# 1 半导体中的电子状态

- 1.1 半导体的晶格结构和结合性质
- 1.1.1 金刚石型结构和共价键
- 1.1.2 闪锌矿型结构和混合键
- 1.1.3 纤锌矿型结构

# 1.2 半导体的电子状态和能带

# 1.2.1 原子的能级和晶体的能带

**电子的共有化运动**:原子组成晶体后,由于<u>电子壳层的交叠</u>,电子不再完全局限在某一个原子上,可以由一个原子转移到相邻的原子上去,因而电子将可以在整个晶体中运动。(只有最外层电子的共有化运动才显著)

**能级分裂**: 当两个原子相互靠近时,每个原子中的电子除了受到本身原子的势场作用外,还要受到另一个原子势场的作用,其结果是每一个二度简并的能级都分裂成两个彼此距离很近的能级; 靠得越近, 分裂越厉害。

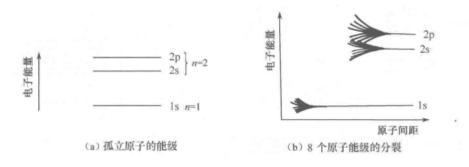


图 1: 能级分裂

允带:分裂的每一个能带。

禁带: 允带之间因为没有能级被称为禁带。

价带:通常指被电子填充满的能量较低的能带。

导带:通常只无电子填充的能量较高的能带。

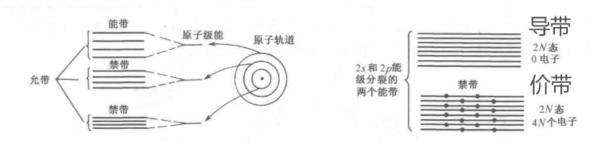


图 2: 能带

#### 1.2.2 半导体中电子的状态和能带

自由电子的常用性质:

$$p=m_0v=\hbar k$$
 
$$E=\hbar\omega=\frac{\hbar^2k^2}{2m_0}$$

#### 布洛赫定理:

薛定谔方程及周期性条件:

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m_0}\frac{d\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \\ \\ V(x) = V(x+a) \end{cases}$$

解: 一个波长为  $2\pi/k$  而在 k 方向上传播的平面波,不过这个波的振幅受到  $u_k(x)$  的调制,作周期性变化。所以常说晶体中电子是以一个被调幅的平面波在晶体中运动。

$$\begin{cases} \psi_k(x) = u_k(x)e^{ikx} \\ u_k(x) = u_k(x+na) \end{cases}$$

布里渊区与能带:

倒矢量:

$$\begin{cases} k_x = 2\pi \frac{a_2 \times a_3}{a_1 \cdot (a_2 \times a_3)} \\ k_y = 2\pi \frac{a_3 \times a_1}{a_1 \cdot (a_2 \times a_3)} \\ k_z = 2\pi \frac{a_1 \times a_2}{a_1 \cdot (a_2 \times a_3)} \end{cases}$$

## 一维布里渊区及其能带:

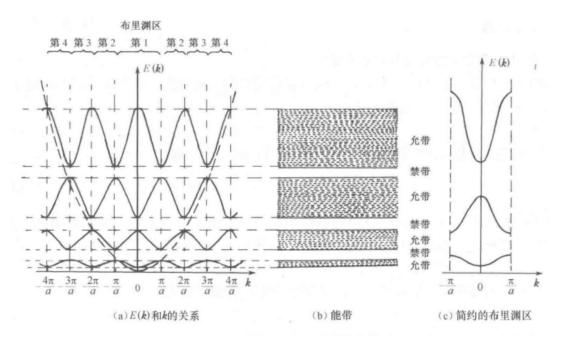


图 3: 一维晶体 E(k)与 k 的关系

第一布里渊区:

$$-\frac{\pi}{a} < k < \frac{\pi}{a}$$

第二布里渊区:

$$-\frac{2\pi}{a} < k < -\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a} < k < \frac{2\pi}{a}$$

每一个布里渊区对应一个能带,还可以知道 E(k) 也是 k 的周期函数,周期为  $2\pi/a$ ,即

$$E(k) = E(k + n\frac{2\pi}{a})$$

但由于 k 和  $k+n\frac{2\pi}{a}$  表示相同的状态,所以在考虑能带结构的时候只需要考虑第一布里渊区即可。

#### 三维布里渊区:

三维晶格布里渊区的做法:首先做出晶体的倒格子,任选一个倒格点作为原点,由原点到最近及次近的倒格点引倒格矢,然后做倒格矢的垂直平分面,这些面就是布里渊区的边界。

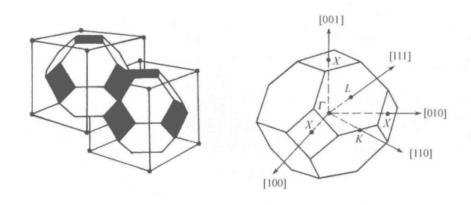


图 4: 面心立方晶体和金刚石型结构的第一布里渊区

$$\Gamma:\frac{2\pi}{a}(0,0,0), 布里渊区中心$$
 
$$L:\frac{2\pi}{a}(\frac{1}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{2}), 布里渊区边沿与 <111> 轴交点 
$$X:\frac{2\pi}{a}(0,0,1), 布里渊区边沿与 <100> 轴交点 
$$K:\frac{2\pi}{a}(\frac{3}{4},\frac{3}{4},0), 布里渊区边沿与 <110> 轴交点$$$$$$

#### 导体、半导体与绝缘体的能带:

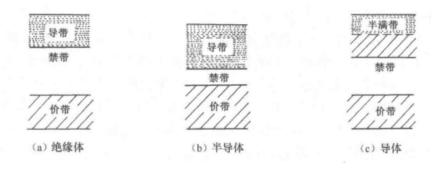


图 5: 导体、半导体与绝缘体的能带示意图

导体: 价带全满/半满, 导带半满/全空

半导体:价带全满,导带全空,禁带宽度很小,价带电子在一定条件下激发到导带中,从而导电绝缘体:价带全满,导带全空/全满,禁带宽度很大

# 1.3 半导体中电子的运动 有效 (k) 质量

# 1.3.1 半导体中 E 与 k 的关系

对于半导体来说,起作用的常常是能带底部和能带顶部的电子,因此只要掌握能带底部和能带顶部 (也即能带极值附近)的 E 与 k 的关系就足够了。

对极值附近的 E(k) 做泰勒展开:

$$\begin{split} E(k) &= E(0) + (\frac{dE}{dk})_{k=0}k + \frac{1}{2}(\frac{d^2E}{dk^2})_{k=0}k^2 + \cdots \\ E(k) - E(0) &= \frac{1}{2}(\frac{d^2E}{dk^2})_{k=0}k^2 \\ &= \frac{\hbar^2k^2}{2m_n^*} \\ \\ \sharp \mathbf{P} \colon \; \frac{1}{m_n^*} &= \frac{1}{\hbar^2}(\frac{d^2E}{dk^2})_{k=0} \quad m_n^* \; 为能带底电子的有效质量 \end{split}$$

对于能带顶部,函数为凸函数,二次导数小于0,有效质量为负数。 对于能带底部,函数为凹函数,二次导数大于0,有效质量为正数。

## 1.3.2 半导体中电子的平均速度

红色的假设为自由电子的平面波,蓝色为调幅波包,绿色为调幅后的波形。

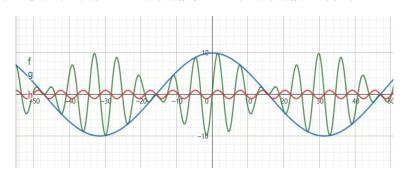


图 6: 如何理解波包

根据量子力学概念,电子的运动可以看作波包的运动,波包的群速度就是电子运动的平均速度。设波包由许多角频率  $\omega$  不同的波组成(对 F(k) 作傅里叶变换,得到  $f(x,\omega)$ ),则波包中心的运动速度为:

$$v = \frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} = \frac{\hbar k}{m_n^*}$$

群速度公式的推导见: 群速度公式的推导

#### 1.3.3 半导体中电子的加速度

当有强度为  $\varepsilon$  的外电场时,电子受到  $f=-q\varepsilon$ ,dt 时间内,电子有一段位移 ds,外力对电子做的功等于能量的变换,即

$$\begin{split} dE &= f ds = f v dt = \frac{f}{\hbar} \frac{dE}{dk} dt \\ dE &= \frac{dE}{dk} dk \\ f &= \hbar \frac{dk}{dt} \\ a &= \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} (\frac{dE}{dk}) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2E}{dk^2} \frac{dk}{dt} = \frac{f}{\hbar^2} \frac{d^2E}{dk^2} \ensuremath{\sqrt{7}} \ensuremath{\pi} a = \frac{f}{m_n^*} \end{split}$$
 故 $m_n^* = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2E}{dk^2}$ 

## 1.3.4 有效质量的意义

引入有效质量,可以直接把外力 f 与电子的加速度联系起来,而内部势场的作用则由有效质量加以概括。因此,引入有效质量的意义在于它概括了半导体内部势场的作用,使得在解决半导体中电子在外力作用下的运动规律时,可以不涉及半导体内部势场的作用。特别是, $m_n^*$  可以直接由实验测定,因而可以很方便地解决电子的运动规律。

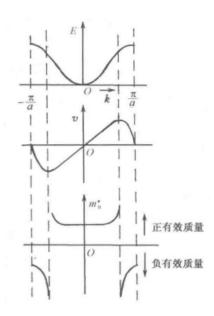


图 7: 能量、速度和有效质量与波矢的关系

# 1.4 本征半导体的导电机构 空穴

在热激发下,少量价带电子被激发到导带,使得价带电子也表现出具有导电的特性,它们的导电作用 常用空穴导电来描写。

空穴的速度与加速度与电子一致,但由于其受力与电子相反,但加速度却和电子一样,所以取空穴的 有效质量为电子的相反数。

表 1: 电子和空穴的对比

名称	带电量	速度	加速度	有效质量	受力
电子	-q	$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$	$a = \frac{-Eq}{m_n^*}$	$m_n^*$	-Eq
空穴	+q	$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$	$a = \frac{-Eq}{m_n^*} = \frac{Eq}{m_p^*}$	$m_p^* = -m_n^*$	Eq

#### 1.5 回旋共振

介绍测量有效质量的试验方法。

#### 1.5.1 *k* 空间等能面

由于晶体具有各向异性的性质,E(k) 和 k 的关系沿着不同的波矢 k 方向不一定相同,反映出不用的 k 方向,电子的有效质量不一定相同,而且能带极值不一定在波矢 k=0 处,设导带底位  $k_0$ ,能量为  $E(k_0)$ ,在晶体中选择适当的  $k_x,k_y,k_y$  轴,并令  $m_x^*,m_y^*,m_z^*$  分别表示沿三个轴方向的导带底电子的有效质量,进行泰勒展开得:

$$\begin{split} E(k) &= E(k_0) + \frac{\hbar^2}{2} \left[ \frac{(k_x - k_{0x})^2}{m_x^*} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{m_y^*} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{m_z^*} \right] \\ \frac{1}{m_x^*} &= \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk_x^2} \quad \frac{1}{m_y^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk_y^2} \quad \frac{1}{m_z^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E}{dk_z^2} \end{split}$$

等能面方程为:

$$\frac{(k_x - k_{0x})^2}{\frac{2m_x^*(E - E_c)}{\hbar^2}} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{\frac{2m_y^*(E - E_c)}{\hbar^2}} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{\frac{2m_z^*(E - E_c)}{\hbar^2}} = 1$$

#### 1.5.2 回旋共振

将一块半导体样品置于均匀恒定的磁场中,设磁感应强度为 B,如半导体中电子初速度为 v,v 与 B 之间的夹角为  $\theta$ ,则电子受到的磁场力为:

$$f = -qv \times B = qvBsin\theta = qv_{\perp}B$$

电子在垂直于 B 的方向做匀速圆周运动,在磁场方向上做匀速运动。再以电磁波通过半导体样品,当交变电磁场角频率  $\omega$  等于回旋频率  $\omega_c$  时,就可以发生共振吸收。测出共振吸收时角频率  $\omega$  和磁感应强度 B,便可以得到有效质量  $m_n^*$ 

设沿着  $k_x, k_y, k_y$  轴方向分别为  $m_x^*, m_y^*, m_z^*$ , 设 B 沿  $k_x, k_y, k_y$  轴的方向余弦分别为  $\alpha, \beta, \gamma$ , 则:

$$\frac{1}{m_n^*} = \frac{\omega_c}{qB}$$
 
$$\frac{1}{m_n^*} = \sqrt{\frac{m_x^*\alpha^2 + m_y^*\beta^2 + m_z^*\gamma^2}{m_x^*m_y^*m_z^*}}$$

#### 1.6 硅和锗的能带结构

#### 1.6.1 硅和锗的导带结构

以 [001] 方向的旋转椭球面为例。设  $k_3$  轴沿 [001] 方向,即沿着  $k_z$  方向,则  $k_1,k_2$  轴位于(001)面内,并互相垂直,这时,沿  $k_1,k_2$  轴的有效质量相同。 $m_x^*=*m_y^*=m_t,m_z^*=m_l$ , $m_t,m_l$  分别称为横向有效质量和纵向有效质量。

如果  $k_1, k_2$  轴选取恰当,计算可简单。选取  $k_1$  使磁感应强度 B 位于  $k_1, k_3$  轴所组成的平面内,同  $k_3$  轴交  $\theta$  角,则在这个坐标系里,B 的方向余弦为  $\alpha, \beta, \gamma$  分别为:

$$\alpha = \sin\theta, \beta = 0, \gamma = \cos\theta$$

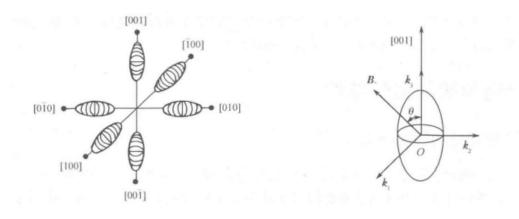


图 8: B 对于 k 空间坐标轴的取向

$$m_n^* = m_t \sqrt{\frac{m_l}{m_t sin^2 \theta + m_l cos^2 \theta}}$$

(1) 磁感应强度沿 [111] 方向,则与上述 6 个 <100> 方向的夹角均给出  $\cos^2\theta = \frac{1}{3}$ 

$$m_n^* = m_t \sqrt{\frac{3m_l}{2m_t + m_l}}$$

(2) 磁感应强度沿 [110] 方向,这时磁感应强度与 [100]、 $[\bar{1}00]$ 、 $[0\bar{1}0]$ 、 $[0\bar{1}0]$  方向的夹角均给出  $\cos^2\theta=\frac{1}{2}$ ,而与 [010]、 $[0\bar{1}0]$  方向的夹角为  $\cos^2\theta=0$ 

$$m_n^* = m_t \sqrt{\frac{2m_l}{m_t + m_l}}$$

$$m_n^* = m_t \sqrt{\frac{m_l}{m_t}}$$

(3) 磁感应方向沿 [100] 方向,这时磁感应强度与 [100]、[ $ar{1}$ 00] 方向的夹角为  $cos^2\theta=1$  [010]、[ $0ar{1}$ 0]、[ $0ar{1}$ 0] 方向的夹角为  $cos^2\theta=0$ 

$$m_n^* = m_t$$
 
$$m_n^* = m_t \sqrt{\frac{m_l}{m_t}}$$

(4) 磁感应方向沿任意方向时,与 <100> 夹角可以给出三种不同的  $\cos^2\theta$  的值,因而可以有三种不同的  $m_n^*$ ,可以观察到三个吸收峰。

实验结果如下:

表 2: 4K 时 n 型硅对 23GHz 微波吸收的结果

磁感应强度方向	[100]	[111]	[110]
$m_n^*/m_0$	$0.43 \pm 0.02 \ 0.19 \pm 0.01$	$0.27{\pm}0.02$	$0.43{\pm}0.02\ 0.24{\pm}0.01$

根据实验数据得出硅的  $m_l = (0.98 \pm 0.04) m_0, m_t = (0.19 \pm 0.01) m_0$ ,以后进一步低温回旋共振实验得出硅的  $m_l = (0.9163 \pm 0.0004) m_0, m_t = (0.1905 \pm 0.0001) m_0$ 。通过施主电子自旋共振实验得出,硅的导带极值位于 <100> 方向的布里渊区中心到布里渊区边界的 0.85 倍处。

n 型锗的实验结果指出,锗的导带极小值位于 <111> 方向的简约布里渊区边界上,共有 8 个。每个椭球面有半个在布里渊区内,因此,在简约布里渊区内有 4 个椭球。实验测得锗的  $m_l=(1.64\pm0.03)m_0,m_t=(0.0819\pm0.0003)m_0$ 。

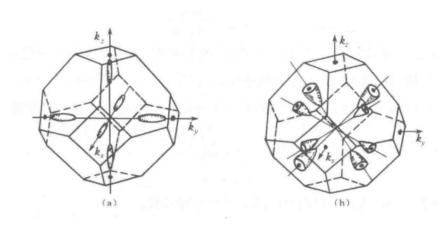


图 9: 硅和锗导带等能面的示意图

# 1.6.2 硅和锗的价带结构

下面对硅和锗的价带结构作简要介绍:

通过理论计算及 p 型样品的实验结果指出,硅和锗的价带结构也是复杂的。价带顶位于波矢 k=0,即在布里渊区的中心,能带是简并的。如果考虑自旋,硅和锗的能带是六度简并的。计算指出,如果考虑自旋——轨道耦合,可以取消部分简并,得到一组四度简并和一组二度简并的状态。

四度简并的能量表达式为:

$$E(k) = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ Ak^2 \pm \left[ B^2k^4 + C^2(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2) \right]^{1/2} \right\}$$

二度简并的能量表达式为:

$$E(k) = -\Delta - \frac{\hbar^2}{2m_0} A k^2 \quad \mbox{其中 } \Delta \ \mbox{为自旋-耦合轨道分裂能} \label{eq:energy}$$

由四度简并的能量表达式可以看出,对于同一个波矢 k,E(k) 有两个值,在 k=0 处,能量相重合,这对应与极大值相重合的两个能带,表明硅和锗有两种有效质量不同的空穴。取负号得到有效质量较大的空穴(凸的更明显,更窄),称为**重空穴,有效质量用**  $(m_p)_h$  表示;反之,如取正号得到有效质量较小的空穴,称为轻空穴,有效质量用  $(m_p)_l$  表示。

有二度简并的能量表达式可以看出,存在第三个能带,由于自旋-轨道耦合作用,能量降低了  $\Delta$ ,与上面两个能带分开,等能面接近于球面,称为**自旋轨道耦合空穴,有效质量用**  $(m_p)_3$  **表示**。由于这个能带离开价带顶,所以一般只对轻重空穴带感兴趣。

表 3 给出了各种空穴的有效质量,可以看出锗的轻空穴与重空穴的有效质量有较大的差异。

表 3: 空穴的有效质量

材料	$\frac{(m_p)_h}{m_0}$	$\frac{(m_p)_l}{m_0}$	$\frac{(m_p)_3}{m_0}$
硅	0.53	0.16	0.245
锗	0.28	0.044	0.077

由图可知, 重空穴的各向异性比轻空穴强。

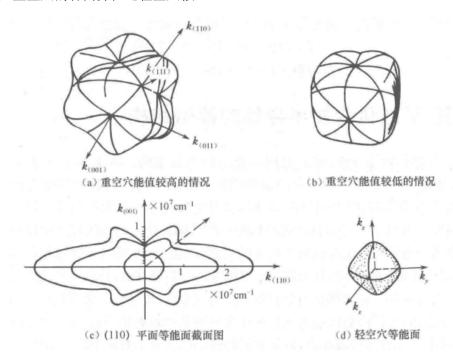


图 10: 重空穴和轻空穴等能面示意图

硅和锗的禁带宽度是随温度变化的。在 T=0K 时,硅、锗的禁带宽度  $E_g$  分别趋近于 1.170eV 和 0.7437eV。对着温度升高, $E_g$  按如下规律减小

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T+\beta}$$

温度系数  $\alpha$   $\beta$  如下:

硅:  $\alpha = 4.73 \times 10^{-4} eV/K$   $\beta = 636K$ 

锗:  $\alpha = 4.774 \times 10^{-4} eV/K$   $\beta = 235K$ 

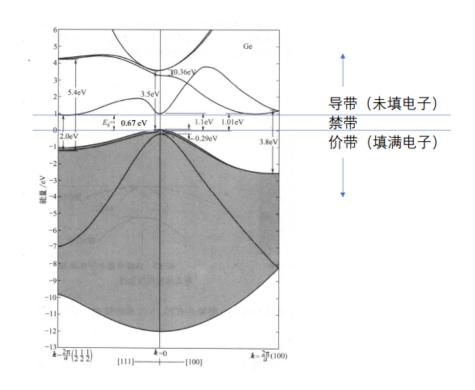


图 11: 硅、锗的能带示意图

#### 1.7 3-5 族化合物半导体的能带结构

3-5 族化合物半导体与硅、锗有着同一类型的能带结构。这是因为闪锌矿的结构与金刚石结构类似,第一布里渊区也是截角八面体的形式。

价带位于布里渊区的中心,分为重空穴带、轻空穴带以及自旋轨道耦合带。但是**价带的极大值不是恰好位于布里渊区的中心,而是有所偏离**。

各种化合物的导带结构有所不同,它们在 [100]、[111] 和布里渊中心都有导带极小值,但是最低的极小值在布里渊区中的位置不同。对于平均原子序数高的化合物,最低的极小值位于布里渊区的中心;而在平均原子序数低的化合物中,最低的极小值是在 [100]、[111] 方向。

各种化合物的导带电子有效质量不同,**平均原子序数高的化合物,有效质量较小**。但**各种化合物的重空穴有效质量却相差很少。平均原子序数高的化合物,禁带宽度较窄**,在禁带宽度最窄的 3-5 族化合物中,由于价带和导带的相互作用,使得导带底不呈现抛物线的形状。

## 1.7.1 锑化铟的能带结构

导带极小值位于 k=0 处,极小值附近的等能面是球形的,但是极小值处 E(k) 曲线的曲率很大,因而导带底电子有效质量很小,室温下  $m_n^*=0.0118m_0$ 。随着能量的增加,曲率迅速下降,能带是非抛物线型的。

价带包含三个能带,重空穴带  $V_1$ ,轻空穴带  $V_2$ ,自旋轨道耦合带  $V_3$ 。重空穴有效质量沿 [111][110][100] 方向分别为  $0.40m_0$ , $0.42m_0$ , $0.32m_0$ ,轻空穴有效质量为  $0.0160m_0$  重空穴带极大值偏离布里渊区中心,其能量比 k=0 处高  $10^{-4}eV$ ,可以近似认为价带极大值位于 k=0。有自旋耦合轨道引起的分裂能为 0.9eV。

室温下禁带宽度为 0.18eV, 0K 时为 0.235eV。

#### 1.8 砷化镓的能带结构

导带极小值位于 k=0 处,等能面是球面,导带底电子有效质量为  $0.063m_0$ 。[111] 方向边界 L 存在极小值,有效质量为  $0.55m_0$ ,[110] 方向边界 X 存在极小值,有效质量为  $0.85m_0$ 。三个极小值与价带顶

能量的差值为 1.424eV, 1.708eV, 1.900eV。

价带也是三个带,重空穴有效质量  $0.50m_0$ ,轻空穴有效质量  $0.076m_0$ ,分裂能 0.34eV。 室温下禁带宽度 1.424eV, $E_g(0)=1.519eV$ , $\alpha=5.405\times 10^{-4}eV/K$ , $\beta=204K$ 。

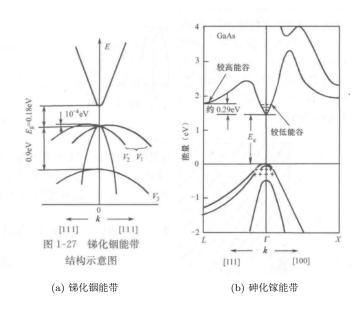


图 12: 能带示意图