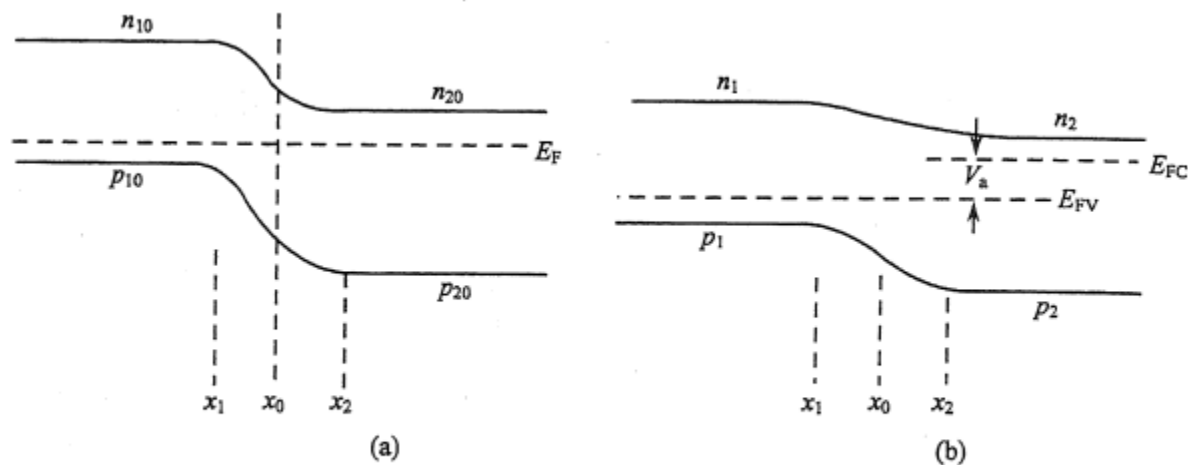


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

异质结的注入比

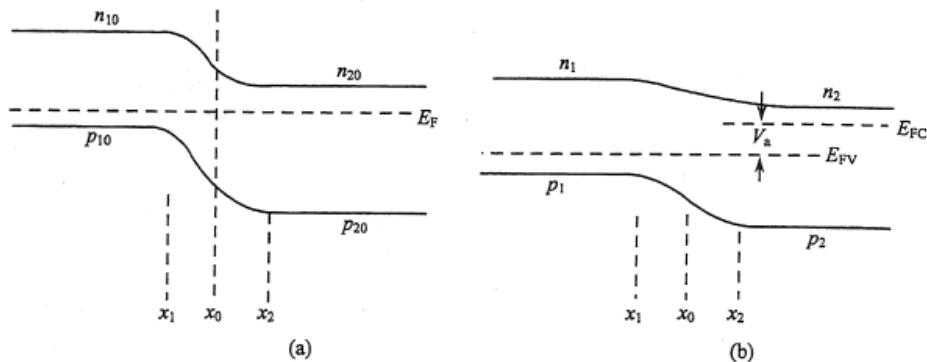


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

平衡时p区中的电子浓度和空穴浓度分别为

$$n_{10} = n_{1i} \exp(E_F - E_{1i}) / kT$$

$$p_{10} = n_{1i} \exp(E_{1i} - E_F) / kT$$

其中 n_{1i} 是p-GaAs材料的本征载流子浓度， E_{1i} 是它的本征费米能级。

有外加电压 V_a 时，pN结两边处于非平衡状态，电子和空穴的浓度要用不同的等效费米能级 E_{FC} ， E_{FV} 来描述。

$$n_1 = n_{1i} \exp(E_{FC} - E_{1i}) / kT$$

$$p_1 = n_{1i} \exp(E_{1i} - E_{FV}) / kT$$

$$n_1 p_1 = n_{1i}^2 \exp(E_{FC} - E_{FV}) / kT$$

异质结的注入比

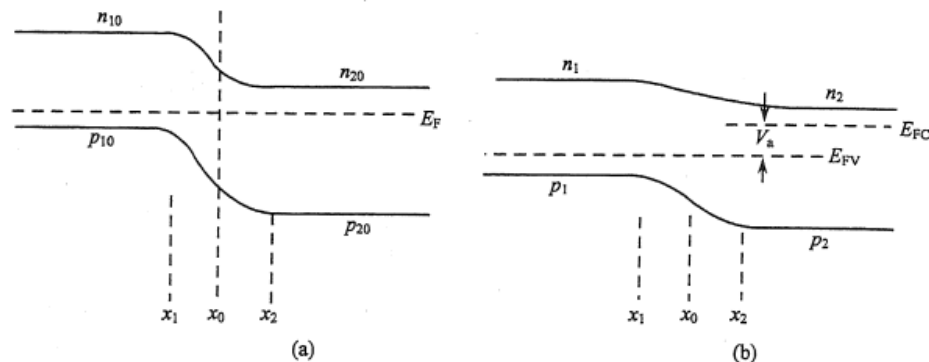


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

同样地，在N-Al_xGa_{1-x}As中（用2来标记），平衡时有

$$n_{20} = n_{2i} \exp(E_F - E_{2i}) / kT$$

$$p_{20} = n_{2i} \exp(E_{2i} - E_F) / kT$$

有外加电压 V_a 时有

$$n_2 = n_{2i} \exp(E_{FC} - E_{2i}) / kT$$

$$p_2 = n_{2i} \exp(E_{2i} - E_{FV}) / kT$$

$$n_2 p_2 = n_{2i}^2 \exp(E_{FC} - E_{FV}) / kT$$

代入 $E_{FC} - E_{FV} = V_a$ 有

$$n_1 p_1 = n_{1i}^2 \exp(qV_a / kT)$$

$$n_2 p_2 = n_{2i}^2 \exp(qV_a / kT)$$

异质结的注入比

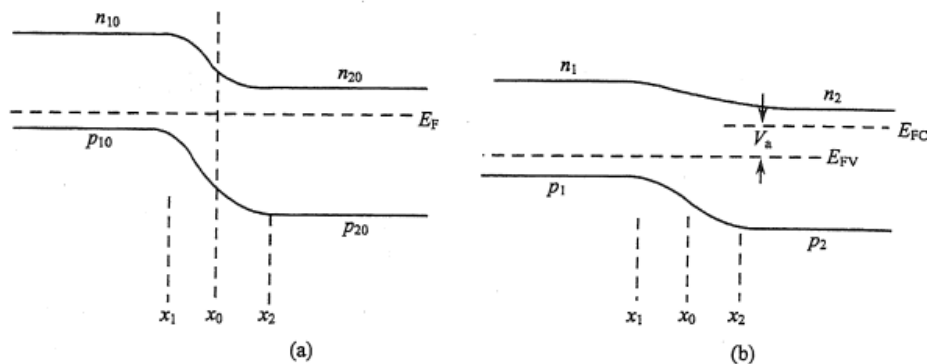


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

代入 $E_{FC} - E_{FV} = V_a$ 有

$$n_1 p_1 = n_{1i}^2 \exp(qV_a / kT)$$

$$n_2 p_2 = n_{2i}^2 \exp(qV_a / kT)$$

在p-GaAs空间电荷区边界上的电子浓度应为 $n_1 = (n_{1i}^2 / p_1) \exp(qV_a / kT)$

因为空穴是p-GaAs中的多子，在小信号情况下 $p_1 \approx p_{10}$

故 $n_1 = n_{10} \exp(qV_a / kT)$

同理，在N-AlGaAs空间电荷区边界上的空穴浓度 $p_2 = p_{20} \exp(qV_a / kT)$

异质结的注入比

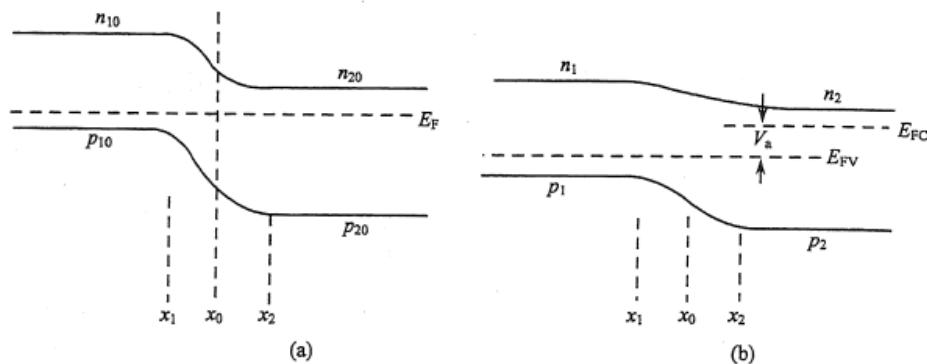


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

在扩散模型中，可利用p区和N区中的稳态连续方程。它们为

$$j_{n_1} = -\frac{qD_{n_1}n_{10}}{L_{n_1}}\left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right)-1\right]$$

解得电子和空穴的扩散电流分别为

$$j_{p_2} = -\frac{qD_{p_2}p_{20}}{L_{p_2}}\left[\exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right)-1\right]$$

电子和空穴是向相反方向扩散的，而最终造成的电流则都是由p流向N。其中 L_n 、 L_p 、 D_n 、 D_p 分别是作为少子的电子和空穴的扩散长度及扩散系数。 τ_n 和 τ_p 为电子和空穴的寿命， $L=\sqrt{D\tau}$ 。脚标1和2分别表示在窄带和宽带材料中的相应值。

异质结的注入比

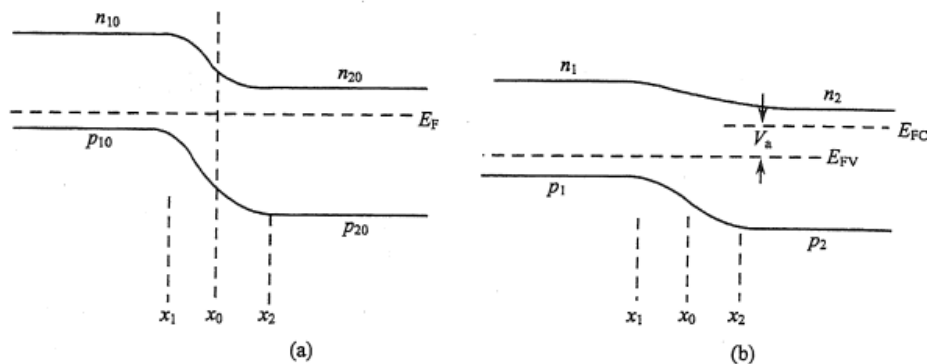


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

总电流为
$$j = j_{n_1} + j_{p_2} = \left[\frac{qD_{n_1}n_{10}}{L_{n_1}} + \frac{qD_{p_2}p_{20}}{L_{p_2}} \right] \left(\exp \frac{qV_a}{kT} - 1 \right)$$

这就是扩散理论给出的pN异质结的伏安特性。在总电流中电子电流和空穴电流之比称为“注入比”

$$\frac{i_{n_1}}{i_{p_2}} = \frac{qD_{n_1}(n_{10})L_{p_2}}{qD_{p_2}(p_{20})L_{n_1}} = \frac{D_{n_1}L_{p_2}}{D_{p_2}L_{n_1}} \times \frac{n_{1i}^2 n_{20}}{n_{2i}^2 p_{10}}$$

如果杂质完全电离， n_{20} 和 p_{10} 分别等于宽带和窄带材料的掺杂浓度 N_{D2} 和 N_{A1}

异质结的注入比

$$\frac{i_{n_1}}{i_{p_2}} = \frac{qD_{n_1}(n_{10})L_{p_2}}{qD_{p_2}(p_{20})L_{n_1}} = \frac{D_{n_1}L_{p_2}}{D_{p_2}L_{n_1}} \times \frac{n_{1i}^2 n_{20}}{n_{2i}^2 p_{10}}$$

在**同质结**中, $n_{1i}=n_{2i}$, 有 $\frac{i_n}{i_p} = \frac{D_n}{D_p} \frac{L_p}{L_n} \frac{N_D}{N_A}$

一般 L_n , L_p , D_n , D_p 相差不大, 都是同一个数量级。所以, **决定同质结注入比的是掺杂浓度**。要得到高注入比pn结的一边应高掺杂。所以, 一般作为发射极的材料都是高掺杂的。

但是, 在**异质结**中禁带宽度不同, 本征载流子浓度和禁带宽度呈指数反比的关系

$$\frac{i_{n_1}}{i_{p_2}} = \frac{D_{n_1}L_{p_2}N_{D_1}(m_{p_1}m_{n_1})^{\frac{3}{2}}}{D_{p_2}L_{n_1}N_{A_2}(m_{p_2}m_{n_2})^{\frac{3}{2}}} \exp[(E_{g_2} - E_{g_1})/kT]$$

其中 m_{n1} , m_{p1} 和 m_{n2} , m_{p2} 分别为两种材料中空穴和电子的有效质量。扩散系数, 扩散长度和有效质量在两种材料中差别不会很大。但是, **禁带宽度的差别在指数项上, 是决定异质结注入比的关键因素**。所以, 用宽带材料做发射极理论上可以得到很高的注入比。“注入比”是一个很重要的物理量, 这是因为在总电流中只有注入到作用区中的少数才对器件的功能发挥真正的作用。这是异质结器件的一个重要特性, 也是一个主要优点。

超注入

- **超注入：在一定的正向偏压下，注入到窄带材料中的少数载流子浓度可以超过宽带材料的多数载流子浓度**
- **同质结**

$$n_p = n_n \exp\left(-\frac{q(V_D - V)}{kT}\right)$$

正向偏压下从n区克服势垒 qV_D 注入到p区的少数载流子（电子）浓度 $\Delta n \approx n_p$
极限情况 $V = V_D$, $\Delta n = n_n$
不存在超注入的情况

异质结中的超注入

窄带材料中的少子由宽带材料注入进来，数量可以超过宽带材料原有的多子数

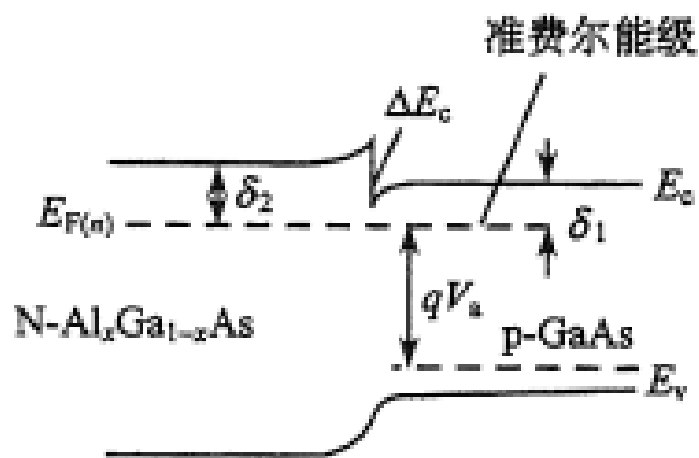


图 4.3 加正向电压后的
 $p\text{-GaAs}$ - $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结

稳态准平衡条件下：

$$\delta_2 > \delta_1$$

窄带中电子数（少子）：

$$n_1 = N_{c_1} \exp(-\delta_1 / kT)$$

宽带中电子数（多子）：

$$n_2 = N_{c_2} \exp(-\delta_2 / kT)$$

N_c 两种材料相差不大，由于 $\delta_2 > \delta_1$ ，所以 $n_1 > n_2$