

固体半导体器件

非简并半导体：掺入杂质原子的浓度远小于晶体原子的浓度，这些少量的杂质原子扩散速度足够快，距离足够远，施主电子（或者空穴）之间不存在相互作用，因此不会交叠，因此杂质能级是分立的，不会分裂成能带。

简并半导体：杂质浓度增加，杂质原子间距缩小，原本分立的杂质能级就会分裂成能带

掺杂浓度很高，半导体开始表现出不像半导体而像金属的行为，具有很高的载流子浓度和导电性。ITO就是常见的简并半导体，具有很好的导电性。

$$T=300K时, kT \approx 0.0259eV \quad V_t = \frac{kT}{e}$$

绪论

制造的几个过程：

热氧化：硅IC成功的一个主要原因是，能在硅表面获得性能优良的天然 SiO₂层，硅在空气中会氧化形成大约25埃的天然氧化膜

掩模版和光刻：掩模版上的不透明部分是用紫外线吸收材料制作的。

刻蚀：在光刻胶上形成图形之后，留下的光刻胶可作为掩蔽层，因此未被光刻胶覆盖的部分会被侵蚀掉

扩散：扩散就是将特定的“杂质”原子掺入硅材料中的过程，这种掺杂工艺改变了硅的导电类型，从而形成pn结

离子注入：可以替代高温扩散的工艺是离子注入

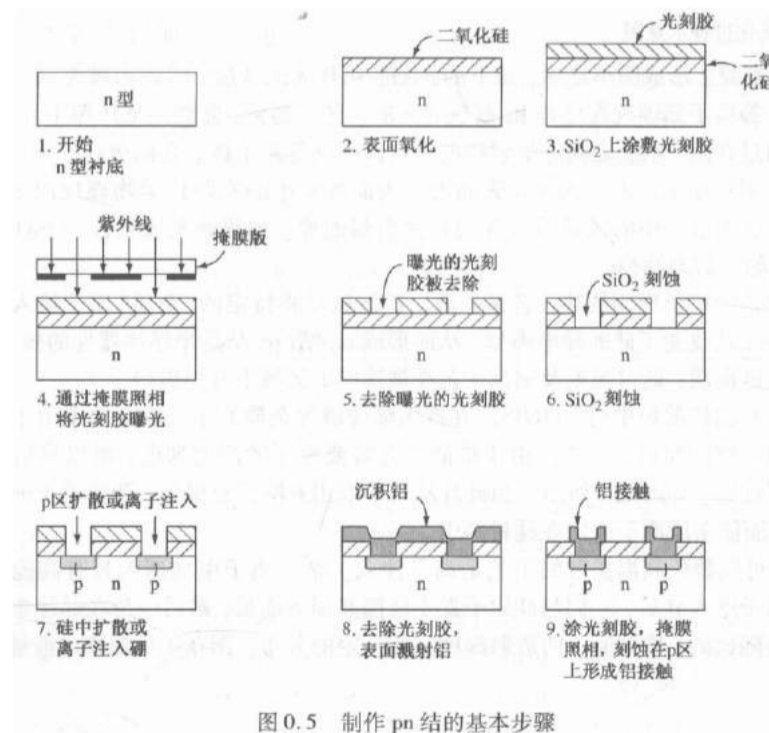
与扩散相比，离子注入有两个优点：

(1)离子注入工艺是低温工艺；

(2)可以获得良好的掺杂

离子注入的缺点：入射杂质原子和原位硅原子的碰撞会使硅晶格受到损伤

大部分损伤可以通过硅高温退火消除，而热退火温度一般远低于扩散工艺温度。



半导体材料的生长：

Czochralski方法是单晶生长的通用方法，体生长，生成衬底；

外延生长法可以控制半导体的表面特性；当外延层生长在同种材料的衬底上称为同质外延；目前大部分采用异质外延

- 化学气相沉淀(CVD)是一种广泛使用的外延技术，可以获得衬底和外延层之间杂质的明显界限
- 液相外延这种技术的工作温度比Czochralski方法的低，多用在III-V族化合物半导体的生长中
- 分子束外延(MBE)工艺，可以在衬底上生长许多不同成分的外延层。这些结构对于光器件极其有用，比如激光二极管。

chapter 1 固体晶格结构

为什么大部分是III IV族半导体：因为大部分III IV族半导体为直接带隙半导体，容易跃迁；硅为间接带隙半导体

最常见的半导体材料：Si, Ge, 砷化镓

双元素化合物半导体：GaAs砷化镓

第三代半导体材料：碳化硅、氮化镓、氧化锌 (ZnO)、金刚石、氮化铝 (AlN)为代表的宽禁带的半导体材料

宽禁带器件带来的第一个好处就是高温环境下依然能够保持低的载流子浓度，提高了器件的温度范围，同时宽禁带半导体一旦接近本征状态，其表现的像绝缘体。

单晶材料在整体范围内都有很高的几何周期性，导致其优点在于电学特性比非单晶材料的好；

硅原子体密度： $5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ 体密度=每晶胞原子数/晶胞体积（晶格常数³）

三种基本晶胞：简单立方、体心立方、面心立方

原子间的相互作用趋于形成满价壳层；

固体中的缺陷一种是原子的热振动，另一种是点缺陷、线缺陷、面缺陷、体缺陷

两种掺杂方法：杂质扩散和离子注入；

chapter 2 量子力学初步

量子力学三大基本原理：能量量子化原理，波粒二象性原理和不确定性原理

普朗克常数： $h = 6.62607015 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$

能量量子化原理： $E = h\nu$

波粒二象性原理： $\lambda = h/p$

不确定性原理：

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar \quad \Delta E \Delta t \geq \hbar$$

薛定谔方程：

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x)) \psi(x) = 0$$

概率密度函数满足两个条件：

- 1) $\psi(x)$ 必须有限、单值、连续
- 2) $\partial\psi(x)/\partial x$ 必须有限、单值、连续

无限深势阱：

隧道效应与经典力学相矛盾

四个量子数n l m s；电子自旋由量子数s确定

主量子数(n)：决定能量高低

角量子数(l) 0~n-1：角量子数决定电子空间运动的角动量，以及原子轨道或电子云的形状；在多电子原子中与主量子数n共同决定电子能量高低

磁量子数(m)[0 ±l]：磁量子数m决定原子轨道（或电子云）在空间的伸展方向

自旋量子数($s = \pm \frac{1}{2}$)

不考虑自旋 n^2 ，考虑自旋 $2n^2$

chapter 3 固体量子理论初步

相互作用或微扰的结果使离散的量子化能级分裂成两个分立的能级

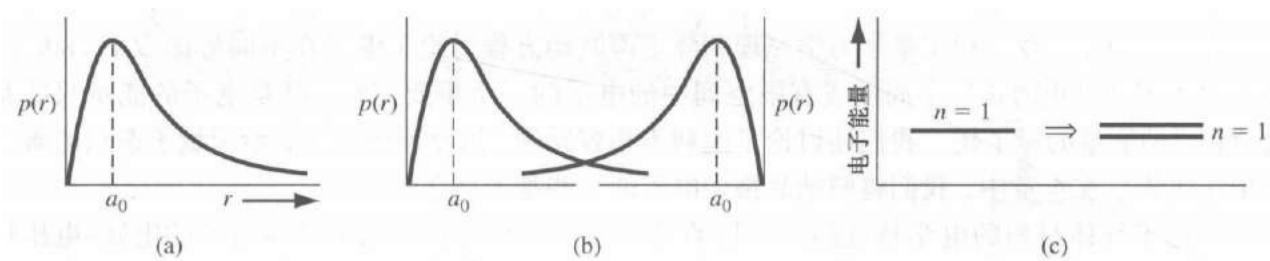


图 3.1 (a) 独立氢原子的概率密度函数; (b) 两个近距离氢原子交叠的概率密度函数; (c) $n=1$ 状态的分裂

原子聚集在一起时, 电子开始相互作用, 以使分立能级分裂成能带

无限分裂, 形成近似连续的能带;

克勒尼希-彭尼模型: 单电子原子独立无相互影响的势函数; 由一系列周期性阶跃函数组成, 是代表一维单晶格周期性势函数的数学模型

周期性势函数 → 布洛赫函数 $\psi(\vec{r} + \vec{R}_l) = \psi(\vec{r})e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_l}$

它说明了周期势 (比如一维晶格) 是如何产生带隙的。这构成了将固体分为导体和绝缘体的初步基础。

这也有助于理解有效质量的概念, 有效质量不再是常数, 而是取决于 k 空间中给定点处色散曲线的曲率。

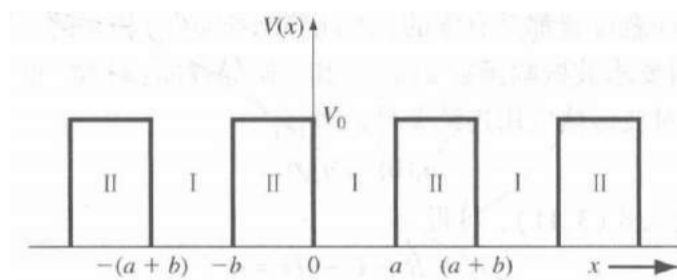


图 3.6 克勒尼希-彭尼模型的一维周期性势函数

自由粒子动量与能量联系起来:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

禁带宽度 E_g 数量级为 eV

带负电的电子脱离了原来的共价键位置, 就会在价带中的同一位置产生一个带正点的“空状态”;

对 E 求导 k

$$\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{1}{m}$$

允带顶部电子具有负质量, 底部具有正质量

绝缘材料: 能带全满或者全空, 很难用加热的办法产生电子和空穴; 禁带宽度大, $3.5 \sim 6eV$

导体 (金属): ① 部分填满; ② 导带和价带在平衡状态原子间距处相互重叠; 结果都是能带中出现很多电子和可供电子导电的空状态

半导体: 满带 + 较窄的禁带 (小于 2eV) + 空带 热激发可以使得电子穿越禁带, 使得空带和满带都变成不满带

导带最小能量和价带最大能量相同 k 坐标的为直接带隙半导体; 不同的为间接带隙半导体

直接带隙半导体两个允带之间电子的跃迁不对动量产生影响; 间接带隙半导体的跃迁必然包含晶体的相互作用, 使晶体中的动量保持恒定

直接带隙 k 不变, 间接的要变

单位体积量子态密度: $g(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E}$

一维 $\propto E^{-1/2}$ 二维 const 三维 $\propto E^{1/2}$

三种分布法: 玻尔兹曼分布函数; 玻色-爱因斯坦分布函数; 费米-狄拉克分布函数; 都假设了粒子之间没有相互影响

	玻尔兹曼分布函数	玻色-爱因斯坦分布函数	费米-狄拉克分布函数
粒子是否可以被一一区分	×	√	√
每个能态能容纳的粒子数有限制	×	×	√ (每个量子态只允许一个)
情形	容器中气体低压时	光子的状态或黑体辐射	晶体中的电子

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

电子能量低于费米能级的几率大于1/2，而高于费米能级的几率小于1/2，显然这意味着大多数电子优先排布于费米能级以下的位置，这就是为什么原子核外的电子优先占据内部能级的原因

玻尔兹曼近似 $E - E_F \approx 3kT$ 5%的误差； $E - E_F \approx 3.9kT$ 2%的误差

chapter 4 平衡半导体

$N_C, N_V \propto T^{3/2}$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

T=300K时 N_C, N_V 的数量级为 10^{19}cm^{-3} **玻尔兹曼近似下:**

$E - E_F > 3kT$

$$n_0 = N_C \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{K_B T}\right] \quad p_0 = N_V \exp\left[\frac{-(E_F - E_V)}{K_B T}\right]$$

本征载流子浓度

$$n_i^2 = n_0 p_0 = N_C N_V \exp\left[-\frac{E_g}{K_B T}\right]$$

温度恒定时， n_i 与费米能级无关，定值；

T=300K时硅的公认值为 $1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 本征载流子浓度强烈依赖于温度

$$n_i'^2 = n_i^2 \left(\frac{T'}{T}\right)^3 \exp\left[-\frac{E_g}{kT(T'/T)}\right]$$

本征费米能级

$$E_{Fi} = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{3}{4}kT \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)$$

单位体积量子态密度： $g(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E}$

一般认为本征费米能级在禁带中央；

确切值：硅的本征费米能级在禁带中央以下

在GaAs中掺入Si或者Ge，Si表现为施主杂质，Ge表现为受主杂质

施主电子增加导带电子但不产生价带空穴；

受主杂质在价带中产生空穴，但在导带中产生电子；

- 晶体中不含杂质的称为本征半导体
- 掺入定量的特定杂质原子，将热平衡状态的电子和空穴浓度不同于本征载流子浓度的材料称为非本征半导体

$$n_0 = n_i \exp\left[\frac{E_F - E_{Fi}}{kT}\right] \quad p_0 = n_i \exp\left[\frac{-(E_F - E_{Fi})}{kT}\right]$$

电子占据施主能级的分布函数

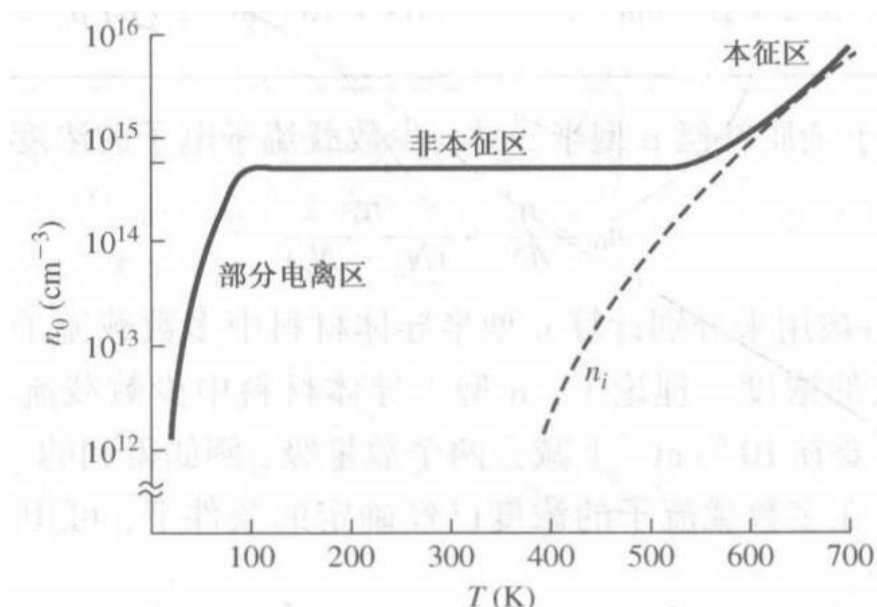
$$n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right)} \approx 2N_d \exp\left[\frac{-(E_d - E_F)}{kT}\right]$$

杂质能级的分布函数差异的来源：

电子占据杂质能级的几率，与电子占据导带价带能级的规律是不同的，不能用费米分布函数表示。因为杂质能级和能带中的能级是有区别的，能带中的一个能级可以容纳自旋方向相反的两个电子；而施主杂质能级或者被一个电子占据，或者不接受电子，施主能级不允许同时被自旋相反的两个电子所占据，所以不能用费米分布函数来表示电子占据杂质能级的几率

$$\frac{n_d}{n_d + n_0} = \frac{1}{1 + \frac{N_c}{2N_d} \exp\left[\frac{-(E_c - E_d)}{kT}\right]}$$

室温状态下，施主能级和受主能级几乎处于完全电离状态



在热力学0K时，施主能级无法热激发电子， $E_F > E_d$; $E_F < E_a$

没有电子从施主能级热激发到导带 或 没有电子从价带跃迁到受主能级，称为束缚态

低温条件下出现束缚态

补偿半导体热平衡电子浓度：

$$n_0 + N_a^- = p_0 + N_d^+$$

(假设完全电离)

$$n_0 + N_a = p_0 + N_d$$

$N_d > N_a$ n型掺杂	$N_d < N_a$ p型掺杂
$n_0 = \frac{N_d - N_a}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_d - N_a}{2}\right)^2 + n_i^2}$	$p_0 = \frac{N_a - N_d}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_a - N_d}{2}\right)^2 + n_i^2}$

热平衡多数载流子电子浓度基本上等于掺杂的施主浓度；

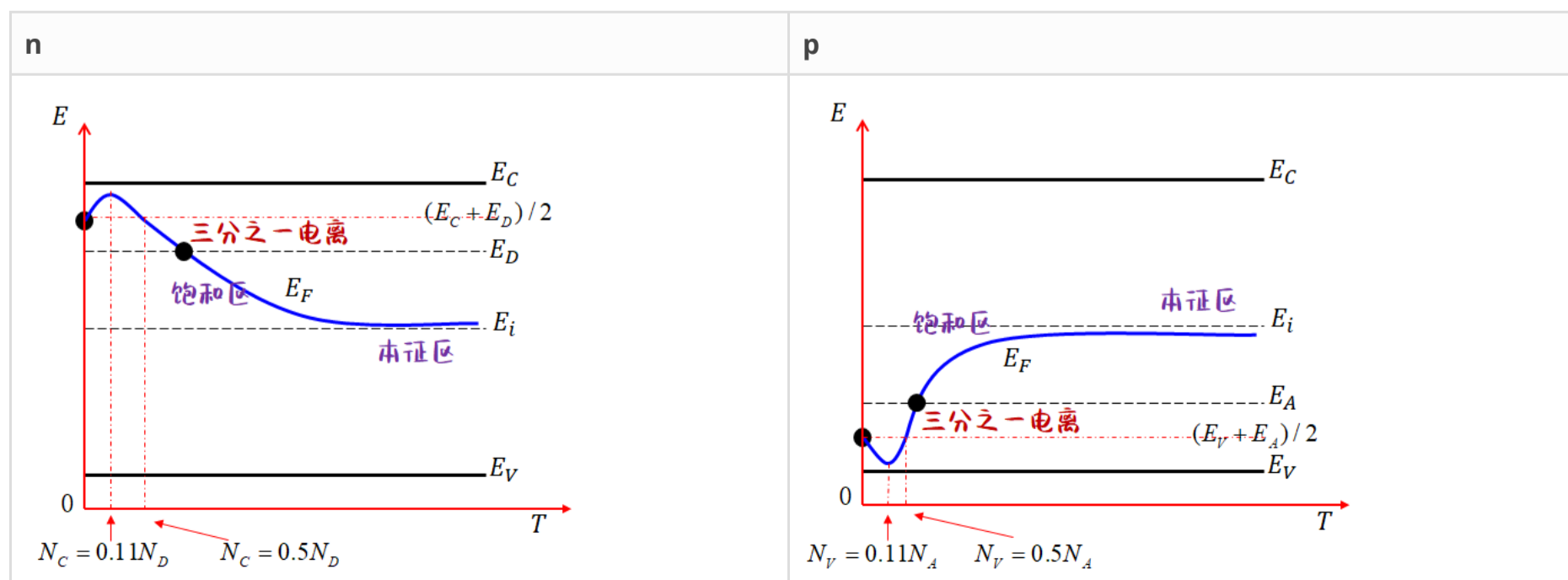
假设玻尔兹曼近似有效

半导体中的费米能级 E_F 一般位于禁带内，具体位置和**温度、导电类型及掺杂浓度**有关

温度：

随着温度的上升， n_i 提高， E_F 趋于本征费米能级，非本征特性逐渐消失，逐渐表现得像本征半导体；

较低温度下出现束缚态，玻尔兹曼假设不再有效，对于n型费米能级 E_F 位于 E_d 之上，p型 E_F 位于 E_a 之下



掺杂浓度:

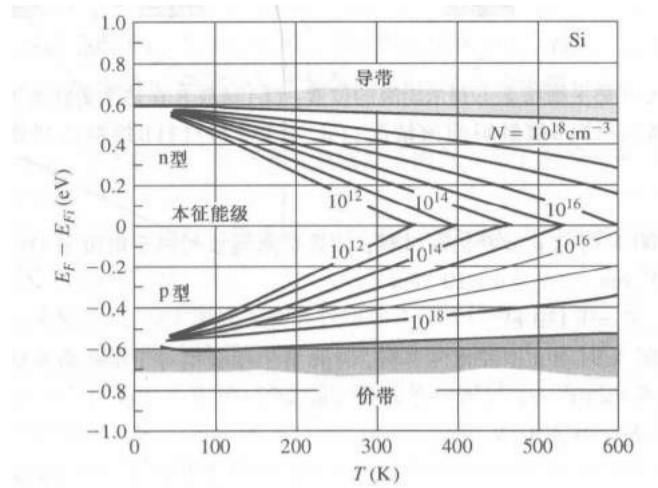


图 4.19 各种掺杂浓度下费米能级的位置随温度变化的函数图

chapter 5 载流子输运现象

半导体中两种基本运输机制: 电场作用下的漂移运动和浓度梯度作用下的扩散运动;

两种散射机制影响载流子迁移率: **晶格散射和电离杂质散射;**

迁移率 μ : 单位电场强度下所产生的载流子平均漂移速度 代表了载流子导电能力的大小

晶格散射: $\mu_L \propto T^{-3/2}$ (高温占主导)

温度高于零标时, 做无规则热运动, 晶格振动破坏了理想周期性势场, 导致电子、空穴和振动的晶格原子发生相互作用, 这种晶格散射也叫声子散射

掺入的杂质电离后与电子和空穴存在库伦作用, 引起的碰撞或散射也会改变载流子速度特性;

电离杂质散射: $\mu_I \propto T^{3/2}/N_I$ N_I 为电离杂质总浓度 (低温占主导)

电子和空穴的迁移率是温度以及电离杂质浓度的函数;

随温度上升基本呈下降的趋势;

单有多种独立的散射机制存在时, 迁移率的倒数增大, 迁移率降低;

基本单位: 平方厘米/(伏·秒)

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_I} + \frac{1}{\mu_L}$$

总漂移电流密度:

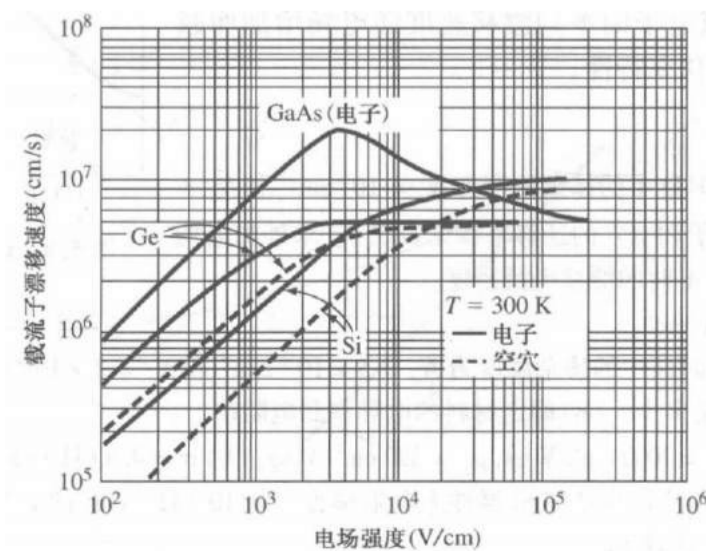
$$J_{drf} = e(\mu_n n + \mu_p p)E = \sigma E \rightarrow \rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{e(\mu_n n + \mu_p p)}$$

电导率 σ ($\Omega \cdot cm$)⁻¹ 电阻率 ρ ($\Omega \cdot cm$)

非本征半导体的电导率或电阻率是多数载流子的函数; 低温下束缚态出现, 电子浓度和电导率随着温度降低而下降;

$\sigma_i = e(\mu_n + \mu_p)n_i$, 电子迁移率和空穴迁移率不相等, 所以本征电导率并不是某个温度下的极小值;

弱电场下, 平均漂移速度为电场强度的线性函数; 强电场下(30kV/cm), 漂移速度达到饱和, 10⁷cm/s



扩散电流:

扩散电流密度与载流子扩散系数和载流子浓度梯度成正比

$$J_{nx|dif} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad J_{px|dif} = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

爱因斯坦关系式:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e}$$

chapter 6 非平衡过剩载流子

产生: 电子和空穴的生成过程; 复合: 电子和空穴的消失过程;

电子和空穴是成对产生和成对消失的; 产生率相等, 复合率相等;

符 号	定 义
n_0, p_0	热平衡电子和空穴的浓度(与时间无关, 通常也与位置无关)
n, p	总电子和空穴的浓度(可能是时间或位置的函数)
$\delta n = n - n_0$	过剩电子和空穴的浓度(可能是时间或位置的函数)
$\delta p = p - p_0$	
g'_n, g'_p	过剩电子和空穴的产生率
R'_n, R'_p	过剩电子和空穴的复合率
τ_{n0}, τ_{p0}	过剩少数载流子电子和空穴的寿命

光注入情况下 $np \neq n_0p_0 = n_i^2$

按在半导体中复合过程发生位置的不同, 复合可分为表面复合和体内复合

按微观分, 复合分为直接复合和间接复合:

直接复合也称带-带复合或带间复合。带-带复合又可分为辐射复合和俄歇复合。目前, 常用的光电导衰减法少子寿命测试仪是基于直接复合原理设计的。

间接复合是通过禁带中局域能态的间接跃迁。导带和价带边缘与局域能态之间的能量差小于禁带宽度, 跃迁概率大于带间直接跃迁, 因此这些中间能级的存在会显著加快复合过程。缺陷复合是主要的间接复合。缺陷复合又分为单能级复合和多能级复合。

对于直接带间复合, 复合率取决于过剩少数载流子寿命

因为复合对多子的数量影响很少, 而对过剩少子来说影响很大

$$p\text{型}: R'_n = R'_p = \frac{\delta n(t)}{\tau_{n0}} \quad n\text{型}: R'_n = R'_p = \frac{\delta n(t)}{\tau_{p0}}$$

表 6.2 常见双极输运方程的简化形式

状 态	结 果
稳定状态	$\frac{\partial(\delta n)}{\partial t} = 0, \frac{\partial(\delta p)}{\partial t} = 0$
过剩载流子均匀分布(产生率相同)	$D_n \frac{\partial^2(\delta n)}{\partial x^2} = 0, D_p \frac{\partial^2(\delta n)}{\partial x^2} = 0$
零电场	$E \frac{\partial(\delta n)}{\partial x} = 0, E \frac{\partial(\delta p)}{\partial x} = 0$
无过剩载流子产生	$g' = 0$
无过剩载流子复合(寿命无限)	$\frac{\delta n}{\tau_{n0}} = 0, \frac{\delta p}{\tau_{p0}} = 0$

μ' 为双极迁移率;

由爱因斯坦关系式: $\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT}$

$$\mu' = \frac{\mu_n \mu_p (p - n)}{\mu_n n + \mu_p p} \quad D' = \frac{D_n D_p (n + p)}{D_n n + D_p p}$$

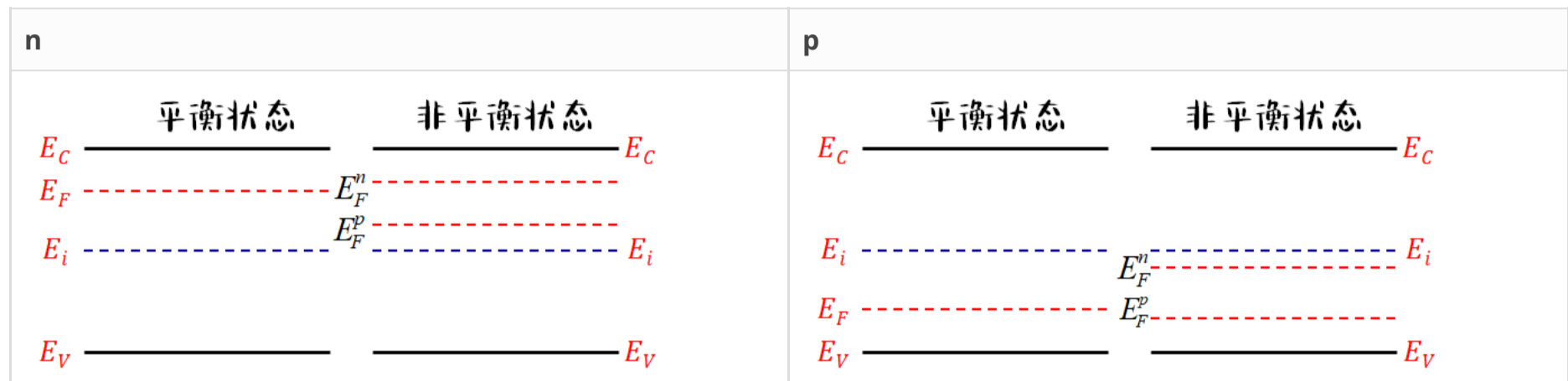
双极扩散系数 D' 和双极迁移率 μ' 分别是电子浓度 n 和空穴浓度 p 的函数，因为 n 和 p 都包含过剩载流子浓度，所以双极输运方程中的系数不是常数，因此是一个非线性微分方程

准费米能级：

产生过剩载流子以后，不再热平衡，费米能级改变

$$n_0 + \delta n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT}\right) \quad p_0 + \delta p = n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{kT}\right)$$

小注入情况下，多子浓度变化很小，少子浓度变化很大，少子的准费米能级变化很大



半导体中的陷阱增强了过剩载流子的产生和复合；复合率 $R = C_p N_t \delta C_p$ 与少子的捕获面积有关，陷阱(缺陷)浓度增大，复合概率增大，寿命降低

chapter 7 pn结

两个假设：玻尔兹曼分布，每一个半导体区域都是非简并半导体；完全电离，温度对pn结的影响忽略

突变结内建电势差：

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right)$$

电子电势能在空间电荷区(耗尽区：不存在任何可以移动的电荷)是一个距离的二次函数

$$\text{空间电荷区宽度 } W = x_p + x_n \quad x_p = \frac{N_d x_n}{N_a}$$

电场函数连续得到 $N_a x_p = N_d x_n$

$$x_n = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a}{N_d} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2} \quad x_p = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_d}{N_a} \right] \left[\frac{1}{N_a + N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

$$W = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

外加反偏电场后，耗尽区内的电场要增大，正负电荷的数量想要增大，那么空间电荷区的宽度就要增大；

pn结内最大电场在冶金结处(根据电场表达式)

$$E_{max} = -\frac{e N_d x_n}{\epsilon_s} = \frac{-2(V_{bi} + V_R)}{W}$$

因为耗尽区内的正电荷和负电荷在空间上是分离的，pn结具有电容的充放电效应；反偏电压使n区形成额外的正电荷，p区形成额外的负电荷

势垒电容 $C' = \frac{dQ'}{dV_R}$ 其中 $dQ' = e N_d dx_n = e N_a dx_p$ 多数情况下为pF数量级；

$$C' = e N_d \frac{dx_n}{dV_R} = \left\{ \frac{e \epsilon_s N_a N_d}{2(V_{bi} + V_R)(N_a + N_d)} \right\}^{1/2}$$

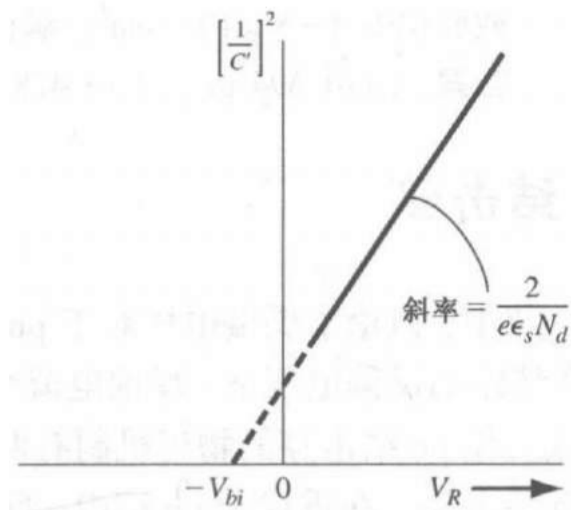
$N_a \gg N_d$ 称为 p^+n 结：

$$W \approx x_n \approx \left\{ \frac{2\epsilon_s (V_{bi} + V_R)}{e N_d} \right\}^{1/2} \quad C' \approx \left\{ \frac{e \epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right\}^{1/2} \quad E_{max} = \left\{ \frac{2e N_d}{\epsilon_s} (V_{bi} + V_R) \right\}^{1/2}$$

单边突变结的耗尽层电容是低掺杂浓度的函数：

$$\left(\frac{1}{C'}\right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e\epsilon_s N_d}$$

倒数的平方是外加电压的线性函数；



反偏pn结击穿的物理机制：齐纳效应(隧穿)(高掺杂)和雪崩效应(低掺杂)；雪崩击穿为主；

将 V_R 定义为击穿电压 V_B ，则最大电场成为临界电场 E_{crit} ，其中 N_B 为低掺杂一侧的掺杂浓度， $N_B \downarrow V_B \uparrow$

$$V_B = \frac{\epsilon_s E_{crit}^2}{2eN_B}$$

非均匀掺杂半导体内部场强实际并非完全为0，是一个很小的值，可以忽略；

线性缓变结：以一块均匀掺杂的n型半导体为衬底，从其表面向内部扩散受主原子

冶金结两侧的掺杂浓度可以由线性分布近似的pn结

线性缓变结中的电场是距离的二次函数，而均匀掺杂pn结中的电场是距离的线性函数；

超突变结：非常重掺杂的 n^+ 型衬底上外延生长出一层相当低掺杂的n型外延层；

chapter 8 pn结二极管

T=300K时，硅pn结： $D_n = 25\text{cm}^2/\text{s}$, $D_p = 10\text{cm}^2/\text{s}$, $\tau_{n0} = 5 \times 10^{-7}\text{s}$, $\tau_{p0} = 10^{-7}\text{s}$

GaAs pn结： $D_n = 205\text{cm}^2/\text{s}$, $D_p = 9.8\text{cm}^2/\text{s}$, $\tau_{n0} = 5 \times 10^{-8}\text{s}$, $\tau_{p0} = 10^{-8}\text{s}$

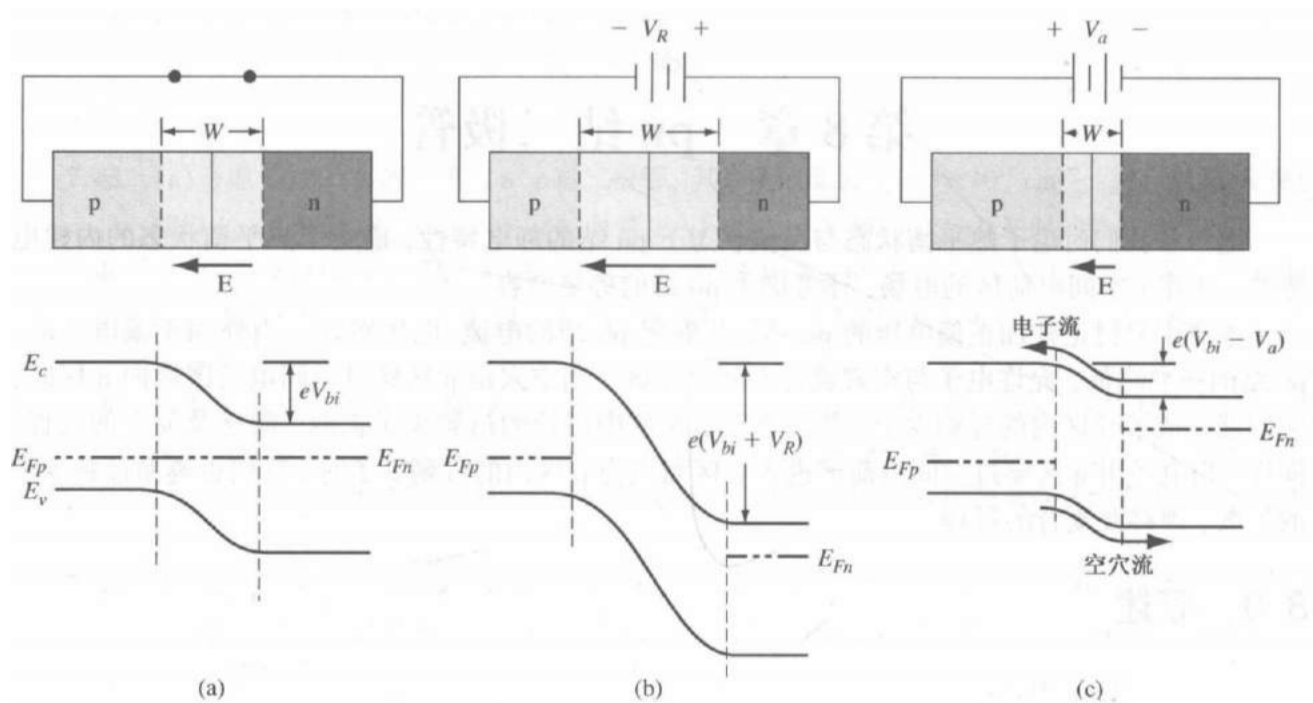


图 8.1 (a)零偏；(b)反偏；(c)正偏条件下的pn结及其对应的能带图

名称	意义
N_a	pn 结内 p 区的受主浓度
N_d	pn 结内 n 区的施主浓度
$n_{n0} = N_d$	热平衡状态下 n 区内的多子电子浓度
$p_{p0} = N_a$	热平衡状态下 p 区内的多子空穴浓度
$n_{p0} = n_i^2 / N_a$	热平衡状态下 p 区内的少子空穴浓度
$p_{n0} = n_i^2 / N_d$	热平衡状态下 n 区内的少子电子浓度
n_p	p 区内总少子电子的浓度
p_n	n 区内总少子空穴的浓度
$n_p(-x_p)$	空间电荷区边缘处 p 区内的少子电子浓度
$p_n(x_n)$	空间电荷区边缘处 n 区内的少子空穴浓度
$\delta n_p = n_p - n_{p0}$	区内过剩少数载流子电子的浓度
$\delta p_n = p_n - p_{n0}$	区内过剩少数载流子空穴的浓度

采用了小注入的假设，多子浓度几乎不变，但少子浓度会偏离其热平衡值

正偏电压降低了势垒，使n区多子可以穿入耗尽区进入p区，增加了p区电子浓度

以下为空间电荷区边缘的少子浓度

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left[\frac{eV_a}{kT}\right] \quad p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left[\frac{eV_a}{kT}\right]$$

反偏条件下少子浓度低于热平衡值

虽然上式是正偏条件下推出， V_a 也可以取负值（反偏），很容易趋于0；

长pn结在离空间电荷区很远的地方过剩少数载流子浓度趋于0

稳态少子浓度随着从空间电荷区边缘向中性区内延伸的距离的增大而指数衰减，并逐渐趋于平衡值

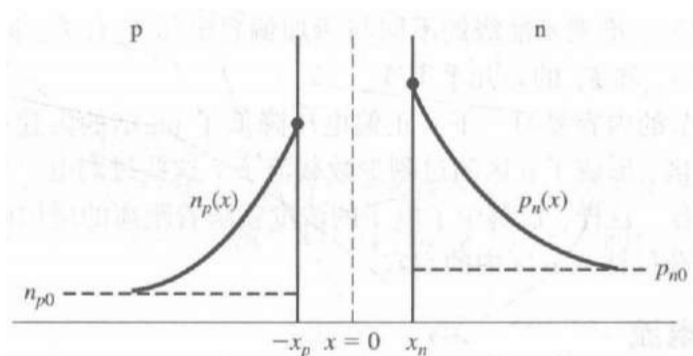


图 8.5 正偏条件下 pn 结内部的稳态少子浓度

$$n = n_0 + \delta n = n_i \exp\left[\frac{E_{Fn} - E_{Fi}}{kT}\right] \quad p = p_0 + \delta p = n_i \exp\left[\frac{E_{Fi} - E_{Fp}}{kT}\right]$$

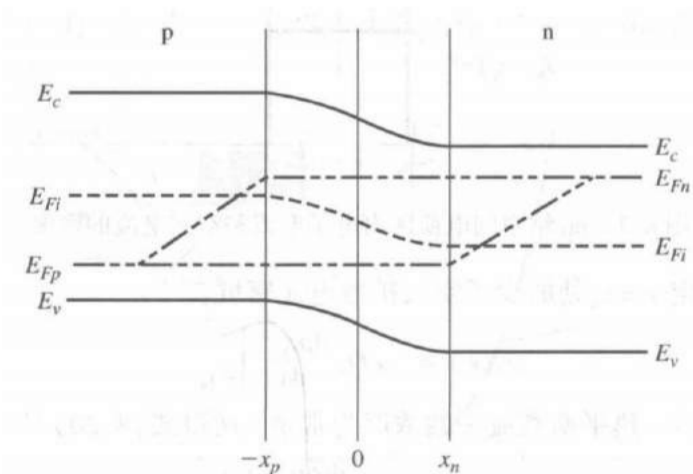


图 8.6 正偏 pn 结下的准费米能级

p区边缘有 $E_{Fn} - E_{Fi} > 0$ ，即 $\delta n > n_i$ 原离空间电荷区域 $E_{Fn} - E_{Fi} < 0$ ，即 $\delta n < n_i$ 且趋于0

在边界处，对于小注入

$$n_0 p_n(x_n) = n_0 p_{n0} \exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{V_a}{V_t}\right) \quad V_t = \frac{kT}{e}$$

忽略少子漂移 扩散长度: $L = \sqrt{D\tau}$

$$J_s = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} = en_i^2 \left[\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{n0}}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_{p0}}} \right] \quad I_s = AJ_s$$

对于n⁺p二极管:

$$I_s = Aen_i^2 \cdot \frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{n0}}}$$

理想二极管方程：反向饱和电流 J_s

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

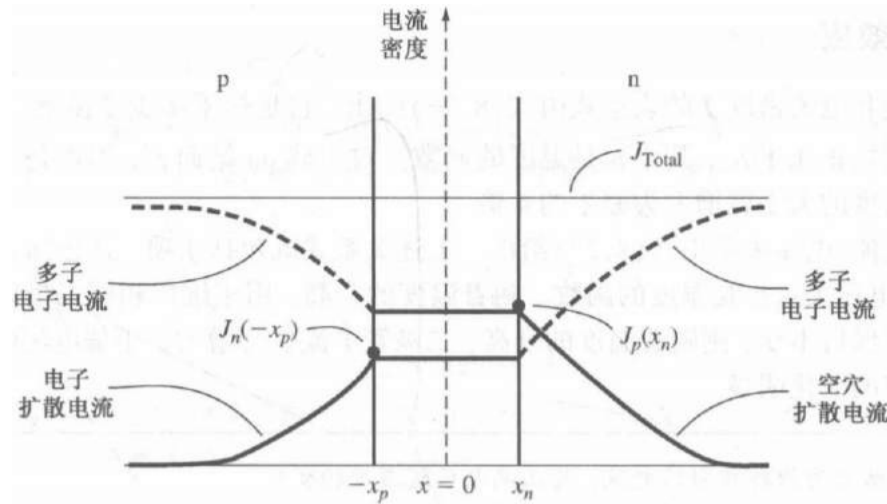


图 8.10 正偏下 pn 结内的理想电子电流与空穴电流成分

总电流与少子扩散电流的差值为多子电流；

结区附近的电流主要由扩散引起的；远离结区的电流主要由漂移引起；

对于硅pn结来说，温度上升10°C，理想反向饱和电流密度的大小增大为原来的四倍

短二极管：pn结的某个扩散区的长度要小于少子扩散长度

扩散电流密度要远大于长二极管的扩散电流密度。

n区内少子的浓度近似为距离的线性函数，少子扩散电流密度为常量。

反偏产生电流：

在反偏电压作用下在空间电荷区会产生电子-空穴对，一产生就要扫出空间电荷区，电荷流动方向为反偏电流方向；

叠加在理想反偏饱和电流上

反偏： $J_R = J_s + J_{gen}$ 产生电流 $J_{gen} = \frac{en_i W}{2\tau_0}$ 室温下产生电流占主导地位

理想反向饱和电流密度与反偏电压无关，因为产生电流 J_{gen} 是耗尽区宽度W的函数，而W又是反偏电压的函数。因此，实际的反偏电流密度就不再与反偏电压无关。

正偏复合电流：

正偏时，p区向n区输送空穴，但是由于在耗尽区的复合损失了部分空穴，损失之后输入n区的空穴不足以维持n区少子的浓度分布，为了弥补损失，p区就要额外输送空穴，额外输送空穴的流动形成了复合电流。

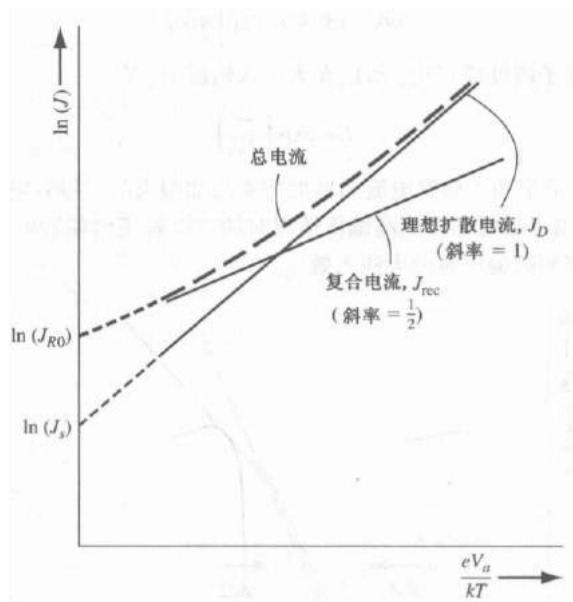
复合电流密度： $J_{rec} = \frac{eWn_i}{2\tau_0} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right) = J_{r0} \exp\left(\frac{eV_a}{2kT}\right)$

扩散电流密度： $J_D = J_s \exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right)$

总正偏电流 $J = J_{rec} + J_D$

$$\ln J_{rec} = \ln J_{r0} + \frac{eV_a}{2kT} = \ln J_{r0} + \frac{V_a}{2V_t}$$

$$\ln J_D = \ln J_s + \frac{eV_a}{kT} = \ln J_s + \frac{V_a}{V_t}$$



二极管电流-电压方程:

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{eV_a}{nkT} \right) - 1 \right]$$

较大正偏电压 $n \approx 1$, 较小正偏电压 $n \approx 2$

电流密度较低时, 复合电流占主导地位; 电流密度较高时, 扩散电流占主导地位;

大注入

$$\delta n > n_0 \quad \delta p > p_0$$

$$(\delta n)(\delta p) \approx (\delta n + n_0)(\delta p + p_0) = n_i^2 \exp \left(\frac{V_a}{V_t} \right) \quad \delta n = \delta p \approx n_i \exp \left(\frac{V_a}{2V_t} \right)$$

二极管电流与过剩载流子密度成正比, 大注入情况下 $I \propto \exp \left(\frac{V_a}{2V_t} \right)$

复合效应, 理想情况, 大注入效应的电流-电压特性

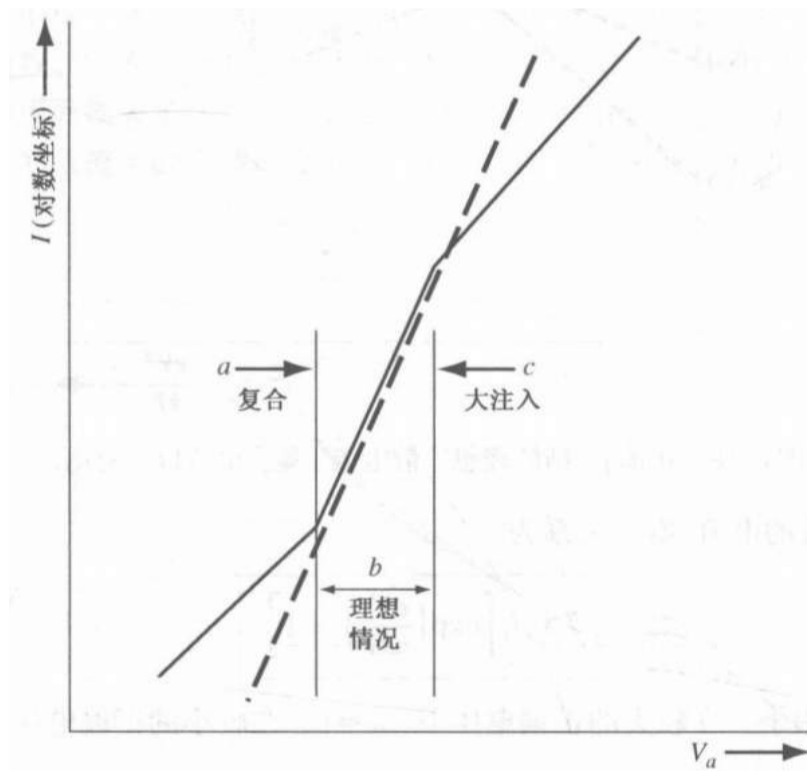


图 8.17 正偏电流随低正向偏压到高正向偏压的变化

扩散电阻又叫增量电阻, 假设外加正偏 V_0 时直流电流为 I_{DQ}

$$r_d = \frac{V_t}{I_{DQ}}$$

随着外加电压的变化, ΔQ 不断被交替地充电和放电, 少子电荷存储量的变化与电压变化量的比值为扩散电容

$$C_d = \left(\frac{1}{2V_t} \right) (I_{p0}\tau_{p0} + I_{n0}\tau_{n0})$$

二极管瞬态

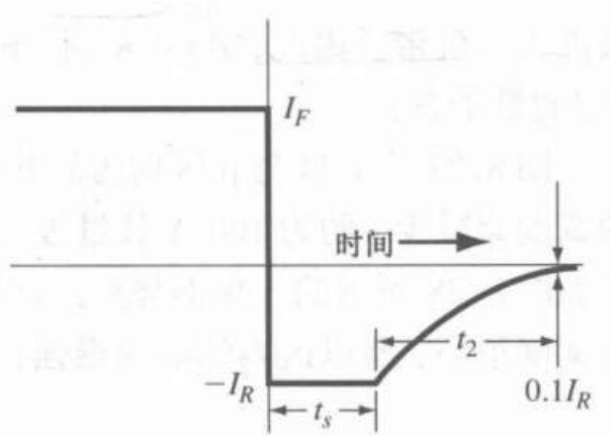
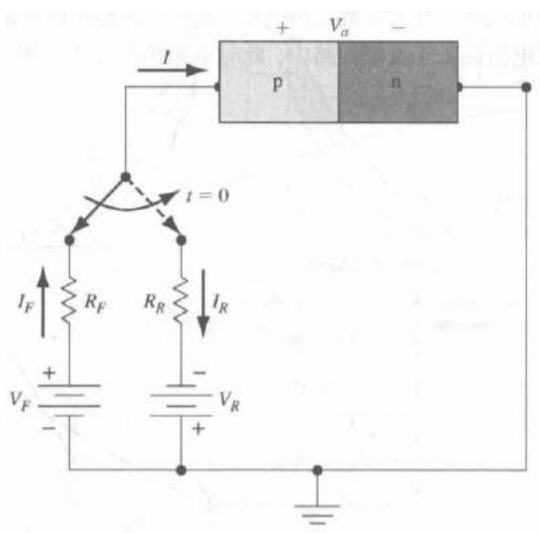


图 8.26 开关过程中电流随时间变化的曲线

chapter 9 金半接触

轻掺杂半导体上的金属可以与半导体形成整流接触，这种接触称为肖特基势垒二极管

半导体中电子流向比它能量低的金属中

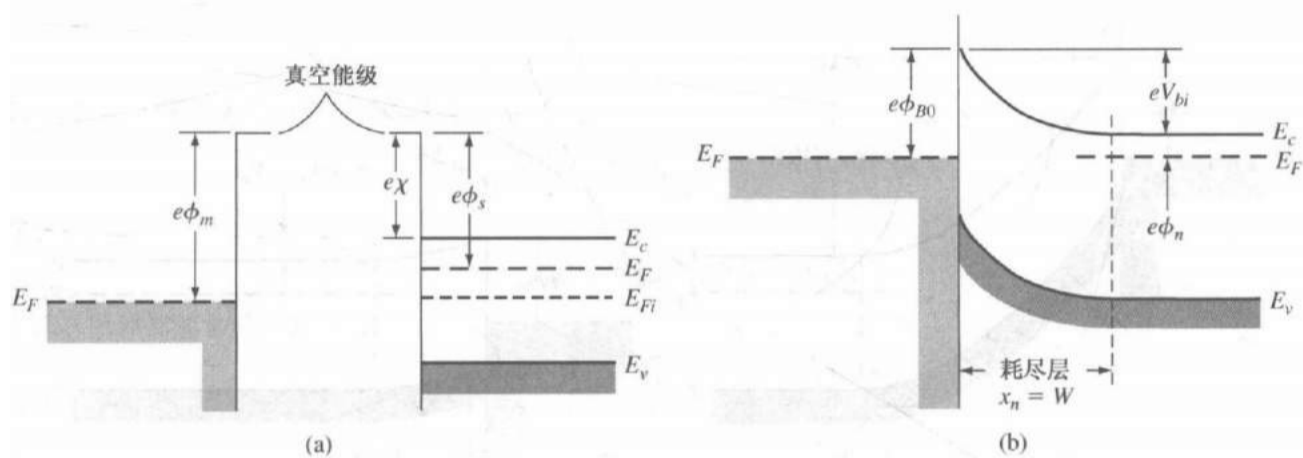


图 9.1 (a) 接触前的金属半导体能带图; (b) 理想的金属与 n 型半导体结 ($\phi_m > \phi_s$) 的能带图

名称	公式
肖特基势垒	$\phi_{B0} = (\phi_m - \chi) = \phi_n + V_{bi}$
内建电势差	$V_{bi} = \phi_{B0} - \phi_n = \phi_m - \phi_s$
$E_c - E_F$	$\phi_n = \phi_s - \chi = (E_c - E_F)/e = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_c}{N_d}$

无论正偏还是反偏， ϕ_{B0} 不变， V_{bi} 变化

金半接触中，金属中场强为 0，金属区中一定存在表面负电荷，空间电荷区宽度和 p^+n 结相同

$$W = x_n = \left\{ \frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_R)}{eN_d} \right\}^{1/2} \quad E_{max} = \frac{eN_dx_n}{\epsilon_s}$$

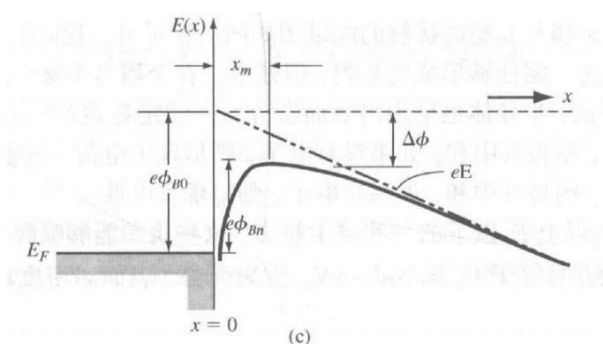
与 pn 结中的值非常相似

结电容可以用 pn 结的结电容一样方法求得 绘图可得 V_{bi} 和 N_d

$$C' \approx \left\{ \frac{e\epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right\}^{1/2} \quad \left(\frac{1}{C'} \right)^2 = \frac{2(V_{bi} + V_R)}{e\epsilon_s N_d}$$

影响肖特基势垒高度的非理想因素：肖特基效应，即势垒的镜像力降低效应

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s E}} \quad \Delta\phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s}}$$



由于势垒降低的影响，肖特基势垒高度是电场强度的函数

势垒高度是一个实验值，理论值 $\phi_{B0} = \phi_m - \chi$ 实际值 $\phi_{Bn} = \phi_{B0} - \Delta\phi$

电流-电压关系

与pn结的少数载流子导电不同，金属-半导体结主要靠多数载流子导电

n型半导体整流接触的基本过程是电子运动通过势垒，这种现象可以通过热电子发射理论来解释

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

$$J_{sT} : \text{反向饱和电流密度 } J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{kT}\right) = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{B0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right)$$

$\Delta\phi$ 随着电场强度以及反偏电压的增大而增大

肖特基势垒二极管加反偏电压时反向电流随着反偏电压的增加而增大是由于势垒降低的影响

两点重要区别：①反向饱和电流密度数量级；②开关特性 $J_{sT} \gg J_s$

肖特基二极管	pn结二极管
$J_{sT} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{kT}\right)$	$J_s = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} = en_i^2 \left[\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{n0}}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_{p0}}} \right]$
多数载流子通过热电子发射越过内建电势差形成	少数载流子扩散运动决定

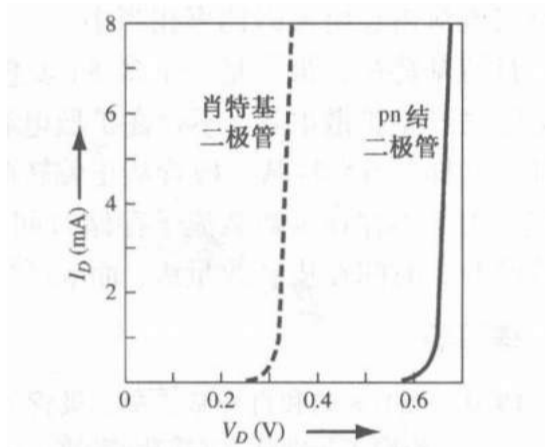


图 9.10 肖特基二极管和 pn 结二极管的正偏电流-电压特性曲线比较

肖特基二极管的有效开启电压更低

开启电压不同的主要原因：金属-半导体接触与pn结中的掺杂具有不同的势垒高度函数

开关特性：肖特基二极管中的电流主要取决于多数载流子通过内建电势场的发射电流，是一个多数载流子导电器件

加正偏电压时不会随之产生扩散电容，所以是一个高频器件；

PN结交界处存在势垒区，结两端电压变化引起积累在此区域的电荷数量的改变，从而显现电容效应

从正偏转反偏时，也不存在pn结中的少数载流子存储效应，因为没有少数载流子存储时间，肖特基二极管也可用于快速开关器件

肖特基二极管的开关时间在ps级，pn结的开关时间在ns级

整流接触：是特定金属与轻掺杂半导体（大多为N型硅）接触，又叫肖特基接触；具有与PN相似的性能，但属于单极性器件。

欧姆接触：是特定金属与重掺杂半导体或功函数低的半导体接触，它具有双向导通性，接触电阻可忽略。

欧姆接触

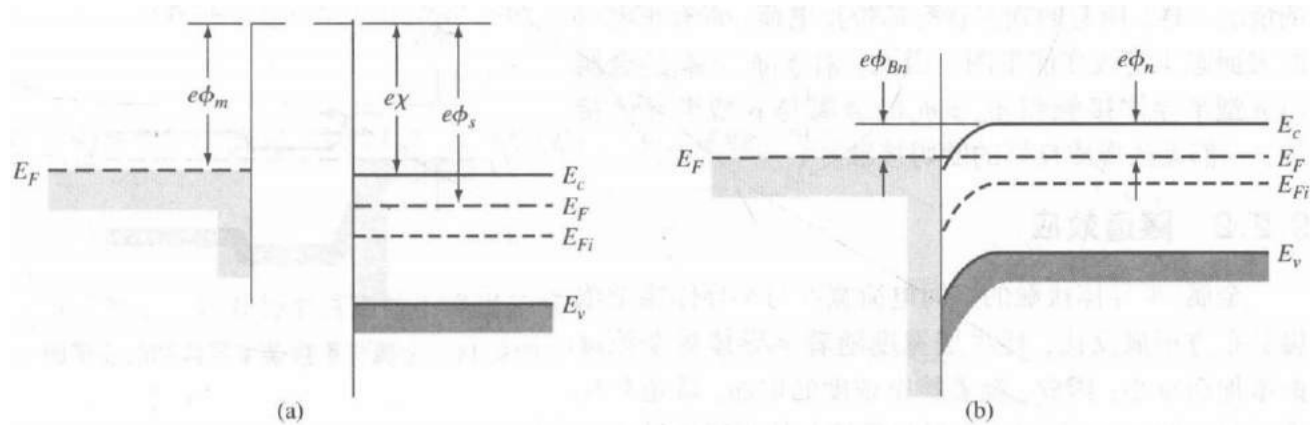
n型: $\phi_m < \phi_s$ p型: $\phi_s > \phi_m$

金属半导体接触电阻很低，且在结两边都能形成电流的接触

在 $\phi_m < \phi_s$ 的情况下，为了达到热平衡，电子从金属流向能量较低的半导体中

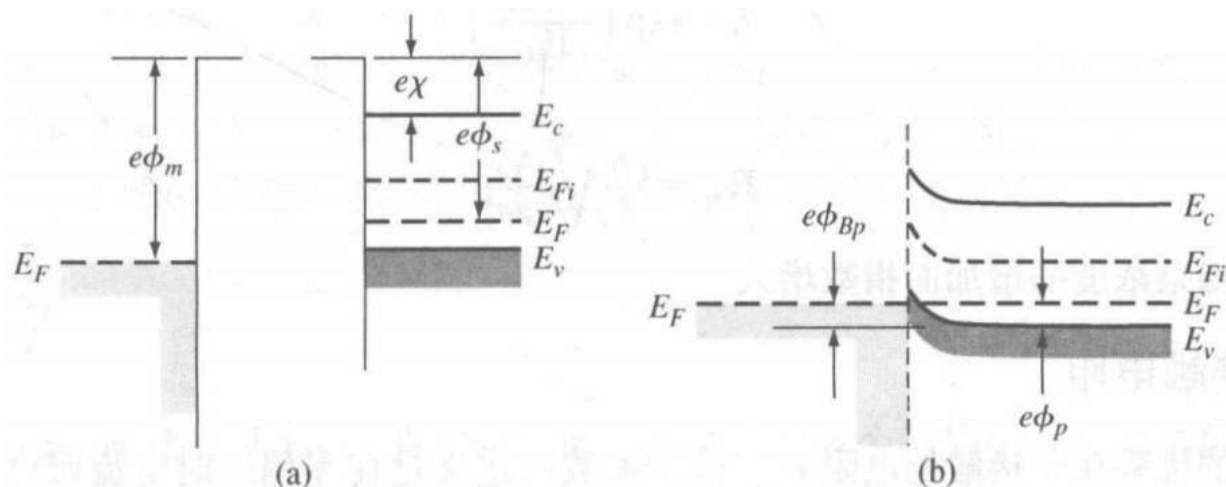
- 如果金属表面加正电压，就不存在电子从半导体流向金属的势垒
- 如果在半导体表面加正电压，电子从金属流向半导体的有效势垒高度近似为 $\phi_{Bn} = \phi_n$

$\phi_m < \phi_s$ 金属与n型半导体接触：电子很容易从金属流向半导体，欧姆接触



有两种常见的欧姆接触：第一种是非整流接触，另一种是**利用隧道效应**的原理在半导体上制造欧姆接触

$\phi_m > \phi_s$ 金属与p型半导体接触：空穴很容易从金属流向半导体的情形，这种结也是欧姆接触；



对于 $\phi_m < \phi_s$ 的金属与n型半导体接触和 $\phi_m > \phi_s$ 的金属与p型半导体接触无法形成良好的欧姆接触；

隧道效应

金半接触后，为保持热平衡费米能级就需要统一，电子会倾向于从能量高的地方向能量低的地方移动；当金属的费米能级高于半导体时，电子会从金属流向半导体，这样在半导体表面会富集电子，导致与金属表面形成空间电荷区，也就是耗尽区。用处理pn结的方法来计算这个空间电荷区，空间电荷区的宽度与掺杂浓度的平方根成反比，所以掺杂浓度越高，耗尽区宽度越低，那电子穿过去的概率就越大，更容易发生隧穿

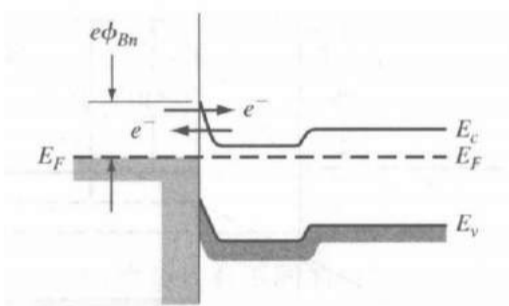


图 9.14 金属与重掺杂半导体结的能带图

耗尽浓度增加，耗尽区宽度减小，隧穿效应增强；隧道电流 $J_t \propto \exp\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{E_{oo}}\right)$ ，随掺杂浓度增大指数增加

低掺杂	高掺杂
$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV_a}{kT}\right) - 1 \right]$	
$R_c = \frac{kT}{e} \exp\left(\frac{+e\phi_{Bn}}{kT}\right) \frac{1}{A^* T^2}$	$R_c \propto \exp\left(\frac{+2\sqrt{\epsilon_s m_n^*}}{\hbar} \cdot \frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_d}}\right)$

当掺杂浓度约大于 10^{19} cm^{-3} 时，隧道效应占主导地位， R_c 随 N_d 呈指数规律变化

当掺杂浓度较低时， R_c 值由势垒高度决定，与掺杂浓度基本无关

形成一个良好的欧姆接触需要生成一个低势垒，并且在半导体表面重掺杂。但欧姆接触在生产中的实现没有理论上那样容易，在能带较宽的金属上实现良好的欧姆接触将更加困难。通常在这些金属上低势垒难以形成，所以表面重掺杂的半导体必须利用隧道效应的原理形成欧姆接触。

隧道结的形成要通过扩散、离子注入或者生长一层外延层实现

异质结

两种不同的半导体材料组成的结

组成异质结的两种材料具有不同的禁带宽度，因此在结表面的能带是不连续的

形成一个有用的异质结，两种材料的晶格常数必须匹配

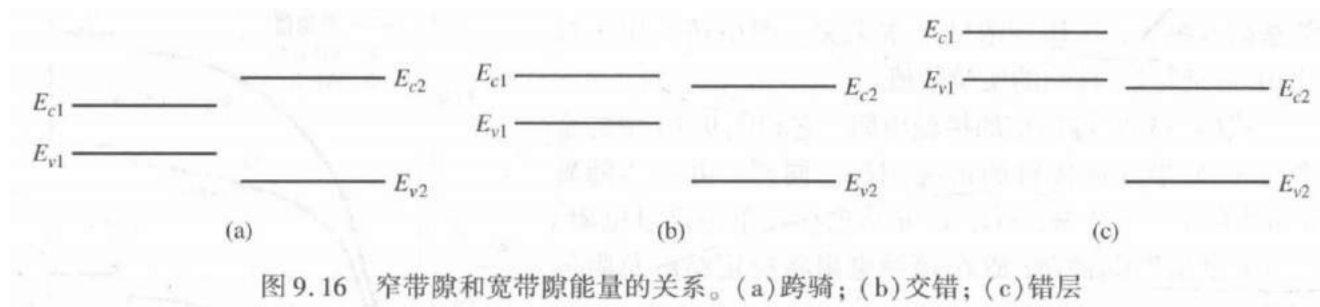


图 9.16 窄带隙和宽带隙能量的关系。(a) 跨骑；(b) 交错；(c) 错层

$$\Delta E_c = e(\chi_n - \chi_p) \quad \Delta E_c + \Delta E_v = E_{gP} - E_{gn} = \Delta E_g$$

典型理想nP异质结：

为了形成统一费米能级，窄带隙材料中的电子和宽带隙材料中的空穴必须越过结接触势垒

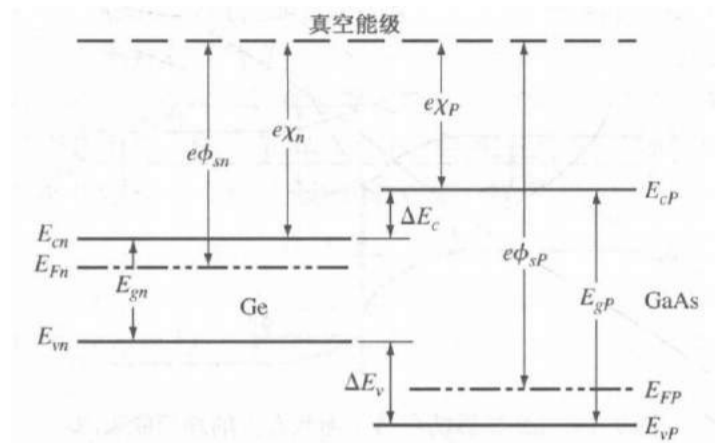


图 9.17 窄带隙材料和宽带隙材料在接触前的能带图

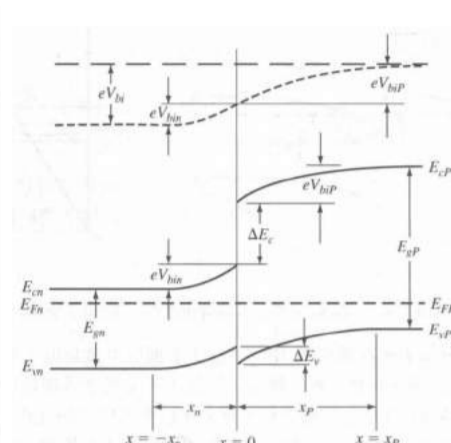


图 9.18 热平衡状态下的一个典型理想 nP 异质结

nN异质结：

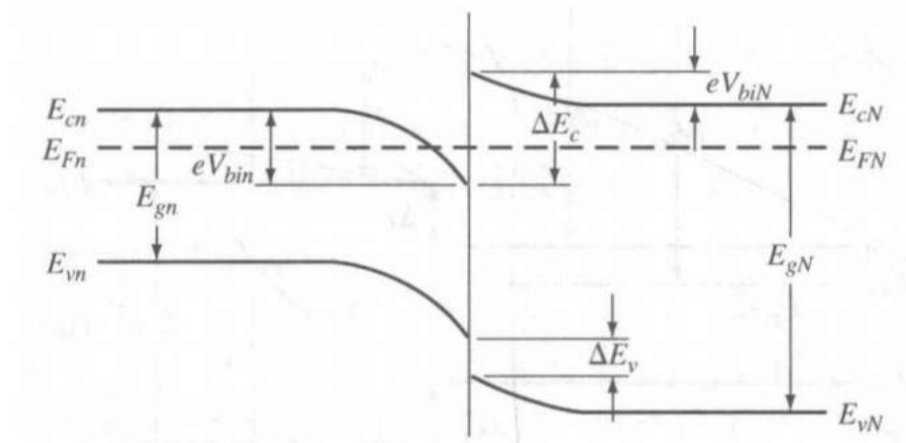


图 9.19 nN 异质结在热平衡状态下的理想能带图

异质结的一个有用特性就是能在表面形成势阱，在与表面垂直的方向上电子活动受到势阱，但电子在其他两个方向上可以自由流动
电子在势阱中的能量是量子化的

二维电子气： 电子堆积在异质结表面的势阱中，但可以沿着其他两个方向自由流动

散射减少，迁移率提高。

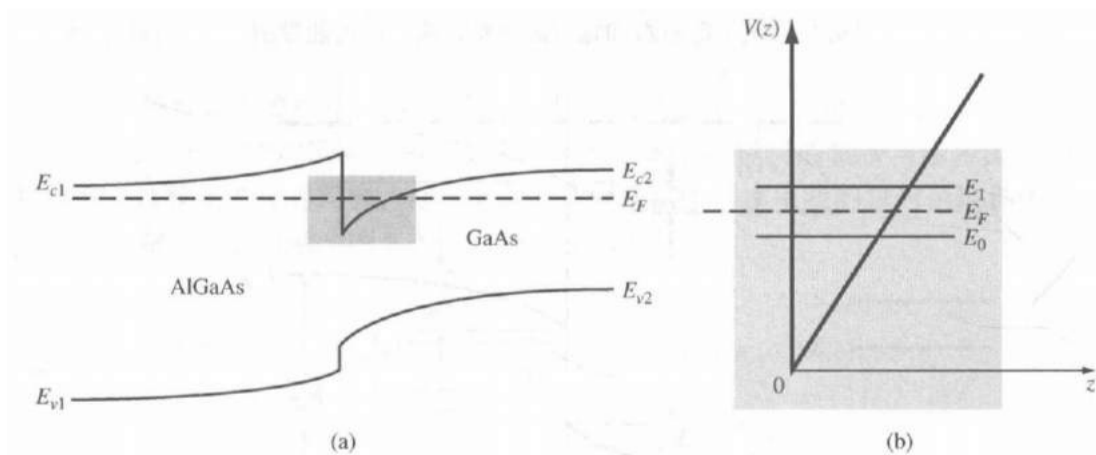


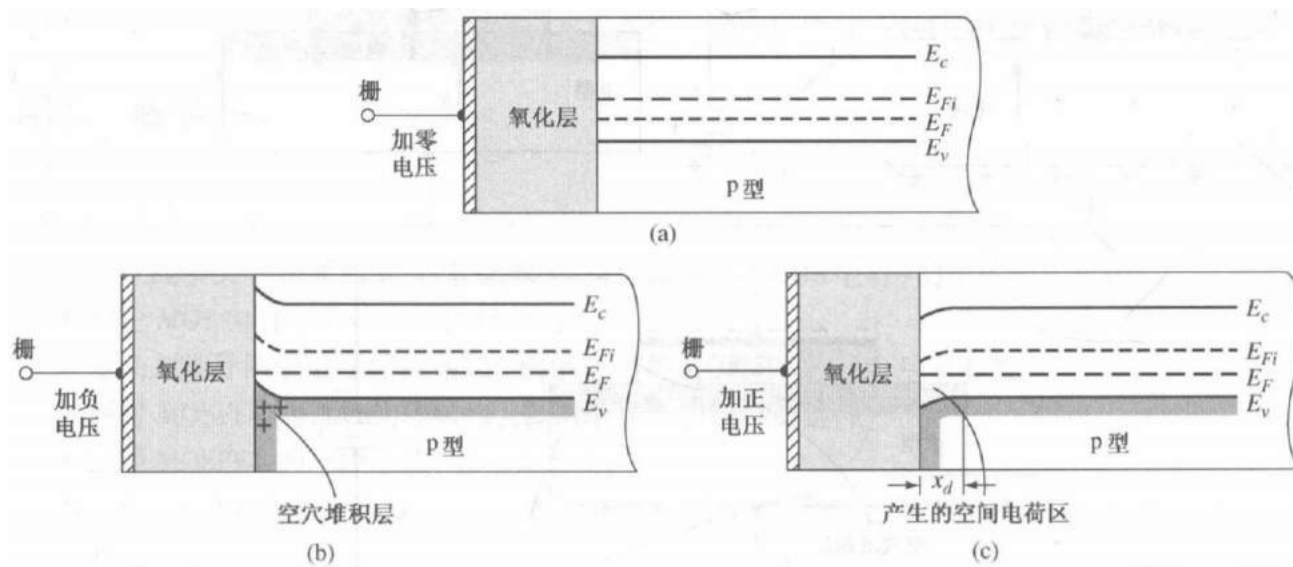
图 9.20 (a) N-AlGaAs, n-GaAs 异质结的导带边缘图；(b) 电子能量的三角形势阱

chapter 10 金属-氧化物-半导体场效应晶体管基础

MOSFET的核心为MOS电容器

与氧化层-半导体界面相邻的半导体能带是弯曲的，它由加在MOS电容器上的电压决定。

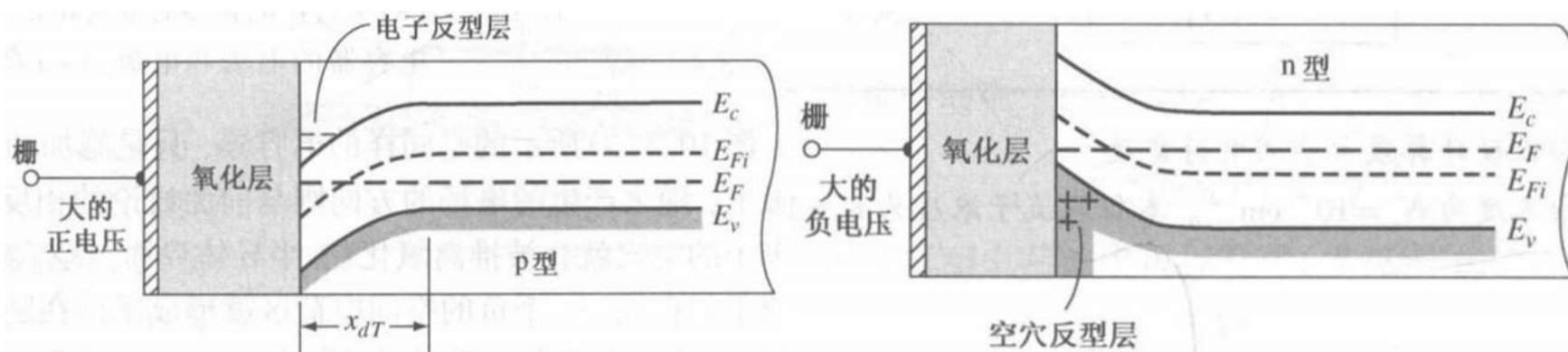
表面处导带和价带相对于费米能级的位置是MOS电容器电压的函数。



氧化层-半导体界面处的半导体表面

施加正偏栅压 p型→n型，施加负偏栅压 n型→p型

基本MOS场效应原理是由反型层电荷密度的调制作用体现的



平带电压：当半导体内没有能带弯曲时所加的栅压，此时净空间电荷为零；由于功函数差和在氧化物中可能存在的陷阱电荷，此时穿过氧化物的电压不一定为零；

MOS器件平带电压：

$$V_G = V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q'_{ss}}{C_{ox}} \quad C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$$

阈值电压：达到阈值反型点时所需的栅压

阈值反型点：对于p型器件当表面势 $\phi_s = 2\phi_{fp}$ 时或对于n型器件当表面势 $\phi_s = 2\phi_{fn}$ 时的器件状态

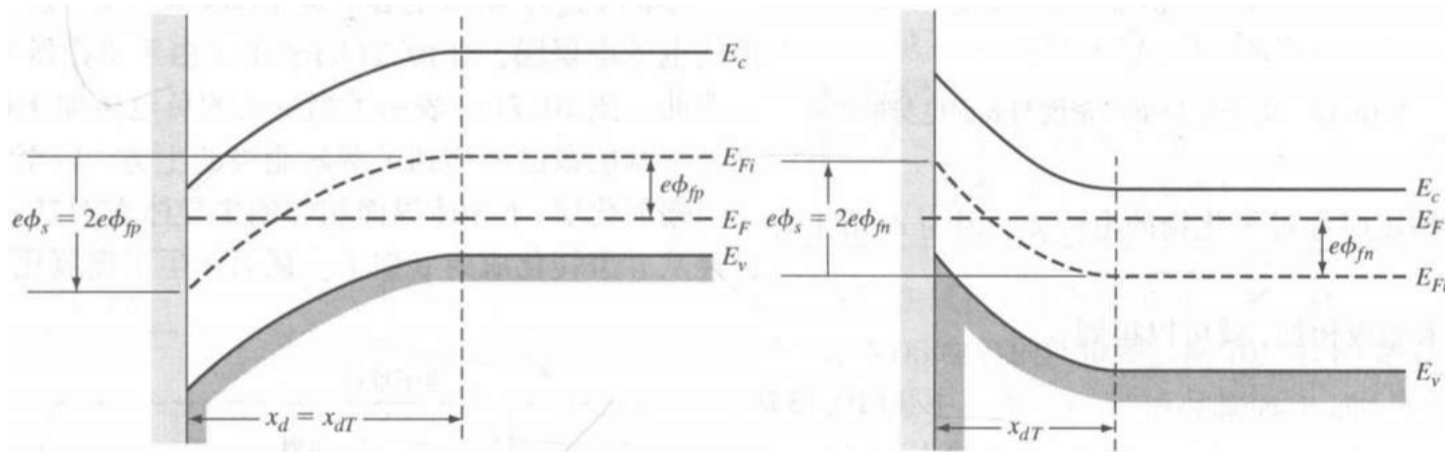


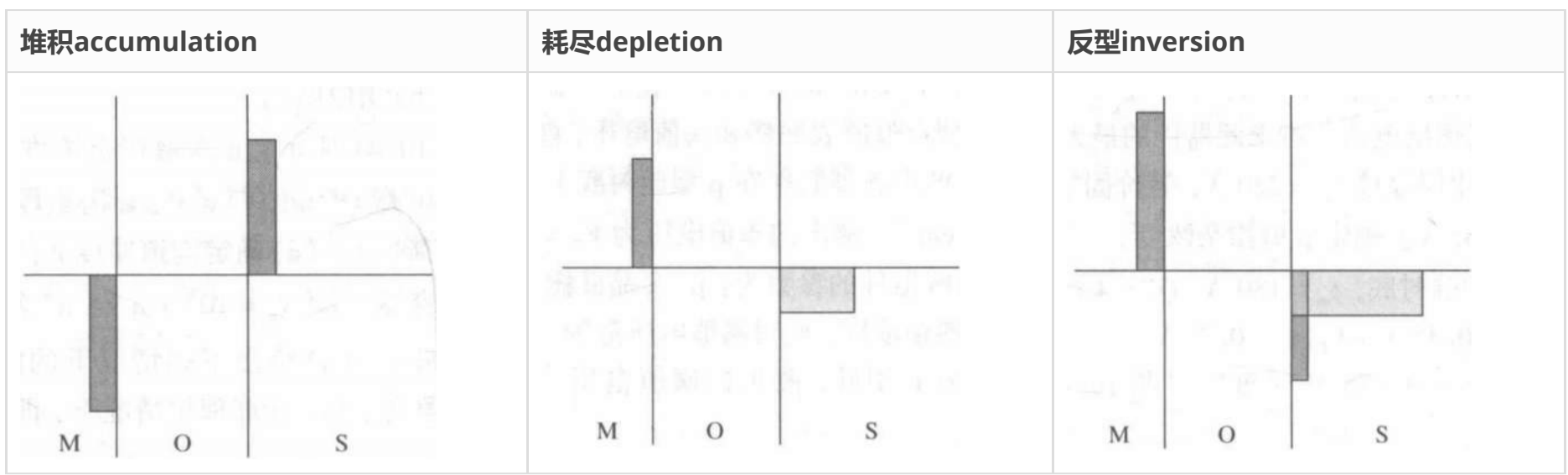
图 10.9 p 型半导体在阈值反型点时的能带图

图 10.10 n 型半导体在阈值反型点时的能带图

	p型器件	n型器件
耗尽层单位面积空间电荷密度的最大值	$ Q'_{SD}(max) = eN_a x_{dT}$	$ Q'_{SD}(max) = eN_d x_{dT}$
最大空间电荷宽度	$x_{dT} = \left(\frac{4\epsilon_s \phi_{fp}}{eN_a}\right)^{1/2}$	$x_{dT} = \left(\frac{4\epsilon_s \phi_{fn}}{eN_d}\right)^{1/2}$
	$\phi_{fp} = V_t \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$	$\phi_{fn} = V_t \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$
阈值电压	$V_{TH} = (Q'_{SD}(max) - Q'_{ss})\left(\frac{t_{ox}}{\epsilon_{ox}}\right) + \phi_{ms} + 2\phi_{fp}$	$V_{TH} = (- Q'_{SD}(max) - Q'_{ss})\left(\frac{t_{ox}}{\epsilon_{ox}}\right) + \phi_{ms} - 2\phi_{fn}$

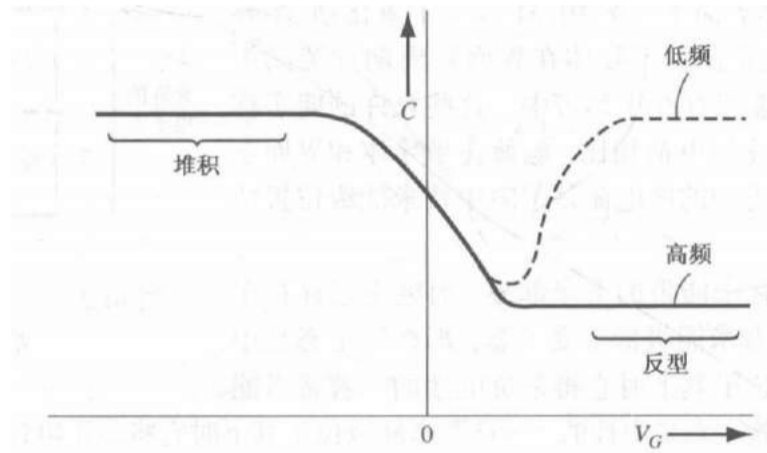
p型衬底的器件，负的阈值电压表示该器件为耗尽型器件，必须在栅极加负的阈值电压才能使反型层电荷等于0；

电容电压特性：以下p型，n型相反(上下位置)

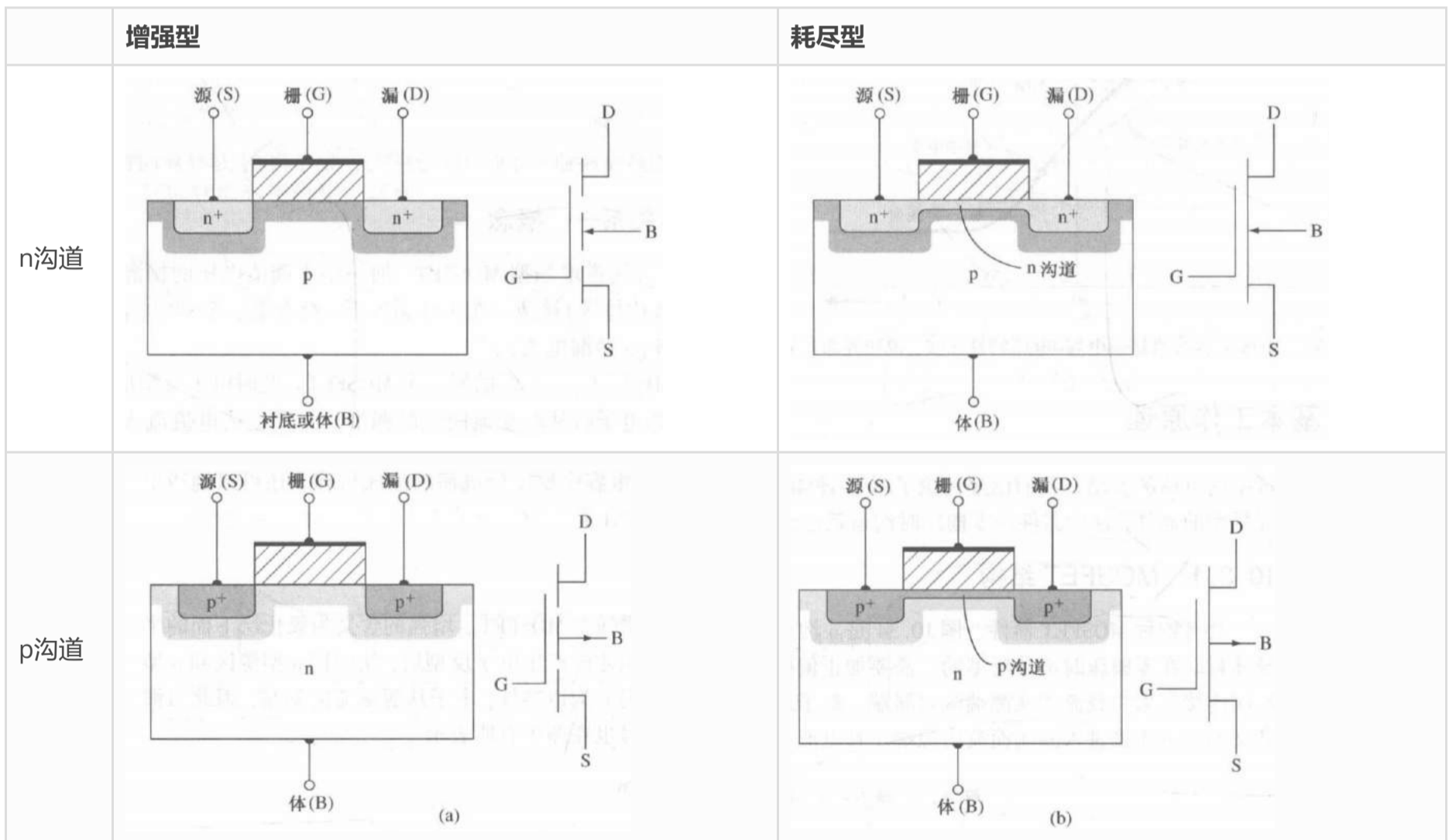


频率特性:

输入交流栅电流等于输出交流栅电流时的信号频率;



MOSFET结构:



增强的含义为氧化层下面的半导体衬底在零栅压时不是反型的。需要加正偏栅压才能产生电子反型层，把源区和漏区连接起来

对于较小 V_{DS} , 沟道区有电阻的特性 $I_D = g_d V_{DS}$ g_d 为沟道电导

$$V_{DS}(sat) = V_{GS} - V_T$$

理想的电流-电压关系:

$$I_D = K_n (V_{GS} - V_T)^2 \quad K_n = \frac{W \mu_n C_{ox}}{2L}$$

$\phi_{fp} < \phi_s < 2\phi_{fp}$ 的情况为弱反型

亚阈值电流

$$I_{D(\text{sub})} \propto \left[\exp\left(\frac{eV_{GS}}{kT}\right) \right] \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-eV_{DS}}{kT}\right) \right]$$

chapter 13 结型场效应晶体管

pn结场效应管/ pn JFET 多数载流子导电，多数载流子从源极流入漏极

空穴迁移率比电子低，所以p沟道JFET的工作频率比n沟道的低

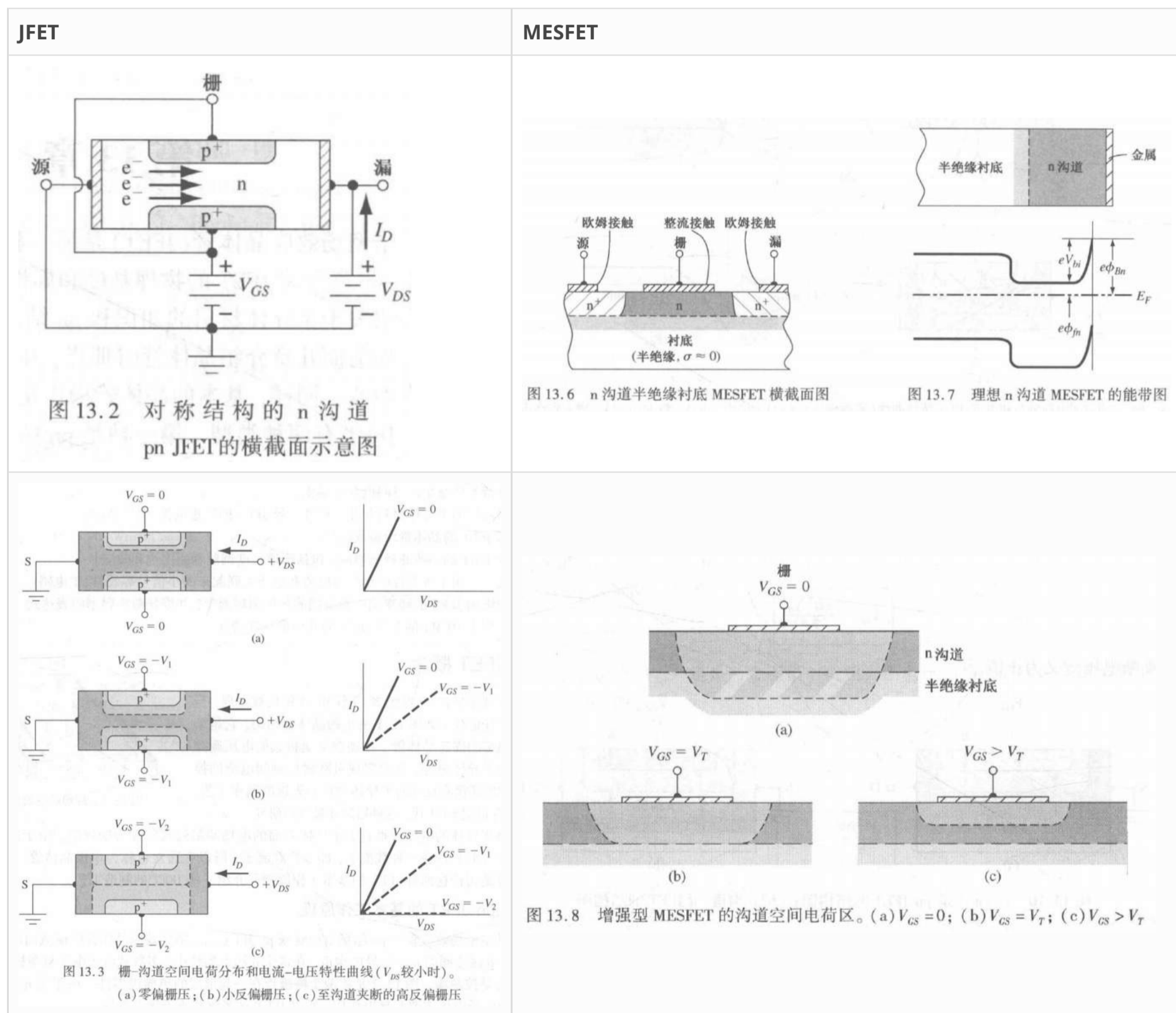
JFET 的pn结被肖特基势垒整流接触代替成为MESFET

如果给n沟道pn JFET的栅极加一个负电压，则栅极和沟道形成的pn结反偏，其空间电荷区增宽，沟道宽度变窄，沟道电阻增加；如果反偏到一定程度，沟道夹断，漏电流几乎为0；

在栅源极之间加一个反偏电压时，金属栅极下面产生一个空间电荷区，用以调制沟道电导。若所加的负电压足够大，则空间电荷区将扩展到衬底，这种情况就是夹断。

常开型或耗尽型器件：必须施加栅极电压才能使器件关断

增强型器件：必须施加栅极电压才能使器件导通



器件的特性：

栅区与衬底间的沟道厚度为 a 耗尽区的宽度是 h

V_{GS} 是栅源电压， V_{bi} 是内建电势差

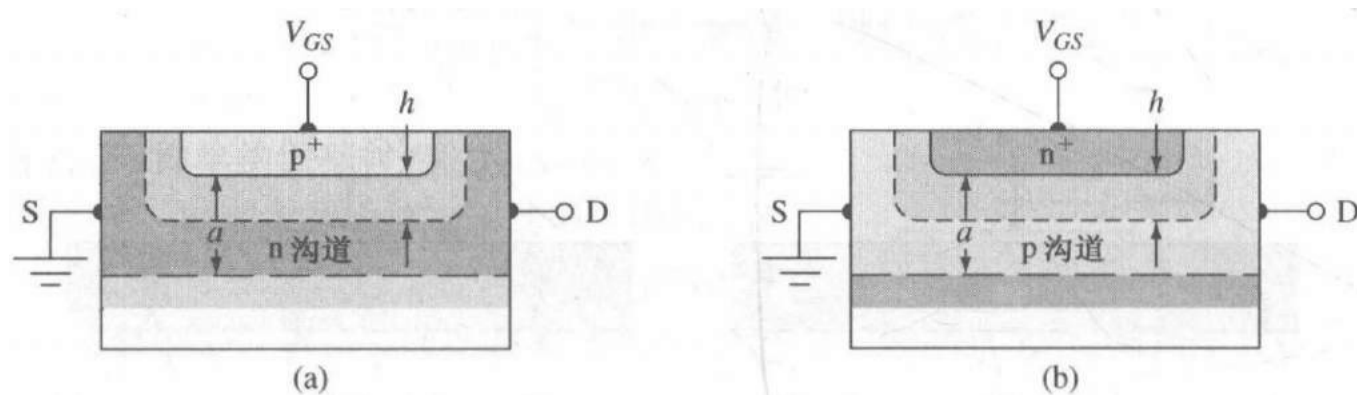


图 13.10 (a) n 沟道 pn JFET 的结构图; (b) p 沟道 pn JFET 的结构图

在阈值点 $h = a$, 结的总电势称为**内建夹断电压**, 用 V_{p0} 表示, 内建夹断电压为一个正值

内建夹断电压为一个正值, 但它不是形成沟道夹断的栅极电压, 形成沟道夹断的电压称为**夹断电压** (阈电压), 用 V_p 表示

	n沟道JFET	p沟道JFET
空间电荷区宽度	$h = \left[\frac{2\epsilon_s (V_{bi} - V_{GS})}{eN_d} \right]^{1/2}$	$h = \left[\frac{2\epsilon_s (V_{bi} + V_{GS})}{eN_a} \right]^{1/2}$
	对于一个反偏的 p^+n 结, V_{GS} 是一个负值	对于一个反偏的 n^+p 结, V_{GS} 是一个正值
内建夹断电压	$V_{p0} = \frac{ea^2 N_d}{2\epsilon_s}$	$V_{p0} = \frac{ea^2 N_a}{2\epsilon_s}$
夹断电压	$V_p = V_{bi} - V_{p0} < 0$ $\rightarrow V_{p0} > V_{bi}$	$V_p = V_{p0} - V_{bi} > 0$ $\rightarrow V_{p0} > V_{bi}$

复习题

chapter 1

8、替位杂质: 杂质原子进入半导体硅以后杂质原子取代晶格原子而位于晶格点处的现象

填隙杂质: 若挤入原子与原子之间的空隙, 则称为间隙式杂质

chapter 2

1、 $\lambda = h/p$

2、概率密度函数

3、某一时刻在 $x \sim x+dx$ 之间发现粒子的概率

4、连续, 可导

6、粒子穿透薄层势垒的量子力学现象

7、四个量子数 $nlms$, 对于单电子原子 $n = 1, l = 0, m = 0, s = \pm \frac{1}{2}$

chapter 3

1、一维单晶的理想化模型; 周期性势函数

3、概括了粒子的质量和外界作用的效果

4、导带最小能量和价带最大能量对应的 k 值坐标相同

5、单位体积单位能量内的量子态数量

6、三维无限深势阱

8、能量为 E 的量子态被电子占据的概率

9、 E_F 是一个参考能级, $T = 0$ 时 $E > E_F, f_F(E) = 0, E < E_F$ 时 $f_F(E) = 1$

chapter 4

$$1、n_0 = \int g_c(E) f_F(E) dE$$

2、可以用无穷大的原因是费米概率分布函数随能量增加迅速趋于0；

3、

$$n_0 = N_C \exp \left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT} \right] \quad p_0 = N_V \exp \left[\frac{-(E_F - E_V)}{kT} \right]$$

4、本征半导体导带中的电子来自于价带，价带中的空穴也因此产生； $n_i = p_i$

5、 $m_n^* = m_p^*$ 时本征费米能级位于禁带中央

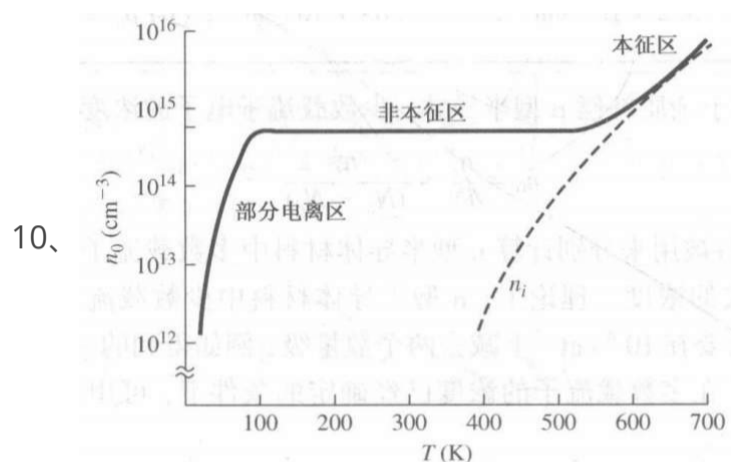
6、impurity 杂质 施主杂质：向导带提供电子，不产生价带空穴；受主杂质：在价带中产生空穴，不向导体提供电子

7、完全电离：施主能级电子基本进入了导带

束缚态：低温下半导体内施主与受主呈现中性的状态，此时半导体内的电子和空穴浓度很低

$$8、n_i^2 = n_0 p_0 = N_C N_V \exp \left[-\frac{E_g}{K_B T} \right]$$

$$9、n_0 + N_a = p_0 + N_d$$



12、费米能级与掺杂浓度和温度有关；

chapter 5

1、 $J_{drf} = e(\mu_n n + \mu_p p) E$ 漂移电流密度和电场的关系：低电场条件下线性

2、载流子迁移率是平均漂移速度与外加电场之比；单位是 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$

3、两种散射影响迁移率，晶格散射： $\mu_L \propto T^{-3/2}$ 电离杂质散射： $\mu_I \propto T^{3/2}/N_I$

电离杂质在室温下已经电离，在电子或空穴与电离杂质之间存在库伦作用，引起的碰撞或散射会改变载流子的速度特性

4、电导率 σ ($\Omega \cdot \text{cm}$)⁻¹ 电阻率 ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)

电导率是用来描述物质中电荷流动难易程度的参数，是载流子浓度和迁移率的函数，因为迁移率又和杂质浓度有关，所以电导率是关于杂质浓度的复杂函数

电阻率是电导率的倒数，是用来表示各种物质电阻特性的物理量

$$6、J_{nx|dif} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad J_{px|dif} = -eD_p \frac{dp}{dx}$$

$$7、\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e}$$

8、在匀强磁场中放置通有电流的导体或半导体薄片，当电流方向和磁场方向垂直时，由于受到洛伦兹力的作用，载流子将发生定向移动，在垂直电流I和磁场B的方向上形成一个电位差U，电场力与洛伦兹力相平衡时，达到稳定状态

9、表面有少数载流子积累

chapter 6

1、复合过程同时消灭电子和空穴，热平衡状态下净载流子浓度与时间无关

2、p型材料： $R'_n = R'_p = \frac{\delta n(t)}{\tau_{n0}}$ n型材料： $R'_n = R'_p = \frac{\delta n(t)}{\tau_{p0}}$ 寿命取决于少数载流子

4、双极扩散系数 D' 和双极迁移率 μ' 分别是电子浓度 n 和空穴浓度 p 的函数，因为 n 和 p 都包含过剩载流子浓度，所以双极输运方程中的系数不是常数，因此是一个非线性微分方程

5、过剩少子空穴按照外加电场的方向漂移，此时仍然有扩散和复合过程，这时的关键在于保持电中性，即在任一时刻任一位置都有 $\delta n = \delta p$ ，所以虽然电子带负电，但过剩电子仍能沿着外加电场的方向运动。

6、电子和空穴的寿命相同，过剩多子的漂移和扩散与过剩少子同时进行，这样过剩多子的状态就由少子的参数来决定。

8、

10、载流子浓度是费米能级的函数，若半导体中产生了过剩载流子，半导体不再处于平衡状态，费米能级发生改变，分别定义电子和空穴的准费米能级

11、当半导体中存在陷阱时，这些陷阱能够捕获并束缚过剩载流子，陷阱的出现会使得半导体中出现更多的复合中心，从而加快载流子的复合过程

12、表面的周期性函数突然中止，导致半导体禁带会出现允带能级分布，更容易复合，导致表面过剩载流子寿命低于内部

chapter 7

1、内建电势差：平衡p-n结的空间电荷区两端间的电势差；通过费米能级的统一来保持热平衡

2、由于p区存在带负电的受主离子而带负电，n区存在带正电的施主离子而带正电，在冶金结处感生出了一个内建电场

载流子浓度在整个pn结内是均匀的。根据电场的叠加原理，可以认为在整个pn结中的每个微小区域内，电场强度是相等且同向的

3、空间电荷区在冶金结处电场最大

$$E_{max} = -\frac{eN_d x_n}{\epsilon_s} = \frac{-2(V_{bi} + V_R)}{W}$$

4、因为电场函数连续，p区内每单位面积的负电荷数和n区每单位面积的正电荷数相等；所以低掺杂一侧的空间电荷区宽
 $N_a x_p = N_d x_n$

5、

6、外加反偏电场后，耗尽区内的电场要增大，正负电荷的数量就要增大，那么空间电荷区的宽度就要增大；

7、因为耗尽区的正电荷和负电荷在空间上是分离的，所以pn结具有电容的充放电效应

较高的反向偏置电压会进一步减小p区和n区内的载流子浓度，势垒区域的宽度将增加，势垒电容与势垒区域的面积和宽度成反比。当势垒区域宽度变大时，面积不变，而宽度增加，势垒电容就会减小

8、单边突变结：某一边的掺杂远大于另一边

9、掺杂浓度增大，空间电荷区的电荷密度很大，宽度较窄，更容易击穿

10、线性缓变结：冶金结两侧的掺杂浓度可以由线性分布近似的pn结

11、超突变结：冶金结处高掺杂，pn结一侧的掺杂浓度从冶金结开始下降

chapter 8

1、零偏，反偏，正偏pn结能带图

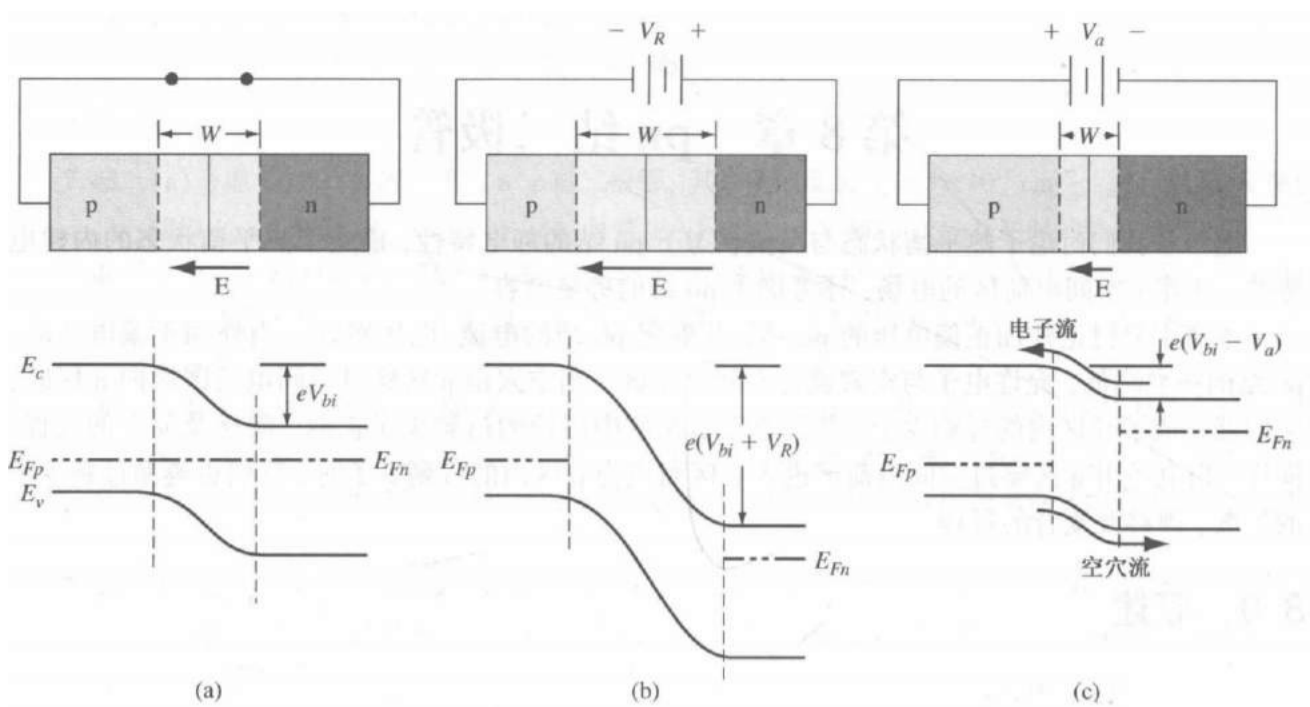


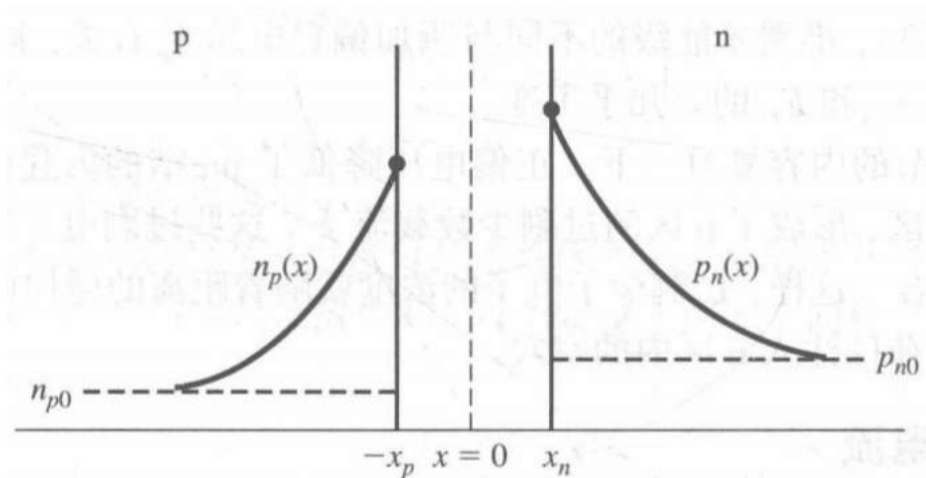
图 8.1 (a) 零偏; (b) 反偏; (c) 正偏条件下的 pn 结及其对应的能带图

2、正偏过剩电子浓度的边界条件:

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \exp\left[\frac{eV_a}{kT}\right] \quad p_n(x_n) = p_{n0} \exp\left[\frac{eV_a}{kT}\right]$$

虽然上式是正偏条件下推出, V_a 也可以取负值(反偏), 但是很容易就趋于 0

3、正偏 pn 结的稳态少数浓度分布图



5、结区附近的电流主要由扩散引起的; 远离结区的电流主要由漂移引起;

6、理想反偏与温度成正相关, 对于硅 pn 结来说, 温度上升 10°C , 理想反向饱和电流密度的大小增大为原来的四倍

7、p 区与 n 区的长度小于少数扩散长度的二极管

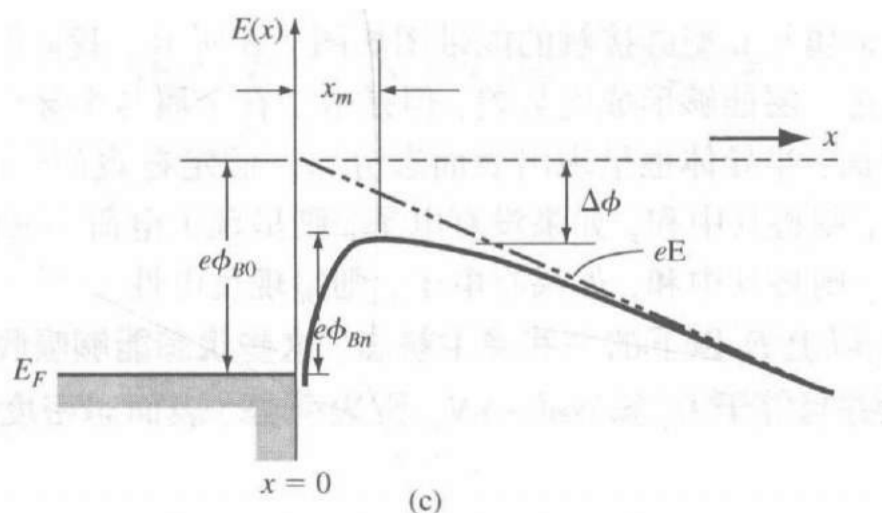
8、反偏产生电流: 反偏 pn 结空间电荷区不存在可移动的电子和空穴, 在空间电荷区内 $n \approx p \approx 0$, 但在反偏电压下产生电子-空穴对, 一经产生就被扫出, 电荷流动方向为反偏电流方向

正偏复合电流: 正偏时, p 区向 n 区输送空穴, 但是由于在耗尽区的复合损失了部分空穴, 损失之后输入 n 区的空穴不足以维持 n 区少子的浓度分布, 为了弥补损失, p 区就要额外输送空穴, 额外输送空穴的流动形成了复合电流。

chapter 9

1、 $\phi_{B0} = \phi_m - \chi$

2、



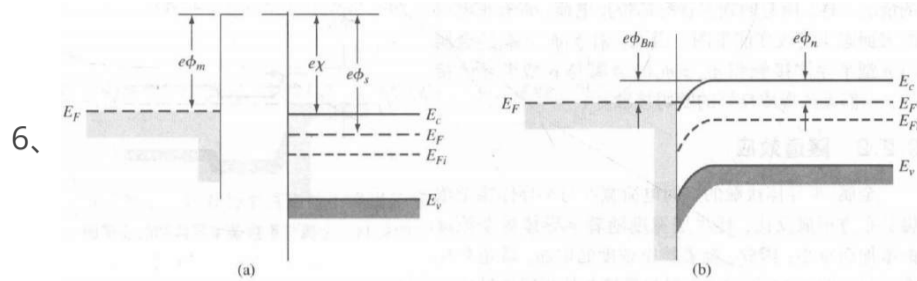
4、

肖特基二极管	pn结二极管
$J_{sT} = A^*T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{kT}\right)$	$J_s = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} = en_i^2 \left[\frac{1}{N_a} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_{n0}}} + \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_{p0}}} \right]$
多数载流子通过热电子发射越过内建电势差形成	少数载流子扩散运动决定

5、**开关特性**：肖特基二极管中的电流主要取决于多数载流子通过内建电势场的发射电流，是一个多数载流子导电器件

加正偏电压时不会随之产生扩散电容，所以是一个高频器件；

从正偏转反偏时，也不存在pn结中的少数载流子存储效应，因为没有少数载流子存储时间，肖特基二极管也可用于快速开关器件



电子很容易从金属流向半导体

整流接触：是特定金属与轻掺杂半导体（大多为N型硅）接触，又叫肖特基接触；具有与PN相似的性能，但属于单极性器件。 **欧姆接触**：是特定金属与重掺杂半导体或功函数低的半导体接触，它具有双向导通性，接触电阻可忽略。

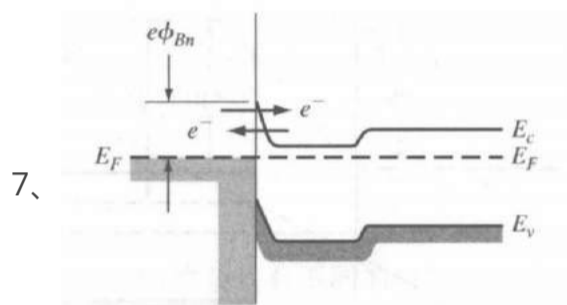


图 9.14 金属与重掺杂半导体结的能带图

8、两种不同的半导体材料组成的结

9、二维电子气：电子堆积在异质结表面的势阱中，但可以沿着其他两个方向自由流动

术语单词

chapter 1

单词	含义
binary semiconductor 二元半导体	二元素化合物半导体，如 GaAs
covalent bonding 共价键	共享价电子的原子间键合
diamond lattice 金刚石晶格	
doping 掺杂	为了有效地改变电学特性，往半导体中加入特定类型原子的工艺
elemental semiconductor 元素半导体	单一元素构成的半导体，比如硅、锗。
epitaxial layer 外延层	在衬底表面形成的一薄层单晶材料
ion implantation 离子注入	
lattice 晶格	晶体中原子的周期性排列
primitive cell 原胞	可复制以得到整个晶格的最小单元

chapter 2

单词	含义
Hesienberg uncertainty principle 海森伯不确定原理	无法精确确定成组的共轭变量值，从而描述粒子的状态，如动量和坐标
Pauli exclusion principle 泡利不相容原理	该原理指出任意两个电子都不会处在同一量子态
Photon 光子	电磁能量的粒子形态
quanta 量子	热辐射的粒子形态
quantized energies 量子化能量	束缚态粒子所处的分立能量级
quantum numbers 量子数	描述粒子状态的一组数，例如原子中的电子
quantum state 量子态	可以通过量子数描述的粒子状态
tunneling 隧道效应	粒子穿透薄层势垒的量子力学现象
wave-particle duality 波粒二象性	电磁波有时表现为粒子状态，而粒子有时表现为波动状态的特性。

chapter 3

单词	含义
allowed energy band 允带	在量子力学理论中，晶体中可以容纳电子的一系列能级
density of states function 状态密度函数	有效量子态的密度。它是能量的函数，表示为单位体积单位能量中的量子态数量
electron effective mass 电子的有效质量	该参数将晶体导带中电子的加速度与外加的作用力联系起来,它包含了晶体中的内力
Fermi-Dirac probability function 费米-狄拉克分布函数	该函数描述了电子在有效能级中的分布，代表了一个允许能量状态被电子占据的概率
fermi energy 费米能级	该能量在T=0K时高于所有被电子填充的状态的能量，而低于所有空状态能量。
forbidden energy band 禁带	在量子力学理论中，晶体中不可以容纳电子的一系列能级
hole 空穴	与价带顶部的空状态相关的带正电“粒子”

chapter 4

单词	含义
acceptor atoms 受主原子	p型半导体加入的杂质
donor atoms 施主原子	n型半导体加入的杂质
complete ionization 完全电离	所有施主杂质原子因失去电子而带正电，所有受主杂质原子因获得电子而带负电
effective density of states 有效状态密度	
extrinsic semiconductor 非本征半导体	进行了定量施主或受主掺杂，使电子或空穴浓度偏离本征载流子浓度产生多数载流子电子(n型)或多数载流子空穴(p型)的半导体
freeze-out 束缚态	低温下半导体内施主与受主呈中性的状态，此时半导体内电子空穴浓度都很小

chapter 5

单词	含义
conductivity 电导率	关于载流子漂移的材料参数，可量化为漂移电流密度和电场强度之比
diffusion 扩散	粒子从高浓度区向低浓度区运动的过程
diffusion coefficient 扩散系数	关于粒子流动与粒子浓度梯度之间的参数
drift 漂移	在电场作用下，载流子的运动过程
ionized impurity scattering 电离杂质散射	载流子和电离杂质原子之间的相互作用
lattice scattering 晶格散射	载流子和热振动晶格原子之间的相互作用
mobility 迁移率	关于载流子漂移和电场强度的参数

chapter 6

单词	含义
ambipolar diffusion coefficient 双极扩散系数	过剩载流子的有效扩散系数
ambipolar mobility 双极迁移率	过剩载流子的有效迁移率
ambipolar transport 双极输运	
carrier generation 载流子的产生	电子从价带跃入导带,形成电子-空穴对的过程
carrier recombination 载流子的复合	电子落入价带中的空能态(空穴)导致电子-空穴对消灭的过程
excess minority carrier lifetime 过剩少数子寿命	过剩少数子在复合前存在的平均时间
low-level injection 小注入	过剩载流子浓度远小于热平衡多数子浓度的情况
minority carrier diffusion length 少数子扩散长度	少数子在复合前的平均扩散距离, 数学表示为 $\sqrt{D\tau}$
quasi-Fermi level 准费米能级	电子和空穴的准费米能级分别将电子和空穴的非平衡状态浓度与本征载流子浓度及本征费米能级联系起来。
recombination rate 复合率	电子-空穴复合的速率($/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$)
surface states 表面态	半导体表面禁带中存在的电子能态

chapter 7

单词	含义
abrupt junction approximation 突变结近似	从中性半导体区到空间电荷区的空间电荷密度有一个突然的不连续
avalanche breakdown 雪崩击穿	由空间电荷区内电子和/或空穴与原子电子碰撞而产生电子-空穴对时创建较大反偏pn结电流的过程
built-in potential barrier 内建电势差	热平衡状态下pn结内p区与n区的静电电势差
critical electric field 临界电场	空间电荷区击穿时的峰值电场
depletion layer capacitance 耗尽层电容	势垒电容
depletion region 耗尽层	空间电荷区
junction capacitance 势垒电容	反偏下pn结的电容
linearly graded junction 线性缓变结	冶金结两侧的掺杂浓度可以由线性分布近似的pn结
metallurgical junction 冶金结	pn结内p型掺杂与n型掺杂的分界面
one-side junction 单边突变结	冶金结一侧的掺杂浓度远大于另一侧的掺杂浓度的pn结。
reverse bias 反偏	pn结的n区相对于p区加正电压,使p区与n区之间势垒的大小超过热平衡状态时势垒的大小
space charge region 空间电荷区	冶金结两侧由于n区内施主电离和p区内受主电离而形成的带净正电与负电的区域
space charge width 空间电荷区宽度	是掺杂浓度与外加电压的函数

chapter 8

单词	含义
carrier injection 载流子注入	外加偏压时, pn结体内载流子穿过空间电荷区进入p区或n区的过程
diffusion capacitance 扩散电容	正偏pn 结内由于少子的存储效应而形成的电容
diffusion conductance 扩散电导	正偏pn结的低频小信号正弦电流与电压的比值
forward bias 正偏	p区相对于n区加正电压, 此时结两侧的电势差要低于热平衡时的值
recombination current 复合电流	穿越空间电荷区时发生复合的电子与空穴所产生的正偏 pn结的电流
long diode 长二极管	电中性p区与n区的长度大于少子扩散长度的二极管
short diode 短二极管	电中性p区与n区的长度小于少子扩散长度的二极管
reverse saturation current 反向饱和电流 J_s	pn结体内的理想反向电流
storage time 存储时间	当pn结二极管由正偏变为反偏时, 空间电荷区边缘的过剩少子浓度由稳态值变为0所用的时间

chapter 9

单词	含义
anisotype junction 反型异质结	掺杂剂在冶金结处变化的异质结
isotype junction 同型异质结	掺杂剂在冶金结处不变的异质结
electron affinity rule 电子亲和规则	在一个理想的异质结中, 导带处的不连续性是由于两种半导体材料的电子亲和能不同引起的
heterojunction 异质结	两种不同的半导体材料接触形成的结
image force-induced lowering 镜像力降低效应	由于电场引起的金属-半导体接触处势垒峰值降低的现象
Schottky barrier height 肖特基势垒高度	金属-半导体结中从金属到半导体的势垒中 ϕ_{Bn}
tunneling barrier 隧道势垒	一个薄势垒, 在薄势垒中,起主要作用的电流是隧道电流
two-dimensional electron gas 二维电子气(2-DEG)	电子堆积在异质结表面的势阱中, 但可以沿着其他两个方向自由流动
thermionic emission 热电子发射效应	载流子具有足够的热能时,电荷流过势垒的过程

chapter 10

单词	含义
accumulation layer charge 堆积层电荷	由于热平衡载流子浓度过剩而在氧化层下面产生的电荷
channel conductance 沟道电导	当 $V_{DS} \rightarrow 0$ 时漏电流与漏源电压之比
channel conductance modulation 沟道电导调制	沟道电导随栅源电压改变的过程
CMOS 互补MOS	将p沟道和n沟道器件制作在同一芯片上的电路工艺
cutoff frequency 截止频率	输入交流栅电流等于输出交流漏电流时的信号频率
depletion mode MOSFET 耗尽型 MOSFET	必须施加栅电压才能关闭的一类MOSFET
enhancement mode MOSFET 增强型MOSFET	必须施加栅电压才能开启的一类MOSFET
equivalent fixed oxide charge 等价固定氧化层电荷	与氧化层-半导体界面紧邻的氧化层中的有效固定电荷, 用 Q'_{ss} 表示
field-effect 场效应	与半导体表面正交的电场用以调制该电导的现象
flat-band voltage 平带电压	平带条件发生时所加的栅压, 此时在氧化层下面的半导体中没有空间电荷区
threshold voltage 阈值电压	达到阈值反型点所需的栅压

chapter 13

单词	含义
capacitance charging time 电容电荷存储时间	栅极输入信号改变使栅极输入电容存储或释放电荷的时间
channel conductance 沟道电导	当漏源电压趋近于极限值零时，漏电流随着漏源电压的变化率
channel conductance modulation 沟道电导调制效应	沟道电导随栅极电压的变化过程
channel length modulation 沟道长度调制效应	JFET处于饱和区时，有效沟道长度随漏源电压而变化
conduction parameter 电导参数	增强型MESFET的漏电流与栅源电压的表达式中的倍数系数 k_n
cutoff frequency 截止频率	小信号栅极输入电流值与小信号漏极电流值一致时的频率
depletion mode JFET 耗尽型JFET	必须加以栅源电压才能形成沟道夹断使器件截止的JFET
enhancement mode JFET 增强型JFET	栅极电压为零时已经夹断，必须加以栅源电压以形成沟道，以使器件开启的JFET
internal pinchoff voltage 内建夹断电压	沟道夹断时栅结上的总电压降
output resistance 输出电阻	栅源电压随漏极电流的变化率
pinchoff 夹断	栅结空间电荷区完全扩展进沟道，以至于沟道被耗尽的自由载流子充满的现象

物电所复习

1、PN结空间电荷区的宽度和什么有关?

内建电势差，掺杂浓度；

$$W = \left\{ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] \right\}^{1/2}$$

2、玻色子和费米子的区别

都是全同粒子，不可区分的粒子称为是全同粒子，不可区分指的是内禀属性完全相同

自旋：玻色子的自旋可以是整数倍的自旋单位(0,1,2.....)，而费米子的自旋是半整数倍的自旋单位(1/2, 3/2, 5/2等等)

泡利不相容原理：泡利不相容原理规定任何一个系统中的两个费米子不能占据相同的量子态。这意味着费米子具有“排斥”的特性，相互之间不能在相同的状态下存在。而玻色子则不受此限制，可以多个玻色子同时处于相同的量子态。

统计：根据泡利不相容原理，费米子遵循费米-狄拉克统计，而玻色子遵循玻色-爱因斯坦统计

费米-狄拉克统计：

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}$$

玻色分布：（玻色子系统化学势 ≤ 0 ）

$$f(E) = \frac{1}{e^{-\mu/kT} - 1}$$

力传递方式：玻色子是能够传递力和相互作用的粒子，比如光子是一种玻色子，它传递电磁力。费米子则不传递力，它们是构成物质的基本单元，如电子和质子。

3、导体、半导体、绝缘体的能带特征?

绝缘材料：能带全满或者全空，很难用加热的办法产生电子和空穴

导体（金属）：①部分填满；②导带和价带在平衡状态原子间距处相互重叠；结果都是能带中出现很多电子和可供电子导电的空状态

半导体：满带 + 较窄的禁带(小于2eV) + 空带 热激发可以使得电子穿越禁带，使得空带和满带都变成不满带

4、为什么金刚石透明，石墨烯不透明?

金刚石透明而石墨烯不透明的主要原因在于它们的结构和电子能带结构的不同

金刚石是由碳原子通过共价键连接形成的晶体结构。每个碳原子与四个相邻碳原子形成四个共价键，形成了一个非常稳定的三维结构。这种结构使得光线在金刚石中能够自由传播，因为光线的能量不足以激发电子跃迁或吸收。因此，金刚石具有宽带隙和很高的透明性，几乎不吸收可见光的能量。

石墨烯是由一个碳原子层构成的二维材料。它的晶格结构由具有平面六角形排列的碳原子构成。石墨烯中的碳原子之间仅存在 σ 键（共面的共价键）而没有 π 键（垂直于层的键），这导致石墨烯的电子结构与金刚石不同。石墨烯的能带结构显示出线性色散关系，其中价带和导带之间没有能隙。这意味着石墨烯中的电子可以以连续的方式吸收和发射光子，从而导致对光的吸收和散射，使石墨烯显得不透明。

5、真空中的电子和导带中的电子有什么区别和联系？

区别：

1. 环境：真空中的电子存在于完全无其他物质存在的空间中，而导带中的电子是在固体晶格中运动的。
2. 相对能级：真空中的电子的能级是连续的，可以具有各种能量值。
而导带中的电子的能级是离散的，具有带隙，通常有价带和导带两个主要能带。

联系：

1. 物理性质：真空中的电子和导带中的电子具有相同的电荷量和质量。它们遵循相同的基本物理规律，如库仑定律和量子力学。
2. 能量传递：在一些特殊情况下，例如真空中的电子与物质表面的相互作用或导体表面的表面态，电子可以从真空中传递到导体的导电带，或从导体中被激发到真空态中。

6、直接带隙和间接带隙区别?并举例?

导带最小能量和价带最大能量相同 k 坐标的为直接带隙半导体；不同的为间接带隙半导体

直接带隙：GaAs

间接带隙：Si Ga

7、砷化镓是什么晶体结构？倒格子是什么晶体结构？布里渊区是什么？

闪锌矿结构；闪锌矿的布拉菲格子是面心立方；面心立方的倒格子是体心立方；

倒格子中，以某一倒格点为原点，从原点出发作所有倒格点的位置矢量 K 的垂直平分面，这些平面把倒格子空间划分成一些区域。其中包含原点的区域为第一布里渊区（简称布区）

由于在固体物理中，间接带的电子如果要跃迁，牵扯到动量的补给，为了简便，前人们用动量空间来更好地表示此需要。

布里渊区（Brillouin Zone）是动量空间的最小重复单位，用来表现能量与动量的关系的周期性。在实空间中的最小重复单位是原胞。可以说，第一布里渊区是 k 空间（动量空间，倒格空间）的“原胞”。

8、一维单原子晶格振动

9、GaAs里面掺杂Si形成什么类型半导体？

在GaAs中掺入Si或者Ge，Si表现为施主杂质，代替As，N型；Ge表现为受主杂质，代替Ga，P型

10、麦克斯韦方程组不对称的原因？

自然界不存在磁荷

11、电子和光子的区别

电子与光子是两种完全不同的东西，电子是物质的基本粒子，而光子更多地表现为能量的片段

电子——费米子；光子——玻色子

电子在运动和湮灭过程中可以释放光子，但光子并不能凭空产生电子，它只能给电子以能量，使其动能发生改变，甚至脱离原子变成自由电子

12、零维纳米材料：富勒烯C60和C70

一维纳米材料：纳米线、碳纳米管

二维纳米材料：石墨烯、二硫化钼

石墨烯的优点：电子迁移率高；较低电子态密度；态密度指的就是占据特定能量 E 的态的个数

热稳定性；

缺点：无法在有氧环境中稳定存在

由于带隙为零，因此它不具有半导体性质。因此，无法将其关闭

三维纳米材料：三个维度尺寸都超过100nm

13、复合类型

按在半导体中复合过程发生位置的不同，复合可分为表面复合和体内复合

按微观分，复合分为直接复合和间接复合：

直接复合也称带-带复合或带间复合。带-带复合又可分为辐射复合和俄歇复合。目前，常用的光电导衰减法少子寿命测试仪是基于直接复合原理设计的。

间接复合是通过禁带中局域能态的间接跃迁。导带和价带边缘与局域能态之间的能量差小于禁带宽度，跃迁概率大于带间直接跃迁，因此这些中间能级的存在会显著加快复合过程。缺陷复合是主要的间接复合。缺陷复合又分为单能级复合和多能级复合。

俄歇复合：电子与空穴复合后，将能量传递给导带中的另一个电子，让它继续上升到高能级，等它落回时释放声子，不以光子形式辐射

缺陷复合：电子和空穴通过禁带中的能级（复合中心）进行复合

表面复合：通过表面缺陷态发生的复合，本质上也是缺陷复合的一种形式