

《半导体能带工程》

第四章 半导体量子阱和超晶格

电子系 汪莱

第四章 半导体量子阱和超晶格

- **4.1 量子阱和超晶格的定义**
- **4.2 量子阱和超晶格的能带和电子态**
- **4.3 量子阱和超晶格的电学和光电特性**
- **4.4 量子阱发光器件**

量子阱

- 双异质结（三明治结构）中间（禁带较窄的）势阱材料的厚度小于电子的德布罗意波长（不同材料不同）
- 电子在垂直于异质结面方向运动的能量不再连续，只能取一系列分立的值 E_1, E_2, \dots, E_n
- 能量的取值和势阱的宽度与深度以及电子和空穴的有效质量有关

多量子阱

- 将量子阱材料周期性堆叠，宽带材料（势垒）的宽度较大，使两个相邻势阱中的电子波函数不能相互耦合，则这种结构称为**多量子阱结构**

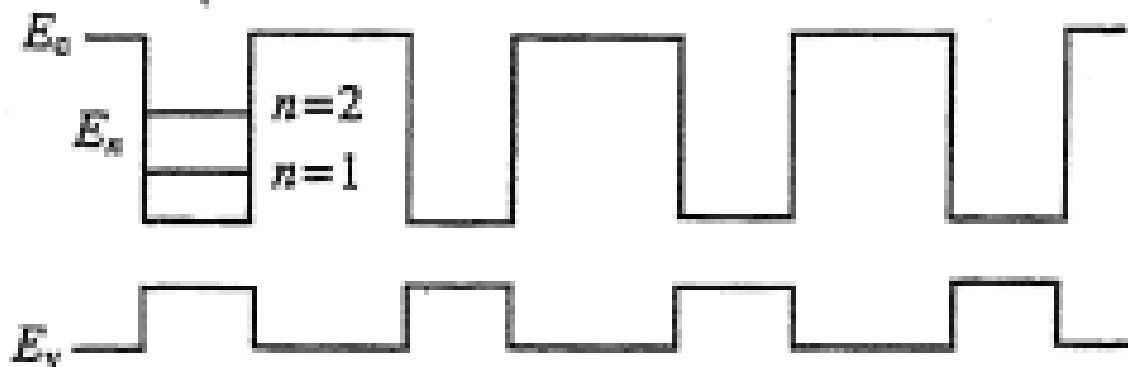


图 10.2 多量子阱的能带图

耦合量子阱与超晶格

- 当多量子阱结构中的势垒层厚度较薄，可以和电子的德布罗意波长相比，使得相邻量子阱中的电子波函数可以发生耦合，称为**耦合量子阱**
- **超晶格**：人造周期性结构，分为组分超晶格和掺杂超晶格
- 一般地，耦合量子阱的周期数较少，可以看作是周期数较少的超晶格
- 因此，超晶格是更广义的概念

组分超晶格

- 组分超晶格**：大量重复相间的组分不同的薄层，每层的厚度都很小，都可以和电子的德布罗意波长相比，和多量子阱相比，相邻势阱中的电子可以互相耦合，原来在多量子阱中分立的能级将**扩展成能带**

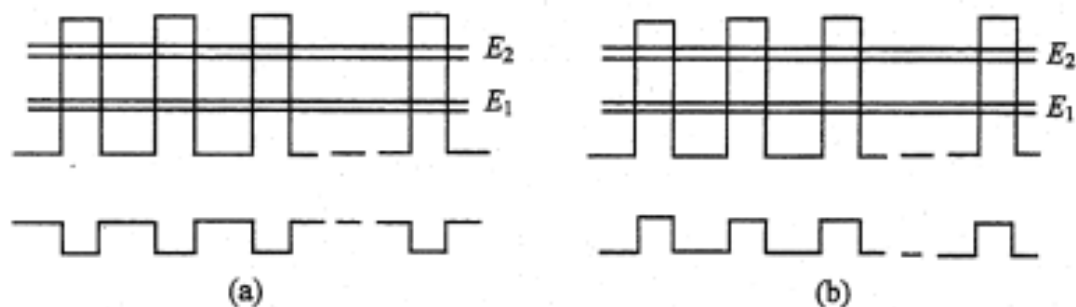


图 10.3 组分超晶格的能带图

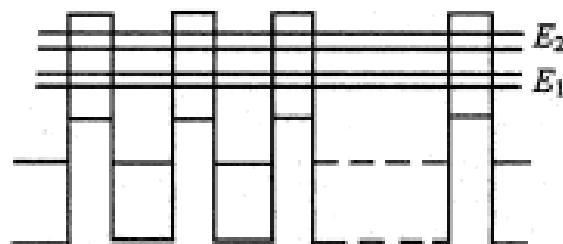


图 10.4 II型交错组分超晶格的能带图

掺杂超晶格

- **掺杂超晶格**：由材料相同但掺杂类型不同的大量重复相同的薄层长在同一块单晶上所形成，可以看作是大量pn结的重复，其周期比空间电荷区的宽度小很多，因而**全部pn结都是耗尽的**

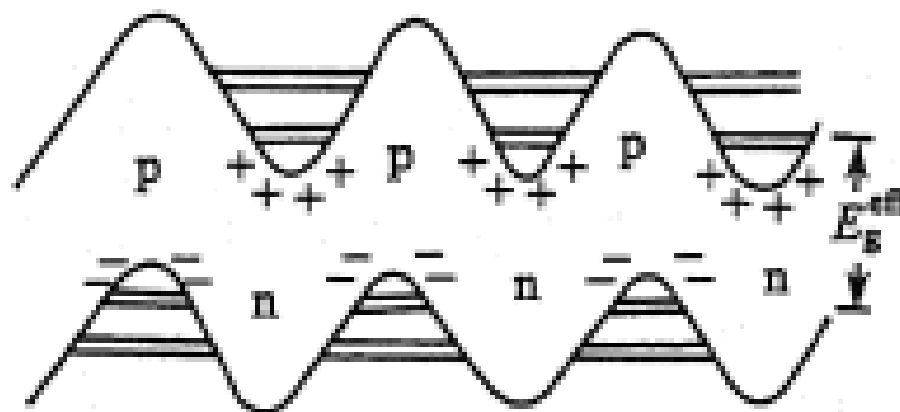


图 10.5 掺杂超晶格的能带图

第四章 半导体量子阱和超晶格

- 4.1 量子阱和超晶格的定义
- 4.2 量子阱和超晶格的能带和电子态
- 4.3 量子阱和超晶格的电学和光电特性
- 4.4 量子阱发光器件

超晶格的能带和电子态

- 超晶格中除了原有的晶格周期性势场之外，还存在着**一个人造的周期大得多的周期性势场**。可用多种方法从理论上计算出半导体超晶格的能带结构。有效质量近似的方法比较简单，用得较多，且和实验结果符合得较好。
- 半导体中有效质量方程为

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 + U(z)\right]\psi(z) = [E - E_n(0)]\psi(z)$$

式中， m^* 是半导体中电子或空穴的有效质量， $E_n(0)$ 是相应的带边能量。晶体微观结构的所有信息都集中表现在有效质量 m^* 和带边 $E_n(0)$ 上。 $U(z)$ 是半导体中的附加势能。

超晶格的能带和电子态

- 在组分超晶格中两种半导体的 m^* 和 $E_n(0)$ 不同, 有效质量方程应写成

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \nabla^2 \left(\frac{1}{m^*(z)} \nabla\right) + U(z) + E_n(0, z)\right] \psi(z) = E \psi(z)$$

- 式中 $\psi(z)$ 应该满足的边界条件是在异质结界面处波函数及 $\frac{1}{m^*} \frac{d\psi(z)}{dz}$ 连续.

超晶格的能带和电子态

- 对界面是突变异质结的 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 超晶格的导带和价带都是一系列的方形势阱
- 用有效质量近似的方法计算导带的电子能谱，得到最低的几个能级和 d 的关系如图所示
- 当势垒宽度 d 逐渐变小时，能级从高到低依次扩展成能带。这种情形和原子组成晶体的过程相似。不同的是现在这种结构的周期比晶体的周期大很多，而且电子的质量要用有效质量 m^* 来代替。

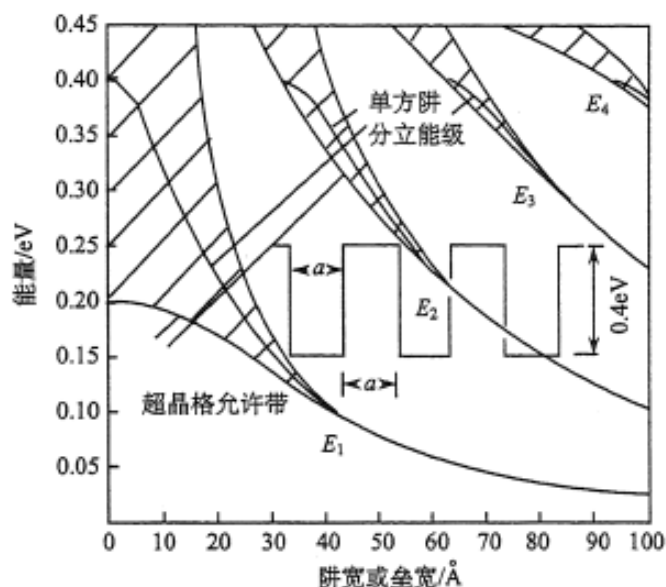


图 10.6 超晶格中最低的几个能级和势垒(势阱)宽度的关系

超晶格的能带和电子态

- 能量和波矢的关系如图所示。由于超晶格在 z 方向上的周期 d 是晶格周期 a 的 n 倍，所以它在 z 方向的第一布里渊区比单晶的缩小了 n 倍。超晶格的能带可以看成是原来GaAs能带的折叠而成的，由于势垒的作用形成了分立的能带

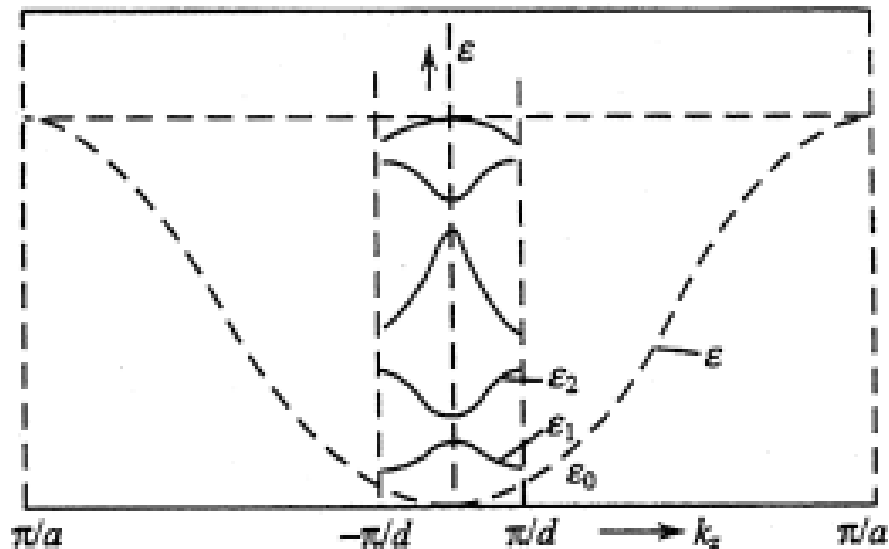


图 10.7 单晶和超晶格的能带

超晶格的能带和电子态

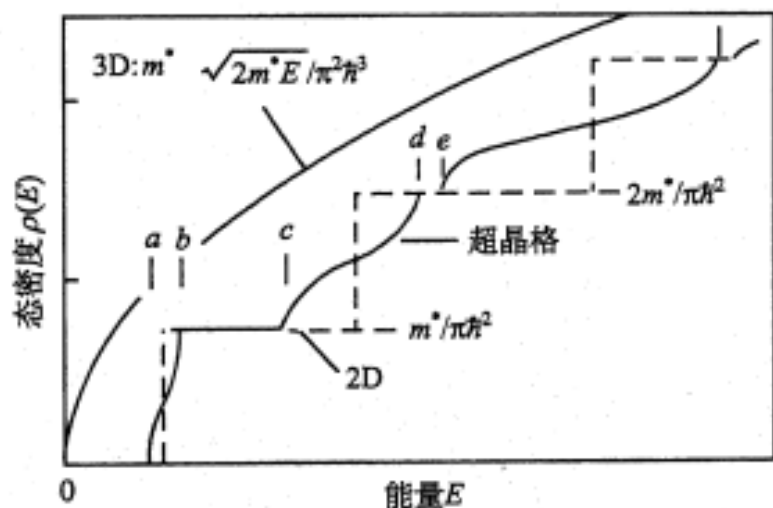


图 10.8 超晶格中电子的态密度和能量的关系

- 在超晶格结构中只有垂直于层的方向有这种周期性结构，而在平行于层的方向载流子仍是自由运动的
- 在超晶格中电子的态密度和能量的关系既不同于三维晶体中的抛物形，也不同于二维电子气的台阶状。
- 在两个台阶相衔接的地方不是突变而是缓变过渡。缓变说明垂直于结方向上的电子能量不再是分立的能级，而扩展成能带了。

超晶格的能带和电子态

- 在上面的讨论中都没有考虑电子电荷或空穴电荷对势能的影响。
- 但是，在计算有掺杂的超晶格的能带时，应该考虑到这种影响，同时解薛定谔方程（有效质量方程）和泊松方程以得到它的自洽解

薛定谔方程和泊松方程

薛定谔方程

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(z)} \frac{d\psi_i(z)}{dz} + V(z)\psi_i(z) = E_i\psi_i(z)$$

$$V(z) = \begin{cases} e\varphi(z) + \Delta E_c & \text{inside } QW \\ e\varphi(z) & \text{outside } QW \end{cases}$$

薛定谔方程和泊松方程

泊松方程

$$\frac{d}{dz}(\epsilon_0 \epsilon(z) \frac{d\varphi(z)}{dz}) = e[N_D^+(z) - n(z)]$$

量子阱外

$$n(z) = N_C \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2}\left(-\frac{E_C - E_F - e\varphi(z)}{kT}\right),$$

量子阱内

$$n(z) = \frac{m^*(z)kT}{\pi \hbar^2} \sum_i \ln[1 + \exp(\frac{E_F - E_i}{kT})] |\psi_i(z)|^2,$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_i(z)|^2 dz = 1.$$

调制掺杂量子阱的能带和电子态

GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 调制掺杂结构的导带边的能带弯曲、子带能级和电子密度分布

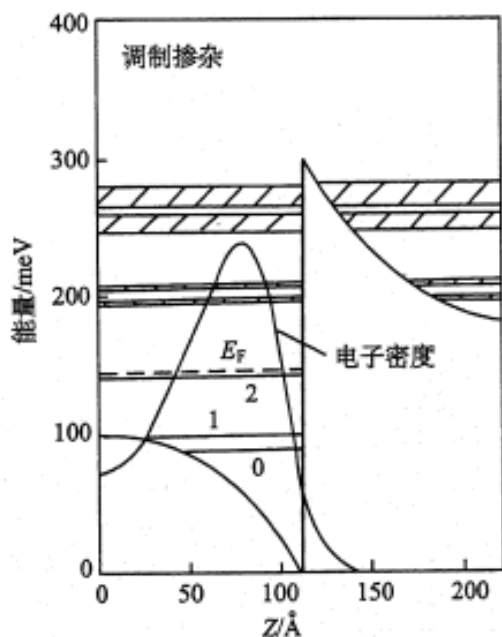


图 10.10 调制掺杂 $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 量子阱的自洽解

- 只画出了超晶格的半个周期，另半个周期与此完全对称
- 由于电子电荷对势能的影响，突变异质结界面所形成的势阱已不再是方形势阱，能带产生了显著的弯曲
- 在势垒比较薄的部分，由于相邻势阱的耦合，较高的子带扩展成能带

InAs-GaSb II型超晶格

- 在这种II型超晶格中，GaSb的价带边的位置高于InAs导带底的位置
- GaSb价带中的电子可以进入InAs的导带，在边界上形成能带的弯曲。界面两边积累的电子和空穴在界面上将形成较强的偶极层

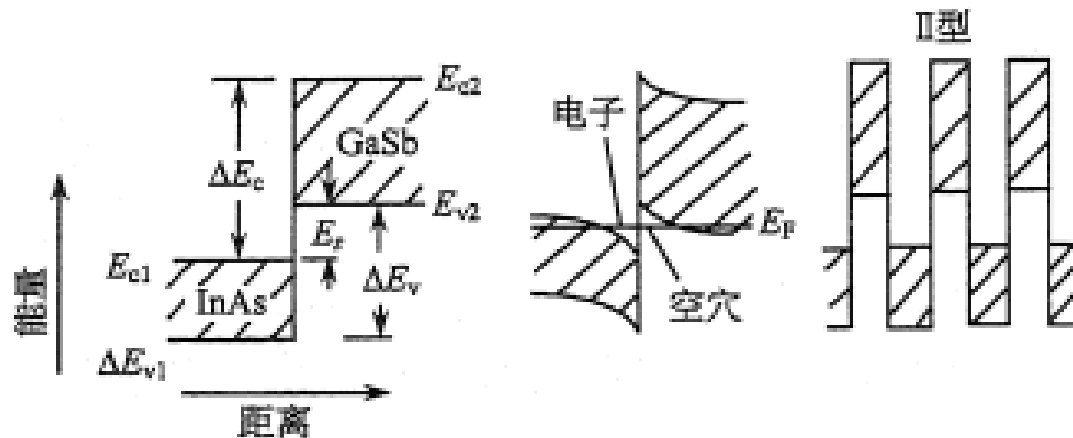
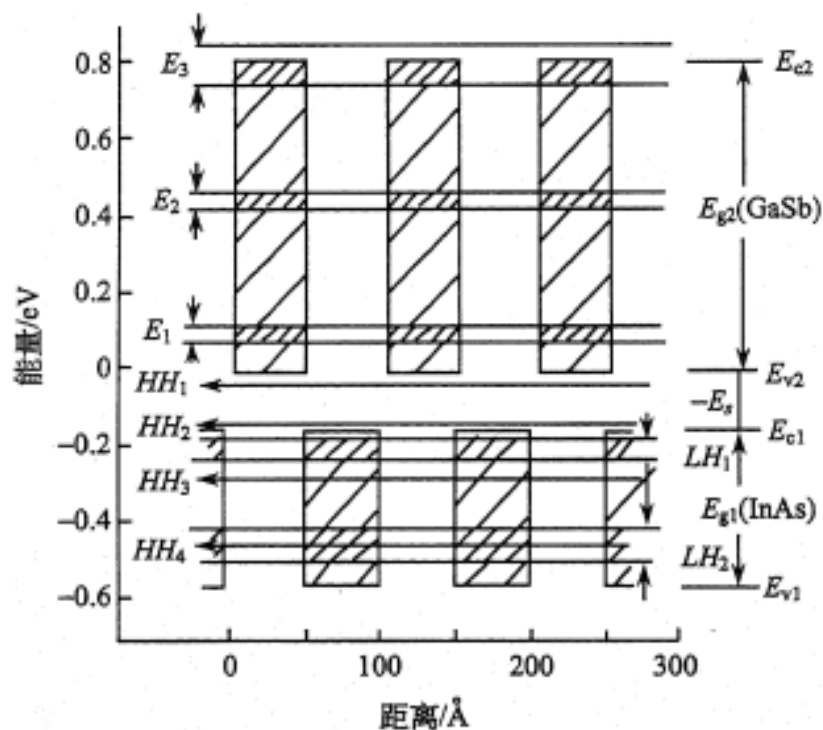


图 10.12 InAs-GaAs 异质结能带相对位置

InAs/GaSb超晶格的子带结构



- 图中 E_1 、 E_2 、 E_3 是电子的子带， HH_1 — HH_4 是重空穴的子带， LH_1 和 LH_2 则是轻空穴的子带
- 超晶格的禁带宽度等于 E_1 的下限和 HH_1 之间的距离

图 10.13 InAs-GaSb 超晶格的子带(周期 100Å)

应变层超晶格

- 在以上几种超晶格和量子阱中组成超晶格的两种材料的晶格常数都匹配得很好，异质结界面的缺陷可完全忽略
- 如果异质结对的晶格匹配不好，界面上将出现位错而严重影响量子阱的性质。但是，如果超晶格的每层的厚度足够薄，虽然晶格存在着一定程度的失配，只要失配不超过7%-9%，界面上的应力就可以把两侧的晶格扭在一起而不产生缺陷。这种超晶格称为应变层超晶格。

应变层超晶格

- 由于应力的作用，超晶格两层材料的平行于界面方向的晶格常数都要改变，趋于一个共同的晶格常数 $a_{//}$ ， $a_{//}$ 将由下式决定

$$a_{//} = a_1 \left[1 + \frac{f}{1 + (G_1 l_1 / G_2 l_2)} \right]$$

其中

$$G_i = 2 \left[C_{11}^i + C_{12}^i - \frac{2C_{12}^i}{C_{11}^i} \right]^2, \quad i = 1, 2$$

a_1 是某一层的未经应力改变的原始晶格常数， l_1 和 l_2 为两层厚度， f 是未经应力改变的材料晶格失配， G_1 和 G_2 是剪应力系数， C_{11}^1 、 C_{12}^1 和 C_{11}^2 、 C_{12}^2 是相应材料的弹性系数

应变层超晶格

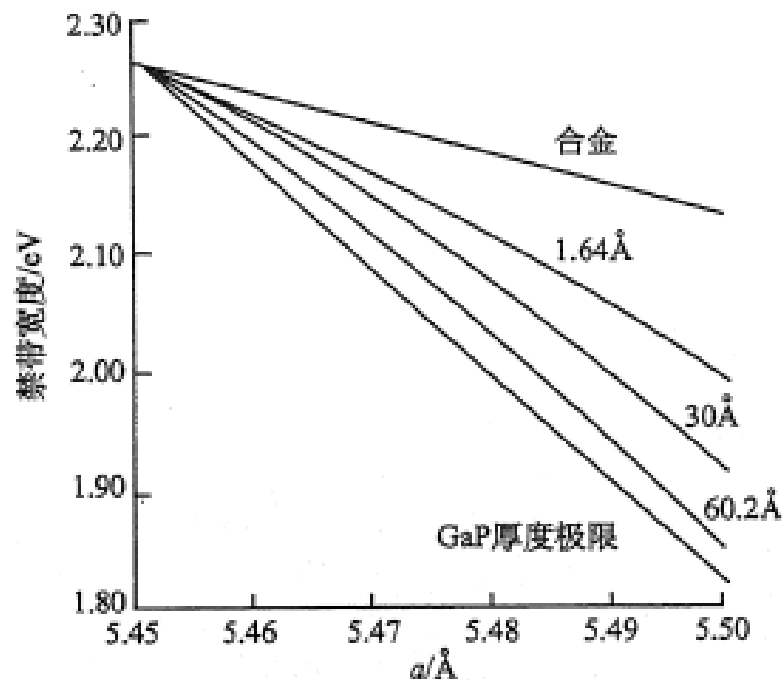


图 10.19 GaP-GaAs_xP_{1-x}应变层超晶格的禁带宽度和组分与层厚的关系, a 为三元合金的晶格常数

- 左图是用有效质量近似法计算得到的GaAs_xP_{1-x}/GaP应变层超晶格的禁带宽度和GaP层厚度及GaAs_xP_{1-x}三元合金的晶格常数的关系（晶格常数正比于组分）。
- 在每一种组分下改变GaP层的厚度可改变超晶格的禁带宽度。

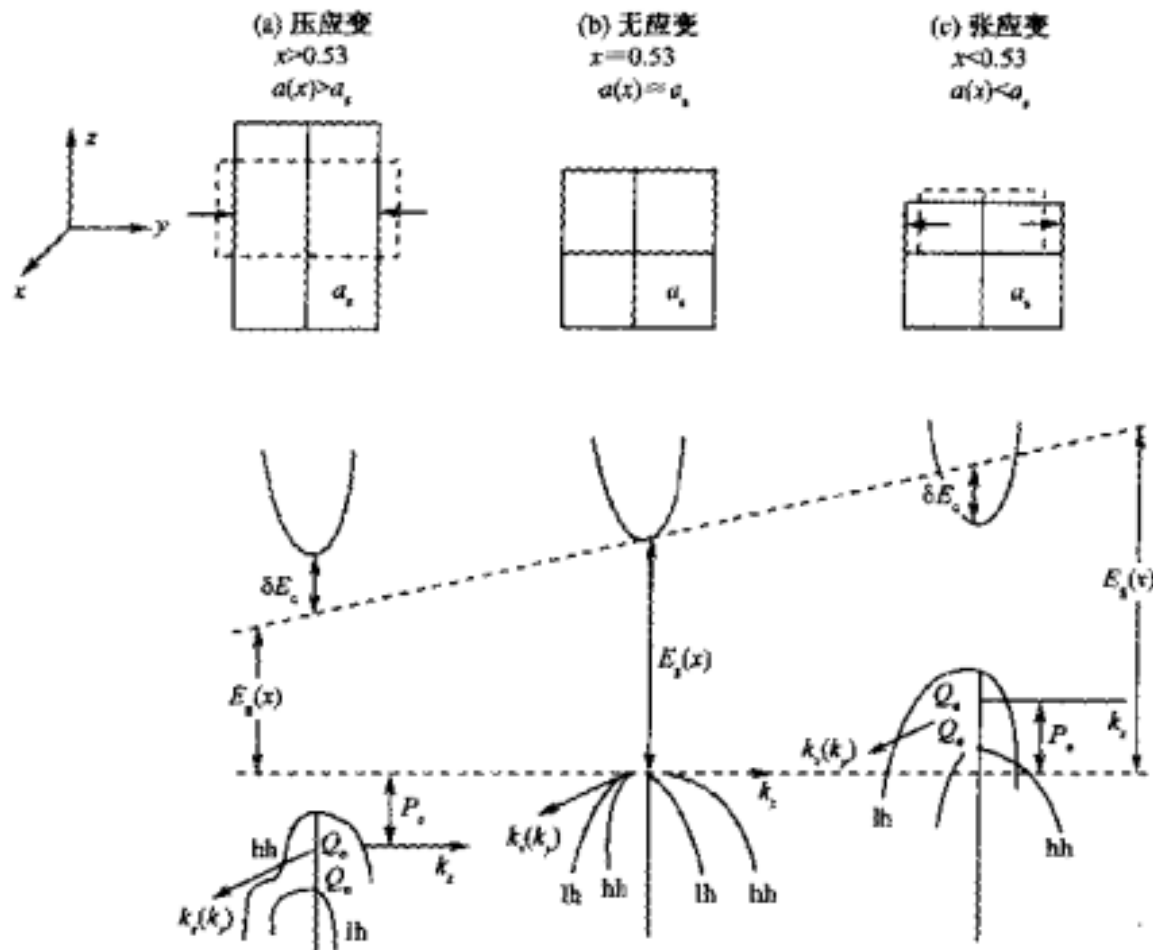
应变层超晶格

- 应变层超晶格不仅可扩大组成超晶格的种类，而且对超晶格性质的剪裁的自由度更大了。
- 对于像 $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ 和GaP这样间接带隙的材料，组成超晶格后由于布里渊区的折叠可变成直接带隙的材料，因而增加了光跃迁的概率。

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变量子阱

- $x=0.53$, 晶格匹配
- $x>0.53$, InGaAs处于压应变
- $x<0.53$, InGaAs处于张应变
- 应变的影响:
 - 使导带和价带发生整体相对移动, 禁带宽度发生变化
 - 立方晶体的对称性被破坏, 使原来简并的价带能级分裂, 并改变能带形状

不同应变状态下应变量子阱在动量空间的能带结构



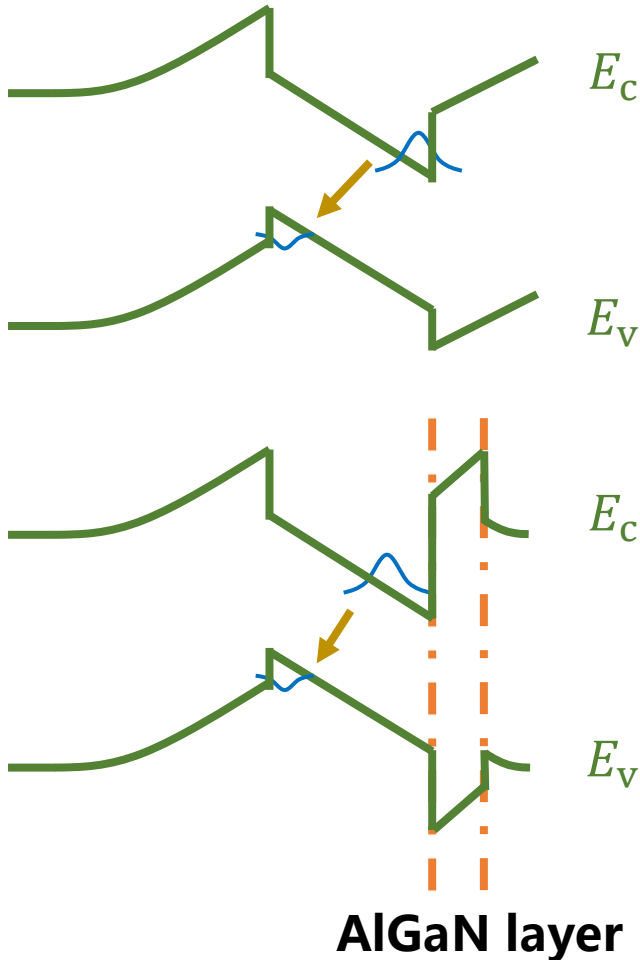
应变补偿量子阱

- 在应变量子阱的垒层中引入与阱层相反类型的应变
- 使阱宽与其应变大小的乘积的绝对值等于垒宽与其应变大小的乘积的绝对值
- 从而每个周期的净应变为零，这就是应变补偿量子阱
- 例如，红光InGa_N量子阱（高In组分）必须采用AlGa_N作势垒才能获得较高的晶体质量（跟Ga_N晶格匹配）

AlGaN 补偿层实现 InGaN 红光 LED

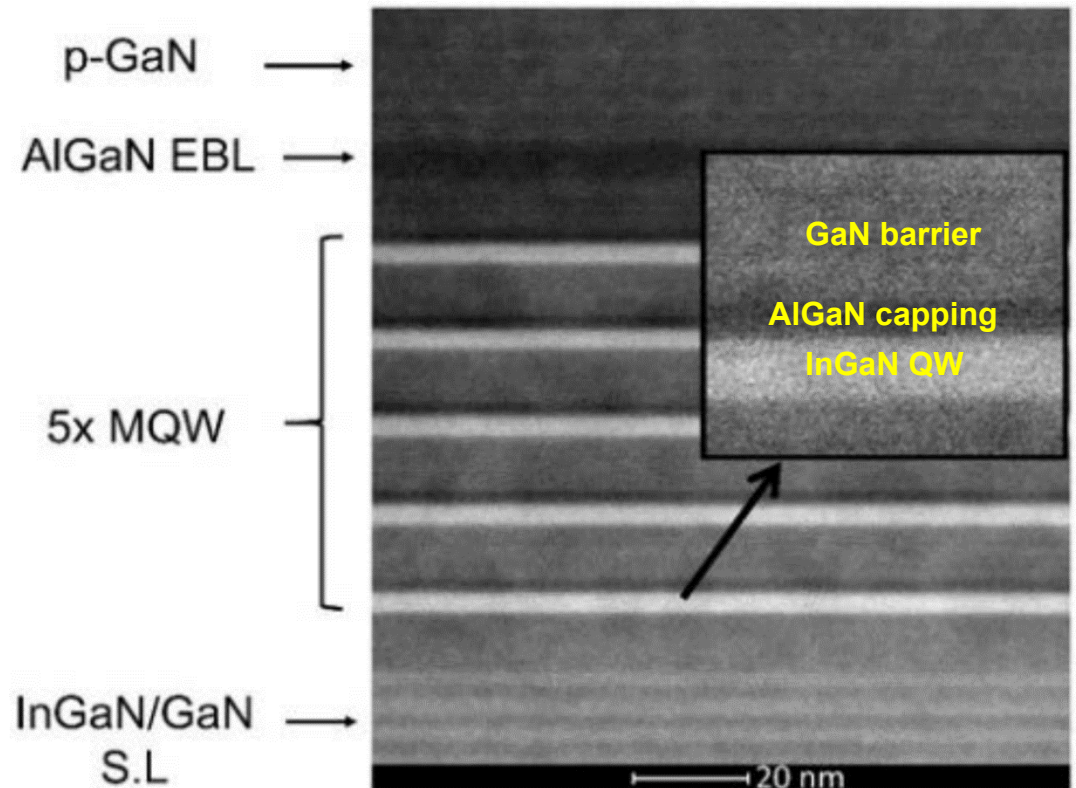
能带理论:

- 增加电子-空穴波函数重叠



外延生长:

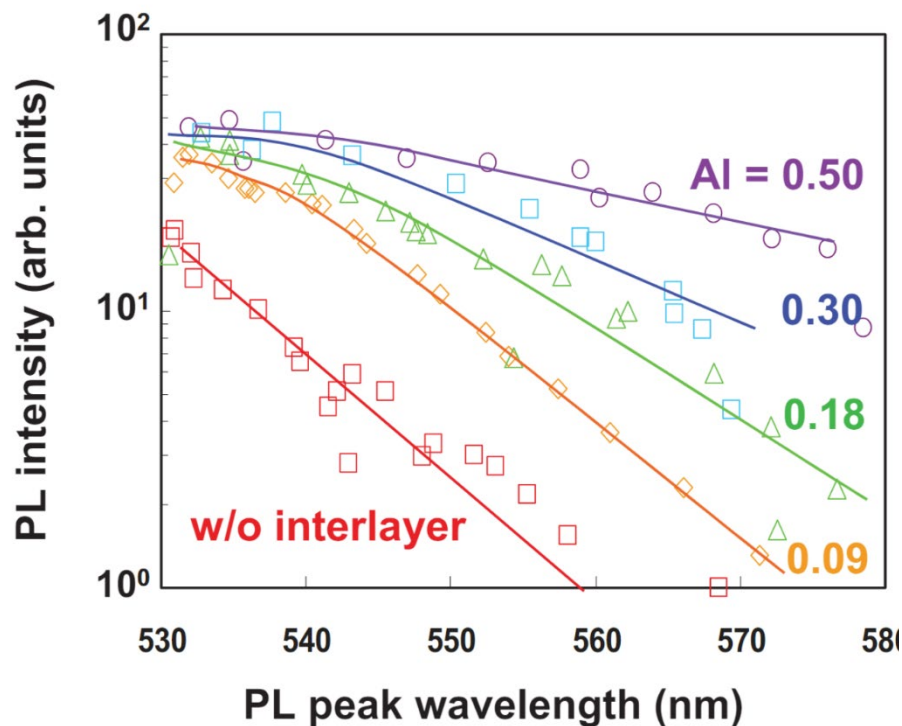
- 补偿高In组分带来的应力失配
- AlGaN盖层阻止In组分脱附



AlGaN 补偿层实现 InGaN 红光 LED

黄绿光LED:

- 对比实验证明AlGaN层有效增加发光效率与峰值波长

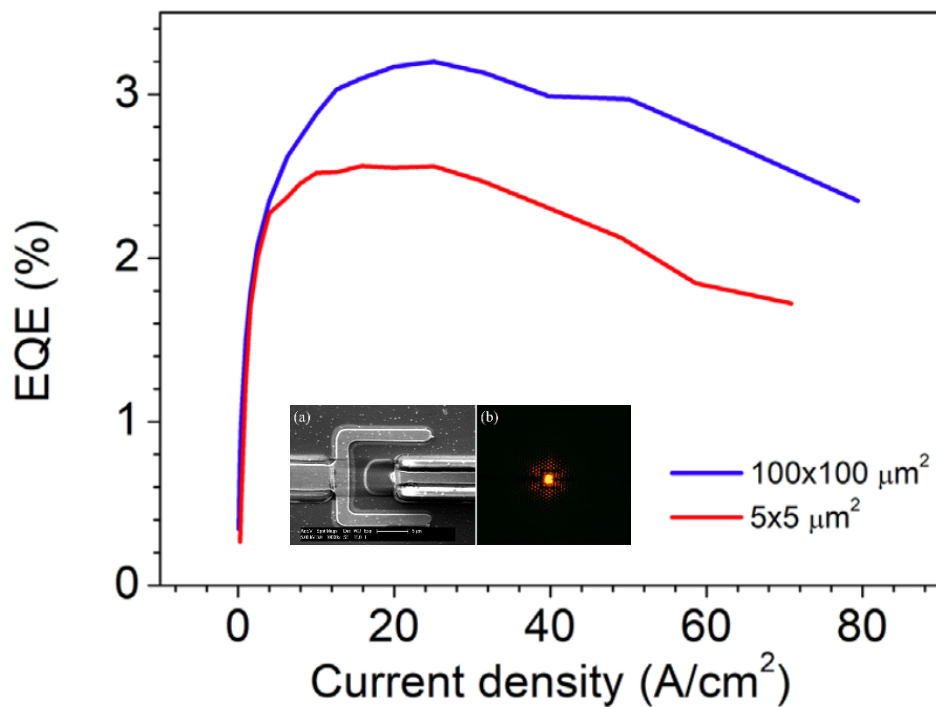


Phys. Status Solidi A 209, No. 3, 473–476 (2012)

半导体能带工程 (2024春)

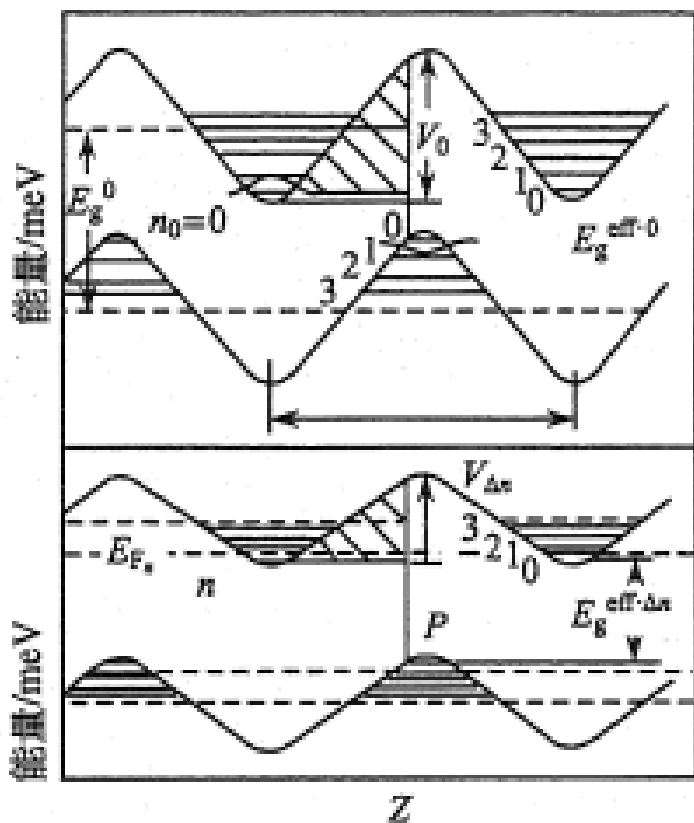
红光LED:

- 国际目前最好的红光InGaN micro-LED结果



Appl. Phys. Lett. 120, 041102 (2022)

掺杂超晶格



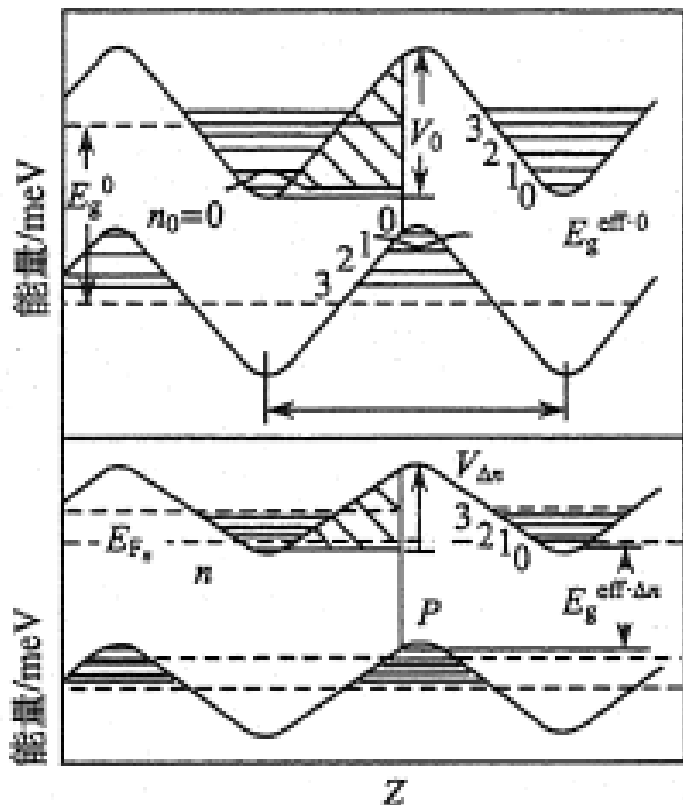
- 掺杂超晶格不是异质结超晶格，它是由掺杂周期性变化的同一种材料形成的
- 周期性交替的 p 型和 n 型掺杂（包括 pin 结构）使势能出现空间调制
- 在 n 型层中浓度为 N_D 的施主全电离带正电，在 p 型层中浓度为 N_A 的受主全电离带负电，在导带和价带分别形成电子和空穴的势阱
- 和组分超晶格类似，在这些势阱中电子在垂直于层的方向上的能量将分裂成一系列的子带

掺杂超晶格

- 掺杂超晶格的等效禁带宽度应为

$$E_g^{eff} = E_g - V_0 + E_{C,0} + E_{V,0} \approx E_g - V_0$$

- 其中 $E_{C,0}$ 和 $E_{V,0}$ 相应为导带中最低子带和导带底之能量差以及价带中最高子带和价带顶之能量差。这两个值一般比 E_g 小很多， V_0 和掺杂浓度及周期有关
- 可以用调节掺杂浓度和层厚来改变等效禁带宽度。只要掺杂浓度足够高，就可以使超晶格的等效禁带宽度从负值一直变到 E_g



掺杂超晶格

和组分超晶格相比，掺杂超晶格有以下两个重要的特点：

- ① 掺杂超晶格中电子和空穴分别限制在空间位置不同的势阱中。这点有些像II型组分超晶格的情形，但分离的程度比II型组分超晶格更为严重。所以，一旦有过剩电子和空穴出现，它们之间的带间复合将很小，因而过剩载流子的寿命将较长。
- ② 因为掺杂超晶格的能带调制是由掺杂造成的空间电荷的调制引起的。如果一旦有过剩载流子出现将严重影响到能带的形状。光激发时光生载流子将被内电场分开，电子流向n区，空穴流向P区，抵消了空间电荷的作用，从而使调制度减弱。因此，等效禁带宽度将随光照而变宽，光强大时将趋于半导体原来的禁带宽度 E_g

第四章 半导体量子阱和超晶格

- 4.1 量子阱和超晶格的定义
- 4.2 量子阱和超晶格的能带和电子态
- 4.3 量子阱和超晶格的电学和光电特性
- 4.4 量子阱发光器件

垂直于超晶格方向的电子输运

隧穿概率 TT^* 和电子能量的关系图

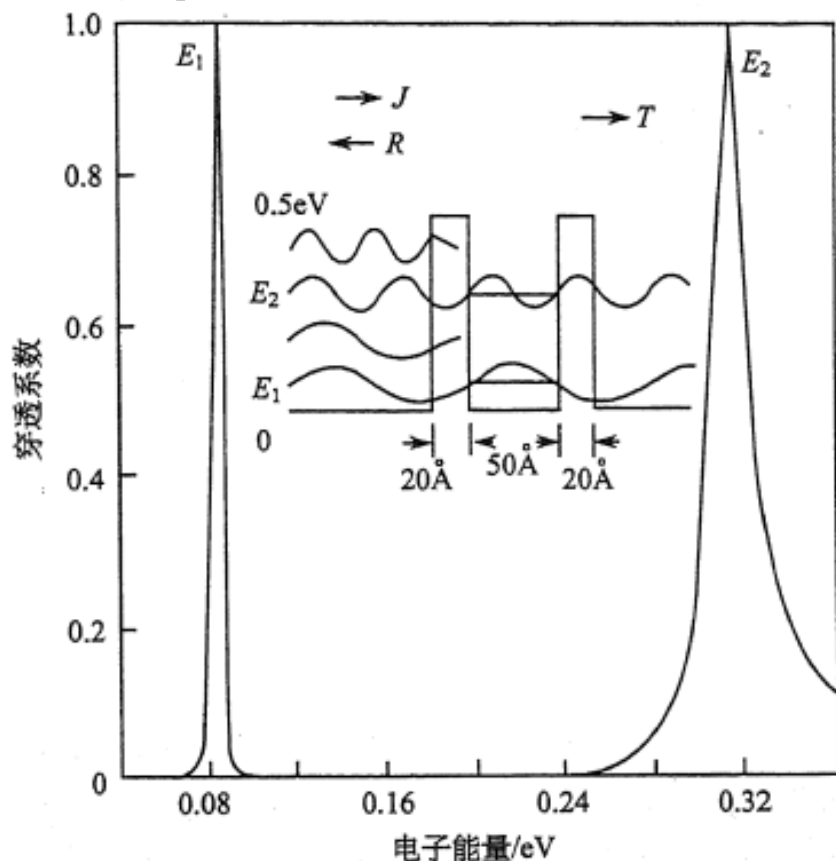


图 10.23 一维双势垒超晶格结构的隧穿特性

- 考虑一个一维的双势垒结构，当势垒层足够薄时电子应能以隧道方式穿透势垒。
- 但是，在这种量子阱结构中，只有当势垒左侧的电子的能量和量子阱中允许的分立的能级一致时，电子才能几乎无反射地隧道穿透整个结构而进入势垒的右侧，而其他能量的电子将被反射回来而不能通过。这种现象称为**共振隧道效应**

垂直于超晶格方向的电子输运

双势垒、三势垒和五势垒的超晶格系统的计算结果

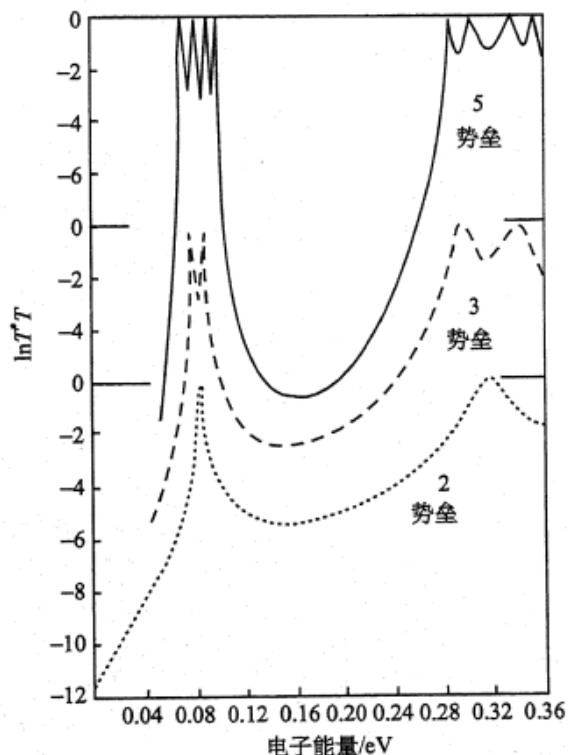


图 10.24 超晶格中电子的隧穿概率和电子能量的关系

- 对一个有几个势阱的超晶格系统，解薛定谔方程，使其波函数及其一次微商在每一个界面处连续，可以推导出整个系统的反射强度和透射强度
- 两个势阱的系统的共振能量分裂成两个峰，四个势阱的系统分裂成四个峰
- 可以预料，当n的数目足够大时，量子阱中的分立能级将扩展成能带。

垂直于超晶格方向的电子输运

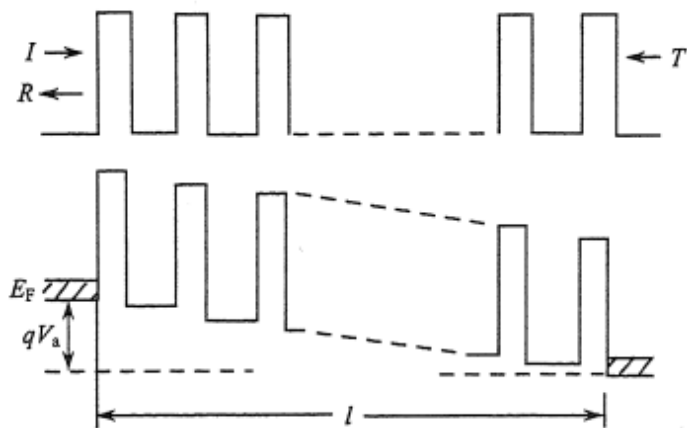


图 10.25 具有 n 个势阱的超晶格结构

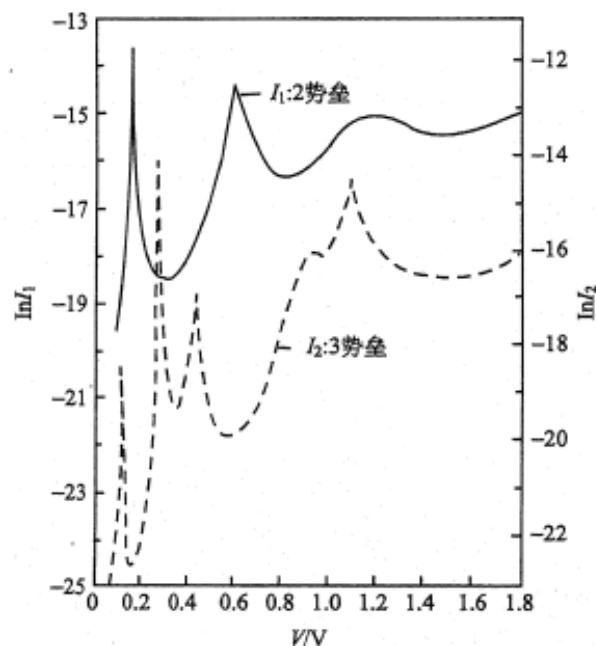


图 10.26 双势垒和三势垒超晶格的伏安特性理论值

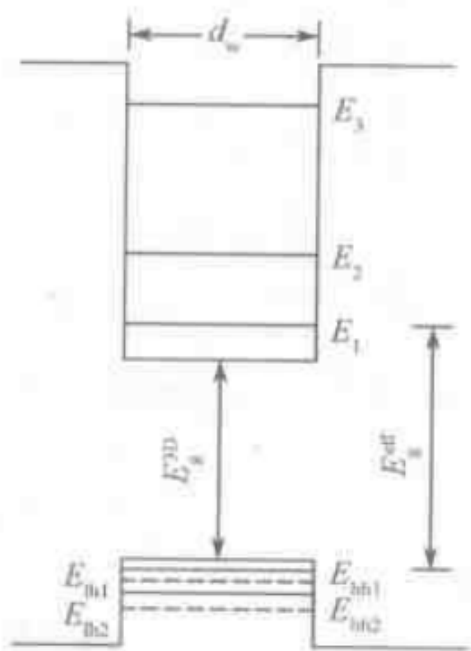
超晶格的伏安特性

$$J = \frac{qm^*kT}{\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty T^* T \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_F - E_1)]/kT}{1 + \exp[(E_F - E_1 - qV)]/kT} \right) dE_1.$$

在超晶格结构的伏安特性曲线上存在着负阻区，势垒的高度和厚度愈大负阻愈大．这种结构可以用来做振荡器．

单量子阱中的电子状态

假设一维无限深势阱，采用有效质量近似方法求解薛定谔方程



电子总能量 $E = E_z + E_t = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e d_w^2} n^2 + \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_x^2 + k_y^2)$

相邻能级间能量差 $\Delta E_{n,n+1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_e d_w^2} (n + \frac{1}{2})$

有效禁带宽度 $E_g^{eff} = E_g^{3D} + [\frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e d_w^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{hh} d_w^2}]$

图 9-12 单量子势阱

实际有限深势阱，能级数和能级间隔会随 ΔE_c 和 ΔE_v 降低而减少

量子阱中二维电子气的态密度

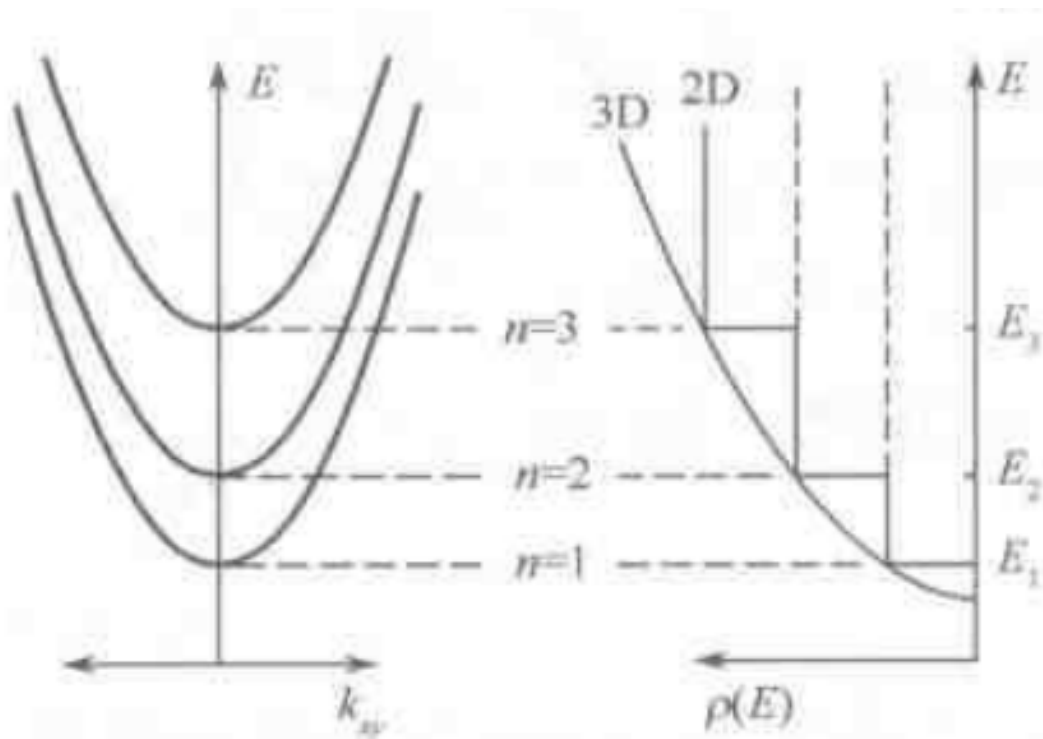


图 9-14 二维自由运动电子的状态密度与能量的关系

量子阱中的跃迁选择定则

电子能量 $E_{c,n} = E_c(n) + \frac{\hbar^2}{2m_e}(k_x^2 + k_y^2)$

n, n' 均为量子数

空穴能量 $E_{v,n'} = E_g^{3D} + E_v(n') + \frac{\hbar^2}{2m_h}(k_x^2 + k_y^2)$

$k=0$ 处, 跃迁选择定则 $n = n'$

跃迁能

$$\Delta E_{n,n'} = E_g^{3D} + E_c(n) + E_v(n')$$

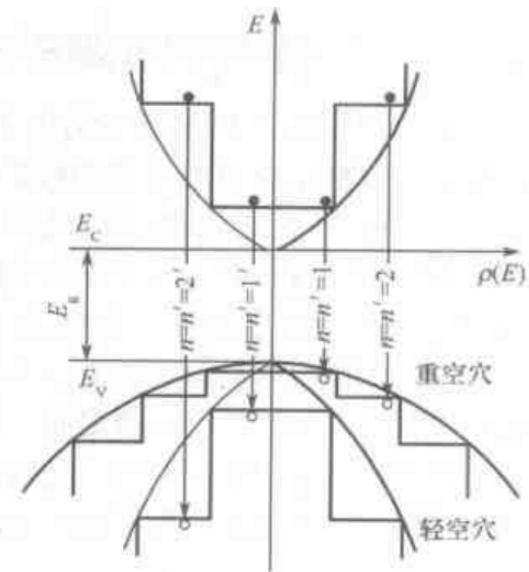


图 9-19 量子阱中电子跃迁的选择定则

量子阱中的跃迁选择定则

当 k 偏离0点时，轻重空穴带开始混合， $\Delta n \neq 0$ 的跃迁也会出现

在电场作用下， $\Delta n = \pm 1$ 的跃迁会随着电场的增大逐渐增强，最终超过 $\Delta n = 0$ 的跃迁

除能量守恒外，还需满足动量守恒

直接跃迁 $hk' - hk = \text{光子动量} \approx 0$
 $k' = k$

间接跃迁 $(hk' - hk) \pm hq = \text{光子动量} \approx 0$
(概率低) $k' - k = \pm hq$

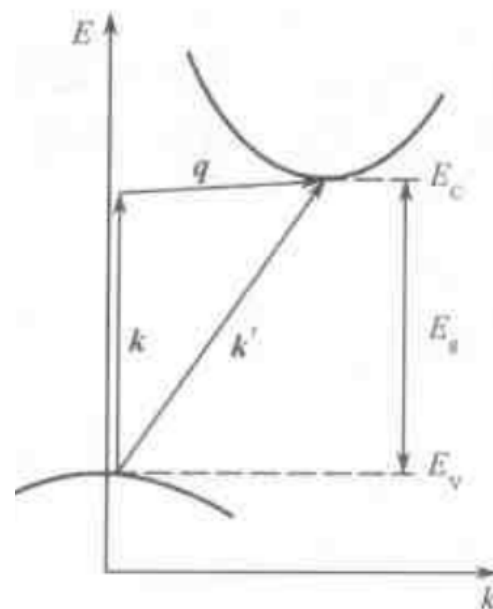


图 9-20 间接跃迁动量守恒示意图

量子阱中的激子效应

- 在光跃迁过程中，被激发的电子和空穴由于库仑引力的相互作用形成束缚态的电子-空穴对，称为**激子**
- 根据库仑引力束缚的强弱，激子分为：
 - **弗伦克尔激子**：电子-空穴对的**间距与晶格常数相当**，被束缚在原胞范围内，属于紧束缚激子，这种激子主要在绝缘体、有机物中
 - **万尼尔激子**：电子-空穴对的**间距较大（约10nm量级）**，属于弱束缚激子，这种激子主要是在半导体中，它可以在整个晶体中运动，但由于它作为一个整体是电中性的，因此并不形成电流。
- 激子在运动过程中可以通过两种途径消失：
 - 通过再次激发使激子形成自由电子和自由空穴
 - 激子中的电子和空穴通过复合而消失同时放出能量

量子阱中的激子效应

弱束缚激子中电子和空穴之间的相互作用类似于氢原子电子与质子的相互作用，因此可以用类氢模型处理。

$$\left[-\frac{1}{2m_{\mu}} \nabla^2 - \frac{q^2}{\varepsilon r} \right] \varphi_n(r) = E_{ex} \varphi_n(r)$$

其中， ε 是半导体材料的介电常数， r 是电子-空穴对的间距， $E_{ex}=E_n-E_g$ 是激子的束缚能， $\varphi_n(r)$ 是有效质量近似下激子态的包络函数。 m_{μ} 是激子（电子-空穴对）的折合有效质量

$$m_{\mu} = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p}$$

量子阱中的激子效应

$$\left[-\frac{1}{2m_{\mu}} \nabla^2 - \frac{q^2}{\varepsilon r} \right] \varphi_n(r) = E_{ex} \varphi_n(r)$$

本征能量 $E_{ex}^{3D} = -\frac{R^*}{n^2}$

本征函数 $\varphi_{1s}^{3D} = \frac{1}{\sqrt{\pi} a_B^{3/2}} e^{-\frac{r}{a_B}}$

其中, R^* 是有效里德伯常数, $R^* = \frac{m_{\mu} q^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2}$

a_B 为有效波尔半径 $a_B = \frac{\varepsilon \hbar^2}{m_{\mu} q^2}$

量子阱中的激子效应

- ◆ 当 $E_n - E_g < 0$ ，在能量低于本征吸收限 E_g 的一侧产生一系列分立激子吸收峰
 - $n=1$ 时是激子的基态能级 $E_1 = E_g - R^*$;
 - $n=\infty$ 时是激子的激发态能级 $E_\infty = E_g$ ，相当于导带底，激子的束缚能 $E_{ex} = 0$ ，表示电子和空穴完全脱离了相互束缚，电子进入了导带，而空穴则留在价带。
- ◆ 当 $E_n - E_g > 0$ ，即在能量高于本征吸收限 E_g 的一侧是连续的吸收光谱。

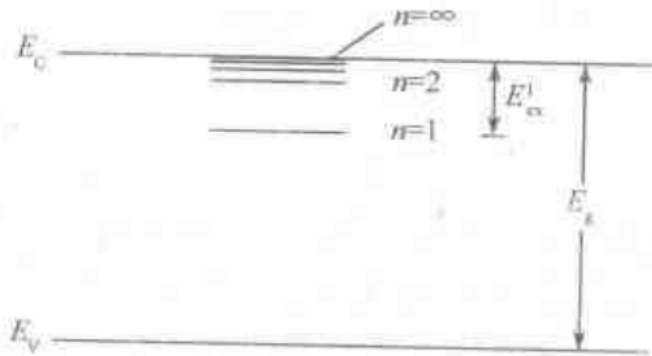


图 9-21 激子能级示意图

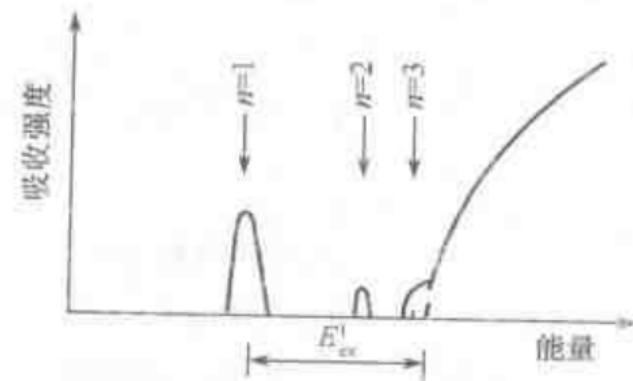


图 9-22 激子吸收光谱示意图

量子阱中的激子效应

二维情况下

$$E_{ex}^{2D} = -\frac{R^*}{\left(n - \frac{1}{2}\right)^2}$$
$$\phi_{1s}^{2D} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2}{a_B} e^{-\frac{r}{a_B/2}}$$

◆ 二维激子基态 ($n=1$)

- 束缚能是三维激子的4倍
- 波函数的范围仅是三维激子的一半
- 因此在室温下就能观察到很强很尖锐的激子吸收峰

- ## ◆ 各激子吸收峰的位置都在相应子能带之下，量子阱中的激子波函数在 z 方向受到压缩，被限制在很小区域内

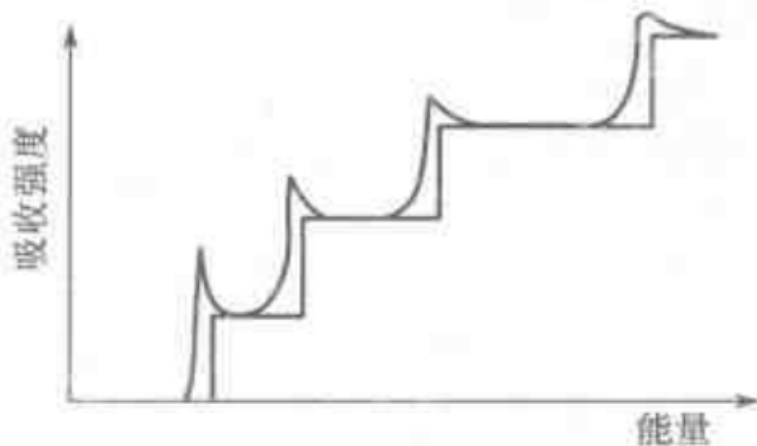


图 9-23 二维激子吸收光谱示意图

量子阱中的激子效应

- ◆ 实际的最子阱或超晶格二维激子的束缚能和上述的理论分析存在差异，它与势阱宽度 d_w 、电子和空穴的势垒高度（ ΔE_c 和 ΔE_v ）有关。
 - ◆ 势阱宽度 $d_w > 2a_B$ ，激子的特性和三维情况差不多。
 - ◆ 当势阱宽度非常薄时，二维激子的束缚能将下降，这是由于 ΔE_c 和 ΔE_v 都是有限的，随着势阱宽度的减小，电子（空穴）分立能级的上升（下降），与势垒顶部的距离变小，势阱中电子或空穴渗透到势垒中的概率增大，势垒限制作用的减弱直接导致库仑束缚能的下降。
- ◆ 对于有限高势垒，存在一个临界的势阱宽度 d_w ，大约为 $0.5a_B \leq d_w < a_B$ ，激子的束缚能在 $2R^* < E_{ex}^{2D} < 3R^*$ 之间

量子阱激子实测吸收光谱

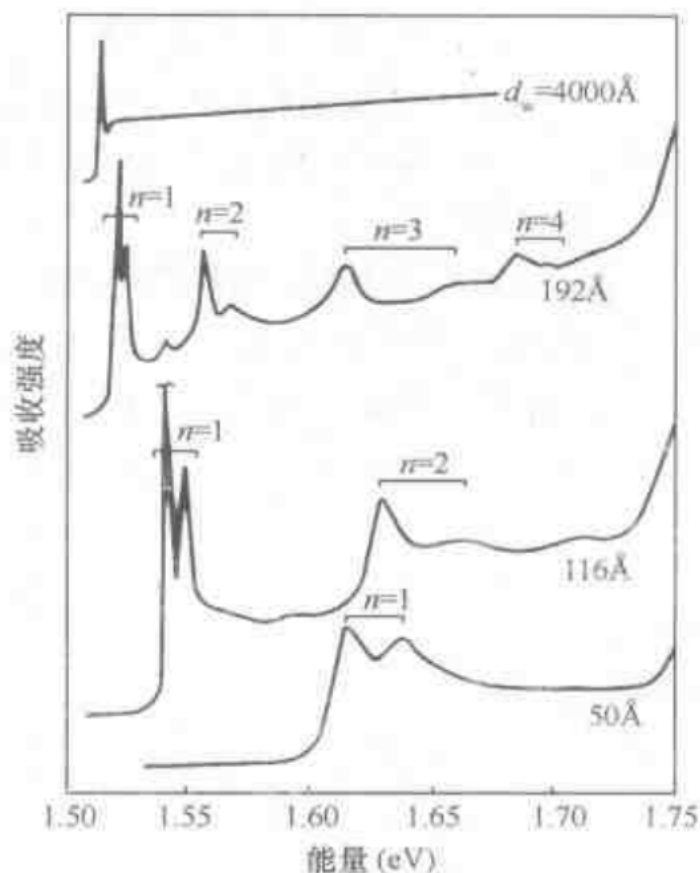


图 9-24 量子阱的激子实测吸收光谱

- $d_w = 4000 \text{ Å}$, 体材料激子吸收峰
- $116 \text{ Å} < d_w < 192 \text{ Å}$, 一系列激子峰,
 - 第一个峰对应的能量比体材料激子峰的能量高
 - 双峰, 对应 $E_1 \rightarrow E_{hh1}$ 和 $E_1 \rightarrow E_{lh1}$
- $d_w < 50 \text{ Å}$, 激子峰减弱, 二维激子束缚能下降

室温荧光特性

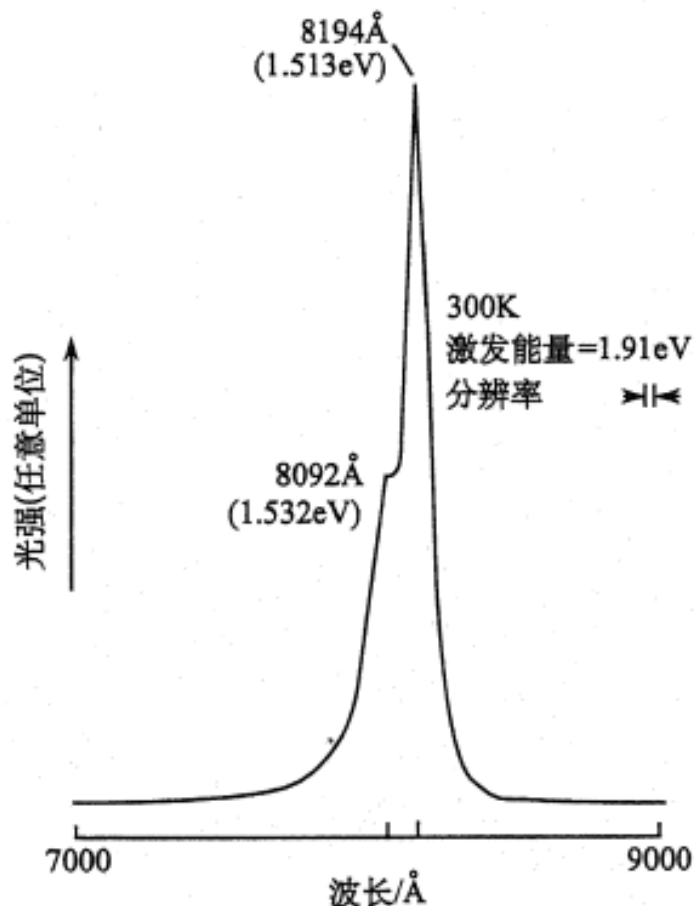


图 10.44 GaAs(55Å)-Al_{0.33}Ga_{0.67}As(170Å)
量子阱的光荧光谱

- 对荧光峰的本质有两种不同的意见
- 一种意见认为室温下量子阱中的复合也是以自由激子的复合为主，**两个荧光峰值相应于轻重空穴激子的复合**
- 他们的依据是这两个峰值的位置与激发光谱上看到的两个激子吸收峰 (1.534和1.512eV) 符合得很好
- 荧光峰的高能带尾则是由于子带之间的自由载流子的复合引起的

室温荧光特性

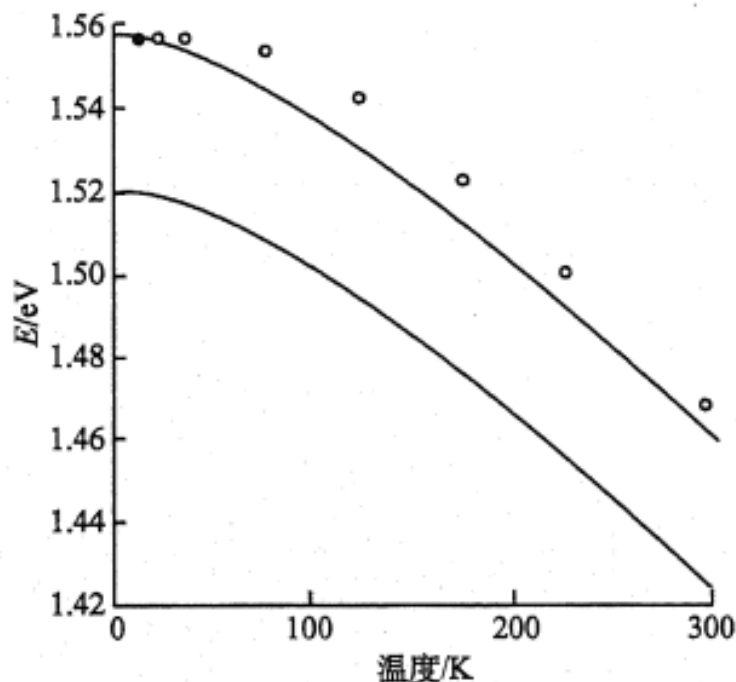


图 10.45 GaAs(100Å)-Al_{0.26}Ga_{0.74}As(200Å) 多量子阱的光荧光峰值的光子能量和温度的关系

- 另一种意见则认为，室温下的光荧光**不是**激子复合而**主要是**子带间自由载流子复合产生的。
- 他们测量了不同温度下荧光主峰的光子能量，发现实验点正好比最低子带的重空穴激子应具有的能量（上面的实线）高出约10meV（如图中的圆圈所示），这正好是重空穴激子的束缚能。这说明激子已经电离而变为自由载流子

超晶格和量子阱中的电子-声子相互作用

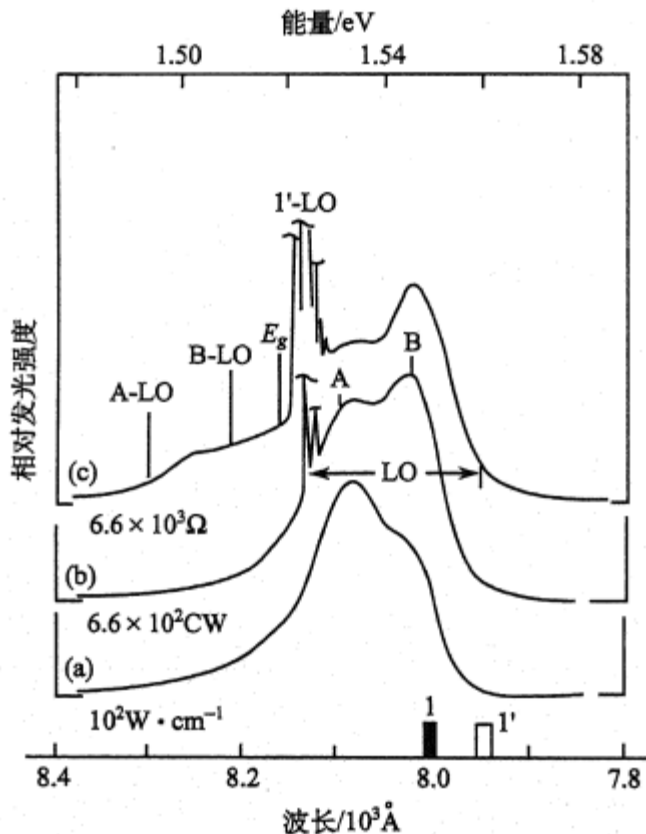


图 10.46 GaAs-Al_xGa_{1-x}As 量子阱的受激光发射谱

- 由于势阱对电子的限制作用，量子阱中电子和声子将有很强的耦合
- 在MOCVD生长的GaAs/Al_xGa_{1-x}As量子阱的低温激光光谱上曾看到过这种耦合
- 当激发光功率逐渐增大时，激光不是发生在子带边（横坐标上黑色和白色柱体标明的位置）复合的波长上，也不发生在激子复合（A和B箭头所指）的波长上，而是发生在离子带边一个光学声子能量的地方（约36 meV左右）

电场对光谱的影响

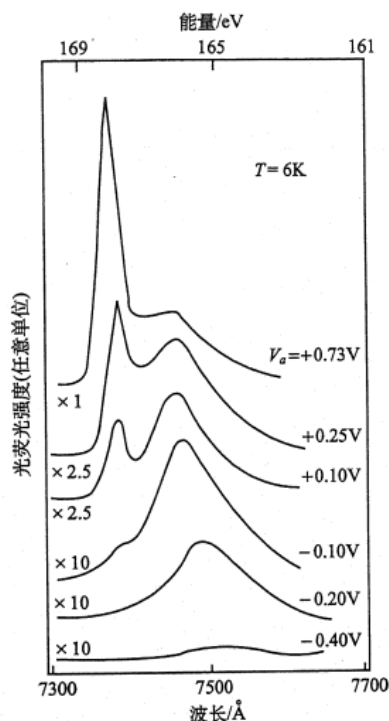


图 10.47 GaAs-AlGaAs 量子阱的
光荧光和垂直电场的关系

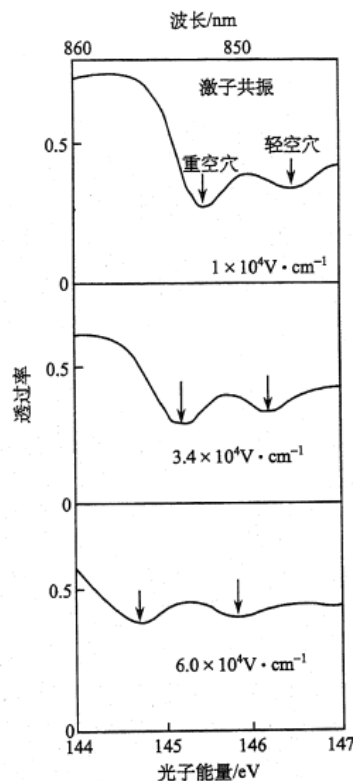


图 10.48 GaAs(90Å)-AlGaAs(98Å)多量
子阱在不同外加电场下的吸收光谱

- 随电场的增加，荧光峰位置移动，并且强度减弱，甚至淬灭
- 造成这一现象的原因可能有两个：
 - 一是电场使量子阱中的电子和空穴向不同的方向偏离，改变了激子的束缚能，并且减少了电子和空穴在空间的覆盖区域而降低了激子的跃迁概率。
 - 另一个是电场对量子阱势场的影响增加了载流子以隧道方式穿出阱外的概率，从而使荧光淬灭