

《半导体能带工程》

第三章 半导体异质结

电子系 汪莱

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

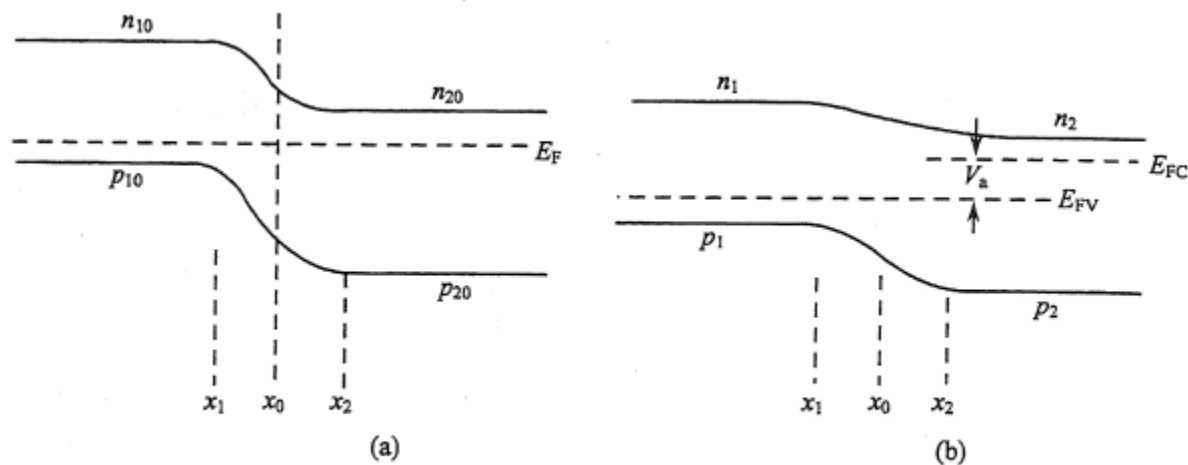


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

异质结的注入比

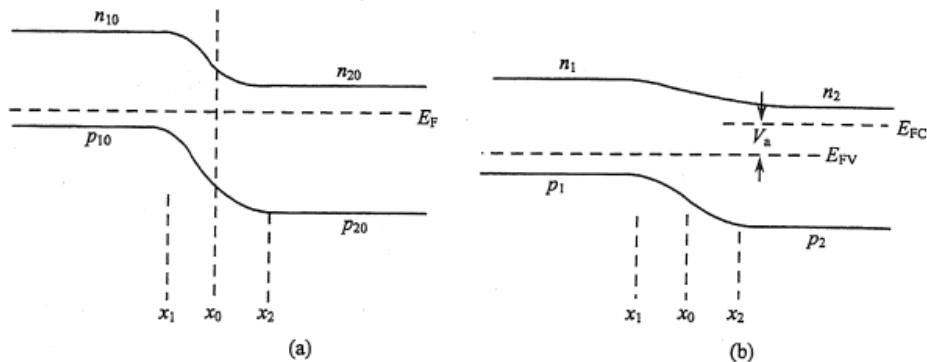


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

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

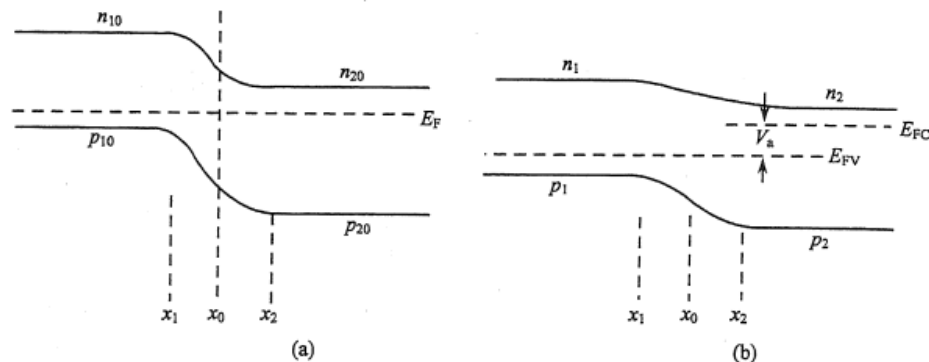


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

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

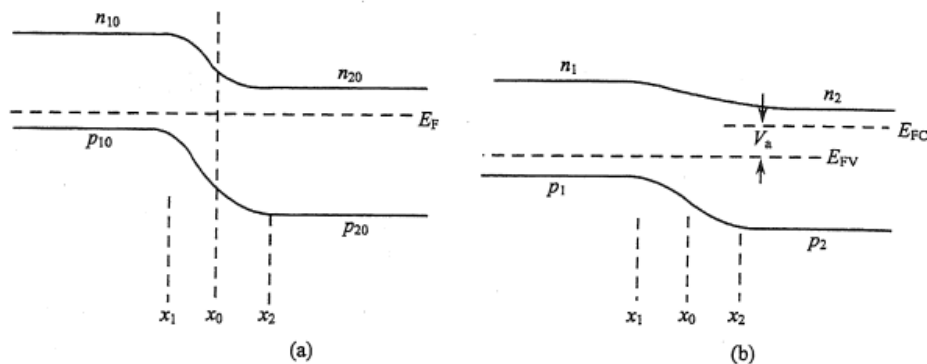


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

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

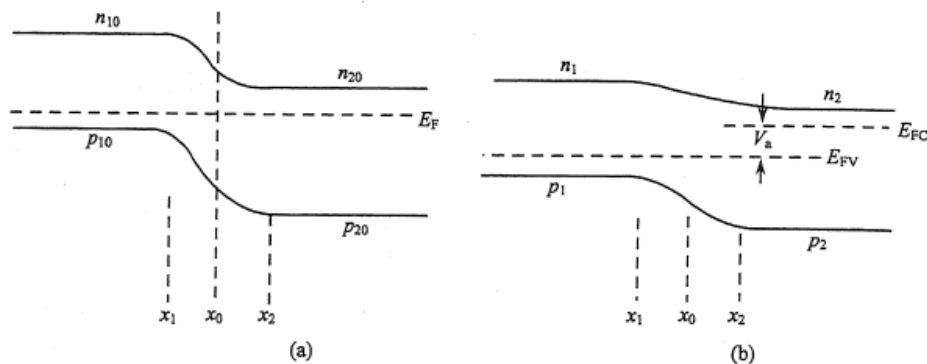


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

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

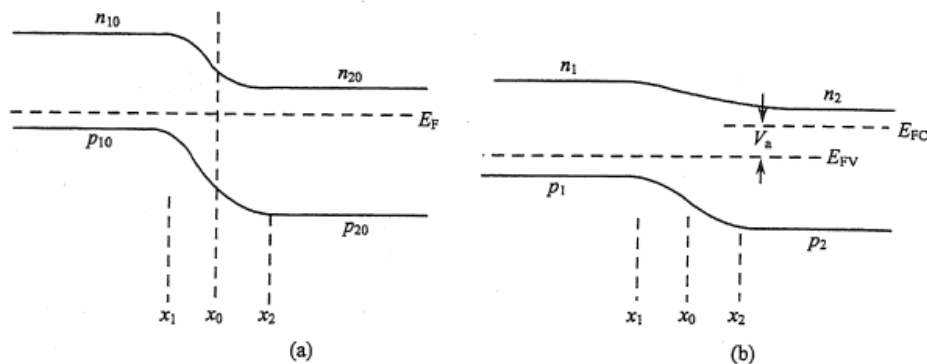


图 4.1 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 的能带图

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

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子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

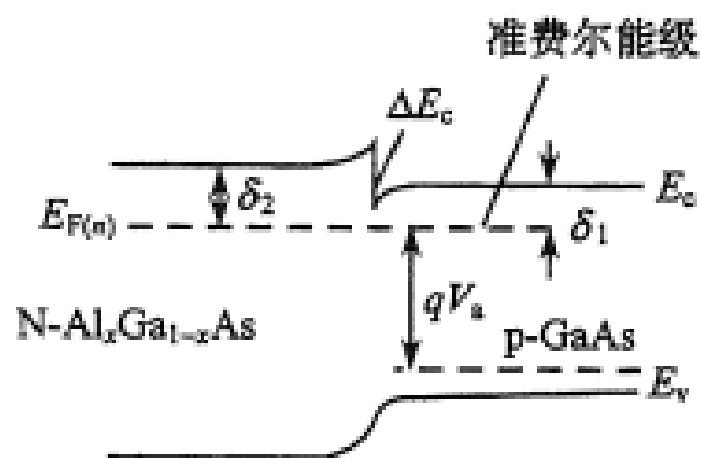


图 4.3 加正向电压后的
 $p\text{-GaAs}$ - $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结

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 $n_1 > n_2$

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

伏安特性的微商研究法

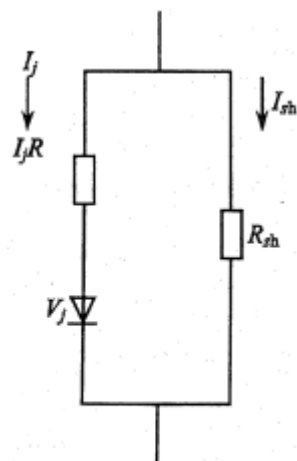


图 4.31 异质结二极管的等效电路

用微商法研究伏安特性比用直流测量方法更灵敏，并能对异质结这种比较复杂的结构提供更多一些的信息。实际异质结二极管可以画成如图所示的等效电路，它由分路电阻 R_{sh} 、串联电阻 R 与理想的 pN 结相结合而成，因而有

$$I = I_j + I_{sh} = I_j + V / R_{sh}$$

$$= V / R_{sh} + I_s [e^{qV_j / \beta kT} - 1]$$

因 $V_j = V - I_j R = V - (I - I_{sh})R = V - (I - \frac{V}{R_{sh}})R = (1 + \frac{R}{R_{sh}})V - IR$

所以有 $I = V / R_{sh} + I_s \{ \exp \{ [(1 + \frac{R}{R_{sh}})V - IR] \frac{q}{\beta kT} \} - 1 \}$

解出 V 和 I 的关系为 $V = \frac{1}{1 + \frac{R}{R_{sh}}} [IR + \frac{\beta kT}{q} \ln(\frac{I}{I_s} + 1 - \frac{V}{I_s R_{sh}})]$

故 $\frac{dV}{dI} = \frac{R + \beta \frac{kT}{q} (\frac{1}{I + I_s - V / R_{sh}})}{(1 + \frac{R}{R_{sh}}) + \frac{\beta kT}{q} [\frac{1}{(I + I_s)R_{sh} - V}]}$

伏安特性的微商研究法

$$\frac{dV}{dI} = \frac{R + \beta \frac{kT}{q} \left(\frac{1}{I + I_s - V / R_{sh}} \right)}{\left(1 + \frac{R}{R_{sh}} \right) + \frac{\beta kT}{q} \left[\frac{1}{(I + I_s) R_{sh} - V} \right]}$$

一般 R_{sh} 很大, 设 $R_{sh} \rightarrow \infty$, 则化为

$$\frac{dV}{dI} = R + \frac{\beta kT}{q} \left(\frac{1}{I + I_s} \right)$$

正向电压下, $I \gg I_s$, 则

$$\frac{dV}{dI} = R + \frac{\beta kT}{q} \frac{1}{I}$$

进一步变化为

$$I \frac{dI}{dV} = RI + \frac{\beta kT}{q}$$

从测量得到的 $I \frac{dI}{dV}$ - I 直线上可从斜率得到串联电阻 R , 从截距得到 $\beta kT/q$ 。

如果异质结的伏安特性分成不同的段, 上式所代表的可能是几个折线或者曲线, 不同部分将反映出不同的截距, 代表着不同的输运机制。

式中的**第一项是串联电阻引起的变化**, **第二项则是结本身的特性**。在微分法中可把结特性单独提出来研究。

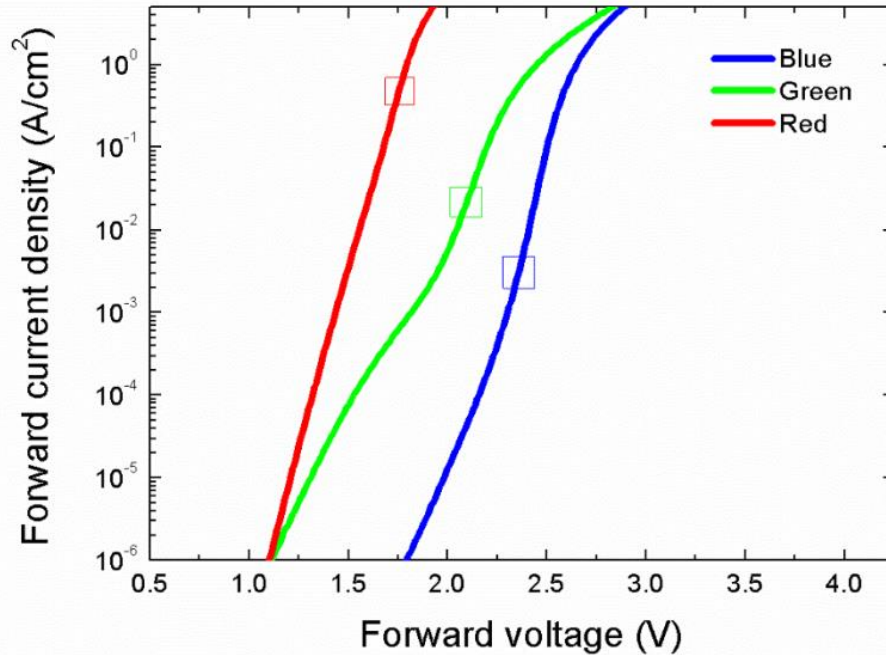
伏安特性的微商研究法

• 理想因子

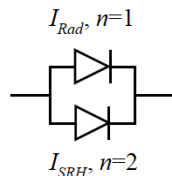
- 扩散电流 (LED中是导致发光的电流) : $\beta=1$
- 产生-复合电流 (LED中是非辐射复合电流) : $\beta=2$
- 隧道电流 $I_j = I_s (e^{qV_j/E_{00}} - 1)$
 - E_{00} 和温度无关, 如果人为认为 $E_{00}=\beta kT$, 则室温下通常 $\beta>3$
 - 当缺陷较多时, 隧道电流将占主导

LED的理想因子

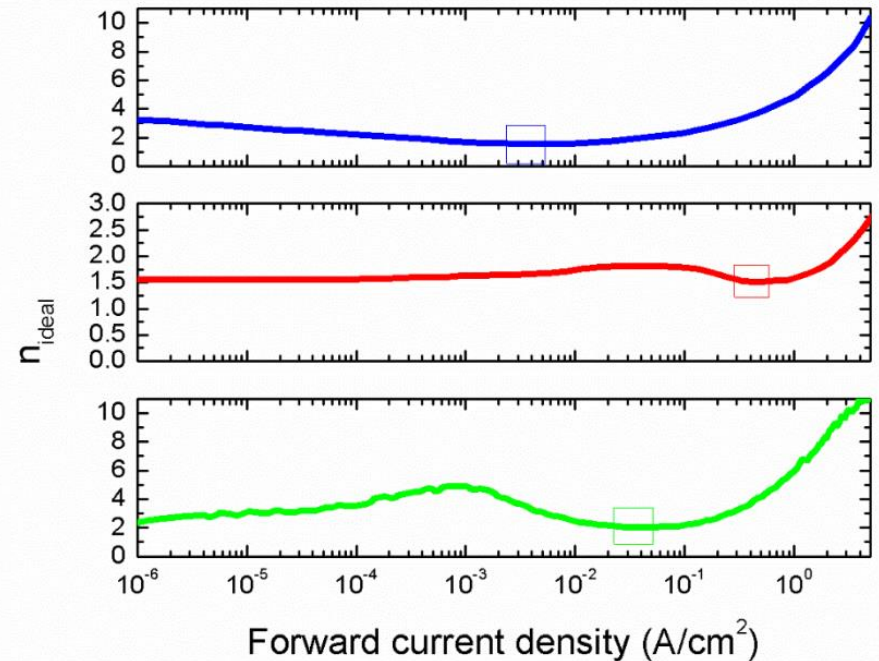
Chenziyi Mi *et al* 2019 *Appl. Phys. Express* **12** 032002



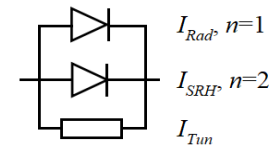
For **blue** and **red** LEDs:



$$I_{Total} = I_{s1} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) + I_{s2} \exp\left(\frac{eV}{2k_B T}\right)$$



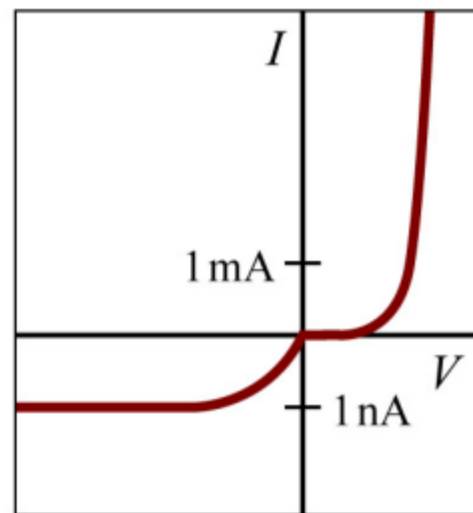
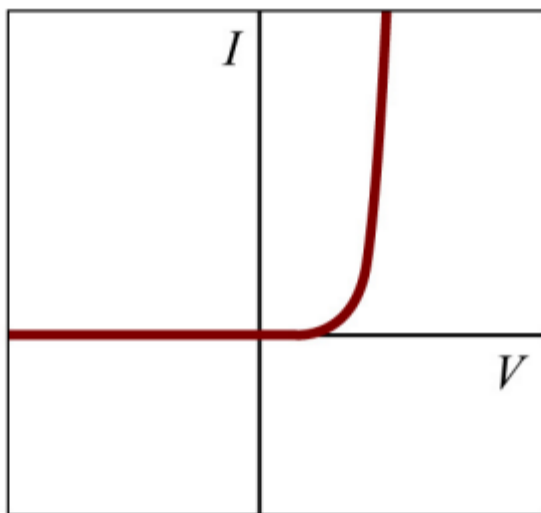
For **green** LED:



$$I_{Total} = I_{s1} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) + I_{s2} \exp\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) + G_T V$$

几种典型的二极管I-V曲线

Fig. 4.5 (a)



几种典型的二极管I-V曲线

Fig. 4.5 (d)

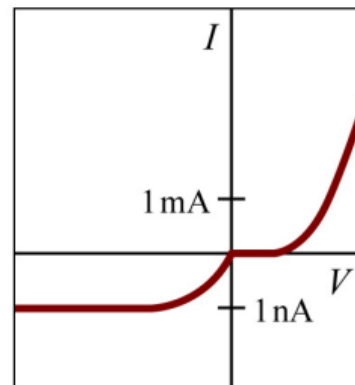
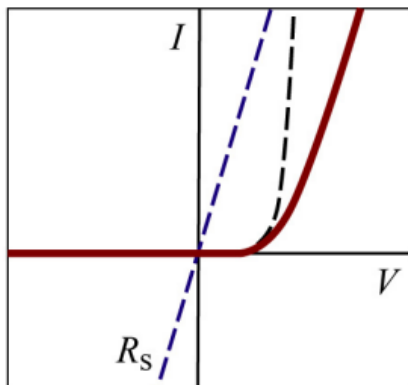
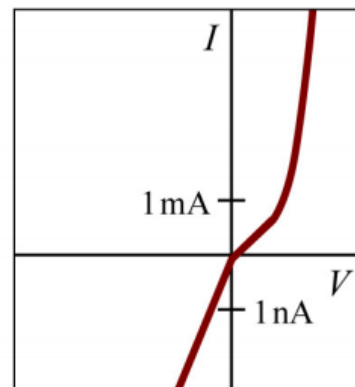
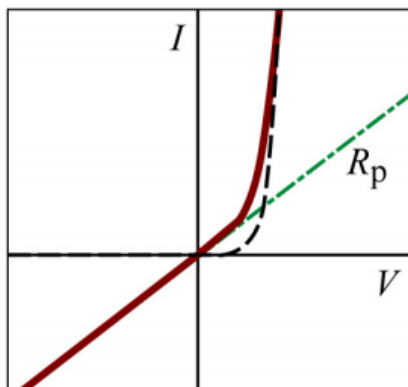


Fig. 4.5 (e)



几种典型的二极管I-V曲线

Fig. 4.5 (f)

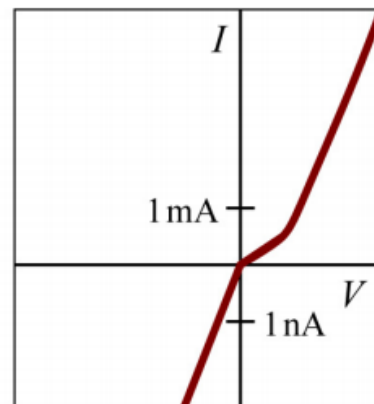
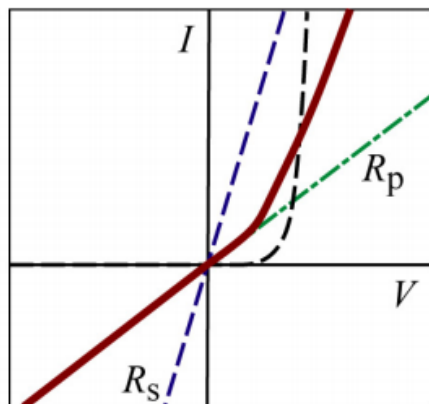
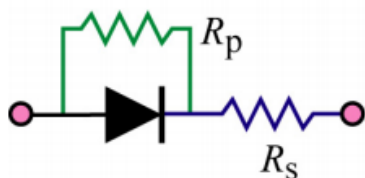
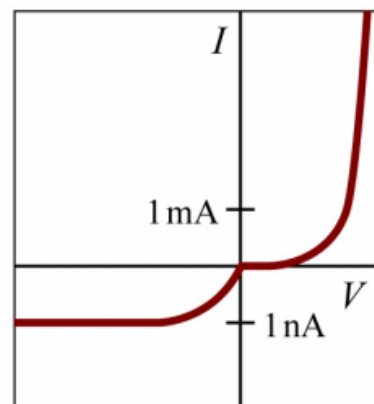
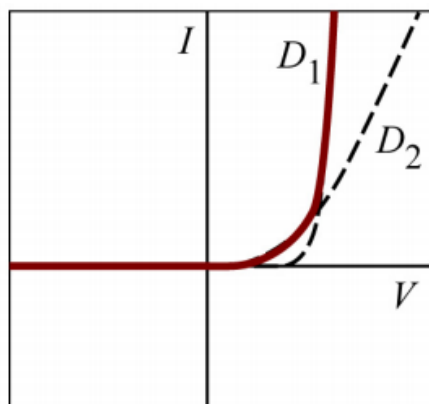
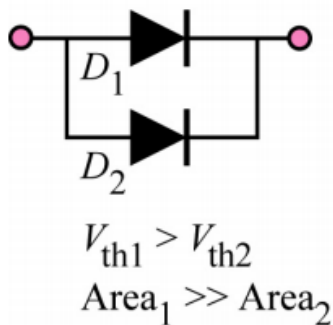


Fig. 4.5 (g)



3.4 半导体异质结的光电特性

- **3.4.1 异质结的光伏特性和光电流**
- **3.4.2 异质结激光器及光波导**
- **3.4.3 多结太阳能电池**

异质结的光电特性

- 光子能量超过禁带宽度的光照射到半导体上，就会被半导体吸收而产生电子空穴对。只要在半导体中存在有电场，光生的电子空穴对会被电场分开，而向相反的方向漂移，从而在半导体两端之间产生光电流或光电压。
- **光电导**：在一块单纯半导体两端加上电压，可以在半导体中产生电场，光生电子空穴对会被电场分开而产生附加的光电流或光电压。
- **光伏效应**：如果半导体中含有pn结或异质结，结中空间电荷区电场会使光生载流子分开而产生光电流或光电压。半导体金属接触的肖特基势垒也同样可以有光伏效应。大多数半导体光电接收器就是基于光伏效应的器件。

异质结的光伏特性和光电流

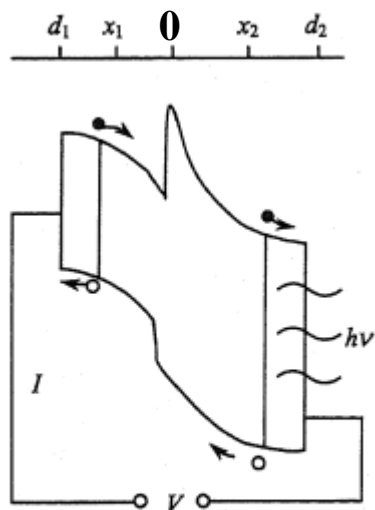


图 8.1 异质结光生伏特效应示意图

- 在如图所示的一个pN异质结上，从宽带一侧照射一束光进来，使价带中的一个电子吸收一个光子跃迁到导带，而在价带中留下一个空穴。只要电子和空穴能扩散到势垒区就会被势垒区的电场所分开，而形成光电流 J_R 。
- 对于pn同质结或势垒尖已消失的渐变异质结，全部能扩散到结区的电子和空穴对光电流都有贡献。对于如图所示的异质结，势垒尖对由窄带区来的电子将有一定的阻挡作用。不过为了简单起见，在下面的分析中先忽略势垒尖的作用。
- 电子向n区运动，空穴向p区运动，在开路的情况下，在结两端造成电荷积累。n区端带负电，而p区端带正电，因而将形成一个电压阻止电子和空穴的进一步运动。

异质结的光伏特性和光电流

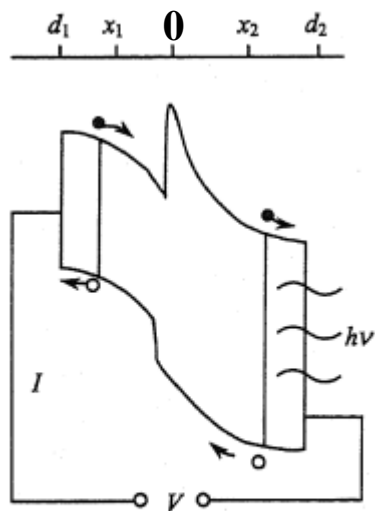


图 8.1 异质结光生伏特

有外加电压时, pn结电流为 $J = J_s [\exp(qV / kT) - 1]$

有光照时出现光生电流 J_R , 总电流则为

$$J = J_s [\exp(qV / kT) - 1] - J_R$$

如果异质结两端在外部不连接, 则总电流 J 为零

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln(1 + \frac{J_R}{J_s}) \quad V_{oc} \text{称为开路电动势}$$

如果异质结两端短路, 则 $V=0$, 得到电流为

$$J_{SC} = J_R \quad J_{sc} \text{称为短路光电流}$$

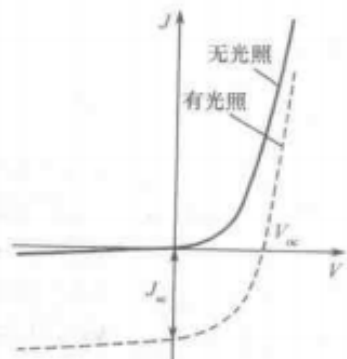


图 4-1 理想反型异质结的伏安特性

异质结的光伏特性和光电流

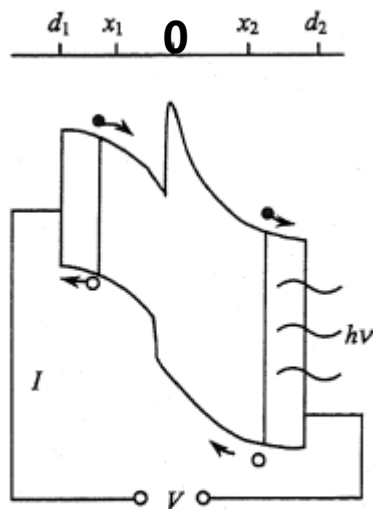


图 8.1 异质结光生伏特效应示意图

把异质结分成四个区域来讨论，分别为p和N空间电荷区及p和N扩散区，坐标如图上部所示，取pN结界面处为原点。

设光从宽带一侧入射， α 为吸收系数， η 为量子效率， F_0 是落到宽带表面的光流， L_1 ， n_1 ， D_1 分别是窄带材料中电子的扩散长度、寿命和扩散系数。 L_2 ， n_2 ， D_2 则分别为宽带材料中电子的扩散长度、寿命和扩散系数。

光从宽带一侧入射，窄带p型区中位于 x 处的电子的产生率应为

$$g_1 = \eta_1 \alpha_1 \exp(-\alpha_2 d_2) \exp(-\alpha_1 x)$$

在窄带p区中空间电荷区0到 x_1 之间产生的电子会立即被电场推到N区，产生的光电流为

$$\begin{aligned} J_{11} &= \int_0^{x_1} q \eta_1 \alpha_1 F_0 \exp(-\alpha_2 d_2) \exp(-\alpha_1 x) dx \\ &= q \eta_1 \alpha_1 F_0 \exp(-\alpha_2 d_2) [1 - \exp(-\alpha_1 x_1)] \end{aligned}$$

异质结的光伏特性和光电流

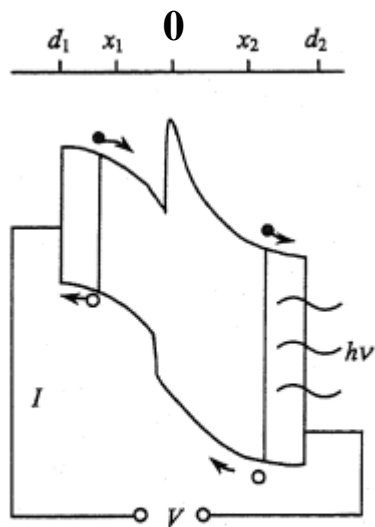


图 8.1 异质结光生伏特效应示意图

在窄带p区中空间电荷区以外 x_1 到 d_1 之间产生的电子将向势垒区扩散。达到势垒区的电子将由稳态速率方程来决定

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = g_1 - \frac{\Delta n}{\tau_1} + D_1 \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} = 0$$

边界条件是电子一旦扩散到空间电荷区边界上它将立刻被电场拉走，有 $x=x_1$ 时 $\Delta n=0$ ， $x \rightarrow \infty$ 时， $\Delta n=0$ （坐标自右向左），解得

$$\Delta n = \frac{L_1^2}{1 - \alpha_1^2 L_1^2} \frac{\eta_1 \alpha_1 F_0}{D_1} \exp(-\alpha_2 d_2) \exp(-\alpha_1 x) \times [\exp(-\alpha_1 (x - x_1)) - \exp(-\frac{x - x_1}{L_1})]$$

由光生电子扩散到耗尽区边界而产生的光电流为

$$J_{12} = qD_1 \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=x_1} = \frac{q\eta_1 \alpha_1 L_1}{1 + \alpha_1 L_1} F_0 \exp(-\alpha_2 d_2) \exp(-\alpha_1 x_1)$$

异质结的光伏特性和光电流

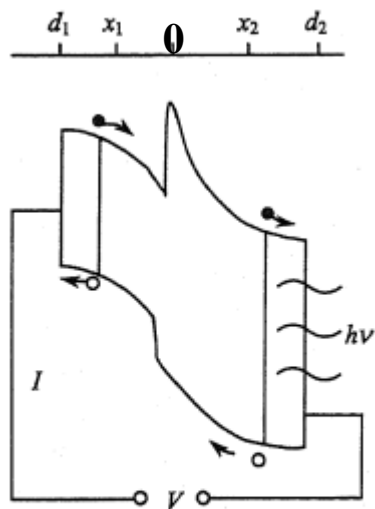


图 8.1 异质结光生伏特效应示意图

故窄带p区对光电流的总的贡献是

$$J_1 = J_{11} + J_{12} = q\eta_1 F_0 \exp(-\alpha_1 d_2) \left[\frac{1 + \alpha_1 L_1 - \exp(-\alpha_1 x_1)}{1 + \alpha_1 L_1} \right]$$

用同样的方法可以分析宽带区的情形．宽带中的空穴产生率为

$$g_2 = \eta_2 \alpha_2 F_0 \exp(-\alpha_2 x)$$

宽带N区中空间电荷区里产生的空穴对光电流的贡献为

$$J_{21} = q\eta_2 \alpha_2 F_0 \exp(-\alpha_2 d_2) [\exp(-\alpha_2 x_2) - 1]$$

空间电荷区以外的空穴的稳态速率方程为 $\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = g_2 - \frac{\Delta p}{\tau_2} + D_2 \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} = 0$

边界条件是：空穴一旦扩散到空间电荷区边界上它将立刻被电场拉走， $\Delta p=0$ ，以及在光照的外表面上有

$$\left(\frac{\partial \Delta p}{\partial x} \right)_{x=d_2} = s \Delta p \Big|_{x=d_2}$$

其中， s 为表面复合速度

异质结的光伏特性和光电流

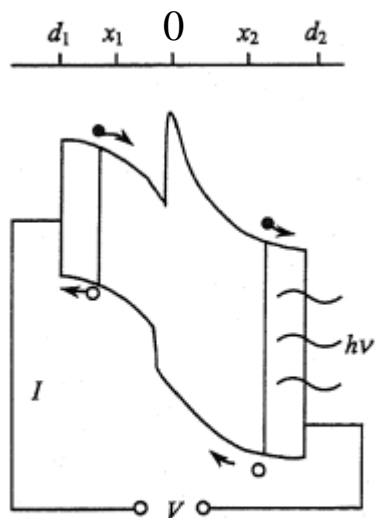


图 8.1 异质结光生伏特效应示意图

解得由于空穴扩散而产生的光电流为

$$J_{22} = -qD_2 \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=x_2} = q\eta_2 F_0 \frac{\alpha_2 L_2}{1 - \alpha_2^2 L_2^2} \times \left\{ \left(\alpha_2 L_2 + \frac{f_1}{f_2} \right) \exp[-\alpha_2 (d_2 - x_2)] - \frac{1}{f_2} \left(\frac{SL_2}{D_2} + \alpha_2 L_2 \right) \right\}$$

其中

$$f_1 = \sinh\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right) + \frac{SL_2}{D_2} \cosh\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right)$$

$$f_2 = \cosh\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right) + \frac{SL_2}{D_2} \sinh\left(\frac{d_2 - x_2}{L_2}\right)$$

宽带区贡献的总电流为

$$J_2 = J_{21} + J_{22}$$

流经pN异质结的总电流为

$$J = J_1 + J_2 = J_{11} + J_{12} + J_{21} + J_{22}$$

四部分分别是：电子漂移流、电子扩散流、空穴漂移流和空穴扩散流

异质结的光伏特性和光电流

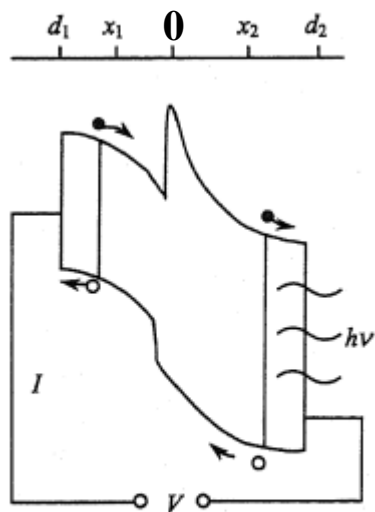


图 8.1 异质结光生伏特效应示意图

- 从上面的分析可以看出，pN异质结上的光电流是和电子/空穴的寿命、扩散长度和吸收系数有关。
- 而吸收系数是随波长而变化的。知道了吸收系数 α_1 和 α_2 的光谱分布就能从理论上计算出光电流的光谱分布。
- 当光子能量 $h\nu < E_{g1} < E_{g2}$ 时，光将穿透整个异质结而不被异质结所吸收。
- 若光子能量逐渐增加到 $E_{g1} < h\nu < E_{g2}$ 时，光子将穿透宽带材料而被窄带材料所吸收，产生的光电流为 $J = J_1 = J_{11} + J_{12}$ ，当光子能量逐渐增加 $h\nu \approx E_{g2}$ 时，光将首先被宽带材料所吸收，透过的部分才会被窄带区吸收，这时pN异质结的几个部分都对光电流有贡献。
- 当光子能量逐渐增加 $h\nu > E_{g2}$ 时，宽带材料的吸收系数随 $h\nu$ 的增加很快地增加，吸收将主要集中在宽带表面。如果宽带区的厚度大于空穴的扩散长度，宽带区表面产生的空穴不再能扩散到势垒区，因而光电流将随光子能量的增加而减少。

异质结的光伏特性和光电流

- **窗口效应**：只有在光子能量处于 $E_{g1} < h\nu < E_{g2}$ 的区域中时异质结才有光响应，在这一区域之外光响应很小，这就是所谓的异质结的“窗口效应”。窗口的大小由异质结的两种材料的禁带宽度差来决定。

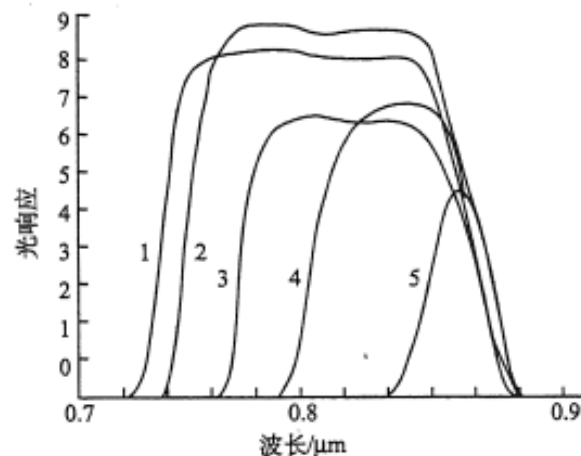


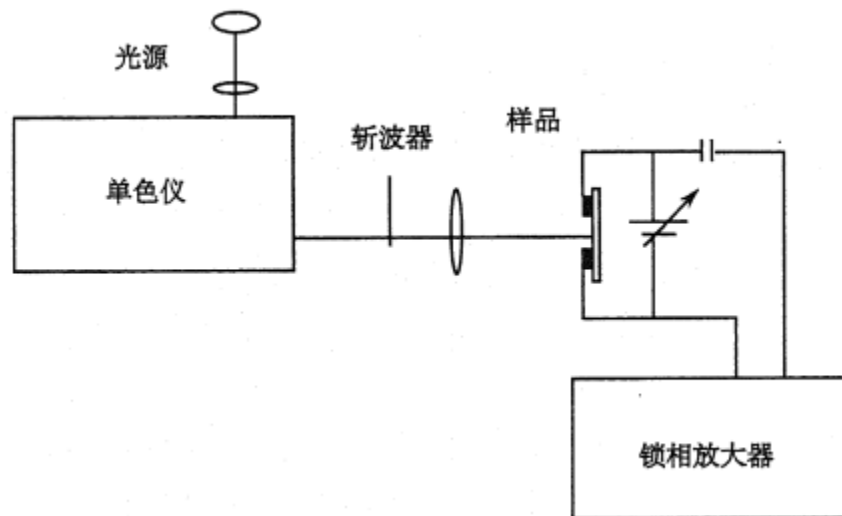
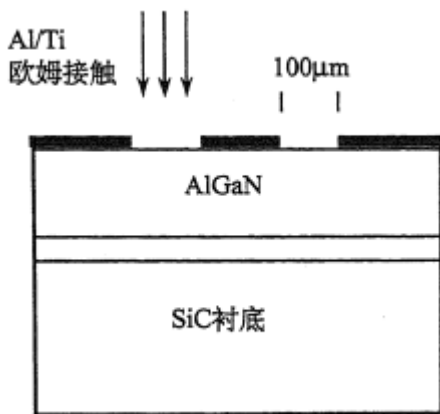
图 8.2 p-GaAs/N-Al_xGa_{1-x}As 异质结光响应的光谱分布图中曲线的 x 值由 1~5 递减

- 异质结的界面存在着一定数量的界面能级，它使光生少子复合而降低了它的寿命，从而减少光的响应。

用光电导方法测量AlGa_N/Ga_N异质结中的Al组分

- 常用的组分测试方法X射线衍射 (XRD)、X射线能谱 (EDS) 或SIMS方法都需要有专门的仪器，甚至要破坏样品才能得到测量结果。
- 更方便的是用光学办法测量禁带宽度，然后换算成组分。用光电导谱通过测量禁带宽度，再换算成组分是比较简单的方法。
- 当一束能量为 $h\nu$ 的单色光照射到半导体上，在 $h\nu$ 接近和大于半导体的禁带宽度 E_g 时，会在半导体中激发出光生载流子，从而使电导率增加，这就是**光电导效应**。由于吸收系数在能量为 E_g 时急剧增加，因而光电流在这里也会有一个突变。

用光电导方法测量AlGaIn中的Al组分



用光电导方法测量AlGaIn中的Al组分

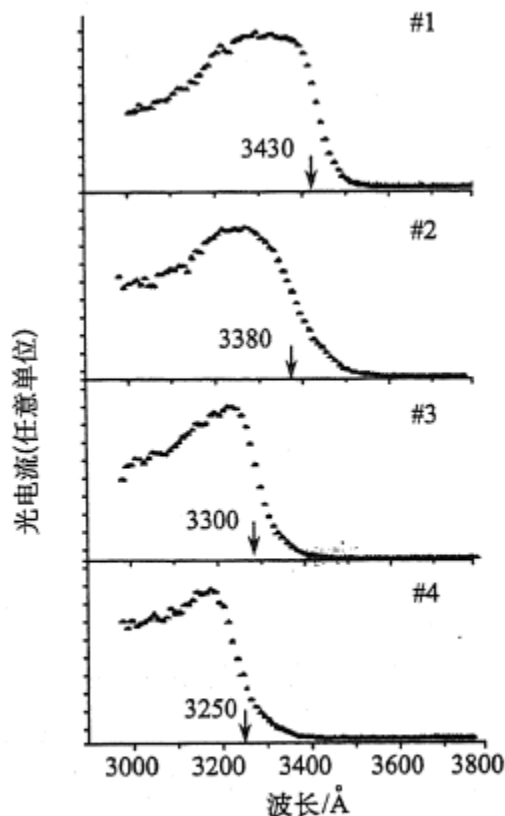


图 8.16 AlGaIn 单层材料的光电流随波长的变化

- AlGaIn 单层材料样品 #1, #2, #3 和 #4 具有不同的组分。
- 选择光电流变化最大的地方 (光电流微分极大值) 定为禁带宽度。
- AlGaIn 的禁带宽度和 Al 组分的关系为:
$$E_g(\text{AlGaIn}) = xE_g(\text{AlN}) + (1-x)E_g(\text{GaIn}) - bx(1-x),$$
 x 为 Al 组分, $E_g(\text{GaIn})$ 为 3.42 eV, $E_g(\text{AlN})$ 为 6.2 eV。
- 取 $b=1.0$, 求得 AlGaIn 样品的禁带宽度分别为: 3.62 eV, 3.67 eV, 3.75 eV 和 3.82 eV
- 相应的 Al 组分为 0.11, 0.13, 0.17 和 0.20

用光反射测量AlGaIn中的Al组分

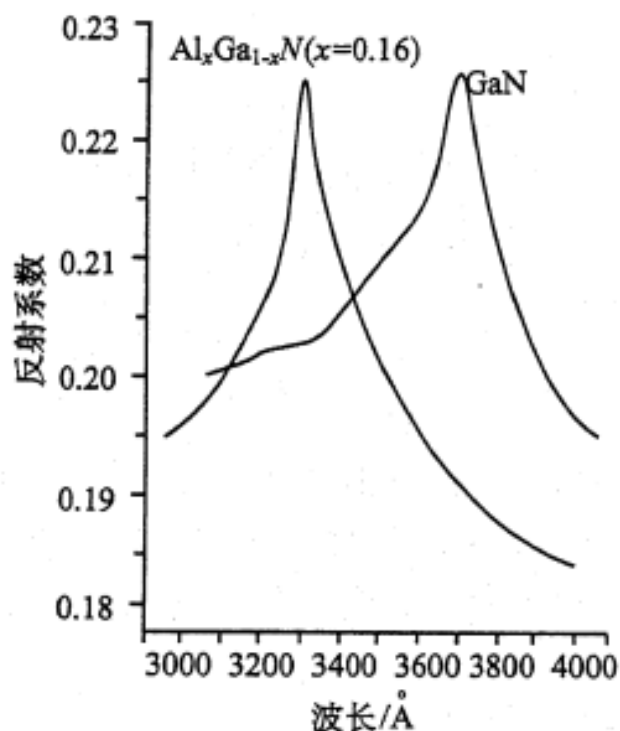


图 8.18 GaN 和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=0.16$) 的反射率随波长的变化^[27]

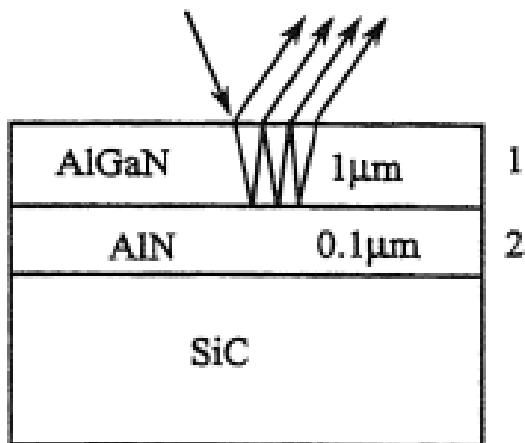
- 用光电导方法测量禁带宽度还需要在样品上做欧姆接触。有一种简单的光反射方法使禁带宽度的测量更加方便且完全没有破坏性。根据Kramers-Kronig关系**折射率随光子能量变化时，在光子能量等于禁带宽度时有一个突变极大值。**

- 任何两个介质i和j的界面的反射率应为

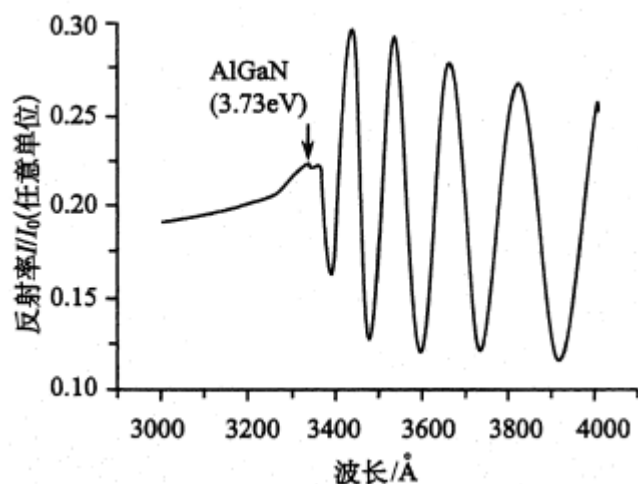
$$R = \frac{(n_i - n_j)^2 + (k_i - k_j)^2}{(n_i + n_j)^2 + (k_i + k_j)^2}$$

- 其中 $k = \alpha\lambda/4\pi$ 为消光系数。用已知的GaN和AlGaIn的折射率和吸收系数可以由公式计算出GaN和AlGaIn的反射系数，空气的 $n=1, k=0$ 。
- **折射率在禁带宽度时经历的突变峰值也反映到反射率**

用光反射测量AlGaIn中的Al组分



(a)



- 光照在如图所示的样品上，当光子能量大于禁带宽度时，只要AlGaIn足够厚，光不会透过AlGaIn层，只在它的表面反射。
- 而光子能量小于禁带宽度时，光会透过AlGaIn层而在界面和表面之间来回反射，产生Fabry-Perot振荡。这一振荡开始的光子能量应该比禁带宽度略小一点。
- 所以可以由振荡开始的前面一个峰值位置定出来禁带宽度。反射光和人射光的比随波长的变化应为

$$\frac{I}{I_0} = R_1 \left\{ \frac{[1 - (R_2 / R_1)^{1/2} \exp(-\alpha d) \cos(\frac{4\pi n d}{\lambda})]^2 + [(R_2 / R_1)^{1/2} \exp(-\alpha d) \sin(\frac{4\pi n d}{\lambda})]^2}{[1 - (R_1 R_2)^{1/2} \exp(-\alpha d) \cos(\frac{4\pi n d}{\lambda})]^2 + [(R_1 R_2)^{1/2} \exp(-\alpha d) \sin(\frac{4\pi n d}{\lambda})]^2} \right\}$$

- 其中 R_1 和 R_2 分别为AlGaIn表面和AlGaIn/AlN界面的反射率， α 为AlGaIn的吸收系数， d 为AlGaIn层的厚度， λ 为波长。
- 左图为 $d=1.25 \mu\text{m}$ 时根据公式计算出来的结果。Al组分取0.16，相当于禁带宽度为3.73 eV。从图中可以看到，在Fabry-Perot振荡开始之前在3320 Å(3.73 eV处有一个峰，相当于AlGaIn的禁带宽度。

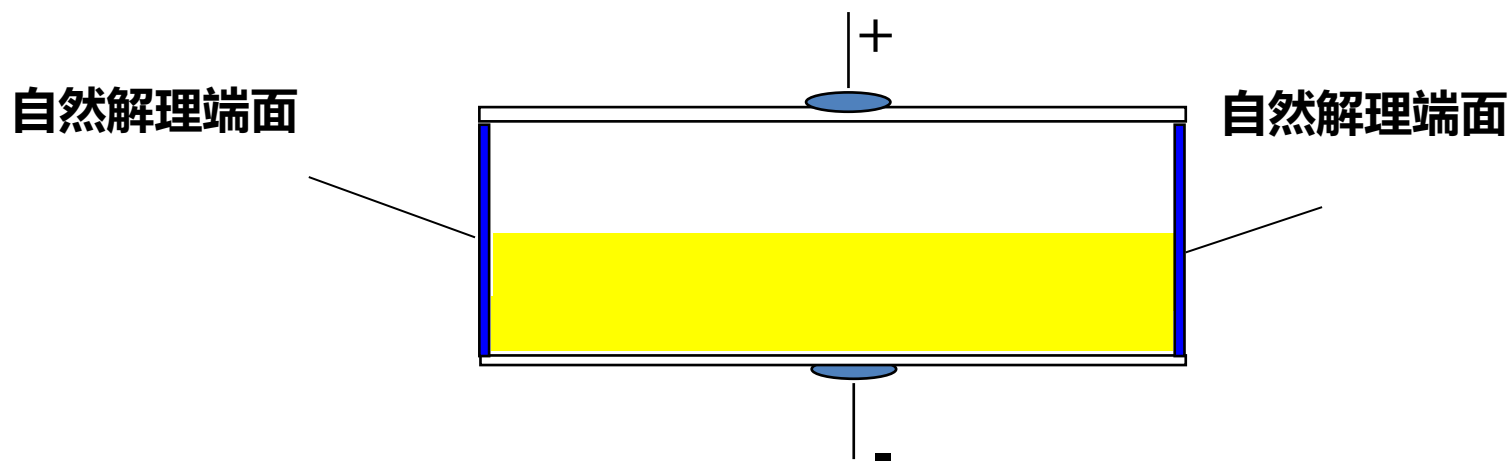
3.4 半导体异质结的光电特性

- 3.4.1 异质结的光伏热性和光电流
- 3.4.2 异质结激光器及光波导
- 3.4.3 多结太阳能电池

半导体激光器

1962

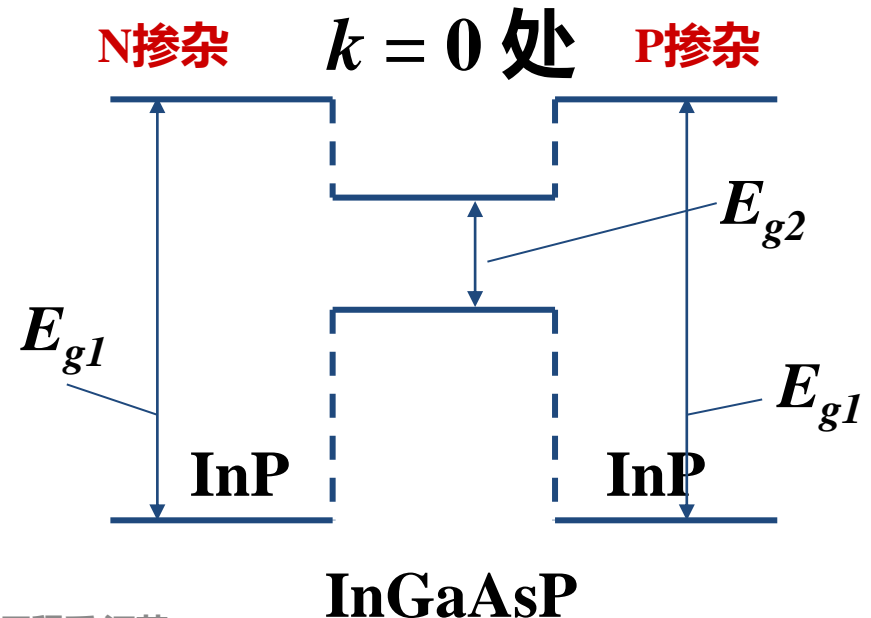
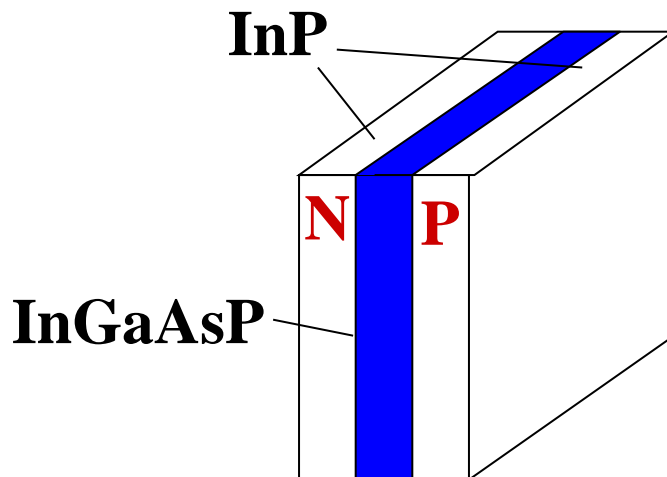
以同质pn结为基础,为了实现激射。必须注入很大的电流,而且只能在极低的温度下工作



双异质结

1962 以同质pn结为基础,为了实现激射,必须注入很大的电流,而且只能在极低的温度下工作

1970 双异质pn结引入, 实现了
 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结激光器的室温连续工作



双异质结--载流子的制约作用

能带的阱状分布 → 载流子制约作用

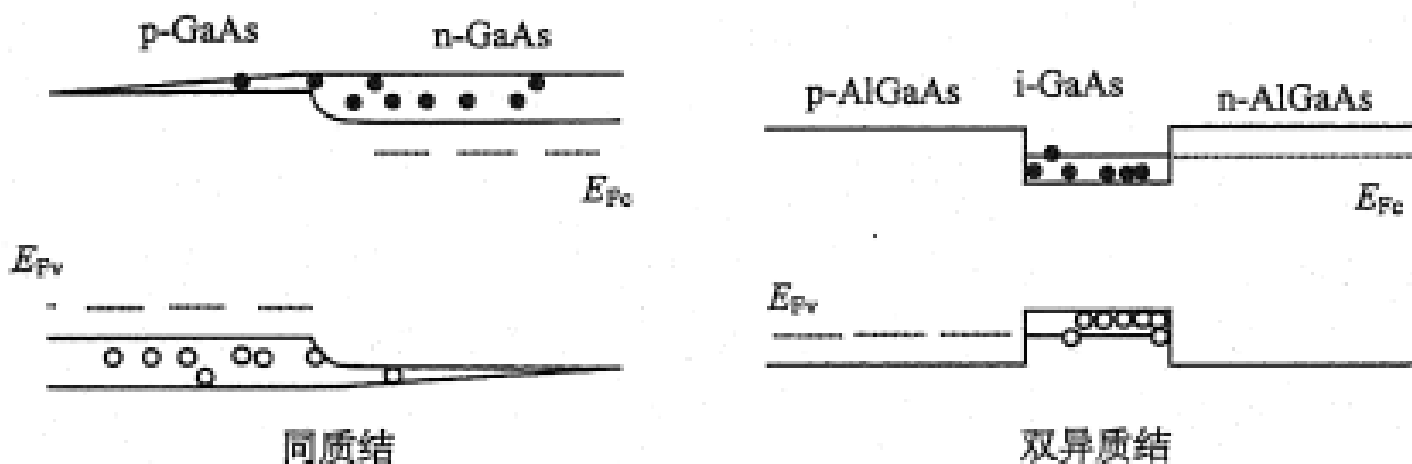
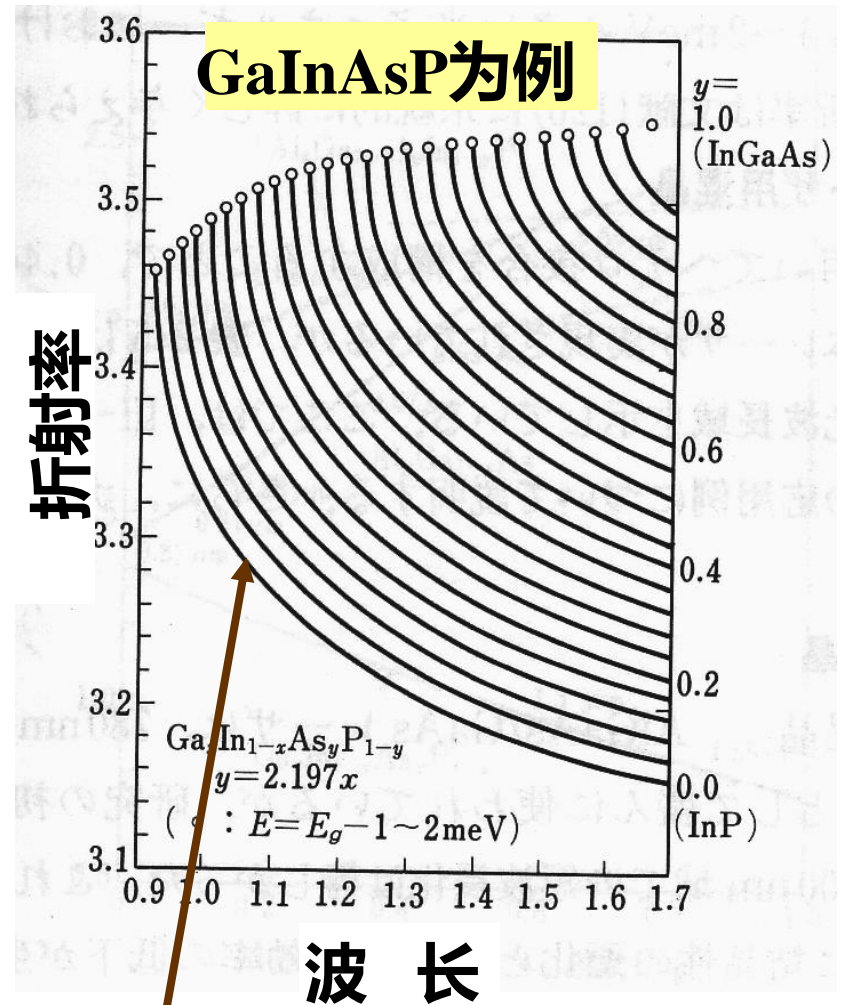
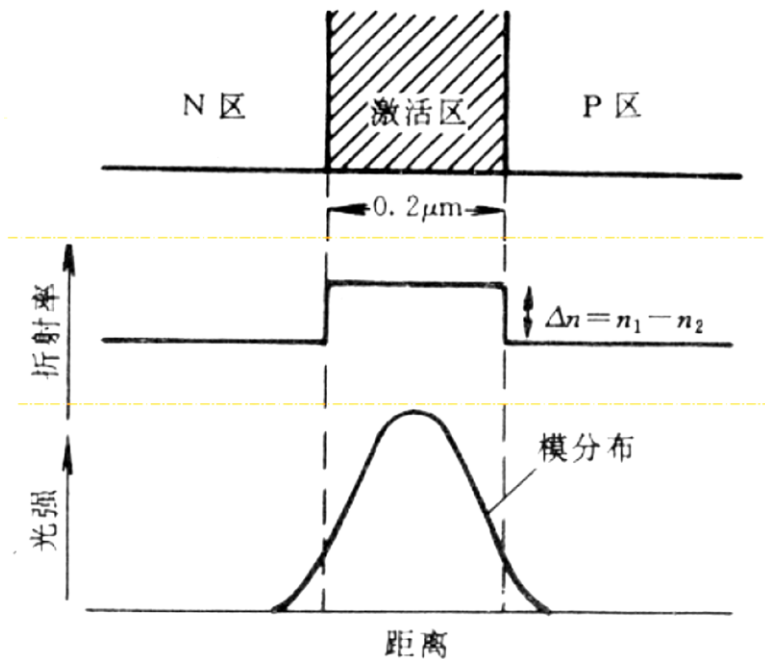
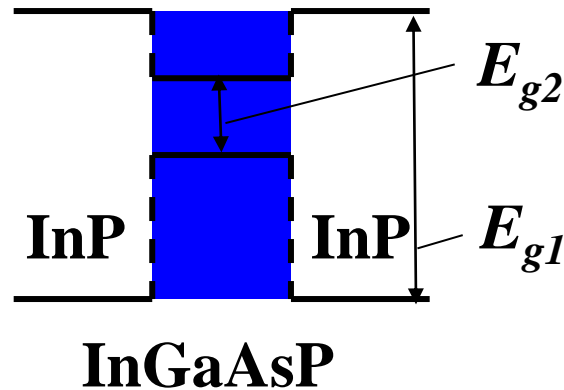


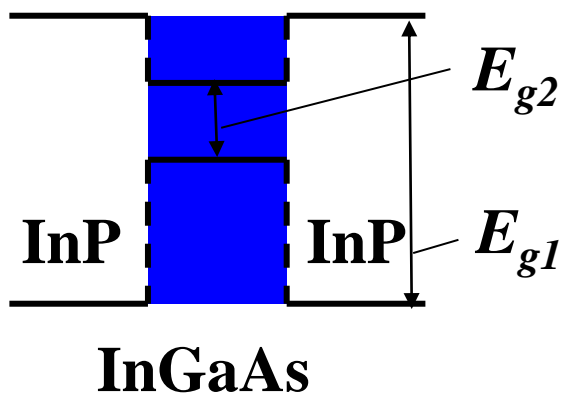
图 7.9 同质结和双异质结激光器的能带图

双异质结—光场的制约作用



带隙小的材料折射率大

双异质结—光场的制约作用

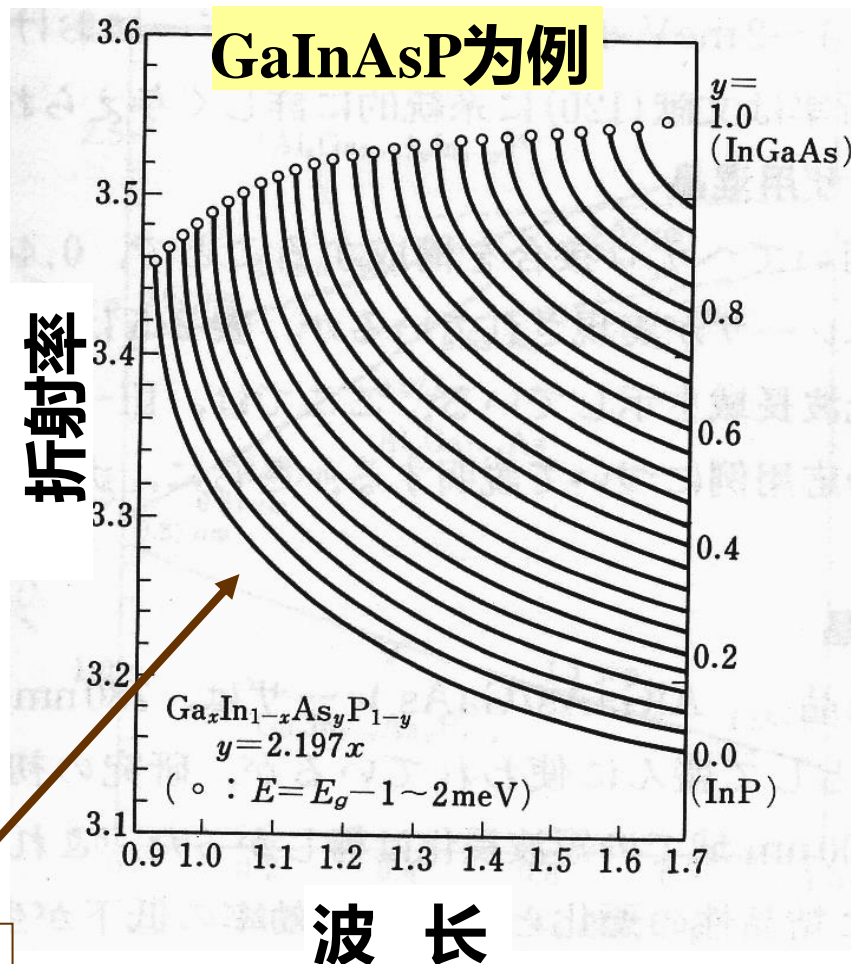


势阱区折射率大



大部分光场被制约
在势阱区内

带隙小的材料折射率大

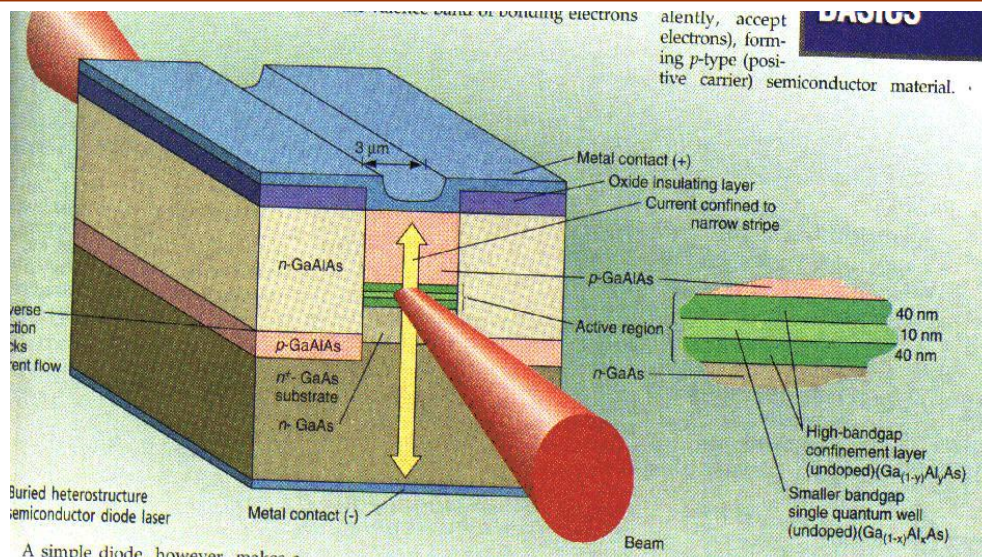


双异质结: 同时对光和载流子实现限制作用

双异质结半导体激光器

1962 以同质pn结为基础,为了实现激射,必须注入很大的电流,而且只能在极低的温度下工作

1970 双异质pn结引入, 实现了
 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结激光器的室温连续工作



获得2000年诺贝尔物理学奖

异质结光波导

• 脊型光波导

- 在一个三层波导中，把最上面一层腐蚀出一个脊条形来，可以使在y方向的等效折射率变化而使光在脊条形的下方传输
- 原则上是完全可以设计出来而使它只能允许单模传输
- 脊形光波导的缺点是他不是一个平面器件，在集成电路制备中并不方便

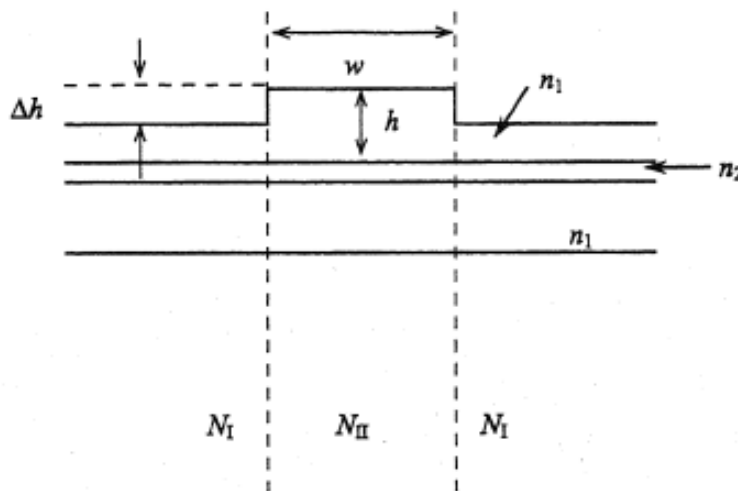


图 7.31 脊形光波导结构的示意图

异质结光波导

• 组分无序化光波导

- 用离子注入的方式把Si和Zn等一些杂质注入到GaAs/AlGaAs量子阱或超晶格中去，会把量子阱或超晶格中的原子排列打乱，使它变为无序的状态，经过退火以后，GaAs/AlGaAs量子阱或超晶格就变为AlGaAs的晶体材料，形成的新的AlGaAs的折射率比GaAs/AlGaAs量子阱的折射率小，因而在横向就造成了光波导的效应。
- 后来又发现更简单的办法可以达到组分无序化的目的，那就是用金属(如Ni)淀积在上面进行加热扩散和退火，同样可以做成损耗很小的光波导。

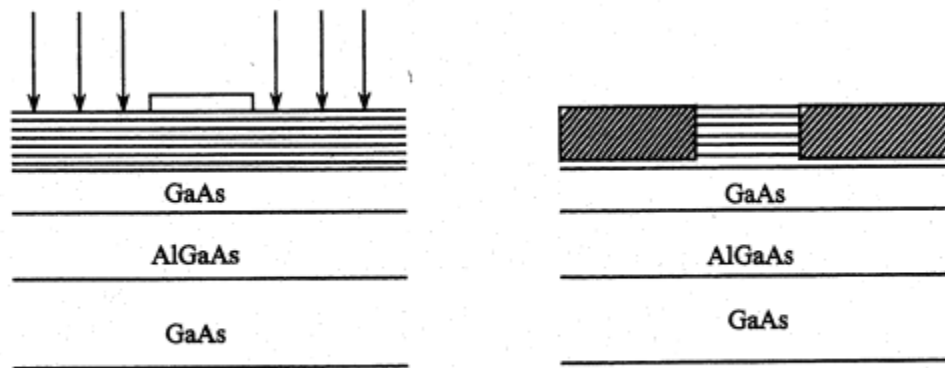


图 7.32 组分无序化光波导的示意图

3.4 半导体异质结的光电特性

- 3.4.1 异质结的光伏特性和光电流
- 3.4.2 异质结激光器及光波导
- 3.4.3 多结太阳能电池

III-V 族化合物半导体电池

- 简介

- III-V 族半导体如GaAs, GaInP 等具有广泛的用途, 如高温、高压、高频器件, 激光器, 高亮度发光二极管等。
- III-V 族半导体材料具有可变的直接带隙和高可靠性等特点使之成为高效太阳电池的理想材料

GaAs基太阳能电池的优点

- 与Si相比，禁带宽度与太阳光谱更匹配
 - Si 1.12eV, GaAs 1.425eV
- 所需有效电池区很薄
 - 直接能隙，吸收系数 $>10^4\text{cm}^{-1}$ ，光子完全吸收厚度 $4\mu\text{m}$ 。
 - Si间接能隙，需要 $100\mu\text{m}$ 以上。
- 温度特性好
 - 温度系数：Si $-0.48\%/^{\circ}\text{C}$ ，GaAs $-0.23\%/^{\circ}\text{C}$
 - 200°C 时，GaAs太阳能电池还能工作，Si效率为零

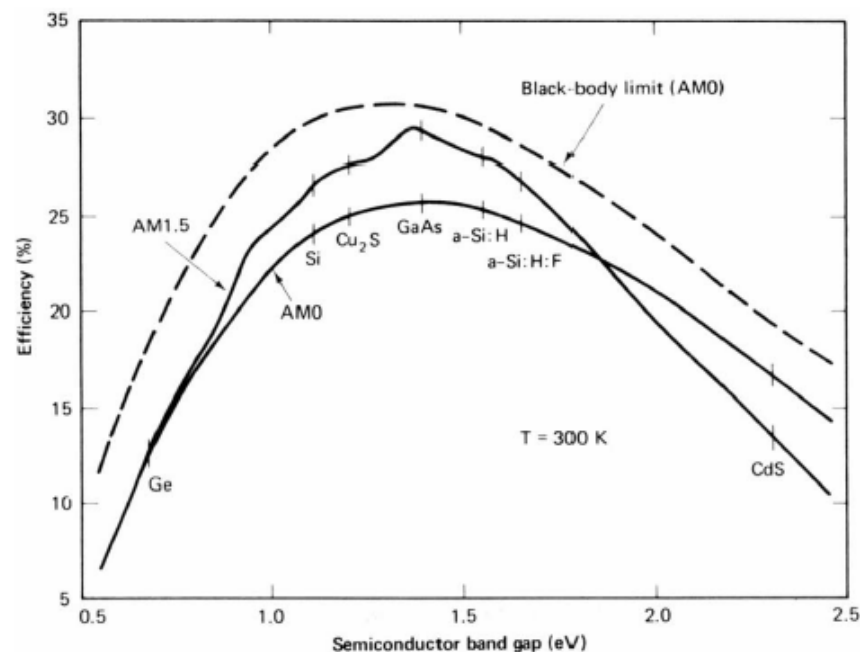


Fig. 4. Dependency of the conversion efficiency on the semiconductor band gap.

GaAs基太阳能电池的主要用途

- 空间太阳能电池
 - 非聚光、高效、不考虑成本
- 高聚光比太阳能电池
 - 为降低成本、减少电池面积

非成像光学透镜能将1000个太阳光汇聚成和芯片完全一致的方形

太阳能电池芯片



GaAs太阳能电池的技术发展过程

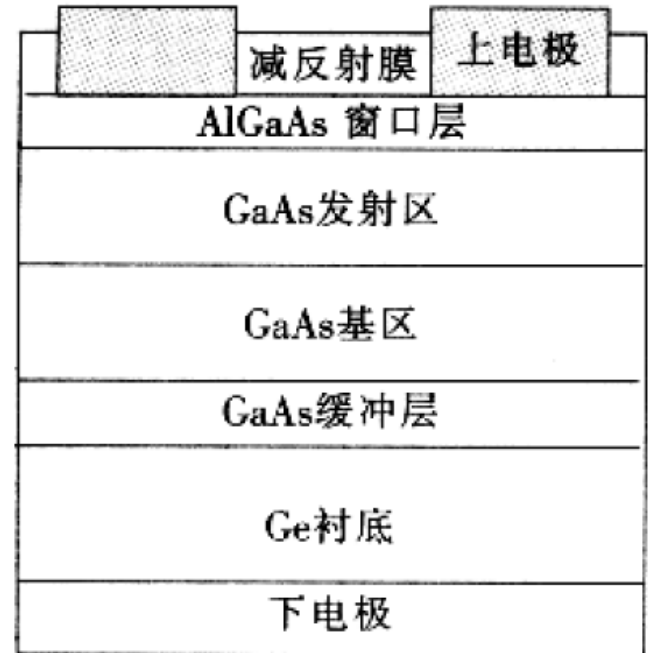
- **GaAs单结太阳能电池**
- **GaAs/Ge太阳能电池**
- **GaInP/GaAs双结太阳能电池**
- **GaInP/GaAs/Ge三结太阳能电池**

GaAs单结太阳能电池

- **最早的GaAs太阳能电池**
 - 1956年，采用扩散方法形成PN结，效率只有6.5%。主要原因：上表面复合严重，影响光生载流子形成短路电路。
 - 1972年，Woodall等采用LPE在GaAs表面生长宽禁带GaAlAs→实现对GaAs电池上表面的钝化，同时作为GaAs电池的窗口层。

GaAs/Ge单结太阳能电池

- **Ge单晶取代GaAs单晶作为衬底**
 - GaAs材料昂贵，材料密度高，机械强度低。
 - Ge材料成本相对较低，机械强度高。
- **关键技术：抑制GaAs/Ge异质结，消除极性与非极性外延特性的反相畴(APDs)**
 - Ge(共价键)，GaAs(轻微的离子键)，电荷不平衡形成反相畴→降低GaAs/Ge的电特性
 - 抑制APDs：衬底偏向(100)晶面大偏角，高衬底温度，相对低的生长速率和高V/III比组合生长条件
 - 在AM₀效率可以达到20%



GaAs/Ge单结太阳能电池结构示意图

多结太阳能电池

- 单一半导体构成的太阳能电池，只能将太阳能光谱的一部分有效地转换成电能。
- 多结太阳能电池，采用不同禁带宽度的半导体材料吸收太阳光谱中不同波段的能量
- 机械级联太阳能电池
- 整体级联太阳能电池，将不同禁带宽度的半导体材料依次从高到低叠加成一个整体，分别吸收利用从短波到长波的入射光。
- GaInP/GaAs/Ge三结太阳能电池理论效率58%，目前最高效率44.4% (Sharp)

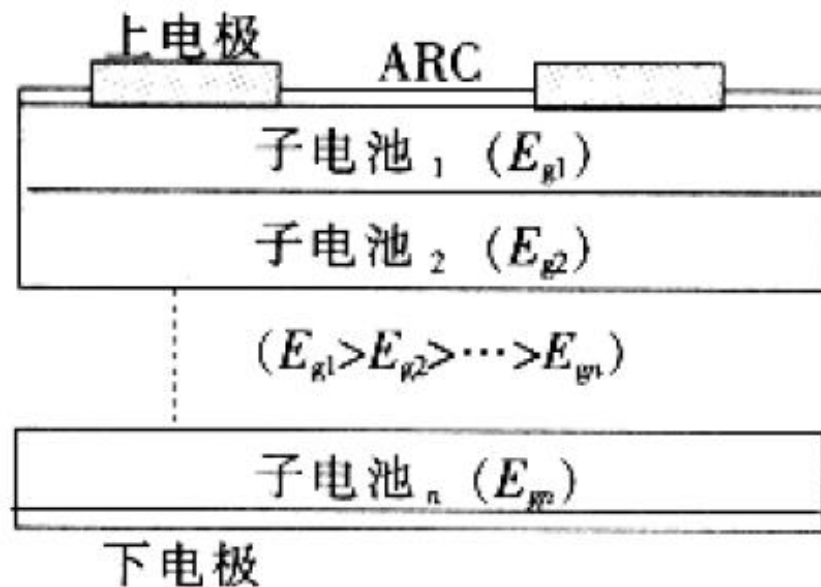
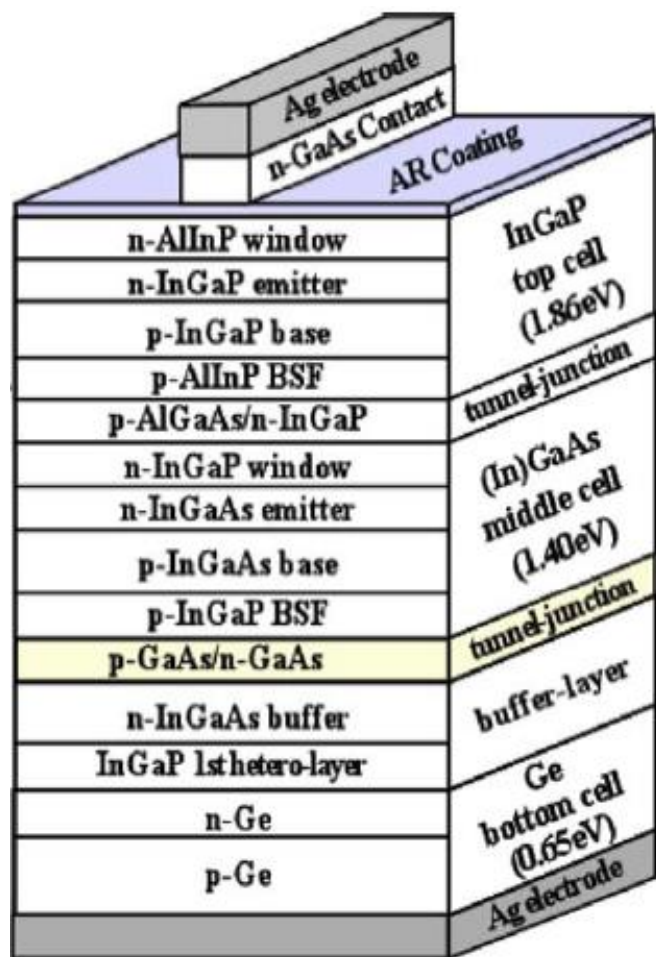


图5 多结级联太阳能电池示意图

多结高效太阳能电池的关键技术

- 外延生长
- 后步工艺
- 聚光及散热系统

InGaP/GaAs/Ge三结电池基本结构



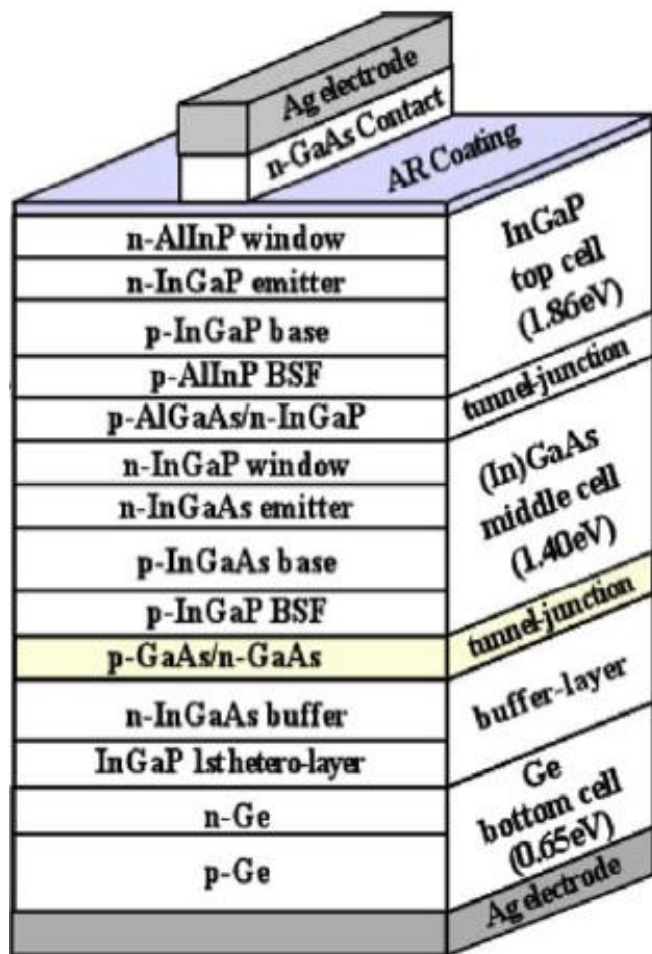
- InGaP顶部电池

- $E_g=1.86\text{eV}$
- n-AlInP窗口层，对InGaP进行钝化，防止载流子在上表面复合
- n-InGaP和p-InGaP，形成pn结，形成光吸收区。
- p-AlInP层，防止载流子在下表面复合
- 隧道结，电池间相互串联

- (In)GaAs中间电池

- $E_g=1.4\text{eV}$

InGaP/GaAs/Ge三结电池基本结构



- 缓冲层
 - 防止As, P等V族元素扩散到Ge上, 形成掺杂
 - n-InGaAs
 - InGaP第一异质层
- Ge底部电池
 - $E_g = 0.56\text{eV}$
 - n-Ge, p-Ge, 形成pn结, 形成光吸收区

InGaP/GaAs/Ge电池外延技术难点

高电流、高
透光率的隧
道结

各电池材料的
晶格匹配

各电池材料
的能带匹配

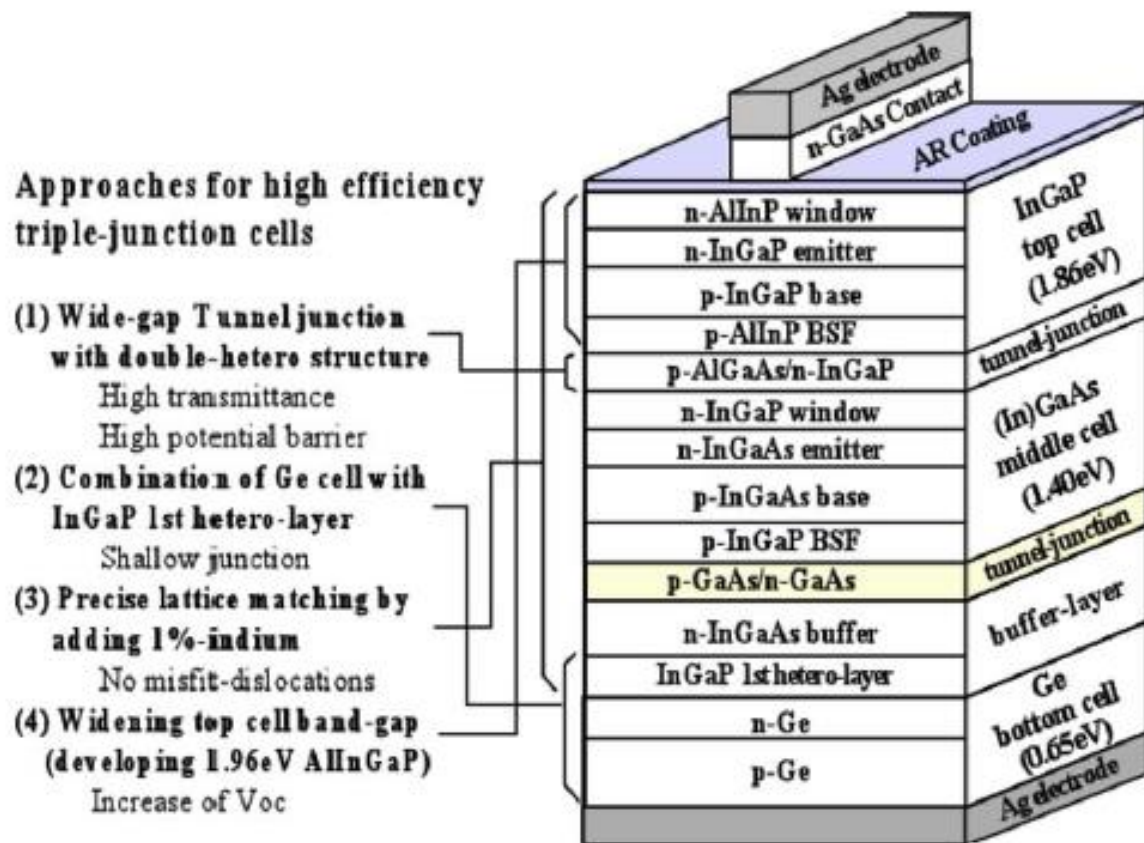


Fig. 1. Schematic illustration of a triple-junction cell and approaches for improving efficiency of the cell.

高电流、宽禁带的隧道结

- 多结太阳能电池如直接连接，pn结反偏不能导电→高掺杂的pn结存在电子隧道效应，可用于多结电池的相互串联。
- 多结太阳能电池需要高电导率、高隧穿电流、高透过率的隧道结。
- 相同结构下，掺杂浓度越高，最大隧穿电流越大，掺杂剂的扩散也越厉害。
→ 尽量采用扩散系数较低的掺杂剂(n型：C, Si; p型：Zn)。掺杂浓度 $\sim 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 。
- 不同材料，相同掺杂浓度，最大隧穿电流不同。

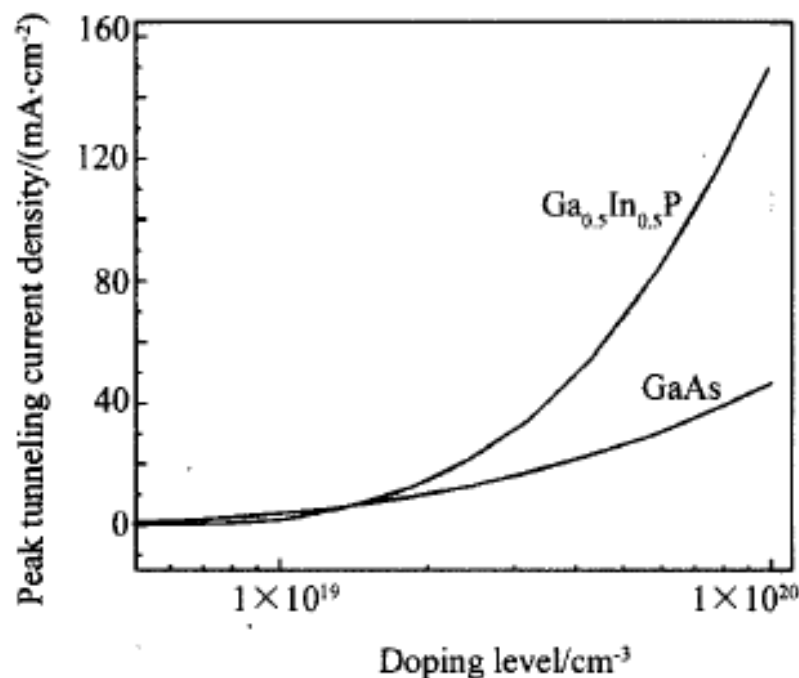


图5 峰值电流密度与掺杂浓度的关系曲线

$$I_{\text{peak}}(\text{InGaP}) = 3I_{\text{peak}}(\text{GaAs}) @ 1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$$

高电流、宽禁带的隧道结

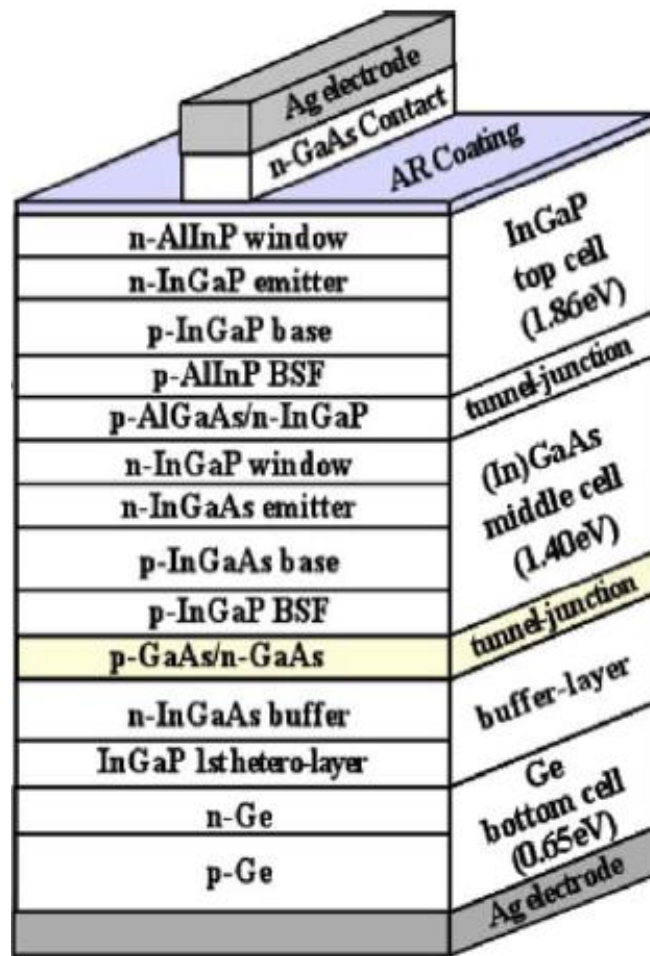
- 采用双异质隧道结结构
 - 顶部与中间电池之间：p-AlInP/p-InGaP/n-InGaP/n-AlInP隧道结。
 - 中间与底部电池之间：p-InGaP/p-(In)GaAs/n-(In)GaAs/n-InGaP隧道结
- 宽禁带势垒(AlInP, InGaP)抑制掺杂剂(Zn)的扩散。
- 宽禁带隧道结(InGaP, GaAs)形成对下一级电池(GaAs, Ge)的窗口层。

GaAs Tunnel Junction (TJ)	InGaP Tunnel Junction (TJ)
<p>p+ GaAs (Zn: $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ GaAs (Si: $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>GaAs TJ: $J_p < 5 \text{ mA/cm}^2$</p>	<p>p+InGaP (Zn: $9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ InGaP (Si: $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>InGaP TJ: $J_p < 4 \text{ mA/cm}^2$</p>
<p>p+ InGaP (Zn: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>p+ GaAs (Zn: $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ GaAs (Si: $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ InGaP (Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>InGaP-DH GaAs TJ: $J_p < 10 \text{ A/cm}^2$</p>	<p>p+ AlInP (Zn: $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>p+InGaP (Zn: $9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ InGaP (Si: $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ AlInP (Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>AlInP-DH InGaP TJ: $J_p < 2 \text{ A/cm}^2$</p>
<p>p+AlInP (Zn: $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>p+ GaAs (Zn: $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ GaAs (Si: $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>n+ AlInP (Si: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)</p> <p>AlInP-DH GaAs TJ: $J_p < 12 \text{ A/cm}^2$</p>	

各种隧道结及其峰值电流

GaAs基材料与Ge的相互匹配

- Ge→GaAs基材料过渡层
 - V族材料的扩散对Ge形成非故意n掺杂
 - InGaP过渡层, P相对As在Ge中扩散长度较低
- GaAs基电池与Ge的晶格匹配
 - GaAs与Ge有0.08%的晶格失配
 - 在GaAs电池中加1%In, 实现与Ge完全晶格匹配



改进能带结构

- 提高顶部电池禁带宽度

- AlInGaP ($E_g=1.96\text{eV}$)代替InGaP ($E_g=1.82\text{eV}$)

- 在保持短路电流的基础上提高开路电压

Characteristics and predicted efficiencies of the triple-junction cells

V_{oc} (mV)	J_{sc} (mA/cm ²)	FF	Eff. (%)	Condition
<i>InGaP ($E_g = 1.82\text{ eV}$)</i>				
2567	14.1	0.87	31.5	AM1.5G, 25 °C
2568	17.9	0.86	29.2	AMO, 28 °C
<i>AlInGaP ($E_g = 1.96\text{ eV}$)</i>				
2720	14.1	0.87	33.3	AM1.5G, 25 °C
2721	17.9	0.86	31	AMO, 28 °C

改进能带结构

- **AlInGaP/GaAs/新材料/Ge四结结构**
 - 新材料禁带宽度0.95~1.05eV，有望获得>40%转换效率。
 - InGaAsN, BInGaAs是研究最多的材料。InGaAsN, N源材料特性差，导致外延生长的InGaAsN材料少子寿命短，达不到器件的要求。BInGaAs研究刚刚开始，远未达到器件的要求。
- **GaInP/GaInP/GaAs/GaInAsN/Ge五结结构**
 - 电池的填充因子受到GaInAsN材料的影响
- **In_{1-x}Ga_xN组分渐变材料**
 - 随着Ga组分增加，直接禁带宽度从0.7eV上升到3.4eV，与太阳光谱匹配接近完美
 - 存在材料晶格失配、材料掺杂、电极工艺等诸多问题需要解决。

后步工艺的关键技术

- **电流引出→低成本、低电阻的网格电极**
 - **高聚光比电池工作在高功率和高电流的条件下，转换效率对顶部网格电极接触尤其敏感**
 - **金属层本身的方块电阻低**
 - **金属和半导体的接触电阻低**
 - **7mm×7mm 电池，在500太阳条件下，要求串联电阻 $<0.01\Omega$ →Ag电极宽度 $5\mu\text{m}$ ，高度 $10\mu\text{m}$**

模块设计的关键技术

- **光学设计**

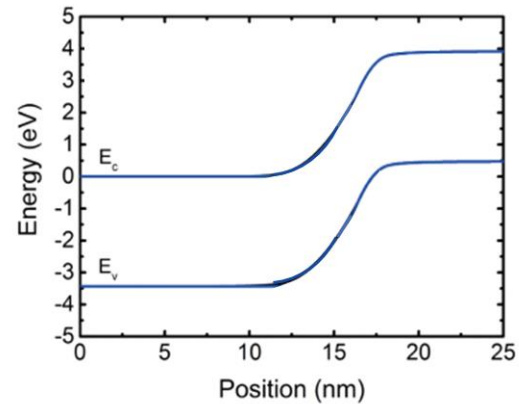
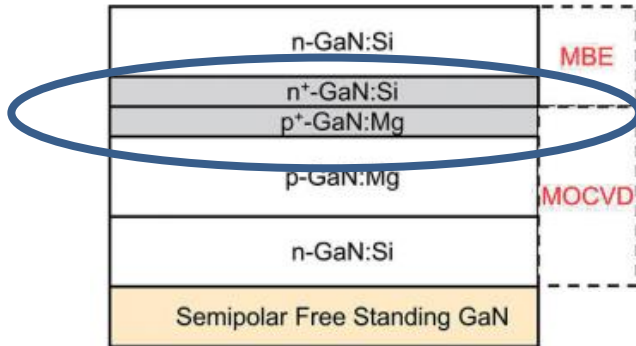
- **匀光问题**：产生均匀的能量流，防止由于表面电压波动产生的能量损失。→非成像光学
- **防尘技术**：灰尘影响聚光器的聚光效率。→自清洁技术

- **电池散热**

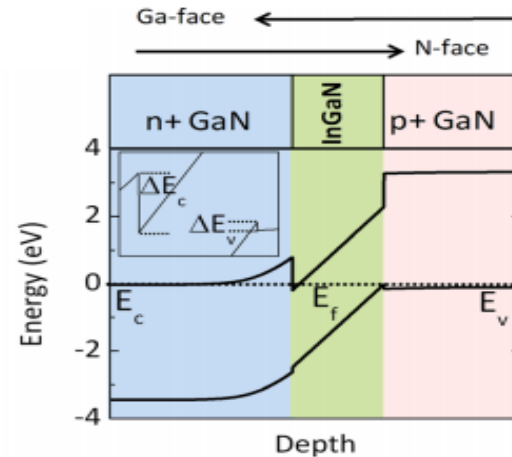
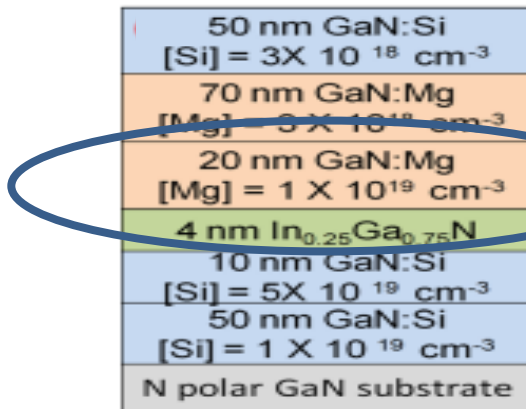
- **防止电池过热**，影响效率和寿命
→**高效导热技术**，光热综合利用。

GaN隧穿结

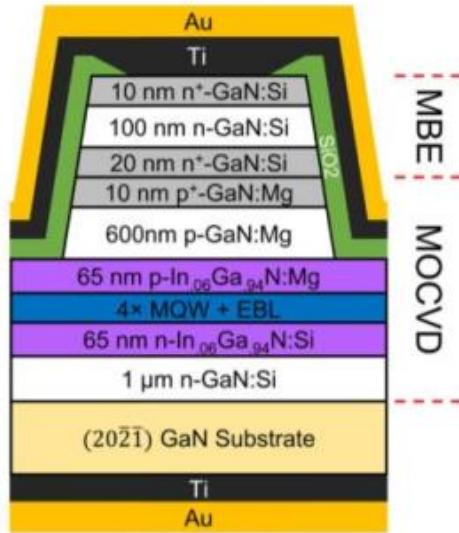
● n-GaN/p-GaN隧穿结



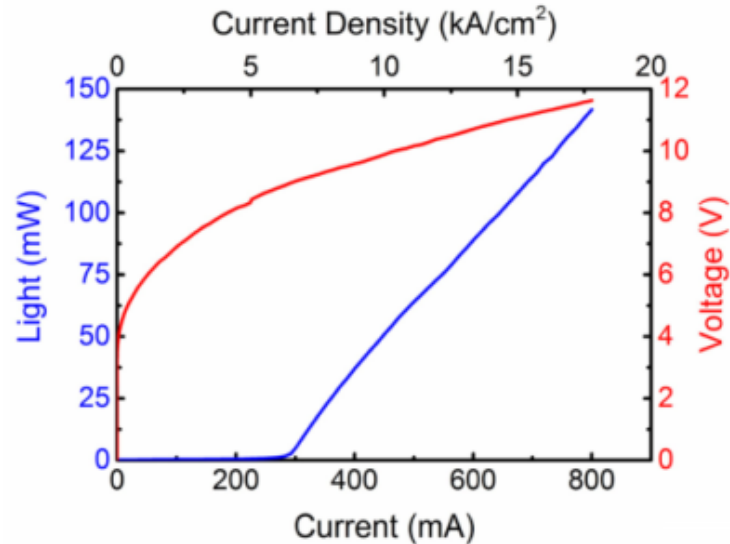
● GaN/InGaN/GaN隧穿结



基于隧穿结的激光器



边发射激光器示意图

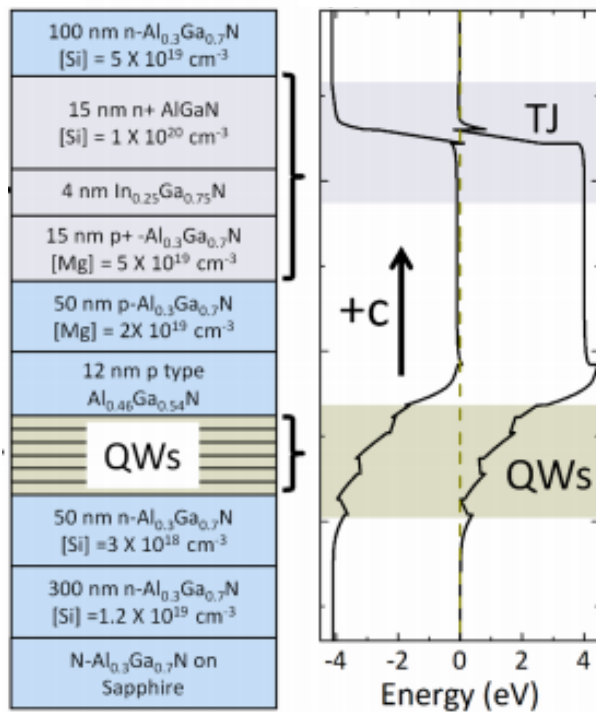


激光器样品的 LIV 测试图

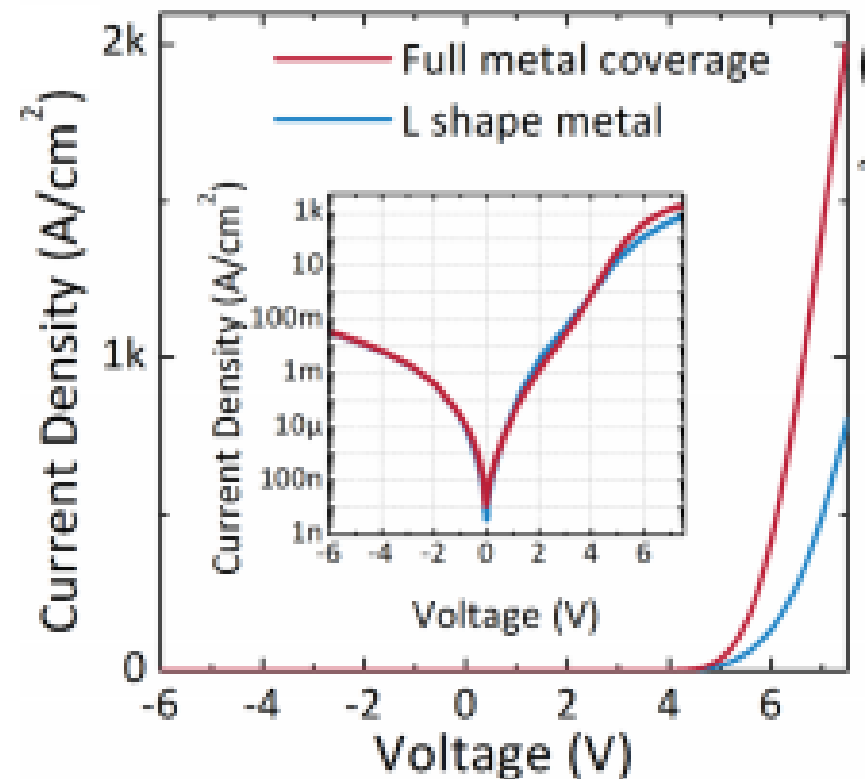
- InGaN 波导层以上通过刻蚀做成脊状，目的是有利于高温下氢气的逸出，增强 p 型 GaN 的导电性
- 隧道结激光器的一个潜在优势是能够用比标准激光器结构更薄的 pGaN，这可以降低结构的串联电阻

基于隧穿结的深紫外LED

- InGaN中间层将耗尽区宽度缩减至几个纳米



结构示意图及能带图



LED的IV特性曲线