



第十章

半导体光电与发光现象



-
-
-
- | 10. 1 半导体的光学常数
 - | 10. 2 半导体的光吸收
 - | 10. 3 半导体的光电导
 - | 10. 4 半导体的光伏效应
 - | 10. 5 半导体发光
 - | 10. 6 半导体激光器



10.1 半导体的光学常数

10.1 半导体的光学常数

一、折射率和吸收系数

固体对光的吸收过程，通常用折射率、消光系数和吸收系数来表征。

光波在不带电的均匀的各向同性的介质中传播时，通过麦克斯韦方程组，可以得到其电场强度满足的波动方程

$$\nabla^2 \varepsilon - \mu_0 \sigma \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = 0$$

考慮一束频率为 ω 的平面电磁波，当它在真空中沿 X 方向传播时，其电场分量可表示为

$$\varepsilon_y = \varepsilon_0 \exp[i\omega(t - \frac{x}{c})]$$

若这束光在半导体中传播，相应的 ε_y 为

$$\varepsilon_y = \varepsilon_0 \exp[i\omega(t - \frac{x}{v})]$$

令 N 为半导体的折射率，依据定义有

$$v = \frac{c}{N}$$

将传播方程代入波动方程，得到

$$\frac{1}{v^2} = \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0 - i \frac{\mu_0 \sigma}{\omega}$$

则: $N^2 = c^2 \mu_0 \epsilon_0 (\epsilon_r - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}) = \epsilon_r - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} = \epsilon^*$

令 $N = n - ik$

$$n^2 - k^2 = \epsilon_r$$

则: $\Rightarrow 2nk = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}$

则光在半导体中的传播方程可写为：

$$\mathcal{E}_y = \varepsilon_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]$$
$$\frac{n - ik}{n - ik}$$

$$= \varepsilon_0 \exp\left(-\frac{\omega kx}{c}\right) \exp\left[i\omega\left(t - \frac{nx}{c}\right)\right]$$

即：光在半导体中传播时，振幅按指数衰减，这里K起着衰减的作用，称为 **消光系数**。这种衰减作用反应了半导体对光的吸收。

用透射法测定光的衰减时，发现媒质中光的衰减与光强度成正比，引入比例系数 α 得：

$$\frac{dI}{dx} = -\alpha I$$

积分可得： $I = I_0 e^{-\alpha x}$

α 称为媒质的吸收系数。

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda}$$

2、反射系数和透射系数

反射系数：反射光强和入射光强之比。

$$R = \frac{I_R}{I_I}$$

透射系数：透射光强和入射光强之比。

$$T = \frac{I_T}{I_I}$$

由能量守恒定律有：

$$R + T = 1$$

由电磁场理论可以得出反射系数 R 与相
对折射率 n 及消光系数 α 的关系。

$$R = |r|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} = \frac{(n-1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi^2}\alpha^2}{(n+1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi^2}\alpha^2}$$

若 α 和 d 比较大，可以忽略光在样品中的
多次反射和折射，这时

$$T = \frac{(1-R)^2 I_1 e^{-\alpha d}}{I_1} = (1-R)^2 e^{-\alpha d}$$



10.2 半导体的光吸收

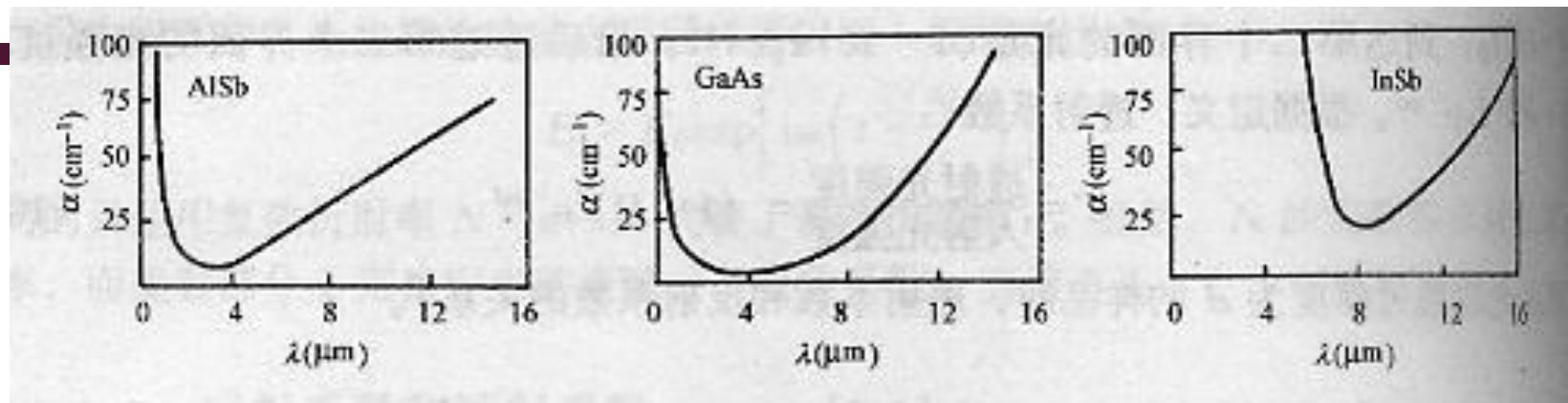
I、本征吸收：

光照射下，价带中的电子吸收光子能量后从价带跃迁到导带，产生电子-空穴对。电子的这种带与带间跃迁的吸收过程。

本征吸收发生的必要条件：光子能量 $h\nu$ 大于等于禁带宽度 E_g ，即 $h\nu \geq E_g = h\nu_0$

本征吸收限：当光子频率小于 ν_0 （波长大于 λ_0 ）时，吸收系数迅速下降，对应的频率 ν_0 或波长 λ_0 为本征吸收限。

$$\lambda_0 = \frac{1.24}{E_g(eV)}(\mu m)$$



本征吸收曲线

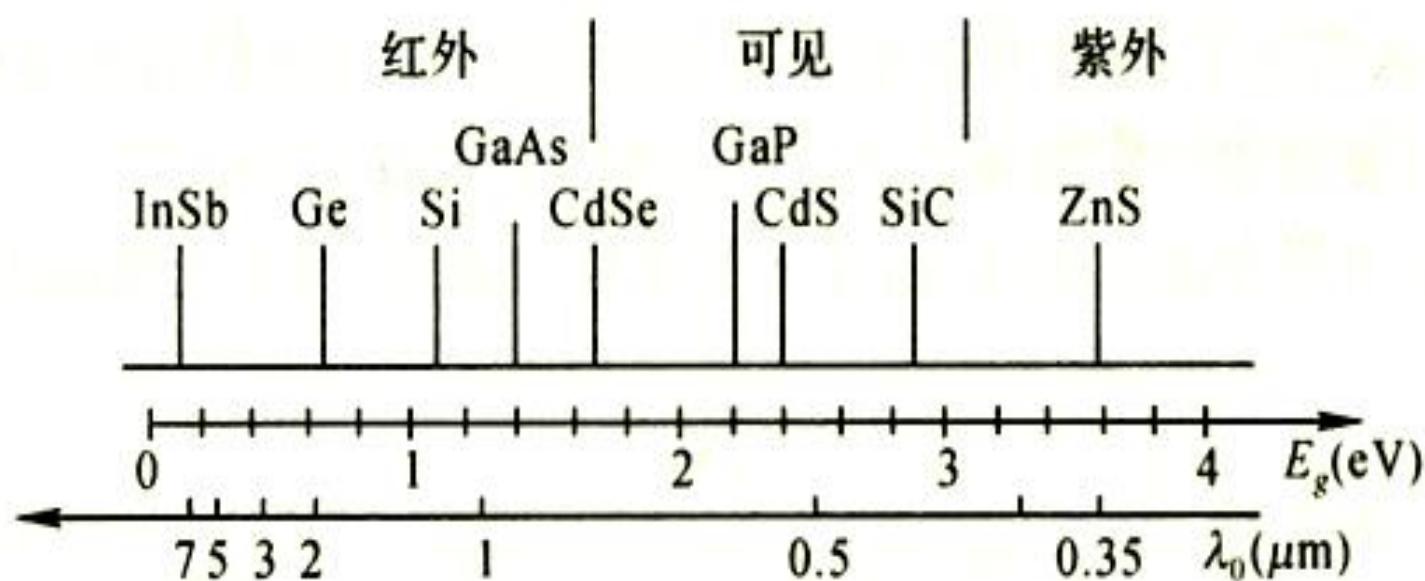


图 7-6 E_g 和 λ_0 的对应关系

影响本征吸收因素：

- 1、温度和压力都会对半导体的能带结构产生影响，引起禁带宽度变化，从而影响本征吸收限的改变。
- 2、对于本征吸收，吸收中心是价带电子，它的数量很大，因而一般可高达。由于本征吸收具有很强的吸收作用，因此，吸收实际上仅发生在半导体表面很薄的一层内。这样，与本征吸收有关的现象往往会影响到表面状态的影响。

研究本征吸收的意义

研究半导体的本征吸收光谱，不仅可以根据吸收限决定禁带宽度 E_g ，还有助于了解能带的复杂结构，也可作为区分直接带隙和间接带隙半导体的重要依据。

2. 直接跃迁和间接跃迁

电子跃迁满足选择定则：

- 1) 能量守恒； 2) 动量守恒

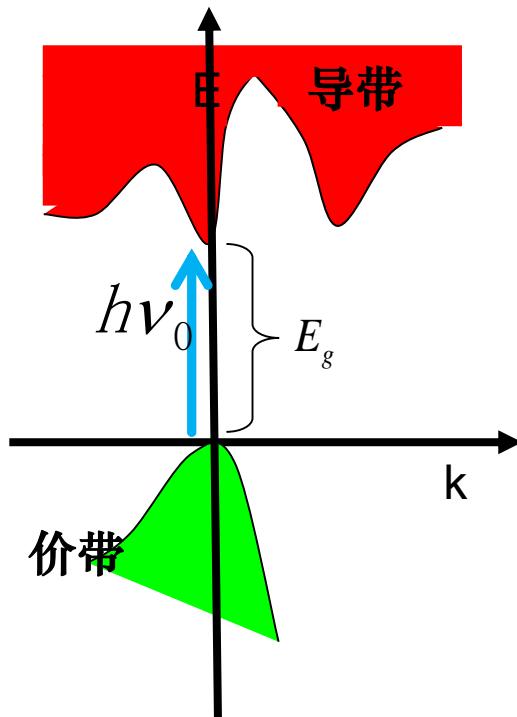
设电子跃迁前波矢 \bar{k} , 跃迁后波矢 \bar{k}' ,

跃迁前后满足条件 光子动量 = $h\bar{k}' - h\bar{k}$,

由于一般半导体吸收的光子，其动量远小于能带中电子的能量，光子动量可忽略不计，所以 $\bar{k} = \bar{k}'$,

说明电子吸收光子产生跃迁时波矢保持不变。

直接跃迁（竖直跃迁）：跃迁过程中，价带中的电子垂直跃迁到具有相同波矢 \vec{k} 的导带上。

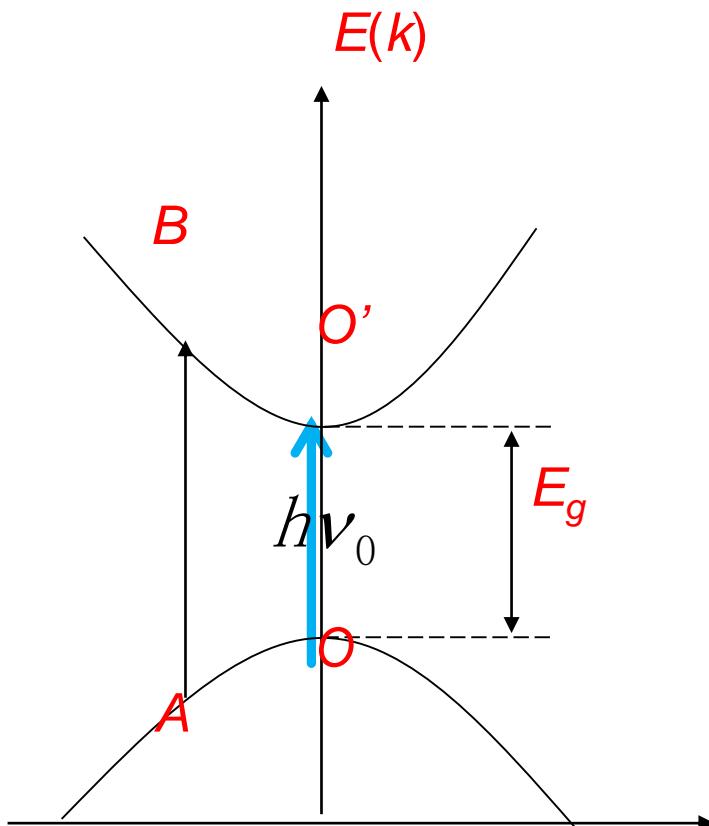


如图所示，本征吸收的光子能量就等于图中两条能量曲线间的垂直距离，由于这个距离在各处不同，所以本征吸收形成一个连续的光谱。本征吸收限就对应两线间最短的距离，与禁带宽度是直接对应的。即 $h\nu_0 = E_g$

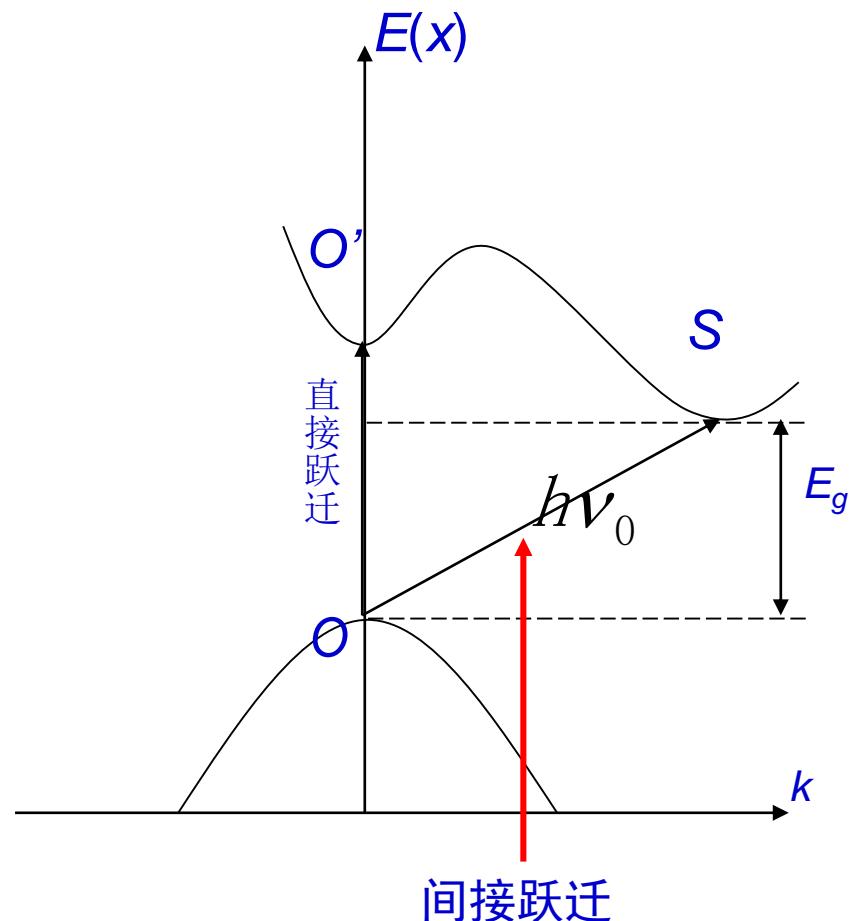
直接带隙半导体：导带极小值和价带极大值具有相同的 \bar{k} 。这种半导体在本征吸收过程中，产生电子的**直接跃迁**过程。

间接带隙半导体：导带极小值和价带极大值不具有相同的 \bar{k} 的半导体。在本征吸收过程中，产生电子的**间接跃迁**过程。

直接带隙($GaAs$)



间接带隙(Ge)



对间接带隙半导体，任何直接跃迁过程吸收的光子能量>禁带宽度 E_g .

在间接跃迁过程中，电子不仅吸收光子，还与晶格交换振动能量，放出或吸收一个声子。

能量关系为

$$h\nu_0 \pm E_p = \text{电子能量差 } \Delta E$$

+表示吸收声子，-表示放出声子。近似地能量

$$\Delta E = h\nu_0 = E_g$$

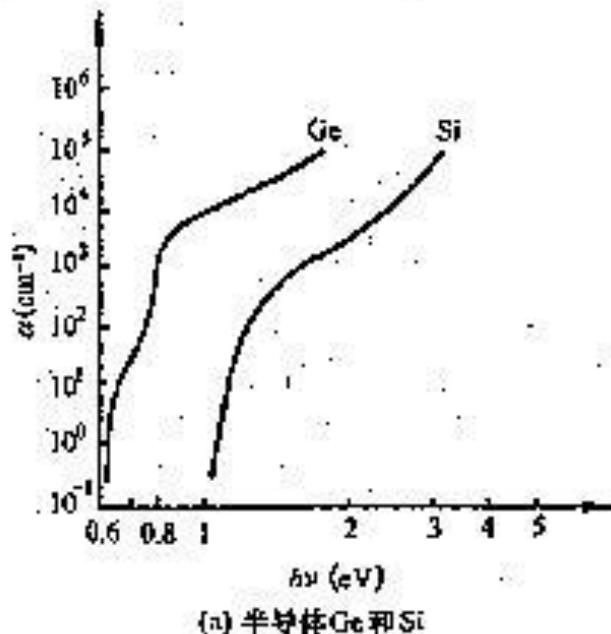
动量守恒满足： $(\hbar\vec{k}' - \hbar\vec{k}) \pm \hbar\vec{q} = \text{光子动量}$

电子的动量差± 声子动量=光子动量

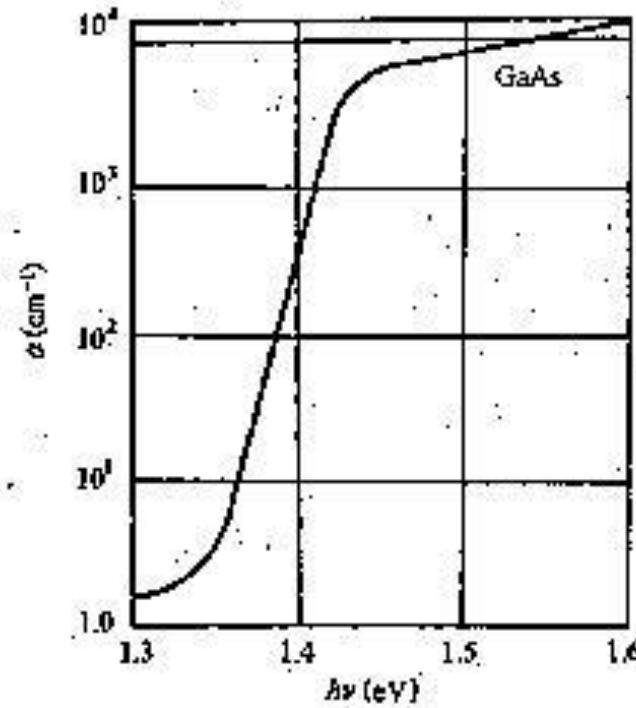
$$\vec{k}' - \vec{k} = -(\pm \vec{q})$$

\vec{q} 是声子波矢。

在非直接跃迁过程中，伴随吸收或发射声子。电子的波矢是可以改变的。



(a) 半导体Ge和Si



(b) 半导体GaAs

本征吸收系数和能量的关系

伯斯坦 (Burstein) 移动: 对重掺杂半导体，费米能级将进入导带，温度较低时 E_F 以下的状态将被电子占满，价带电子只能跃迁到 E_F 以上状态。因此本征吸收要向短波方向移动。

费朗兹-克尔德什 (Franz – Keldysh) 效应: 在强电场的作用下，本征吸收将向长波方向移动。意味着能量比 E_g 小的光子也能发生本征吸收，它是通过光子诱导的隧道效应实现的。

二.其它吸收过程

实验发现，当波长>本征吸收限 λ_0 时，也会产生吸收。说明有其他吸收存在。

1、激子吸收

理论和实验都说明，如果光子能量 $h\nu$ 小于 E_g ，价带电子受激发后虽然跃出了价带，但还足以进入导带而成为自由电子，仍然受到空穴的库仑场作用，受激电子与空穴互相束缚而结合在一起，成为一个新的系统。这个系统就称为**激子**。这样的吸收称为**激子吸收**。

Frenkel激子: 紧束缚激子，电子-空穴形成电偶极矩。电子-空穴相互距离与晶格常数相仿。常出现在绝缘体和分子晶体中。

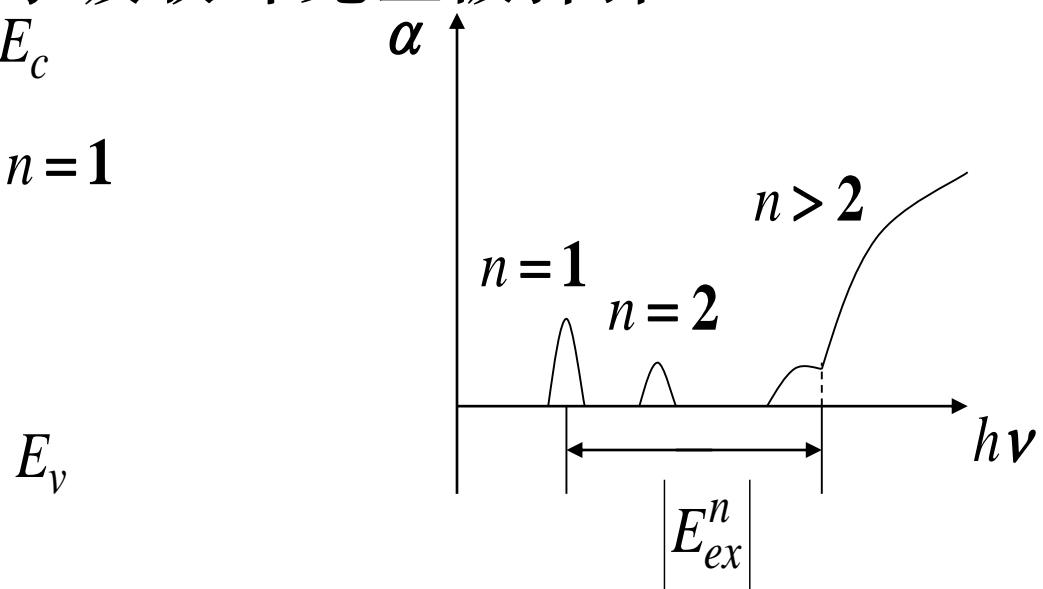
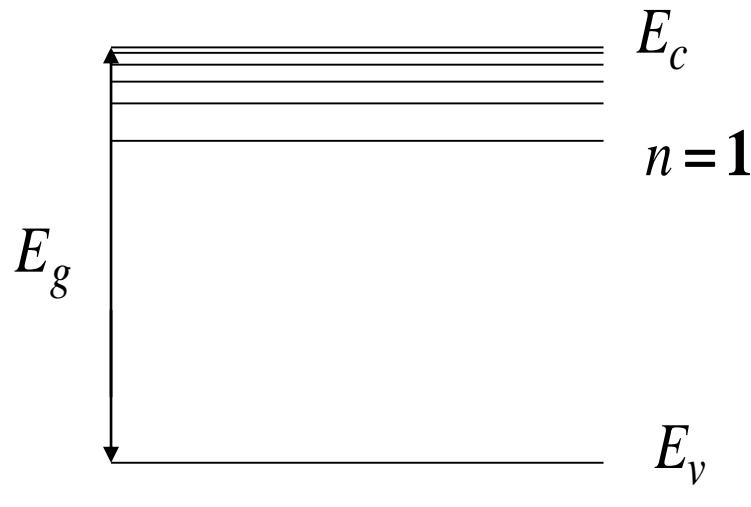
Wannier激子: 电子和空穴弱作用，之间距离远大于晶格常数，可用类氢模型模拟，可迁移，常出现在半导体和绝缘体中。

激子的消失: 激子—自由电子和空穴；

激子复合 — 光子 或 光子+声子

激子能级与吸收谱

低温时才能观察到,第一个吸收峰对应光子能量为
 $E_g - |E_{ex1}|$, n 值更大, 激子能级准连续, 与本征吸
收合并, 室温下, 激子吸收峰完全被抹掉。

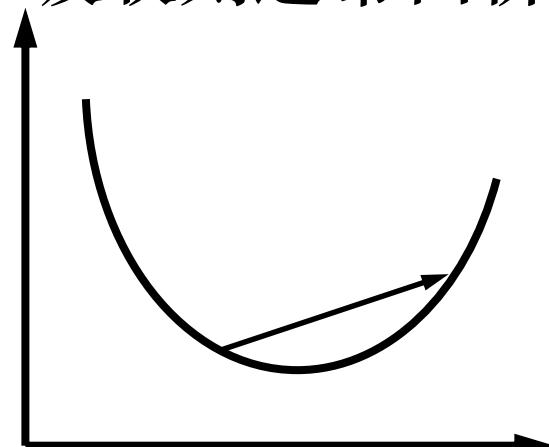


激子能级

激子吸收谱

2、自由载流子吸收

在一般的半导体材料中，自由载流子常可以在本征吸收限以外**红外波长的范围内**引起光吸收。导带电子的光吸收是由能带内的跃迁引起的。由于价带结构的特殊性，价带空穴的光吸收则通常由价带各子带间的跃迁引起的。



自由电子在导带内的跃迁

导带电子的光吸收跃迁在同一能带内进行，电子跃迁也必须伴随吸收或者发射一个声子。这种光吸收称为**自由载流子吸收**。

自由载流子跃迁的另一种类型：

子带间跃迁：吸收谱有明显精细结构

P型半导体，价带顶被空穴占据时，引起光吸收的三种过程：

$$(a) V_2 \rightarrow V_1$$

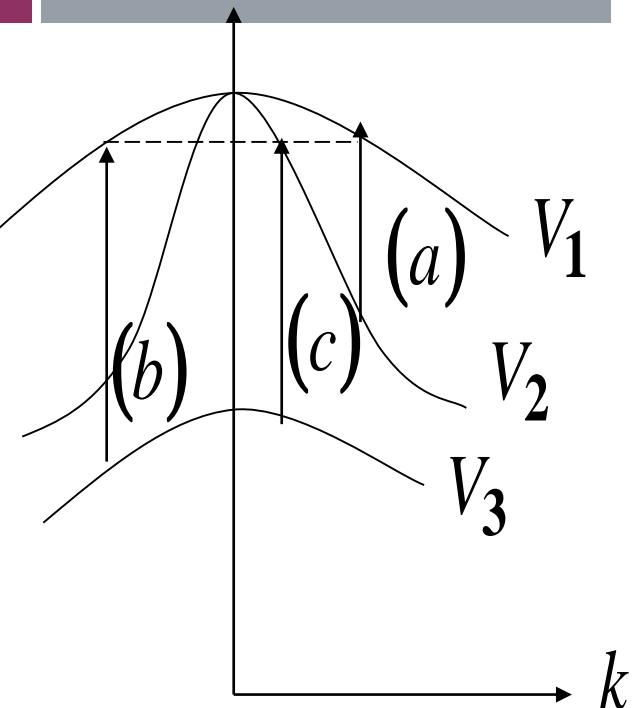
V_1 : 重空穴带；

$$(b) V_3 \rightarrow V_1$$

V_2 : 轻空穴带；

$$(c) V_3 \rightarrow V_2$$

V_3 : 自旋劈裂带；



$(Ge\text{的价带中子})$
带间的跃迁

3、杂质吸收

占据杂质能级的电子或空穴的跃迁所引起的光吸收。

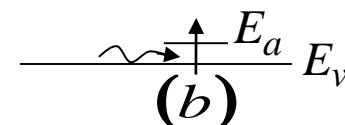
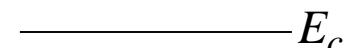
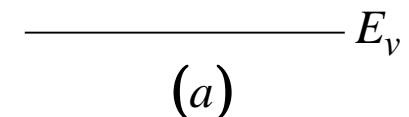
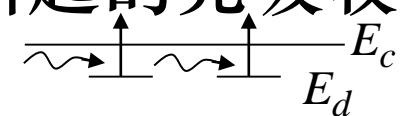
I. 中性杂质吸收：

过程I：吸收光子后，中性施主上的电子可以从基态跃迁到导带；或中性受主上的空穴从基态跃迁到价带。

由于束缚态没有一定的准动量，则电子或空穴在上述跃迁后的状态的波矢不受限制，可以跃迁到导带或价带的任意能级。

$h\nu \geq E_I$ ， 为连续吸收光谱。

一般情况下，电子跃迁到导带中越高能级，或空穴跃迁到价带越低能级，跃迁几率越小。所以，相应吸收谱主要集中在吸收限 E_I 附近的吸收带。对于通常的浅能级杂质，电离能 E_I 很小，中性杂质的吸收谱出现在远红外区。



过程II：中心施主上的电子或中性受主上的空穴，由基态跃迁到激发态，引起光吸收。

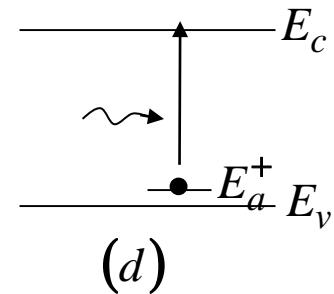
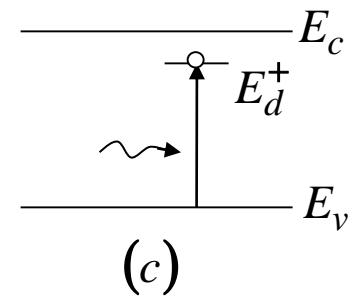
所吸收的光子能量 = 激发态能量 - 基态能量

吸收光谱为线状谱，不连续。

2. 电离杂质吸收：

电离施主上的空穴或电离受主上的电子，可以吸收光子跃迁到价带或导带。

特征：对于浅施主或浅受主，这种跃迁对应的光子能量与禁带宽度接近，将在本征吸收限的低能一侧引起光吸收，形成连续谱。



4、晶格振动吸收

晶格吸收是光子和晶格振动相互作用所引起的吸收。这种吸收发生在红外波段（一般在10~100MM）。在晶格吸收中，光子的能量直接转变为晶格原子的振动能。

对离子晶体，晶格吸收可看作是摆动的正负离子造成的交变电矩——振动的电偶极子与光波相互作用的结果。当光波的频率与格波（晶格振动模式）的频率相等时，就可发生强烈的共振吸收。因此离子晶体中晶格吸收是很强的。



10.3 半导体的光电导

光电导：由光照引起的半导体电导率增加的现象。

本征光电导：本征吸收引起的光电导。

一、附加电导率

本征吸收和杂质吸收将使半导体中产生过剩载流子，从而使半导体的电导率增加。光照下的电导率变为：

$$\sigma = q[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p]$$

无光照时样品的电导率为： $\sigma_0 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$

由此得附加电导率（简称光电导）：

$$\Delta\sigma = q(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p)$$

通常用光电导的相对值来表示光电导的大小，即

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p}{n_0 \mu_n + p_0 \mu_p}$$

对于本征光电导， $\Delta p = \Delta n$ ，引入 $b = \mu_n / \mu_p$

则：

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{(1+b)\Delta n}{bn_0 + p_0}$$

由此式可知，要制备相对光电导大的光敏电阻，应该使材料的 n_0 与 p_0 有较小的值。因此光敏电阻一般是由高阻材料制成的，或者是在低温下使用。

在本征光电导中，光激发的电子和空穴数是相等的；但是在它们复合消失以前，只有其中一种光生载流子有较长时间存在于自由状态，而另一种则往往被一些能级（陷阱）束缚住，这样 $\Delta n > \Delta p$ 或 $\Delta p > \Delta n$ 。附加电导率应为：

$$\Delta \sigma = \Delta n \mu_n q = \Delta p \mu_p q$$

除本征光电导外，光照也能使束缚在杂质能级上的电子或空穴受激电离而产生杂质光电导。但由于杂质原子数比晶体本身的原子数小很多个数量级。因此和本征光电导相比，杂质光电导是很微弱的。

二、定态光电导及驰豫过程

I、定态光电导：恒定光照下产生的光电导。

根据光强度（即单位时间通过单位面积的光子数），与吸收系数关系：

$$-\frac{dI}{dx} = \alpha I$$

即单位时间单位体积内吸收的光能量（以光子数计）与光强度 I 成正比。

从而电子—空穴对的产生率可定为：

$$\varrho = \beta I \alpha$$

β 代表每吸收一个光子产生的电子—空穴对数，称为量子产额。

设在某一时刻开始以强度 I 的光射在半导体表面，假设除激发过程外，不存在其它任何过程，则经 t 秒后，光生载流子浓度应为

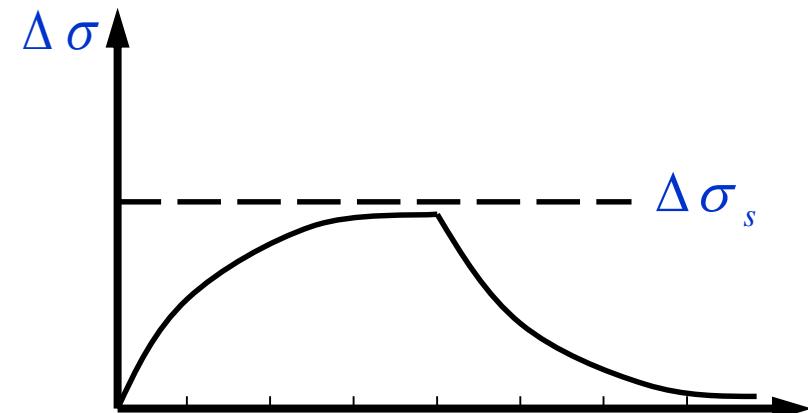
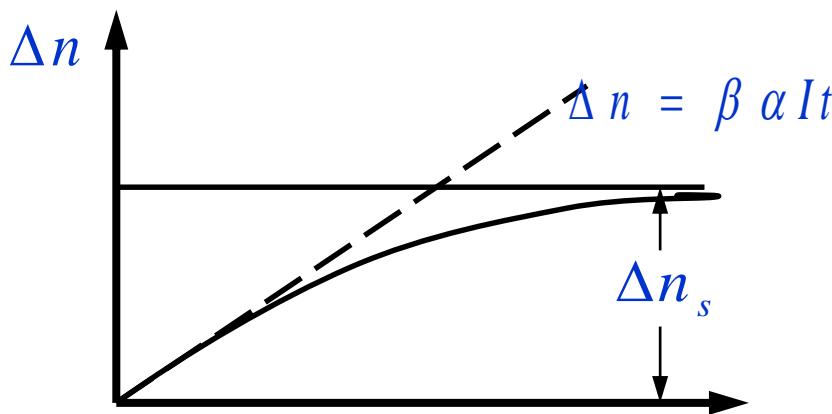
$$\Delta n = \Delta p = \beta \alpha I t$$

如光照保持不变，光生载流子浓度将随 t 线性增大。而事实上，由于光激发的过程还存在复合过程，因此 Δn 和 Δp 不可能直线上升。 Δn 最后达到一稳定值 Δn_s ，这时附加的光电导也达到稳定值 $\Delta \sigma_s$ 。这就是定态光电导。达到定态光电导时，电子—空穴的复合率等于产生率即 $R = Q$ 。

设光生电子和空穴的寿命分别为 τ_n 和 τ_p ，则定态光生载流子浓度为 $\Delta n_s = \beta \alpha I t_n$, $\Delta p_s = \beta \alpha I \tau_p$

定态光电导率为: $\Delta \sigma_s = q \beta \alpha I (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p)$

β 、 α 表征光和物质的相互作用，决定着光生载流子的激发过程； μ 、 τ 则表征载流子与物质之间的相互作用，决定着载流子运动和非平衡载流子的复合过程。



2、光电导的驰豫现象：如图所示，在光照下光电导率逐渐上升和光照停止后光电导率逐渐下降的现象。

(I) 小注入情况

$t=0$ 时开始光照，光强度为 I 。小注入时，光生载流子寿命 τ 是定值，复合率 $R = \Delta n / \tau$ ，在光照过程中， Δn 的增加率为：

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = Q - R = \beta \alpha I - \frac{\Delta n}{\tau}$$

利用起始条件可得到方程的指数解。即

$$\Delta n = \beta \alpha I \tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad \text{当 } t \gg \tau \text{ 时, } \Delta n = \beta \alpha I \tau = \Delta n_s$$

光照停止后 $Q=0$, 决定光生载流子下降的方程应为:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

$t=0$ 时停止光照, 光生载流子浓度已达到定态值, 解得

$$\Delta n = \Delta n_s e^{-\frac{t}{\tau}}$$

从而得到光电导在小注入情况下, 上升和下降函数

上升

$$\Delta \sigma = \Delta \sigma_s (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

下降

$$\Delta \sigma = \Delta \sigma_s e^{-\frac{t}{\tau}}$$

(2) 强注入情况

当光注入很强, $\Delta n \gg n_0$ 和 P_0 的情况下, 载流子的寿命不再是定值, 复合率为 $r(\Delta n)^2$ 。

Δn 上升和下降的微分方程和小注入类似, 只需把复合率改一下, 起始条件: 上升时 $t = 0, \Delta n = 0$, 下降时, $t = 0, \Delta n = \Delta n_s = (\beta \alpha I / r)^{1/2}$ 。

可解得 Δn 的驰豫曲线方程。和小注入情况相比比较复杂。

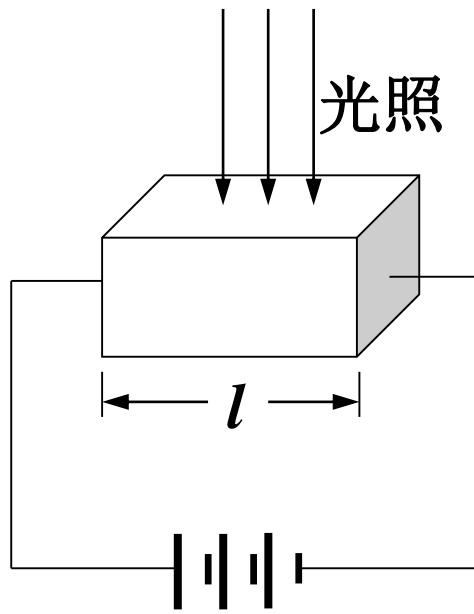
三、光电导灵敏度及光电导增益

1、光电导灵敏度：单位光照度引起的光电导 $\Delta\sigma_s$ 。

$\Delta\sigma_s$ (Δn_s) 越大，表示灵敏度越高，从 $\Delta n_s = \beta \alpha I \tau$ ，可知，驰豫时间越长，能使灵敏度提高。但另一方面，光电导的驰豫时间又代表光敏电阻对光信号反应的快慢。实际应用中，即要求灵敏度高，又要求驰豫时间要短（反应要快）。因此必须据实际要求选用适当的材料。

2、光电导增益

同一种材料组成的光敏电阻，由于结构不同，可以产生不同的光电导效果。通常用光电导增益表示光电导效应的增强。



测定光电流的示意图

在 $\tau_n > \tau_t$ 的情况下，光敏电阻每吸收一个光子就能使许多电子相继通过两个电极。通常用光电导增益因子G表示这种光电导效应的增强。

增益因子：

$$G = \frac{\tau_n \mu_n V}{l^2}$$

在光敏电阻两端接电源V，在外加电场的作用下，光生载流子在两极间的定向运动形成电路中的光电流。在一定条件下，光生电子的寿命 τ_n 可以大大超过电子从一个电极漂移到另一个电极所需的时间 τ_t （所谓渡越时间）。

四、复合和陷阱效应对光电导的影响

半导体有光电导是一种结构灵敏现象，因为对于不同的掺杂和晶体缺陷，存在着不同的复合中心和陷阱中心。研究光电导的机理实质上就是研究光生载流子的复合过程，从而确定非平衡载流子的寿命 τ 。

大量实际证明，半导体材料中除了复合中心外，还存在浓度相当高的主要起陷阱作用的中心。

I、少数载流子陷阱作用

少数载流子陷阱有增加定态光电导灵敏度的作用。因此光电导材料中有时可以加入适当的杂质，以提高其灵敏度。

2、多数载流子陷阱

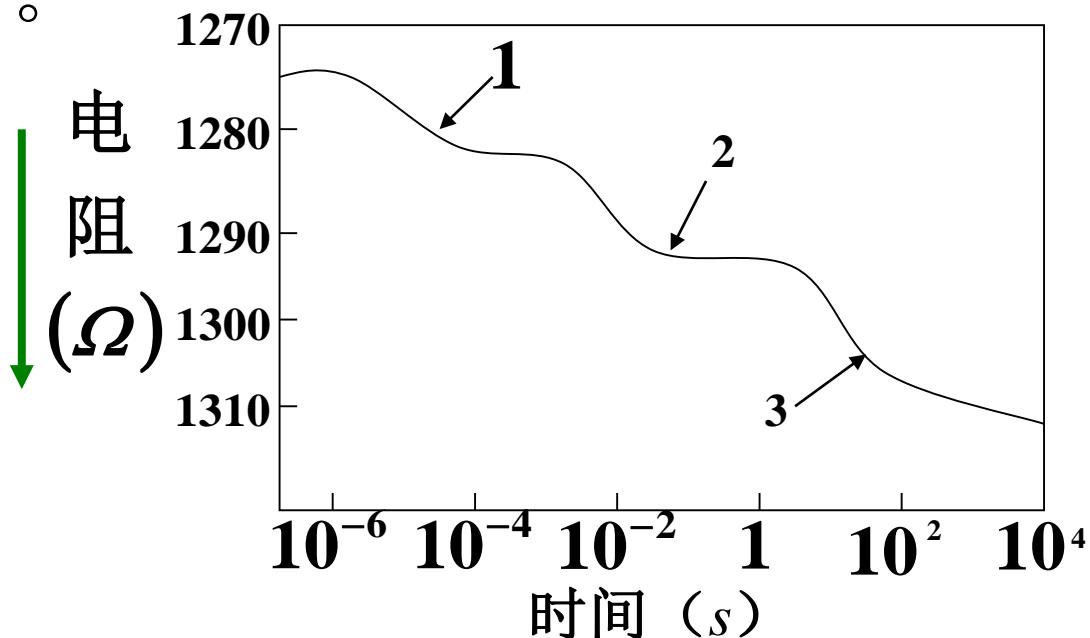
由于高阻材料中，杂质浓度可以比平衡载流子浓度高很多倍，所以杂质也可以产生十分显著的陷阱作用。这对于光电导的驰豫时间有决定性影响。

多数载流子陷阱增长了光电导上升和下降的驰豫过程，其影响的大小在很大程度上决定天陷阱的深度。另一方面，每增加一个陷阱电子，必然增加一个附着在复合中心上的空穴，这就增加了导带中光生电子的复合概率，缩短了自由非平衡电子的寿命 τ 。因此 Δn_s 将比没有陷阱时减小。从而降低了光电导的灵敏度。

具体分析P型硅的光电导衰减

在P型硅中存在深、浅两种陷阱，开始时两种陷阱都基本饱和，即陷阱基本上被电子填满，导带中尚有相当数量的非平衡电子。

图中1, 2, 3三部分
分别对应于导带中电
子、浅陷阱中电子和
深陷阱中电子的衰减。



P型硅的光电导衰减

五、本征光电导的光谱分布

1、光电导的光谱分布是指在相同光强照射下，光电导的强弱与照射光频率（或波长）的关系。

2、光谱分布的实际意义：

确定半导体材料的应用范围

3、光强有“等量子”和“等能量”的区别

等量子：对不同波长，以光子数计的光强是相等的。即光电导的测量是在相等的光子流下进行的。

等能量：对于不同波长，光强的能量流是相等的。

六、杂质光电导

对于杂质半导体，光照使束缚于杂质能级上的电子或空穴电离，因而增加了导带和价带的载流子浓度，产生**杂质光电导**。

特点：

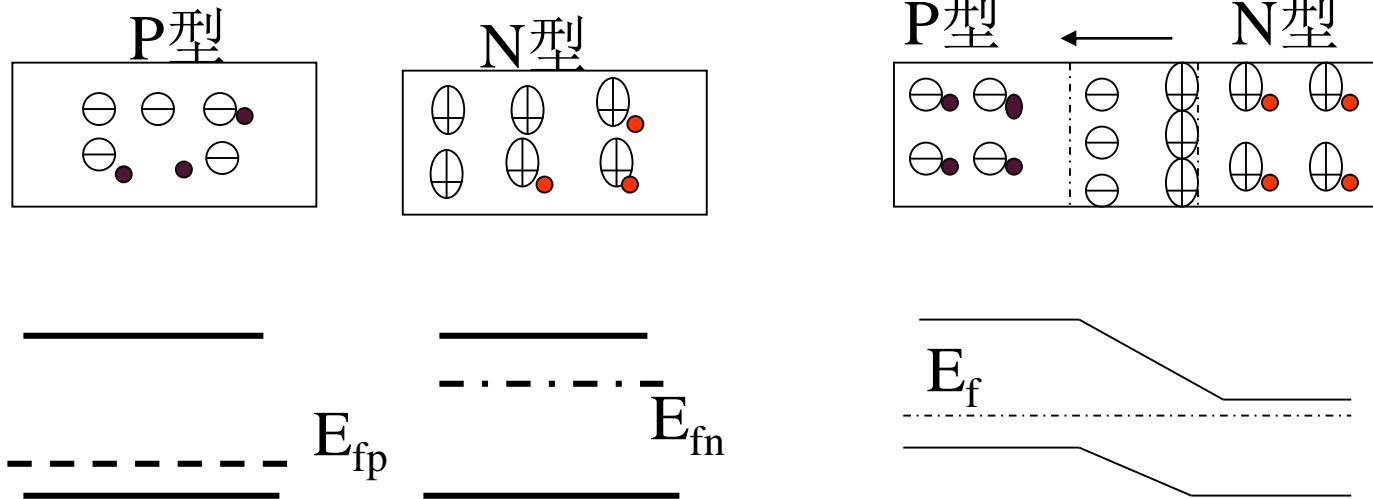
- 1、杂质电离能比禁带宽度小很多，从杂质能级上激发电子或空穴所需要的光子能量比较小，因此杂质半导体作为远红外波段的探测器，具有重要作用。
- 2、杂质原子浓度比半导体材料本身的原子浓度一般要小很多个数量级，因此杂质光电导十分微弱，涉及到的能量在红外光范围。因此测量杂质光电导一般都在低温下进行。



10.4 半导体的光伏效应

10.4 半导体的光伏效应

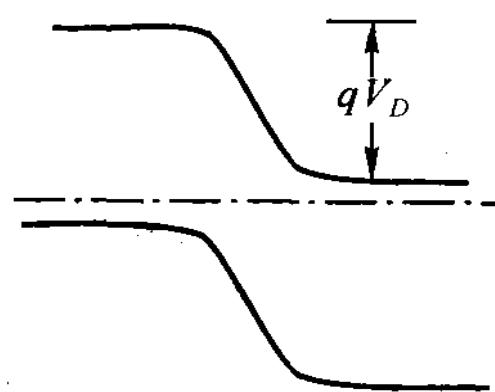
半导体的PN结



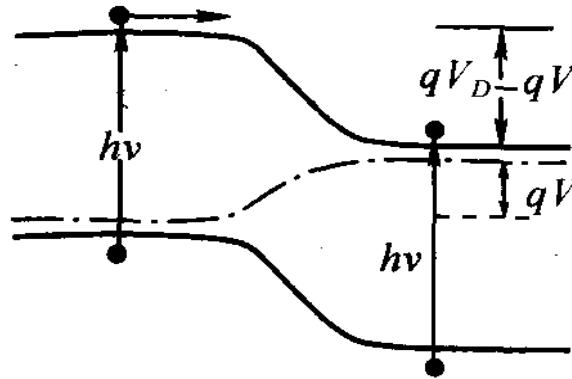
PN结能级弯曲的原因：

- 在热平衡条件下，同一体系具有相同的费米能级
- 能级是相对于电子来说的，在经过PN结时电场力做功，电势能降低

设入射光垂直PN结面。如果结较浅，光子将进入PN结区，甚至更深入到半导体内部。能量大于禁带宽度的光子，由本征吸收在结的两边产生电子-空穴对。在光激发下多数载流子浓度一般改变较小，而少数载流子浓度却变化很大，因此应主要研究光生少数载流子的运动。



(a) 无光照



(b) 光照激发

图 7-22 p-n 结能带图

由于PN结势垒区内存在较强的内建电场（自N区指向P区），结两边的光生少数载流子受该场的作用，各自向相反方向运动：P区的电子穿过P-N结进入N区；N区的空穴进入P区，使P端电势升高，N端电势降低，于是在P-N结两端形成了光生电动势，这就是P-N结的光生伏特效应。由于光照在P-N结两端产生光生电动势，相当于在P-N结两端加正向电压V，使势垒降低为 $qV_D - qV$ ，产生正向电流IE。

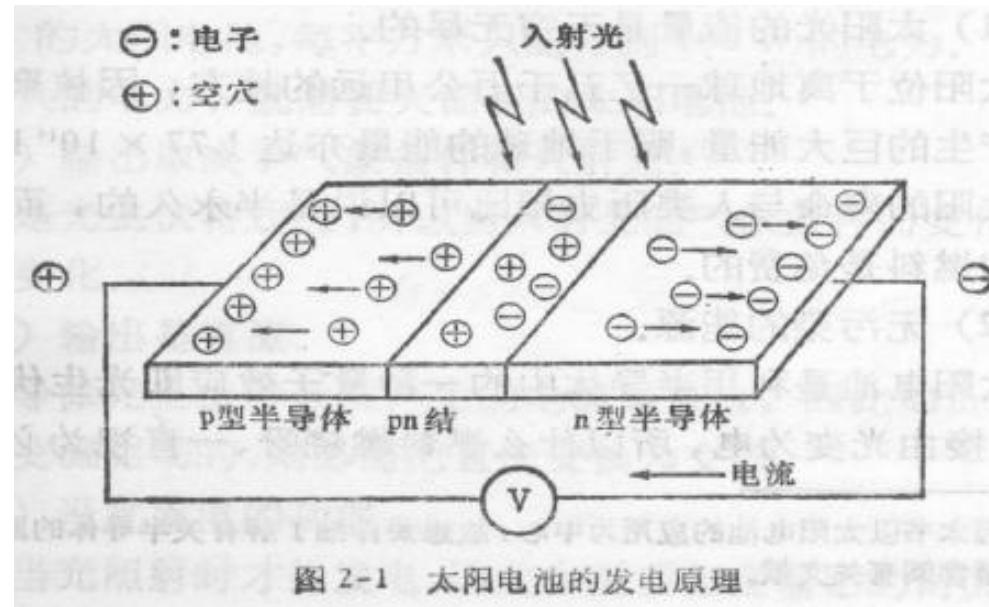


图 2-1 太阳电池的发电原理

在PN结开路的情况下，光生电流和正向电流相等时，PN结两端建立起稳定的电势差 V_{oc} ，(P区相对于N区是正的)，这就是光电池的开路电压。如将PN结与外电路接通，只要光照不停止，就会有源源不断的电流通过电路，P-N结起了电源的作用。这就是光电池的基本原理。

正向偏压下，通过结的正向电流为

$$J = J_s [\exp(\frac{qV}{k_0 T} - 1)]$$

V 为光伏电压， I_s 反向饱和电流。

设用一定强度的光照射光电池，光强度随光透入的深度按指数规律下降，光生载流子的产生率 Q_s 也随光照深入而减小。

光生电流 $I_L = qQA(L_p + L_n)$ ， 从N区流向P区，

光生电压为：

$$V = \frac{k_0 T}{q} \ln\left(\frac{I_L - I}{I_s} + 1\right)$$

开路情况下，流经负载 R 的电流 $I=0$,

开路电压为：

$$V_{oc} = \frac{k_0 T}{q} \ln\left(\frac{I_L}{I_s} + 1\right)$$

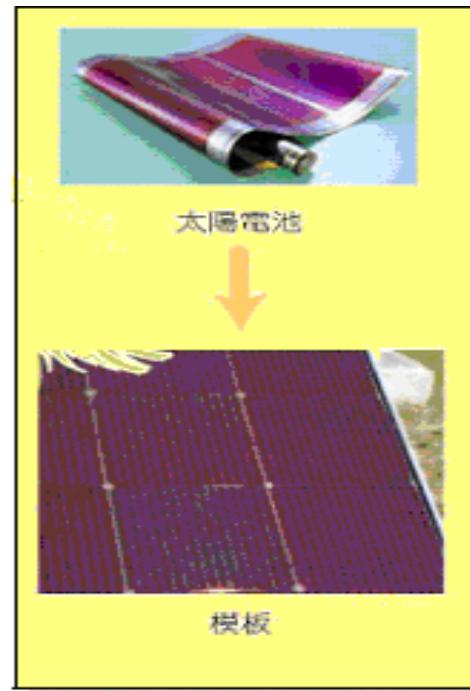
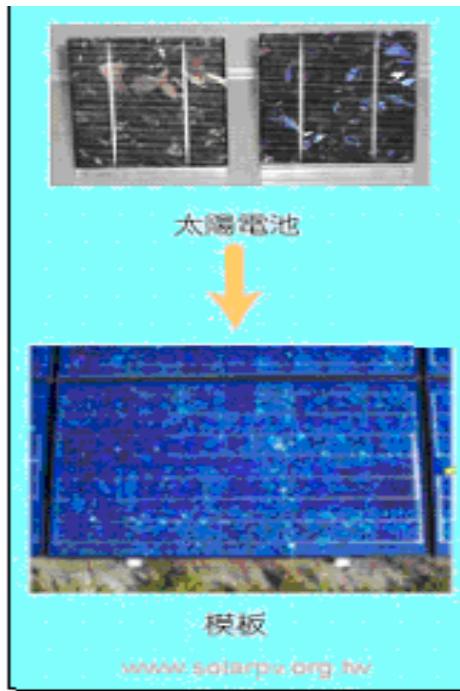
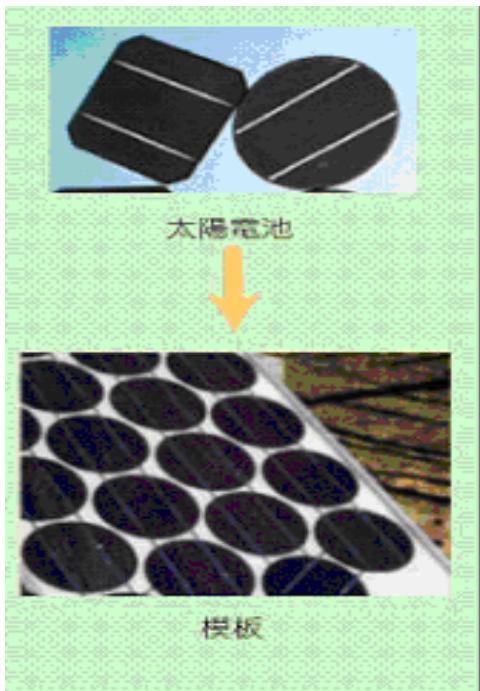
将pn结短路，流过的短路电流 I_{sc} 就等于光生电流，

$$I_{sc} = I_L$$

开路电压和短路电流 I_{sc} 为光电池的两个最重要参数随光照强度增加而增加。

光生伏特效应的最重要应用就是制备太阳能电池。

光伏效应的应用 ——太阳能电池



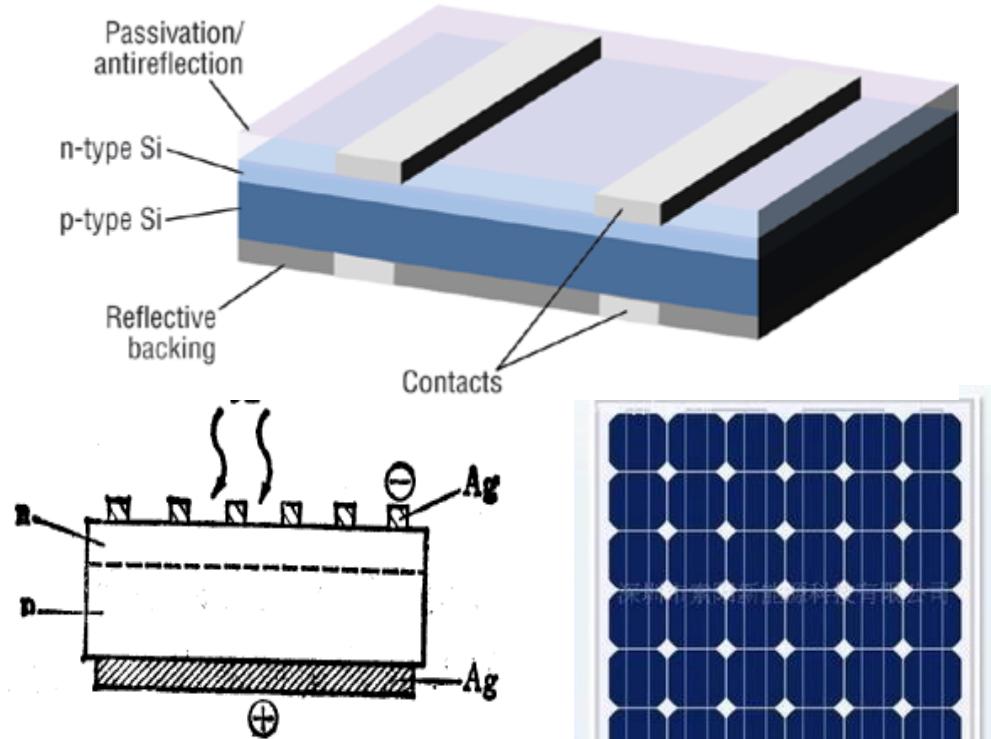
光伏发电的发展历史

- 1893年 法国科学家贝克勒尔发现“光生伏打效应”，即“光伏效应”。
- 1876年 亚当斯等在金属和硒片上发现固态光伏效应。
- 1883年 制成第一个“硒光电池”，用作敏感器件。
- 1930年 肖特基提出 Cu_2O 势垒的“光伏效应”理论。同年，朗格首次提出用“光伏效应”制造“太阳电池”，使太阳能变成电能。
- 1941年 奥尔在硅上发现光伏效应。
- 1954年 恰宾和皮尔松在美国贝尔实验室，首次制成了实用的单晶太阳电池，效率为6%。同年，韦克尔首次发现了砷化镓有光伏效应，并在玻璃上沉积硫化镉薄膜，制成了第一块薄膜太阳电池。

光伏发电的发展历史

- 1955年 吉尼和罗非斯基进行材料的光电转换效率优化设计。同年，第一个光电航标灯问世。美国RCA研究砷化镓太阳电池。
- 1957年 硅太阳电池效率达8%。
- 1958年 太阳电池首次在空间应用，装备美国先锋I号卫星电源。
- 1959年 第一个多晶硅太阳电池问世，效率达5%。
- 1972年 罗非斯基研制出紫光电池，效率达16%。
- 1975年 非晶硅太阳电池问世。同年，带硅电池效率达6%~%。
- 1978年 美国建成100KWP太阳地面光伏电站。

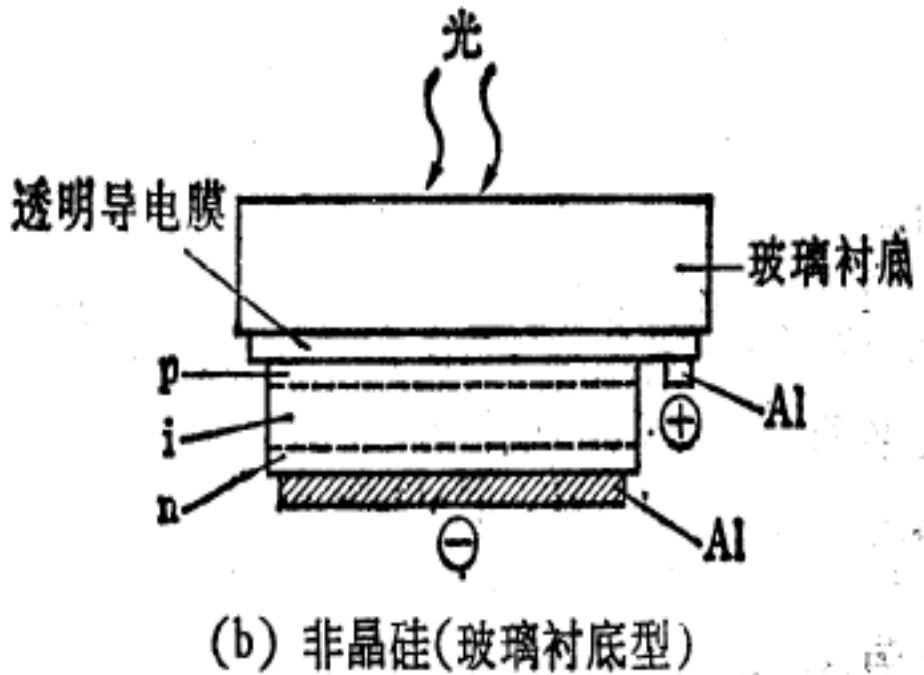
太阳能电池的结构



(a) 单晶硅

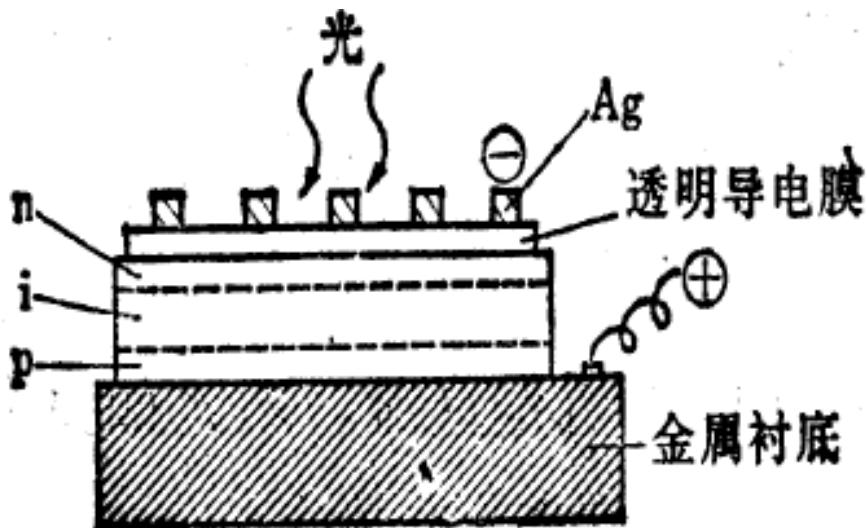
单晶硅太阳能电池的典型结构

单晶硅太阳能电池通常是以P型Si为衬底，扩散N型杂质，形成如图(A)所示结构。为取出电流，P型衬底的整个下表面涂银并烧结，以形成银电极，接通两电极即能得到电流。



玻璃衬底非晶硅太阳能电池是先在玻璃衬底上淀积透明导电薄膜，然后依次用等离子体反应沉积p型、i型和n型三层a-Si，接着再蒸涂金属电极铝，电池电流从透明导电薄膜和电极铝引出。

玻璃衬底非晶硅太阳能电池的典型结构



(c) 非晶硅(金属衬底型)

不锈钢衬底非晶硅太阳能电池的典型结构

不锈钢衬底型太阳能电池是在不锈钢衬底上沉积PIN非晶硅层，其上再沉积透明导电薄膜，最后与单晶硅电池一样制备梳状的银收集电极。电池电流从下面的不锈钢和上面的梳状电极引出。

10.5 半导体发光

10.5 半导体发光

处于激发态的电子向低能态跃迁，以光辐射形式释放出能量，称为发光或光辐射。

发光的条件：通过某种激发过程(光、电)，使半导体处于非平衡系统，通过非平衡载流子的复合，才能形成发光。

I. 辐射跃迁：

半导体材料受到某种激发，产生电子从低能级向高能级的跃迁，形成非平衡载流子，激发态电子处于非平衡态。一段时间后，又回复到低能量状态，发生电子-空穴的复合，在复合过程中，电子以不同的形式释放出能量。

1) 杂质或缺陷参与的跃迁

2) 带与带之间的跃迁：

3) 载流子在带内的跃迁

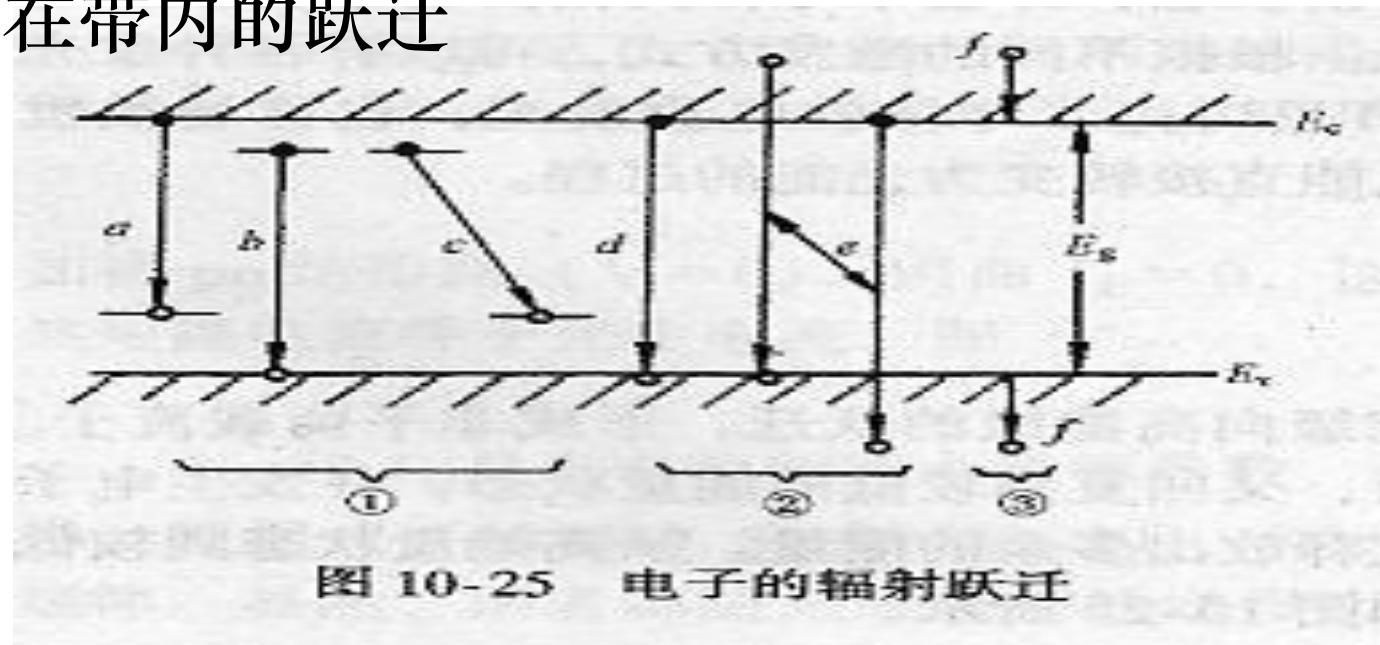


图 10-25 电子的辐射跃迁

跃迁过程中伴随着释放光子，这种跃迁称为**辐射跃迁**。

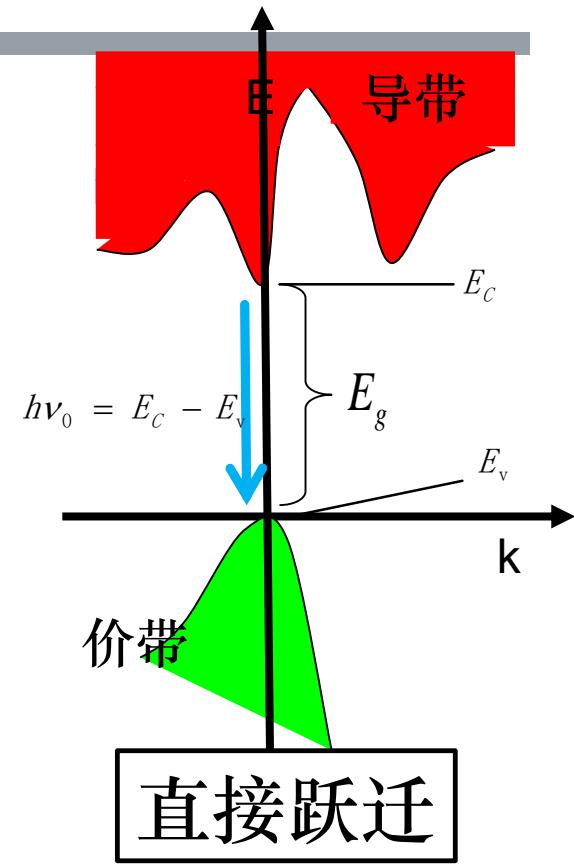
2. 本征跃迁

导带的电子跃迁到价带，与价带电子复合，发射出光子，称为**本征跃迁**。

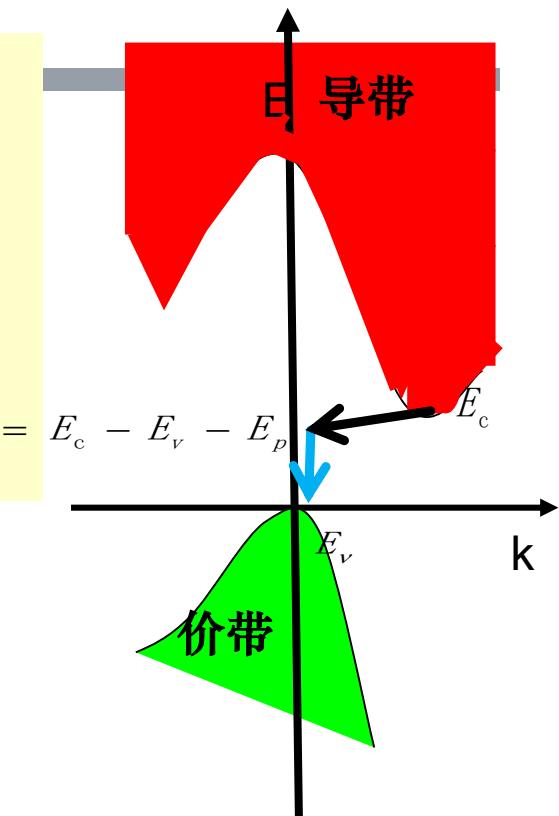
显然，本征跃迁是吸收的逆过程。

直接跃迁只涉及一个电子-空穴对和一个光子，辐射效率较高。

直接带隙半导体：Ⅱ-Ⅲ，Ⅲ-V化合物，都是发光材料。



间接带隙半导体，导带和价带对应不同的波矢 \mathbf{k} ，带与带间的跃迁为间接跃迁。在此过程中，除了发射光子外，还有声子参与。因此，这种跃迁比直接跃迁的概率小的多。



Ge、Si和部分三五族半导体都是间隙半导体，它们的发光比较弱。

3. 发光效率

电子跃迁过程中，除了发射光子的辐射跃迁外，还存在无辐射跃迁。

另外，

电子和空穴复合，也可将能量转变为晶格振动能量，即伴随着发射声子的无辐射复合过程。

发射光子的效率影响因素：取决于非平衡载流子辐射复合寿命和无辐射复合寿命的相对大小。当辐射复合远大于无辐射复合时，才能获得有效的光子发射。

$$\eta_{\text{内}} = \frac{\text{单位时间内产生的光子数}}{\text{单位时间内注入的电子-空穴对数}}$$

$$\eta_{\text{内}} = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_r}} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r}{\tau_{nr}}}$$

$$\eta_{\text{外}} = \frac{\text{单位时间内发射到外部的光子数}}{\text{单位时间内注入的电子-空穴对数}}$$

使半导体材料具有实用的发光价值，不但要选择内部发光效率高的材料，还要采取措施，提高其外部量子效率。如将表面做成球面状，使发光区域位于球心，避免全反射。

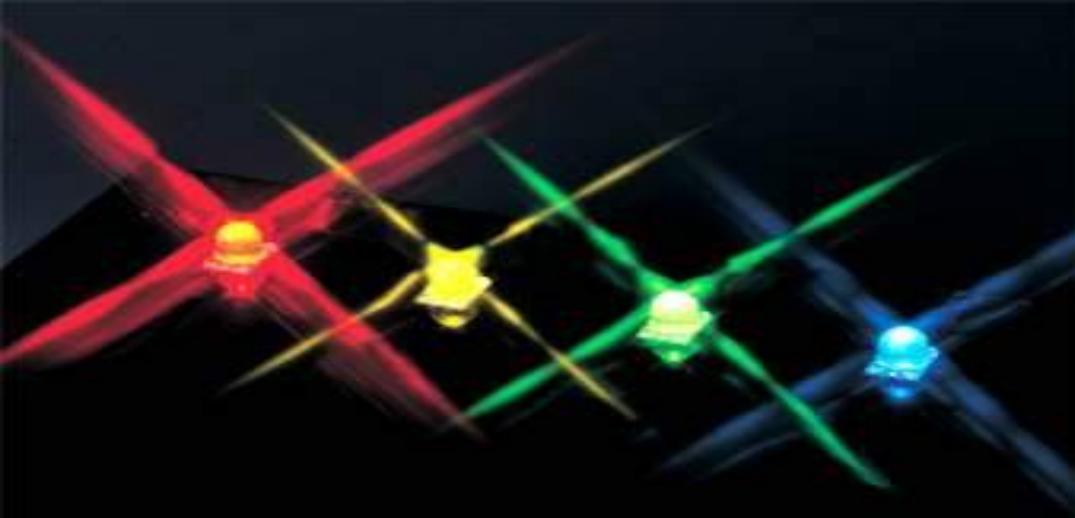


半导体发光器件

LED发光二极管

LED (LIGHTING EMITTING DIODE)

即发光二极管，是一种半导体固体发光器件。它是利用固体半导体芯片作为发光材料，在半导体中通过载流子发生复合放出过剩的能量而引起光子发射，直接发出红、黄、蓝、绿、青、橙、紫、白色的光。LED照明产品就是利用LED作为光源制造出来的照明器具。



透明环氧树脂封装

LED 芯片

楔形支架

有发射碗的阴极杆

阳极杆

引线架

发光二极管的构造图



半导体材料的分代

- 以硅**SI**为代表的半导体材料为第一代半导体材料
- 以砷化镓**GAAS**为代表的化合物半导体材料为第二代半导体材料
- 以氮化镓**GAN**为代表的宽带隙化合物半导体材料为第三代半导体材料

第三代半导体材料—— GAN半导体材料

- 宽带隙化合物半导体材料，有很高的禁带宽度（2.3—6.2EV），可以覆盖红、黄、绿、蓝、紫和紫外光谱范围，是到目前为止其它任何半导体材料都无法达到的
- 高频特性，可以达到300G HZ（硅为10G，砷化镓为80G）

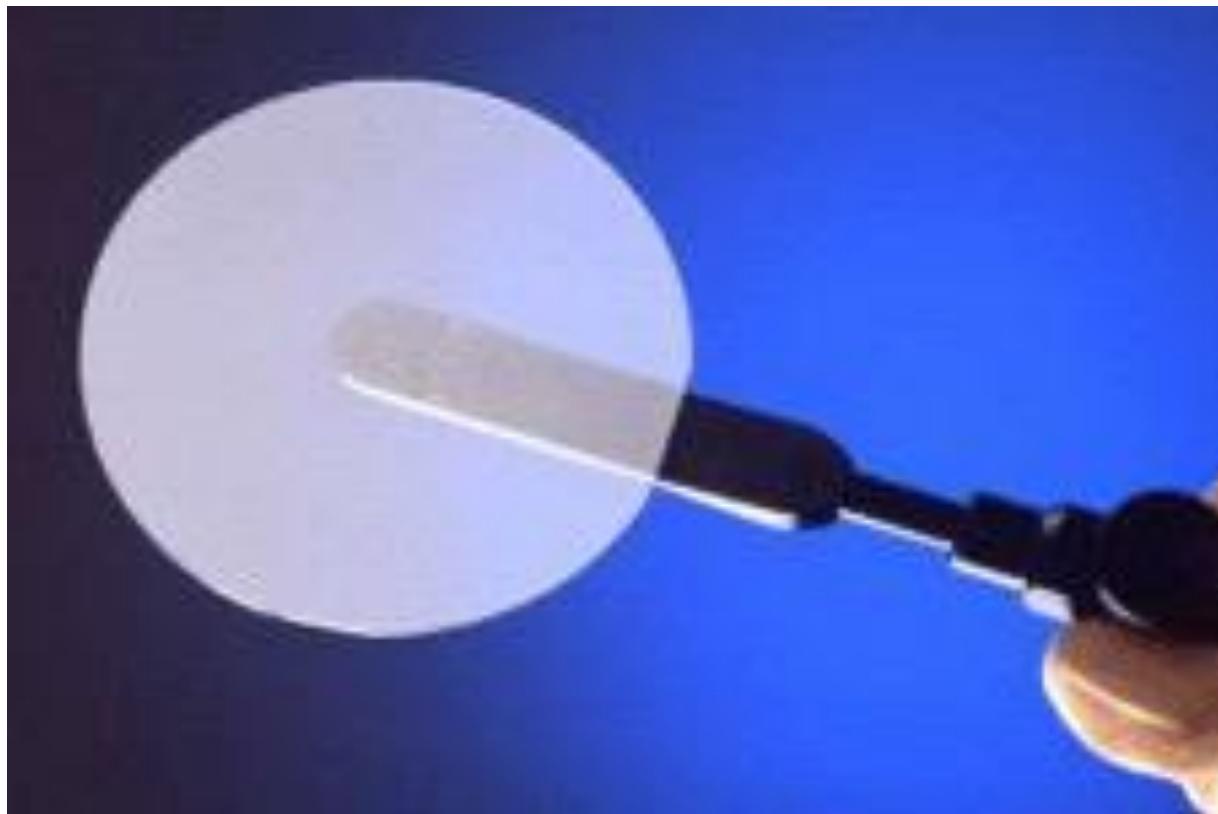
GAN基LED芯片生产

- 通过几十道工序，将GAN外延片加工成为LED芯片，标准芯片的尺寸为0.3X0.3MM一片2”外延片可以加工10000多颗LED芯片

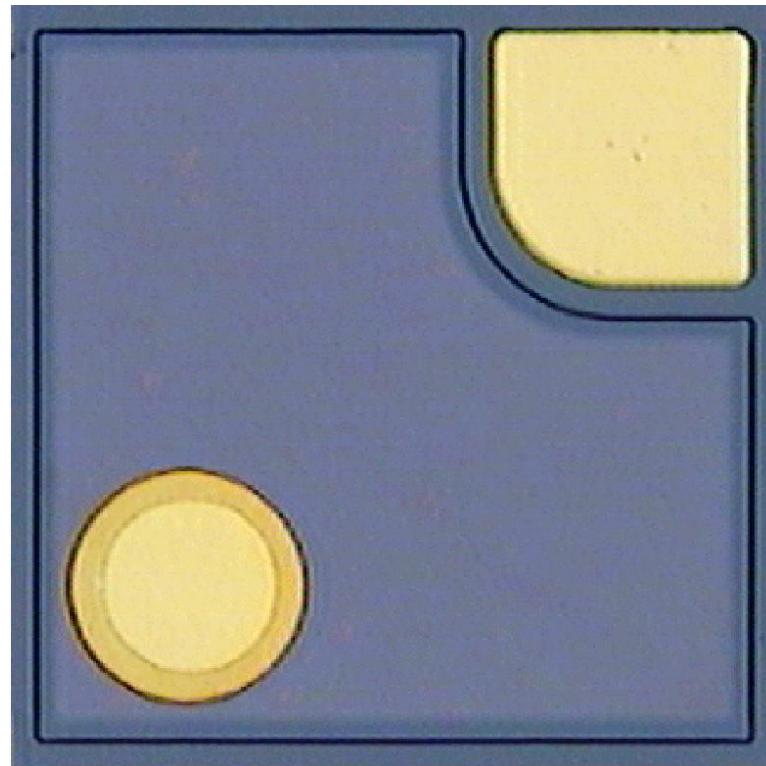


6X2MOCVD设备

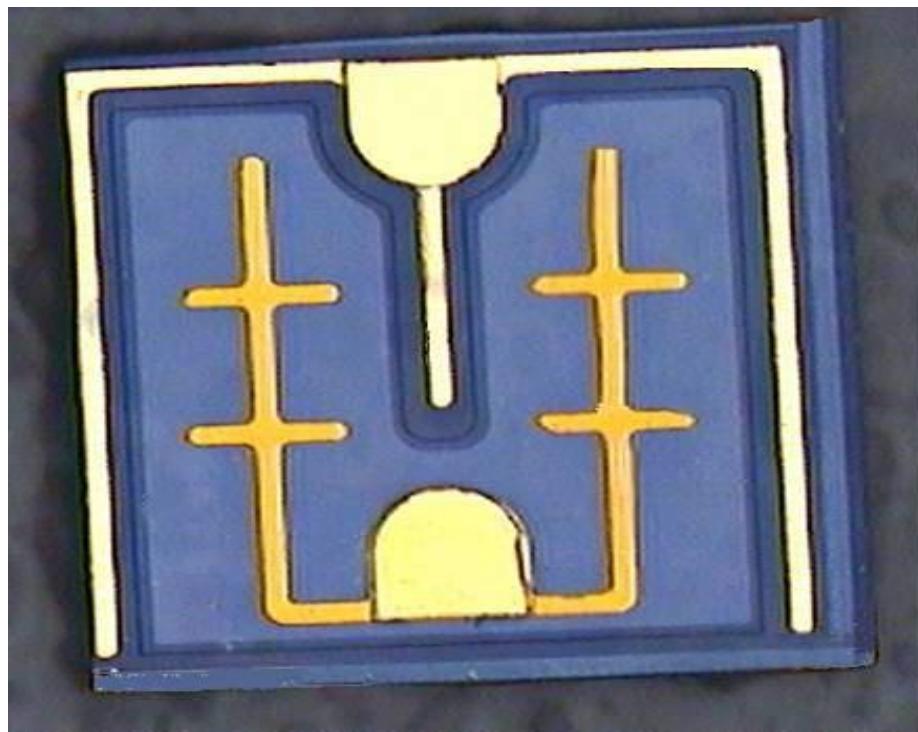
方大集团于2001年9月在国内第一个
生产出GAN基LED外延片



GAN基蓝绿光LED芯片



GAN基大功率蓝光LED芯片

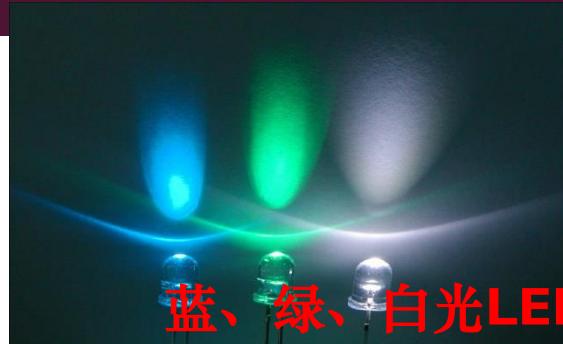


半导体光电器件应用

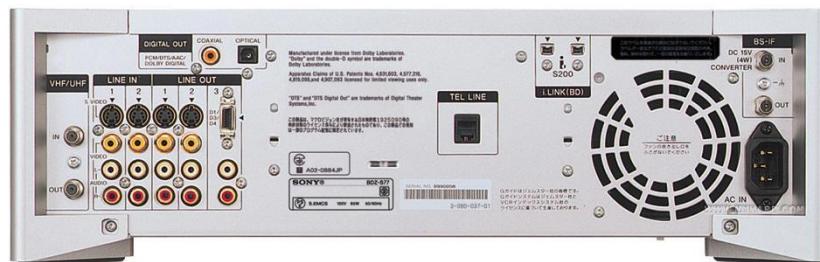
室外大LED全彩色屏幕



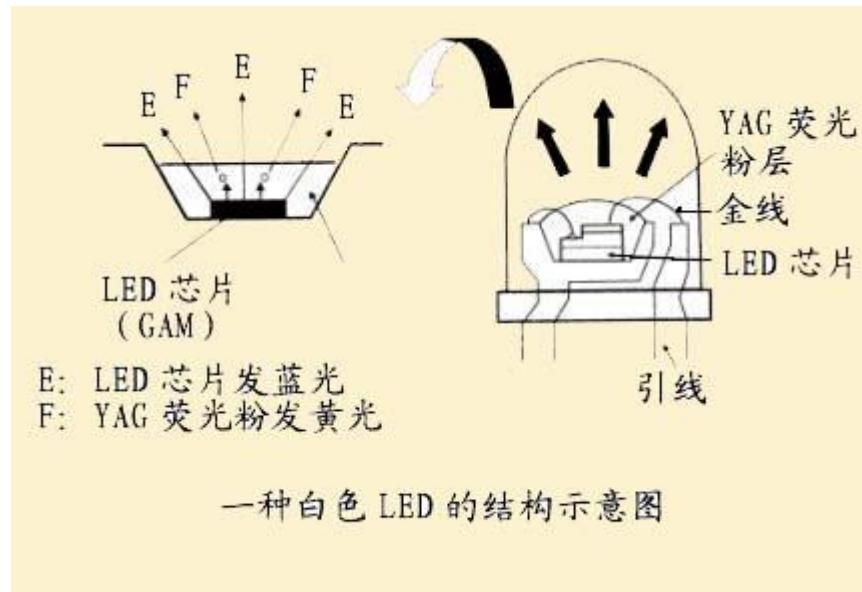
蓝、绿、白光LED



索尼全球首台蓝光DVD刻录机BDZ-S7



白光LED的开发





白色LED照明灯



地砖灯



手电筒



礼品灯



10.6 半导体激光

半导体激光器工作原理

半导体激光器是向半导体PN结注入电流，实现粒子数反转分布，产生受激辐射，并利用光学谐振腔的正反馈实现光放大而产生激光。

- ❖ 光与物质相互作用的三种基本方式
- ❖ 粒子数反转分布
- ❖ 激光振荡和光学谐振腔

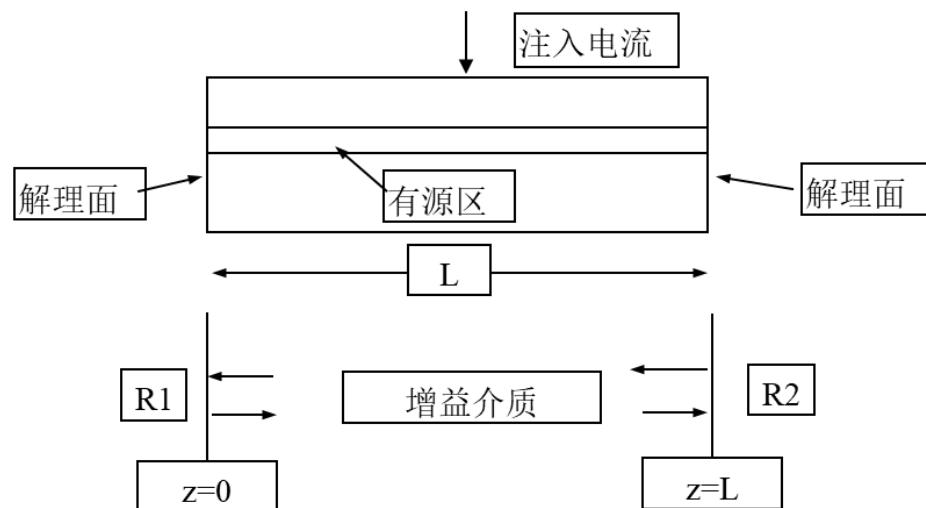
光学谐振腔与激光器的阈值条件

- 激光器稳定工作的必要条件：

(1) 粒子数反转产生增益

(2) 提供光的反馈：

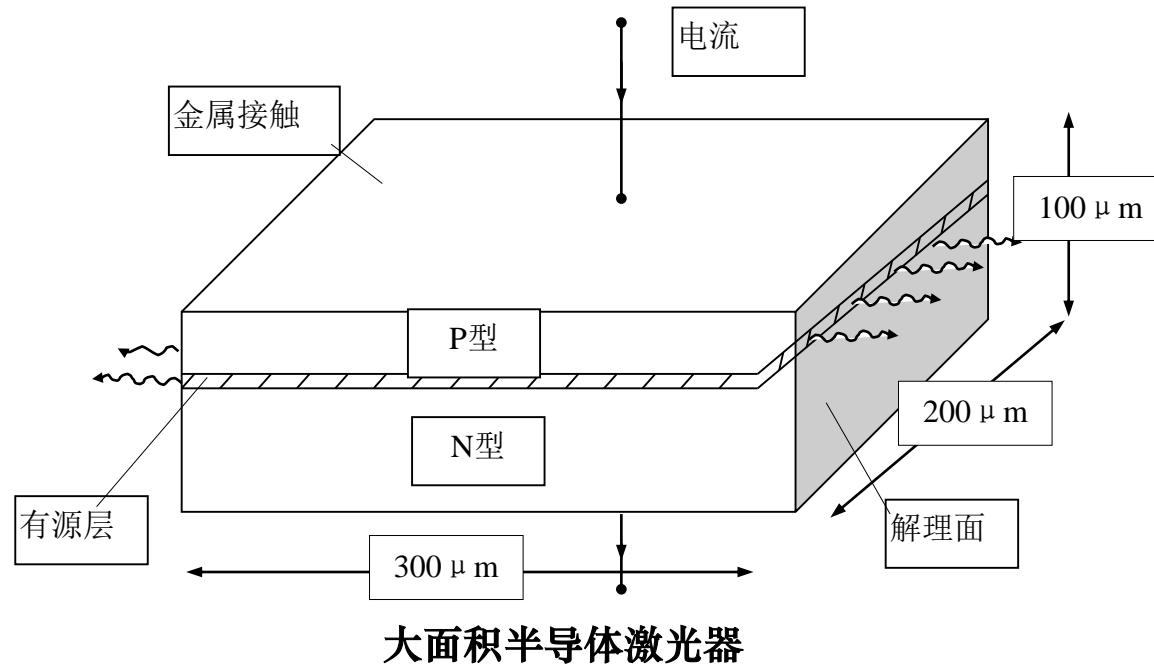
其中最简单的是法布里——珀罗腔



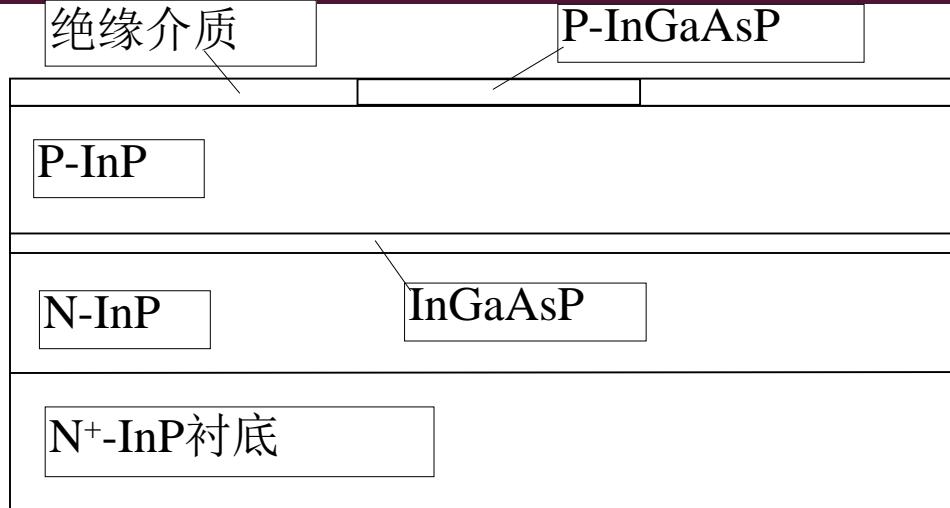
激光二极管的谐振腔

半导体激光器的结构

最简单的半导体激光器由一个薄有源层（厚度约 0.1 MM ）、P型和N型限制层构成。

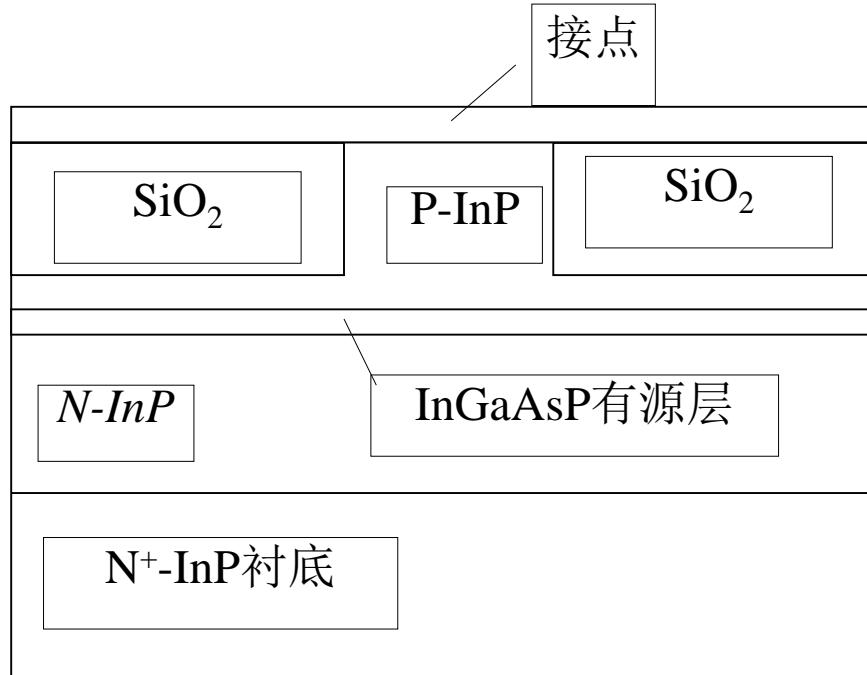


增益导引型半导体激光器



解决光限制问题的一种简单方案是将注入电流限制在一个窄条里，这样的激光器称为**条形半导体激光器**，将一绝缘层介质(SiO_2)淀积在P层上，中间敞开以注入电流。由于光限制是借助中间条形区的增益来实现的，这样的激光器称为**增益导引型半导体激光器**。

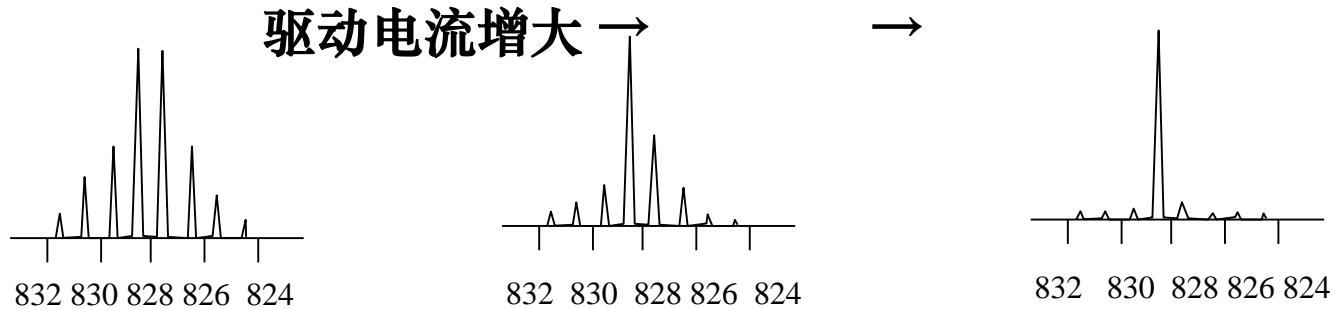
折射率导引型半导体激光器



通过在侧向采用类似异质结的设计而形成的波导，引入折射率差，可以解决在侧向的光限制问题。

半导体激光器特性

■ 一、光谱特性



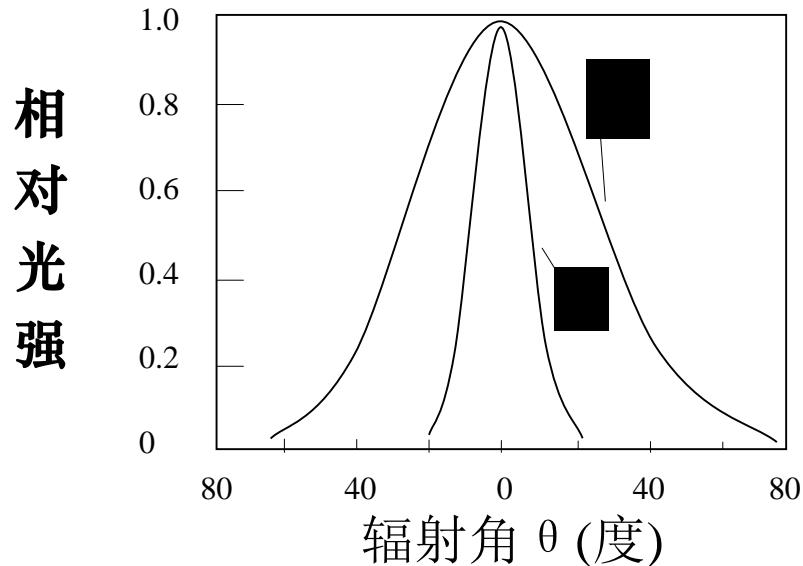
双异质结激光器的光谱特性示意图

波长取决于激光器的光学腔长，称为激光器的纵模。

当驱动电流足够大时，多纵模变为单纵模，
称为静态单纵模激光器。

二、激光束的空间分布

近场是指激光器反射镜面上的光强分布，
远场是指离反射镜面一定距离处的光强分布。
由于激光腔为矩形光波导结构，因此近场分布
表征其横模特性，在平行于结平面的方向，光
强呈现周期性的空间分布，称为多横模；在垂
直于结平面的方向，由于谐振腔很薄，这个方
向的场图总是单横模。



典型LD的远场辐射特性

图中与分别为平行于结平面和垂直于结平面方向的辐射角，整个光束的横截面呈椭圆形。

三、转换效率与输出光功率特性

激光器的电——光转换效率用外微分量子效率

$$\eta_d$$

表示，其定义为在阈值电流以上，每对复合载流子产生的光子数

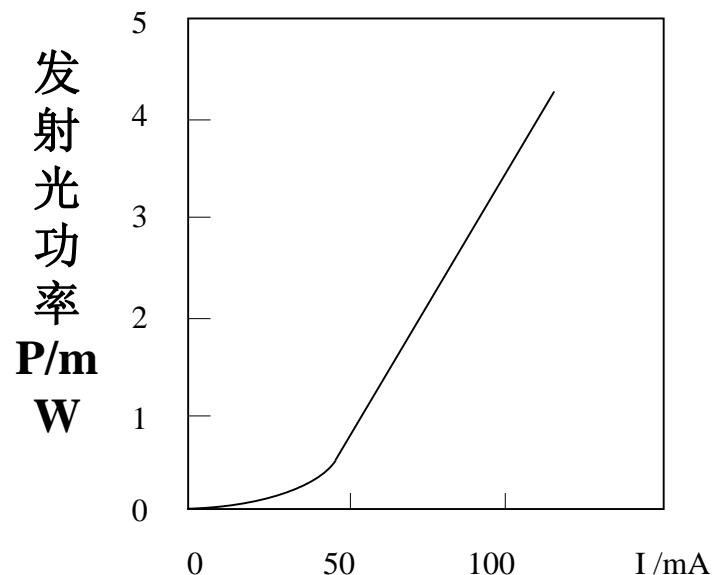
$$\eta_d = \frac{(P - P_{\text{th}})/hf}{(I - I_{\text{th}})/e} = \frac{\Delta P}{\Delta I} \frac{e}{hf}$$

由此得到

$$P = P_{\text{th}} + \frac{\eta_d hf}{e} (I - I_{\text{th}})$$

式中， P 和 I 分别为激光器的输出光功率与驱动电流， P_{th} 和 I_{th} 分别为对应的阈值， hf 与 e 分别为光子能量与电子电荷。

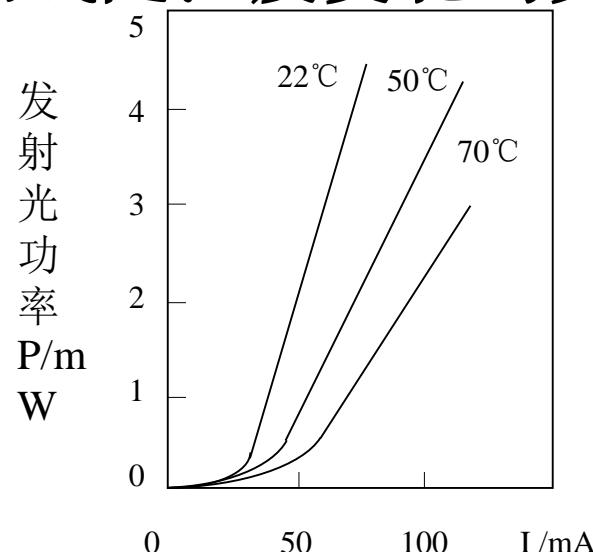
激光器的输出光功率通常用P-I曲线表示，图2.2.3-3为典型LD的光功率特性曲线。当 $I < I_{th}$ 时，激光器发出的是自发辐射光，当 $I > I_{th}$ 时，发出的是受激辐射光，光功率随驱动电流的增加而增加。



典型LD的光功率特性曲线

四、温度特性

温度变化将改变激光器的输出光功率，有两个原因：一是激光器的阈值电流随温度升高而增大，二是外微分量子效率随温度升高而减小。图中给出了LD的P-I曲线随温度变化的实例



LD的P-I曲线随温度的变化

謝謝！