

第十章

半导体的光学性质和光 电与发光现象



- ★ 研究半导体的能带结构以及位于禁带中的各种局部能级结构的**最有效方法是研究半导体和电磁波之间的相互作用。**
- ★ 半导体中位于能带或局部能级中的电子，吸收或放出与能级间能量差相等的光子而发生跃迁的过程，可以通过**光电导现象**和**光电效应**用电学的方法进行检测。
- ★ 光激发产生**激子**的过程无法用电学的方法检测，但可以通过光学方法进行观测。
- ★ 利用半导体的**光电、电光转换效应**，开发新型的**光能利用装置**和**节能发光元件**是当前微电子技术研究与开发的前沿与热点。

本章讨论**光和半导体相互作用的规律以及光电、电光转换效应的机理。**



第十章

10.1 半导体的光学常数

10.2 半导体中的光吸收

10.3 半导体的光电导

10.4 光生伏特效应

10.5 半导体发光





半导体的光学常数

一、折射率和吸收系数

1、折射率和吸收系数

$$\left\{ \begin{array}{ll} \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \text{①} \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \text{②} \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 & \text{③} \\ \nabla \cdot \vec{D} = 0 & \text{④} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \vec{B} \text{ --- 磁感应强度} \\ \vec{E} \text{ --- 电场强度} \\ \vec{H} \text{ --- 磁场强度} \\ \vec{D} \text{ --- 电位移矢量} \\ \vec{J} \text{ --- 电流密度矢量} \end{array}$$

半导体是均匀的、各项通行的介质，所以有：

$$\left\{ \begin{array}{ll} \vec{J} = \sigma \vec{E} & \text{⑤} \\ \vec{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E} & \text{⑥} \\ \vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} & \text{⑦} \end{array} \right.$$

式中的常数 σ , ε_r , ε_0 , μ_r , μ_0 都是与坐标无关的量。



一、折射率和吸收系数

对 ① 式求旋度，得：

$$\nabla^2 \vec{E} - \sigma \mu_r \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_r \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

只考虑波沿 x 方向传播，上式可简化为一维形式，即：

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} - \mu_r \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_r \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

上式的解为：

$$E_y(x, t) = E_0 e^{i\omega(t - \frac{x}{v})}$$

式中 E_y 为电场 E 的一个分量。



一、折射率和吸收系数

将 E_y 代入波动方程中，得：

$$-\frac{\omega^2}{v^2} - i\mu_r\mu_0\sigma\omega + \mu_r\mu_0\varepsilon_r\varepsilon_0\omega^2 = 0$$

$$\therefore \frac{1}{v^2} = \mu_r\mu_0\varepsilon_r\varepsilon_0 - i\frac{\mu_r\mu_0\sigma}{\omega}$$

波速的平方可表示为复数形式，这表明电磁波一边传播，一边损耗。

真空中，电磁波的波速为 c ，且 $\mu_r=1$ ， $\varepsilon_r=1$ ， $\sigma=0$

$$\therefore \frac{1}{c^2} = \varepsilon_0\mu_0 \qquad \therefore c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}$$



一、折射率和吸收系数

介质中电磁波的速度与真空中的速度之间的关系为：

$$v = \frac{c}{N} \quad N \text{ 为介质的折射率。}$$

由于 v 是一个复数，所以 N 也是一个复数，即：

$$N = n - \mathbf{i} k$$

其中 n 是通常所说的折射率，是一个实数， k 是一个表征光能衰减的参量，称为消光系数。

$$\begin{cases} n^2 - k^2 = \mu_r \varepsilon_r \\ 2nk = \frac{\mu_r \sigma}{\omega \varepsilon_0} \end{cases}$$



一、折射率和吸收系数

联立求解得：

$$\left\{ \begin{aligned} n &= \sqrt{\frac{1}{2} \mu_r \varepsilon_r \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_r^2 \varepsilon_0^2}} \right]} \\ k &= \sqrt{\frac{1}{2} \mu_r \varepsilon_r \left[\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_r^2 \varepsilon_0^2}} - 1 \right]} \end{aligned} \right.$$

在介质中波动方程的解为：

$$Ey(x, t) = E_0 e^{-\frac{\omega k}{c} x} e^{i\omega(t - \frac{nx}{c})}$$

式中 $e^{i\omega(t - \frac{nx}{c})}$ 是介质中光波的传播因子； $E_0 e^{-\frac{\omega k}{c} x}$ 是光波电分量的振幅。



一、折射率和吸收系数

在光学理论中:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$

其中: $\alpha = \frac{2\omega k}{C}$

α 称为介质对光的吸收系数

物理意义: α 标志着光透入介质的平均深度, 即 x_d , 或者说, 光在媒质中传播 $x=1/\alpha$ 距离时, 光能量减弱为原来的 $1/e$ 。所以:

$$\alpha = \frac{2\omega k}{C} = \frac{2\omega}{C} \sqrt{\frac{\epsilon_r \mu_r}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon_r^2 \epsilon_0^2}} - 1 \right]}$$



一、折射率和吸收系数

讨论:

<1>对于绝缘体 $\sigma=0$, 所以 $\alpha=0$, 这说明绝缘体对于光是透明的。

注意: $\alpha=0$, 是指自由载流子对光的吸收系数, 而其他因素对于光的吸收不见得等于零。另外, α 除与材料本身有关外, 还随光的波长变化。

<2>对于半导体: $\sigma=1\sim 10^3\text{s/cm}$, $\omega \approx 10^{15}/\text{s}$, $\mu_r = 1$,

所以
$$\frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_r^2 \varepsilon_0^2} \ll 1$$

可得到
$$\alpha = \frac{2\omega}{C} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_r^2 \varepsilon_0^2} - 1 \right]} = \frac{\sigma}{C \varepsilon_r \varepsilon_0} \sqrt{\varepsilon_r}$$

显然 $\alpha \propto \sigma$



二、反射系数和透射系数

1、反射系数

$R = \frac{\text{反射光强度}}{\text{入射光强度}}$ ， R 的大小与入射角有关。

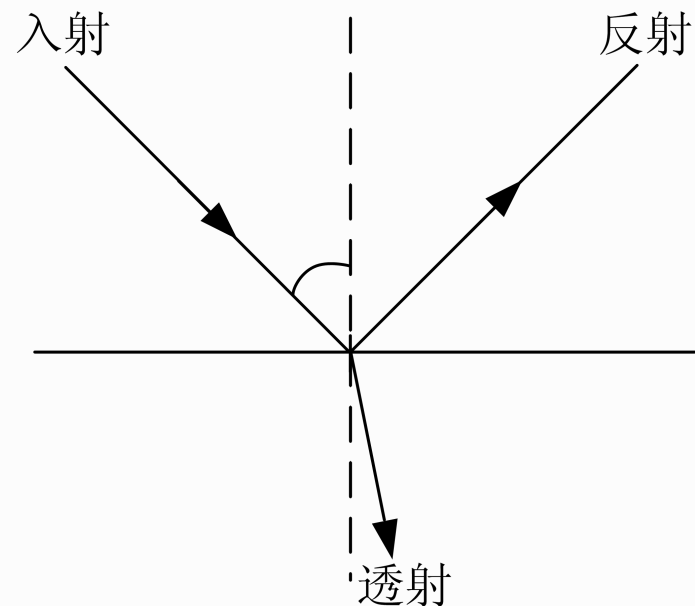
垂直入射时： $R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$ 介质的消光系数 k 越大，反射系数 R 也越大。

1) 对于绝缘体， $\sigma = 0$ ，所以 $k=0$

$$\text{所以 } R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$$

2) 对于半导体， $\sigma \approx 1/\Omega \cdot \text{cm}$ ，所以 $k=0$ ，

$$\text{所以 } R \approx \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$$



二、反射系数和透射系数

几种常见半导体材料的折射率（实数）为：

金刚石 $n = 2.417$

Si $n = 3.446$

Ge $n = 4.006$

InP $n = 3.37$

InAs $n = 3.428$

InSb $n = 3.998$

GaAs $n = 3.348$



二、反射系数和透射系数

2、透射系数

$$T = \frac{\text{透射光强度}}{\text{入射光强度}} = (1-R)^2 e^{-\alpha d} \quad , \quad d \text{为样品厚度}$$

$$T = \frac{I}{I_0} \frac{(1-R)^2 e^{-\alpha d}}{1 + R^2 e^{-2\alpha d}} = \begin{cases} (1-R)^2 e^{-\alpha d} (\alpha d \gg 1) \\ \frac{1-R}{1+R} (\alpha d \ll 1) \end{cases}$$





半导体中的光吸收

光在导电媒质中传播时有光衰减现象，即产生了光的吸收，半导体材料也能强烈的吸收光能。

产生光吸收的机理：**入射光子与导体或半导体材料中的载流子相互作用的结果。**

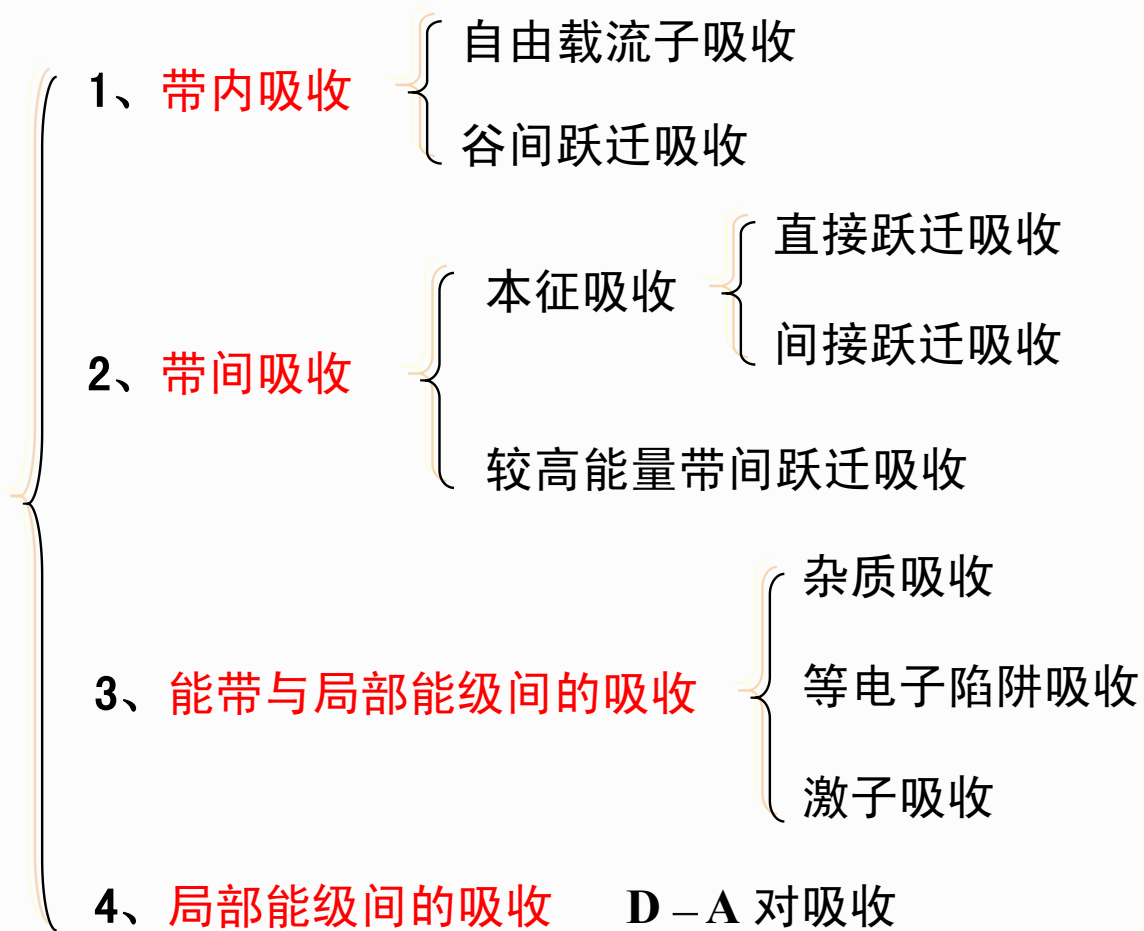
当一束光照射到半导体上时，照射光子与半导体中电子的相互作用有以下四种形式：

- 光子与内壳层电子
- 光子与价电子
- 光子与自由载流子
- 光子与束缚在杂质中心或晶格缺陷上的电子

其中，内壳层电子的光吸收以及对色散的影响都在X射线波段，与半导体的性质没有直接关系。



在半导体中，根据能带结构的特征，其光吸收可分为以下几类：



一、本征吸收

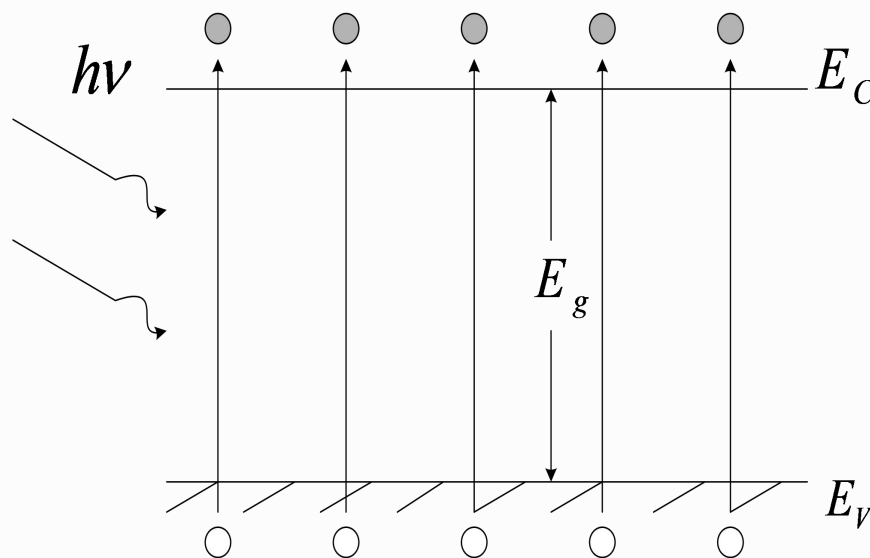
电子在价带与导带之间的跃迁所形成的吸收过程称为本征吸收。

本征吸收的特点：

伴随着电子从价带到导带的跃迁，在半导体中出现了电子—空穴对。

产生本征吸收的条件：

$$h\nu \geq E_g$$



一、本征吸收

1、半导体的本征吸收限

产生本征吸收的光子能量下限:

$$h\nu_0 = E_g$$

ν_0 为光波的频率最低限, (或波长的最大限 λ_0) 对应于吸收系数显著下降的特定波长 λ_0 (或特定频率 ν_0) 称为半导体的本征吸收限。即:

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{hc}{h\nu_0} = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24}{E_g(eV)} (\mu m)$$



一、本征吸收

几种常见的半导体材料的长波限为：

Si	$E_g=1.12\text{eV}$	$\lambda_0 = 1.1 \mu\text{m}$	红外波段
Ge	$E_g=0.67\text{eV}$	$\lambda_0 = 1.85 \mu\text{m}$	
GaAs	$E_g=1.43\text{eV}$	$\lambda_0 = 0.867 \mu\text{m}$	
AlP	$E_g=2.45\text{eV}$	$\lambda_0 = 0.506 \mu\text{m}$	可见光波段
CdS	$E_g=2.42\text{eV}$	$\lambda_0 = 0.513 \mu\text{m}$	



一、本征吸收

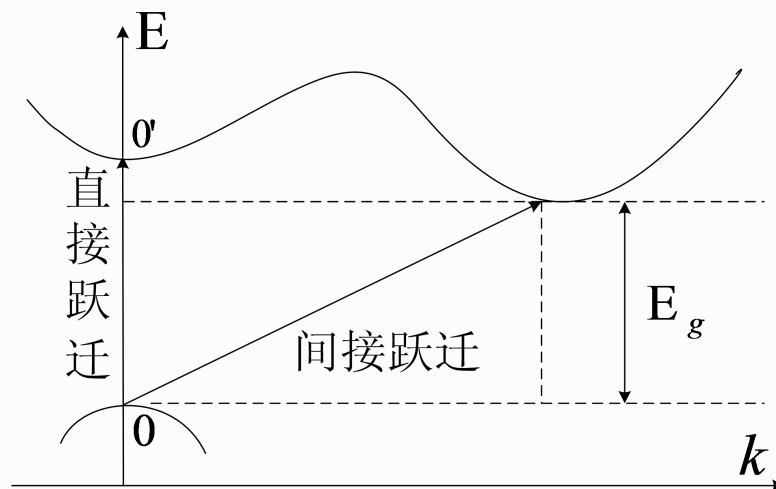
2、直接跃迁和间接跃迁

当一定波长的光照射半导体材料，电子吸收能量从价带跃迁入导带产生的光吸收时，必须遵守**能量守恒**和**动量守恒**（或者说遵守**选择定则**），即：

$$\begin{cases} E' - E = \Delta E \\ \vec{k}' - \vec{k} = 0 \quad \text{或} \quad \vec{k}' = \vec{k} \end{cases}$$

我们把遵守选择定则的跃迁称为**直接跃迁**（或**竖直跃迁**）；

把不遵守选择定则的跃迁称为**间接跃迁**（或**非竖直跃迁**）。



一、本征吸收

直接跃迁（竖直跃迁）：

遵守选择定则的跃迁。在直接跃迁过程中，电子只与电磁波相互作用，与晶格不发生相互作用，即只有电子和光子参与，没有声子参与的跃迁。

间接跃迁（非竖直跃迁）：

不遵守选择定则的跃迁。电子不仅与电磁波作用而吸收光子，同时还和晶格交换一定的振动能量，即发射或吸收一个声子。显然，间接跃迁是电子、光子和声子三者同时参与的过程。其能量关系为：

$$h\nu_0 \pm E_p = \Delta E$$

式中 E_p 为声子的能量，“+”表示吸收声子，“-”表示发射声子。通常声子的能量非常小，可忽略不计，即有：

$$\Delta E = h\nu_0$$



一、本征吸收

间接跃迁的动量关系为：

$$(h\vec{k}' - h\vec{k}) \pm h\vec{q} = \text{光子动量}$$

光子动量与电子动量相比较非常小，可忽略不计，即有：

$$(h\vec{k}' - h\vec{k}) \pm h\vec{q} = 0$$

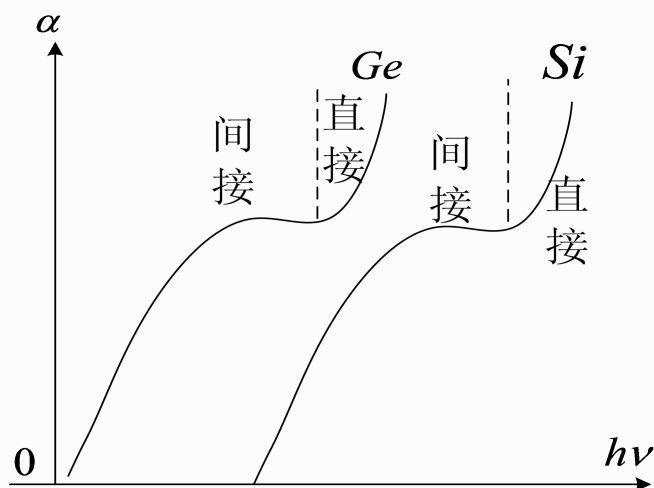
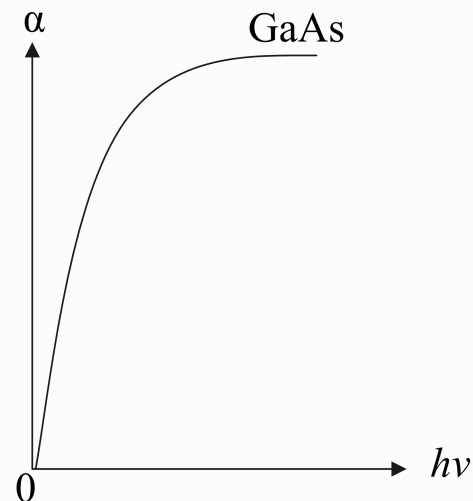
式中“-”表示发射声子，“+”表示吸收声子。上式说明，间接跃迁过程既要考虑电子与电磁波的相互作用，还要考虑电子与晶格的相互作用。

在实际中，发生间接跃迁的几率比直接跃迁的几率小的多。间接跃迁的光吸收系数比直接跃迁的光吸收系数小很多。直接跃迁的光吸收系数约为 $10^4 \sim 10^6/\text{cm}$ ，而间接跃迁的光吸收系数约为 $1 \sim 10^3/\text{cm}$ 。



一、本征吸收

对于直接带隙半导体GaAs，当 $h\nu \geq h\nu_0$ 后，一开始就有强烈的吸收，即吸收系数陡峻上升，对应于直接跃迁过程。

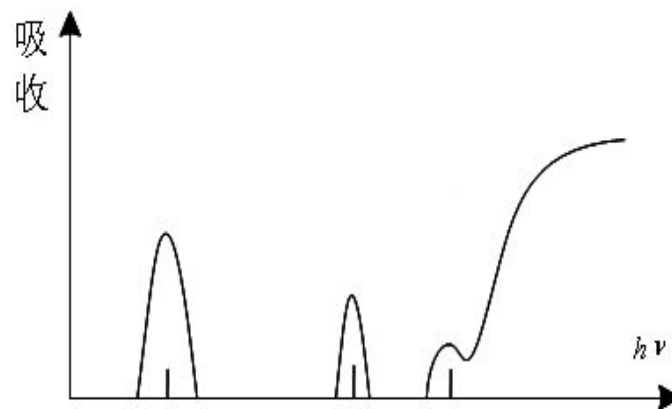


对于间接带隙半导体 Si、Ge，当 $h\nu_0 = E_g$ 时，本征吸收开始。随着光子能量的增加，吸收系数上升到一段较平缓的区域，对应于间接吸收，当 $h\nu$ 进一步增大时，吸收系数陡增，对应于直接跃迁过程。



二、激子吸收

由光激发产生的电子，一部分发生带间跃迁成为自由电子，一部分则无法到达导带，与留在价带中的空穴通过库仑力结合在一起，形成一种处于激发状态的新系统，新系统中的电子和空穴不能单独移动，且呈电中性，把这种状态的电子—空穴对称为**激子**，这样的光吸收称为**激子吸收**。



二、激子吸收

激子中电子与空穴之间的关系，类似于氢原子中电子与质子的关系，因此，激子具有和孤立氢原子相同的量子化能级。

根据氢原子的能级公式，激子的束缚能为：

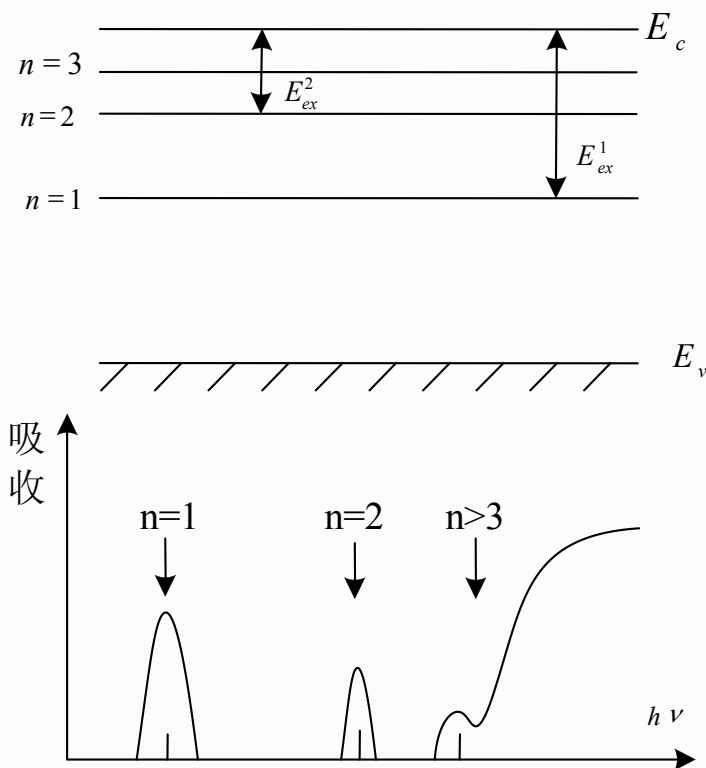
$$E_{ex}^n = -\frac{q^4}{8\epsilon_0^2 \epsilon_r^2 h^2 n^2} m_r^* \quad n = 1, 2, \dots, \infty$$

$$m_r^* = \frac{m_p^* \cdot m_n^*}{m_p^* + m_n^*}$$

为电子、空穴的折合质量。

$n = 1$ 时，为激子的基态能级 E_{ex}^1 ；

$n = \infty$ ， $E_{ex}^\infty = 0$ 对应导带底能级。



二、激子吸收

根据激子中电子和空穴之间平均距离的大小，可以将激子分为两种：

一种为**弗兰克尔(Frenkel)激子**，电子—空穴对的存在范围与晶格常数相近，而且，激子与所属晶格结合得很强，所以，弗兰克尔激子在晶体中运动困难。

一种为**汪尼尔(Wannier)激子**，电子—空穴对的存在范围为晶格常数的几倍以至几十倍，激子和所属原子间的束缚比较弱，所以，汪尼尔激子易于在晶体中运动。

激子在运动过程中可以通过两种途径消失：

其一是通过热激发或其它能量的激发使激子分离成为自由电子和空穴；

其二是激子中的电子和空穴通过复合，使激子消失，同时放出能量。



二、激子吸收

激子可以在整个半导体材料中运动，由于它是电中性的，因此，激子的运动并不形成电流。

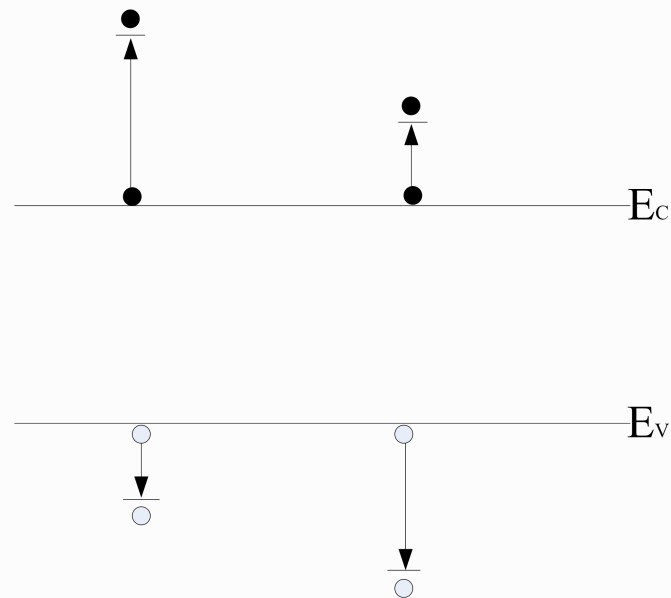
对于常用的半导体材料，其禁带宽度都比较小，因而激子能级都靠的很近，所以，激子吸收必须在低温下用分辨率极高的仪器设备才能观测到。

随着超晶格、量子阱结构的出现，室温下在量子阱结构中观测到了稳定的二维激子，并利用量子阱激子的纵向电场效应，已制备出了光学双稳态器件和光调制器件。



三、自由载流子吸收

当入射光的频率 ν 低于本征吸收限 ν_0 ，且不足以形成激子时，仍有吸收存在，而且其吸收强度随着波长的增大而增加（或频率的降低而增大），这是同一能带中的电子受电磁波加速运动时，由于散射而引起的吸收，是自由载流子在同一带内的跃迁所引起，称为**自由载流子吸收**。

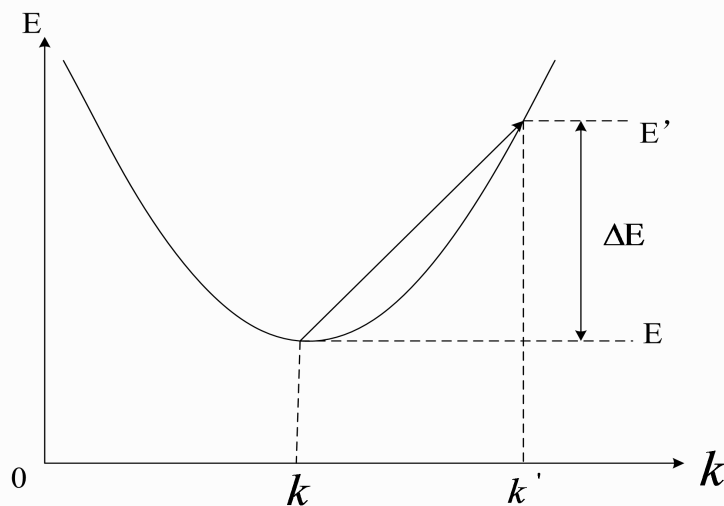
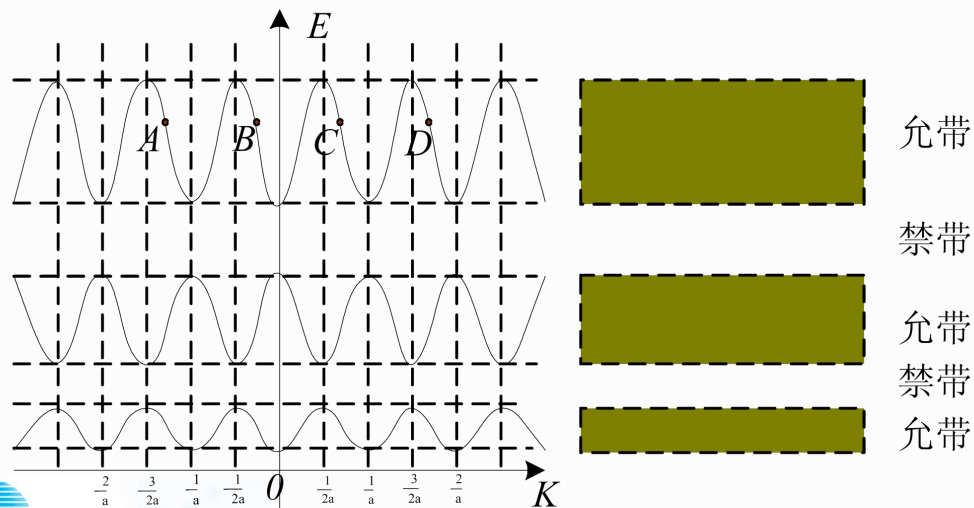


三、自由载流子吸收

自由载流子吸收与本征吸收的区别在于：电子从低能态到较高能态的跃迁是在同一能带中进行。

两者的相同之处在于：仍然遵守能量守恒和动量守恒。自由载流子吸收类似于间接跃迁吸收，电子的跃迁过程中也伴随着吸收或发射一个声子。

产生自由载流子吸收的光波的波长 λ 大于本征吸收限 λ_0 ，所以，自由载流子吸收是红外吸收。



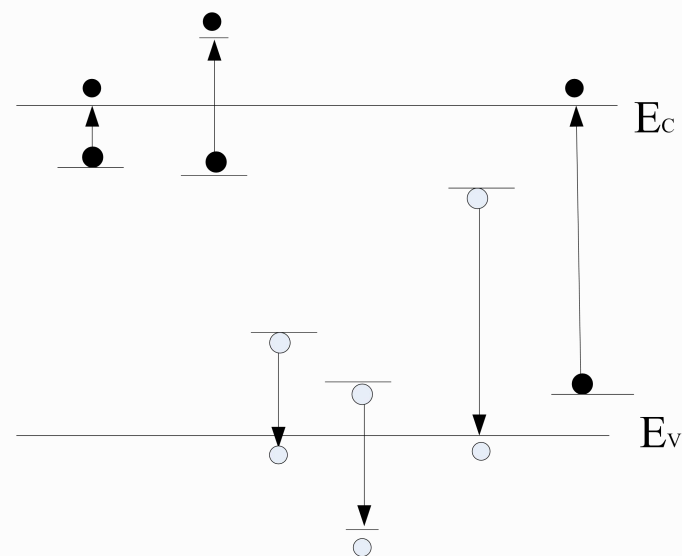
四、杂质吸收

杂质能级上的电子或空穴吸收光子跃迁到导带或价带，称为**杂质吸收**。

我们知道，杂质能级的束缚态没有一定的准动量，所以电子和空穴的跃迁不受**动量守恒**的约束，这意味着杂质能级上的电子或空穴可以跃迁到任意的导带或价带能级，因此，杂质吸收引起连续的吸收谱。但它仍要遵守**能量守恒**，即光子的最低能量 $h\nu$ 必须等于杂质能级上电子或空穴的电离能 ΔE_I 。

所以杂质吸收也存在一个长波吸收限，即：

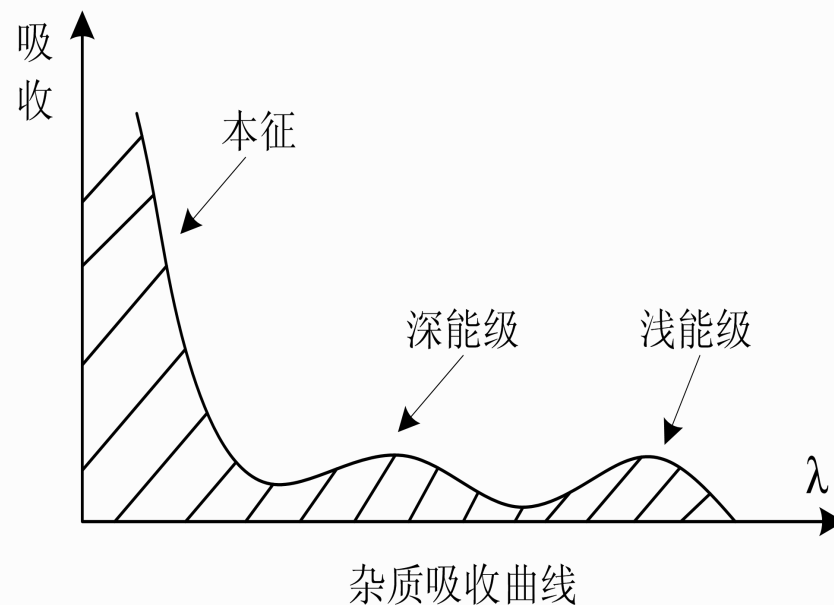
$$h\nu_0 = \Delta E_I < E_g$$



四、杂质吸收

显然，杂质能级越深，要求的光子能量也就越大，吸收峰也越靠近本征吸收限。

对于大多数半导体材料，其施主和受主杂质能级都靠近导带和价带，即 ΔE_I 很小，与之对应的杂质吸收出现在远红外区，且吸收也非常微弱。因此，对杂质吸收的观测是比较困难的。





半导体的光电导

概述

由光照引起半导体电导率增加的现象称为**光电导**。

通常光电导有两种：

一是由带间跃迁产生电子—空穴对的**本征光电导**；

二是由杂质能级向导带激发电子形成导带自由电子，或由价带向杂质能级激发电子而在价带中产生自由空穴的**杂质光电导**。



一、光照射下的附加光电导

当一束光照射半导体时，半导体的载流子增加，即光注入了非平衡载流子 Δn 、 Δp ，此时半导体中的载流子浓度由平衡时的 n_0 和 p_0 增加为 n 和 p ，即：

$$\begin{cases} n = n_0 + \Delta n \\ p = p_0 + \Delta p \end{cases}$$

此时，半导体样品的电导率为：

$$\begin{aligned} \sigma &= q\mu_n n + q\mu_p p = q\mu_n (n_0 + \Delta n) + q\mu_p (p_0 + \Delta p) \\ &= q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0 + q\mu_n \Delta n + q\mu_p \Delta p \\ &= \sigma_0 + \Delta\sigma \end{aligned}$$



一、光照射下的附加光电导

光照后，电导率的增加称为附加光电导：

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = q\mu_n\Delta n + q\mu_p\Delta p$$

光注入的特点是注入电子-空穴对，即 $\Delta n = \Delta p$ ，附加光电导可表示为：

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

在实际的半导体材料中，存在有大量的陷阱，光注入的少数载流子基本上全部被陷阱俘获，因此，只有光注入的多数载流子才对光电导有贡献。

例如：对于 n 型半导体，少子 Δp 被陷阱俘获， $\Delta\sigma = q\mu_n\Delta n$

对于 p 型半导体，少子 Δn 被陷阱俘获， $\Delta\sigma = q\mu_p\Delta p$



一、光照射下的附加光电导

$\Delta\sigma$ 和 σ_0 的比值称为相对光电导，即：

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta n q \mu_n + \Delta p q \mu_p}{n_0 q \mu_n + p_0 q \mu_p} = \frac{(1+b)\Delta n}{b n_0 + p_0}$$

其中 $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$

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产生杂质光电导，但杂质光电导与本征光电导相比较是非常小的。

注意，虽然杂质光电导很小，但它却非常重要。因为，通过对杂质光电导和杂质吸收的研究是我们了解杂质能级结构的一个重要手段。



二、光电导的弛豫过程

光电导的弛豫过程：光电导随时间的变化过程。

上升过程（或增长过程），从光照开始看光电导的变化过程；

下降过程（或衰减过程），从停止光照看光电导的变化过程。

当光照射半导体时，电子—空穴对的产生率为：

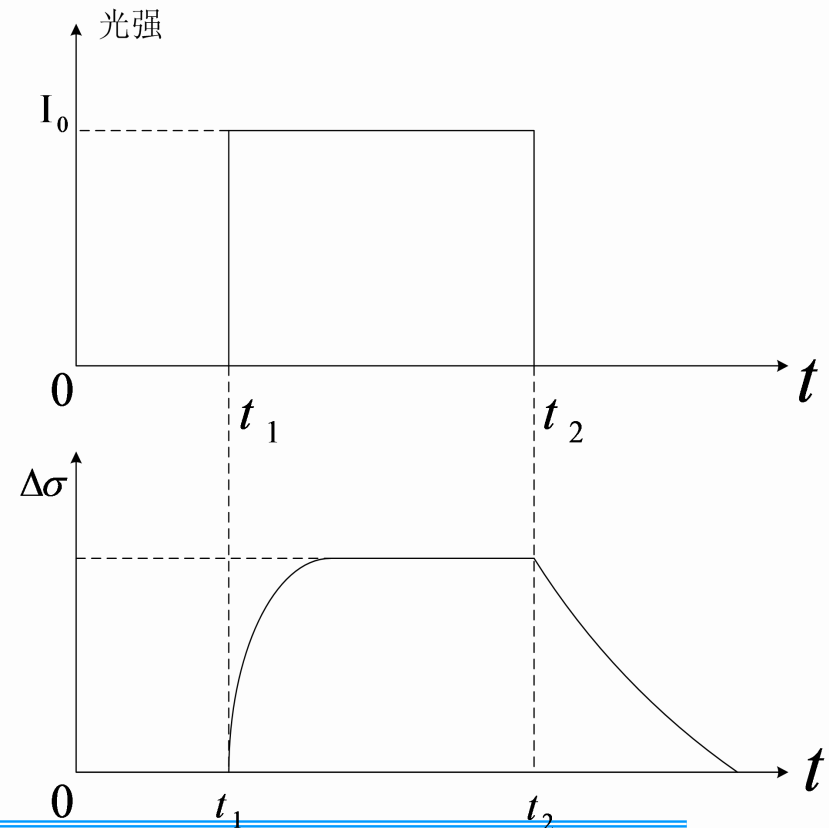
$$Q = \beta\alpha I$$

α —为吸收系数

I —为光强

β —为量子产额（指每吸收一个光子产生的电子——空穴对数）

αI —为单位体积内光子的吸收率



二、光电导的弛豫过程

1、上升过程

1). 小注入（即注入的非平衡载流子浓度远远小于热平衡多子浓度）

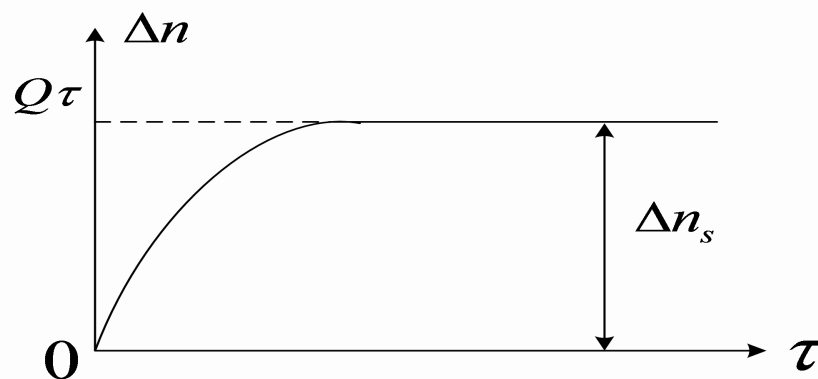
非平衡载流子的变化为：
$$\frac{d\Delta n}{dt} = Q - R = Q - \frac{\Delta n}{\tau}$$

小注入时，载流子的复合率为：
$$R = \frac{\Delta n}{\tau}$$

由初始条件： $t=0, \Delta n = 0$

解方程得：
$$\Delta n = Q\tau(1 - e^{-t/\tau})$$

$t \rightarrow \infty$ 时， $\Delta n(\infty) = \Delta n_s = Q\tau = \beta\alpha I\tau$



此时，非平衡载流子浓度达到了一个稳定值 Δn_s ，附加光电导也达到稳定值 $\Delta\sigma_s$ ，称为**定态光电导率**。



二、光电导的弛豫过程

定态光生载流子浓度为

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta n_s = Q\tau_n = \beta\alpha I\tau_n \\ \Delta p_s = \beta\alpha I\tau_p \end{array} \right.$$

因而有：
$$\Delta\sigma_s = q\beta\alpha I(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)$$

其中 α 和 β 表征了光和物质的相互作用，决定着光生载流子的激发过程；而 μ 和 τ 则表征了载流子与物质的相互作用，决定着载流子的运动和非平衡载流子的复合过程。

注入非平衡载流子后产生的附加电导率为：
$$\Delta\sigma = \Delta nq(\mu_n + \mu_p) = \Delta\sigma_s(1 - e^{-t/\tau})$$

可见在小注入情况下，光电导按指数规律上升。当 $t \gg \tau$ 时，

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_s$$

$\Delta\sigma_s \propto \Delta n_s \propto I$ ，称小注入时的光电导为**线性光电导**。



二、光电导的弛豫过程

2). 大注入 (即注入的非平衡载流子浓度远远大于热平衡多子浓度)

$\Delta n \gg n_0, p_0$, 此时载流寿命已不再是定值, 复合率为: $R = r(\Delta n)^2$

在光照过程中, Δn 的增加率为: $\frac{d(\Delta n)}{dt} = Q - R = Q - r(\Delta n)^2$

由边界条件: $t=0$ 时, $\Delta n = 0$

$$\int_0^{\Delta n} \frac{d(\Delta n)}{Q - r(\Delta n)^2} = \int_0^t dt$$



二、光电导的弛豫过程

对上式积分得到:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{Q}{r}} \operatorname{tgh}[\sqrt{Qr} \times t] = \sqrt{\frac{\beta\alpha I}{r}} \operatorname{tgh}[\sqrt{\beta\alpha Ir} \times t]$$

当 $t \rightarrow \infty$ 时, $\Delta n(\infty) = \Delta n_s$, 且 $\lim_{t \rightarrow \infty} \operatorname{tgh}(\sqrt{\beta\alpha Ir} \times t) = 1$

所以有:
$$\Delta n(\infty) = \Delta n_s = \sqrt{\frac{\beta\alpha I}{r}}$$

故:
$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_s \operatorname{tgh}(\sqrt{\beta\alpha Ir} \cdot t)$$

$\Delta\sigma_s \propto \Delta n_s \propto \sqrt{I}$, 称大注入时的光电导为**抛物线型光电导**。



二、光电导的弛豫过程

2、下降过程

1)、小注入

$t=0$ 时光照停止，所以： $Q=0$

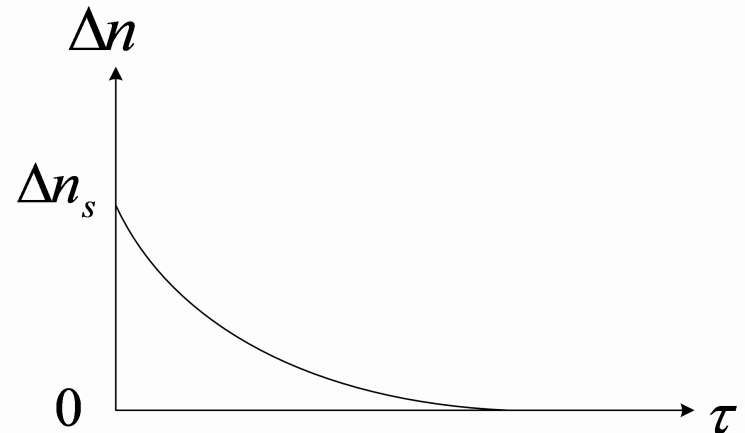
$$\Delta n \text{ 的变化为 } \frac{d(\Delta n)}{dt} = -R = -\frac{\Delta n}{\tau}$$

起始条件为： $t=0$ 时， $\Delta n = \Delta n_s$

$$\text{方程的解为： } \Delta n = \Delta n_s e^{-t/\tau}$$

$$\text{所以有： } \Delta \sigma = \Delta \sigma_s e^{-t/\tau}$$

即： $\Delta \sigma_s \propto \Delta n_s \propto I$ ，小注入时下降过程的光电导也为线性光电导。



二、光电导的弛豫过程

2). 大注入

$t=0$ 时, $Q=0$

Δn 的变化为 $\frac{d(\Delta n)}{dt} = -r(\Delta n)^2$

初始条件为: $t=0$ 时, $\Delta n(0) = \Delta n_s = \sqrt{\frac{\beta\alpha I}{r}}$

解方程得: $\Delta n = \sqrt{\frac{\beta\alpha I}{r}} \frac{1}{1 + \sqrt{\beta\alpha I r} \cdot t}$

所以: $\Delta\sigma = \Delta\sigma_s \frac{1}{1 + \sqrt{\beta\alpha I r} \cdot t}$

$\Delta\sigma_s \propto \Delta n_s \propto \sqrt{I}$, 所以大注入时下降过程的光电导也是抛物线型光电导。



三、弛豫时间和光电导的灵敏度

1、弛豫时间

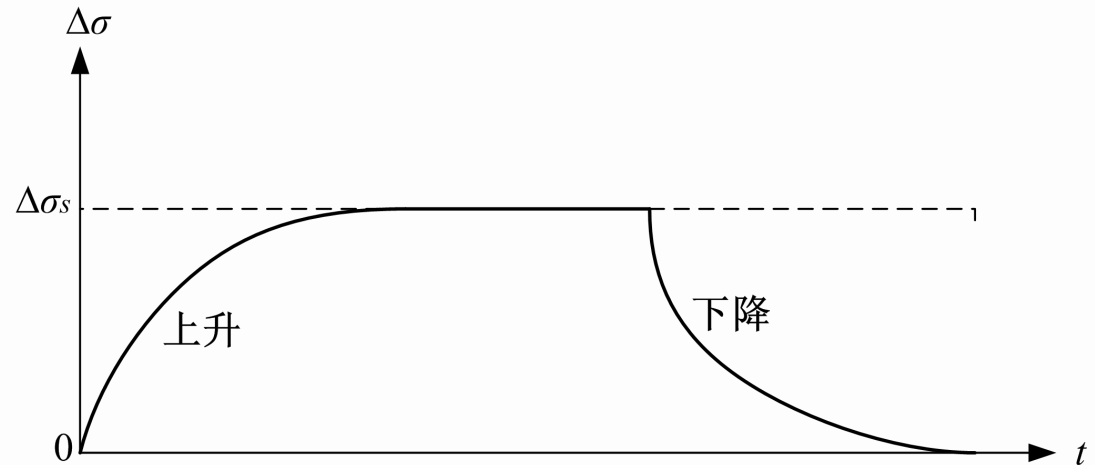
1). 小注入

小注入时，光生载流子的寿命 τ 是一个定值。因此有：

上升过程： $\Delta\sigma = \Delta\sigma_s(1 - e^{-t/\tau})$ ，当 $t \gg \tau$ 时，有： $\Delta\sigma = \Delta\sigma_s$

下降过程： $\Delta\sigma = \Delta\sigma_s e^{-t/\tau}$ ，当 $t \gg \tau$ 时，有： $\Delta\sigma = 0$

通常把小注入时的非平衡载流子的寿命称为弛豫时间，用 T 来表示，即小注入时， $T = \tau$ 。



三、弛豫时间和光电导的灵敏度

2). 大注入

大注入时, $\Delta n \gg n_0$ 和 p_0 , 此时载流子的寿命 τ 不再是定值。

上升过程:
$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_s \operatorname{tgh}\left(\sqrt{\beta\alpha Ir} \cdot t\right)$$

下降过程:
$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_s \frac{1}{1 + \sqrt{\beta\alpha Ir} \cdot t}$$

定义弛豫时间为:
$$T = \frac{1}{\sqrt{\beta\alpha Ir}}$$

当 $t = T$ 时, 代入上式中, 得

上升过程:
$$\Delta\sigma(T) = \Delta\sigma_s \operatorname{tgh}[1] = 0.76\Delta\sigma_s$$

下降过程:
$$\Delta\sigma(T) = \frac{\Delta\sigma_s}{2}$$

弛豫时间的长短反应了半导体对光照的反应速度。弛豫时间长, 表示反应较迟钝; 弛豫时间短则表示反应迅速。



三、弛豫时间和光电导的灵敏度

2、光电导的灵敏度

定义：单位光照度所引起的光电导 $\Delta\sigma$ 称为光电导的灵敏度。

对于线性光电导，其灵敏度 $\propto \Delta n_s \propto \Delta\sigma_s \propto \beta\alpha I\tau = \beta\alpha I \cdot T$

即灵敏度 $\propto T$

显然， T 越大，灵敏度越高，可以获得较大的 Δn_s 。但我们知道， T 越大，对光信号反应慢。因此，既要灵敏度高，又要反应快，这是矛盾的。实际应用中，我们必须根据实际要求选用适当的材料。

以上的讨论是在忽略不计陷阱作用的情况下进行的，在实际的半导体材料中往往都有陷阱存在，陷阱的存在必然对半导体的光电导产生影响。



三、弛豫时间和光电导的灵敏度

1). 少子陷阱：（以 n 型材料为例，少子是空穴）

光注入的非平衡空穴完全被陷阱俘获，使复合过程变慢，等效于非平衡载流子的寿命增大，从而使材料的弛豫时间增长。即：少子陷阱的存在使半导体材料中光电导现象的弛豫时间增长（光电导的灵敏度提高）。

2). 多子陷阱：（以 n 型高阻材料为例）

设：一 n 型高阻材料，其内部除有大量的复合中心外，还存在很大浓度的电子陷阱。

光照产生的非平衡少子空穴被复合中心俘获，而非平衡多子电子则被电子陷阱俘获，而不能复合，这必然增长了光电导上升的弛豫时间。



三、弛豫时间和光电导的灵敏度

光照停止后，导带中的非平衡电子通过复合中心与空穴复合，同时，被陷阱俘获的电子也将逐步释放出来，并通过复合中心与空穴复合，所以，光照停止后光电导的衰减时间将大大增长。

特别是对于能级较深的陷阱，所俘获电子的热激发率很小，这时，半导体光电导的衰减过程的长短（即衰减时间的长短）就决定于这个缓慢的释放电子过程，可见多数载流子陷阱能级的深度直接影响着半导体光电导弛豫时间的长短。

综上所述，无论是少子陷阱还是多子陷阱，对半导体的光电导都有非常重要的影响。





光生伏特效应

用适当波长的光照射没有外加偏压的非均匀半导体(如 pn 结)或其它半导体结构时，由于光激发和半导体内建电场的作用，使半导体内部产生电动势，这种现象称为光生伏特效应。

常见的光生伏特效应有：

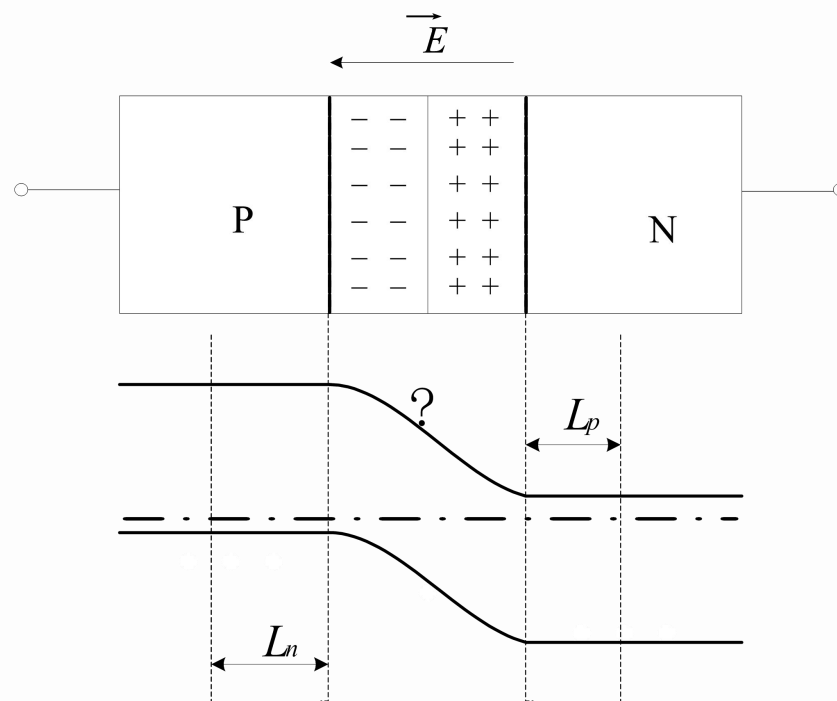
- 1、PN 结光生伏特效应
- 2、体内光生伏特效应（丹倍效应）
- 3、光磁电效应



一、pn结光生伏特效应

1、无光照

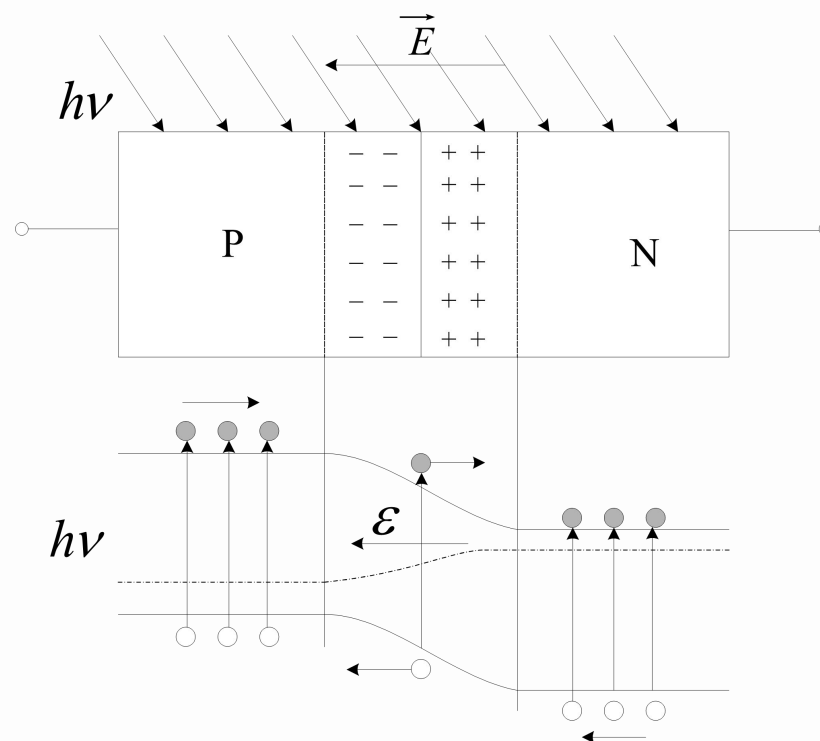
在 p 区和 n 区的界面附近形成空间电荷区和内建电场。电子和空穴的漂移运动方向与各自的扩散运动方向相反，达到一个动态平衡时，即形成了一个保持一定宽度的空间电荷区，p 区和 n 区具有统一的费米能级，处于热平衡状态。



一、pn结光生伏特效应

2、有光照

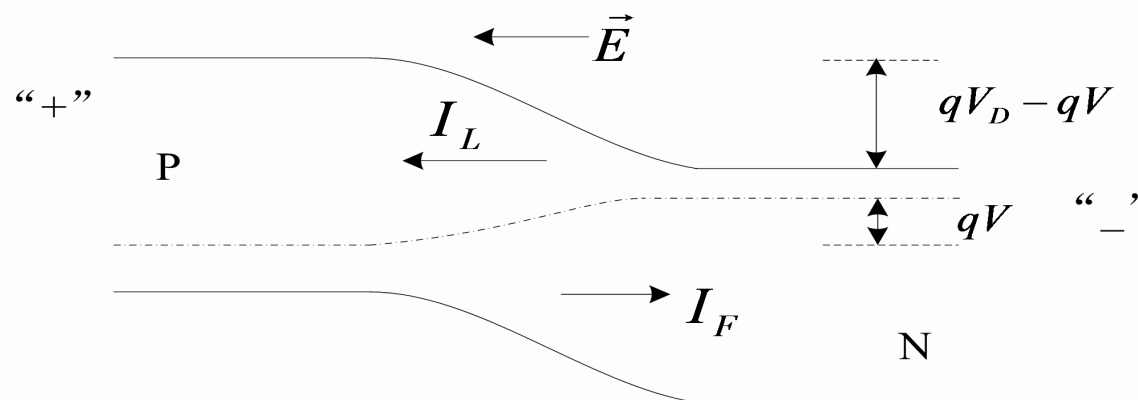
光照射到半导体上时，若光子能量大于禁带宽度，由于本征吸收使体内产生电子空穴对。在小注入情况下，半导体的多数载流子浓度一般变化很小，然而少数载流子浓度却变化很大，因此，这里主要考虑少子的运动。



一、pn结光生伏特效应

在内建电场的作用下，p区的电子穿过pn结进入n区，而n区的空穴则进入p区，使p端电势升高，n端电势降低，于是在pn结两端形成了光生电动势。这一现象就是pn结的光生伏特效应。

此时，p区和n区没有统一的费米能级，在半导体两端产生了一个光生电动势 V ，p区为正，n区为负。



一、pn结光生伏特效应

这相当于在 pn 结上加了一个外加正向电压 V ，使势垒降低为 $qV_D - qV$ ，产生一个正向电流 I_F ，但此时外电路开路，即 pn 结没有净电流通过，因此在 pn 结上必定还同时存在一个与 I_F 大小相等、方向相反的电流 I_L ，使通过 pn 结的净电流为：

$$I = I_L + I_F = 0$$

上式中的电流 I_L 称为光生电流，pn 结两端存在的电势差称为开路电压 V_{OC} 。如果将 pn 结的外电路接通且保持光照不停止，外电路中就有不间断的电流 I 通过，这时 pn 结起电源的作用，这就是光电池的基本原理。

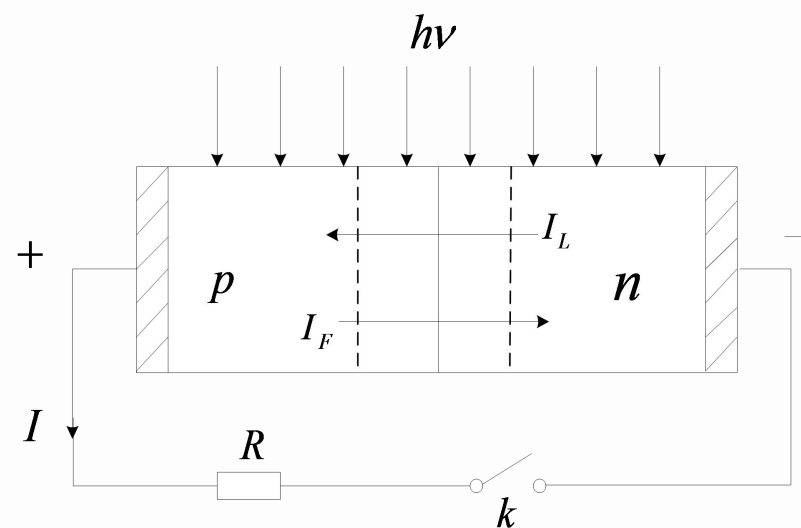


一、pn结光生伏特效应

3、光电池的伏安特性

光电池工作时有三种电流存在：

- 流过 pn 结的光生电流 I_L
- 光生电压作用下的 pn 结正向电流 I_F
- 电池外电路中的电流 I



其中， I_L 和 I_F 都是流经pn结内部，两者方向相反。

一、pn结光生伏特效应

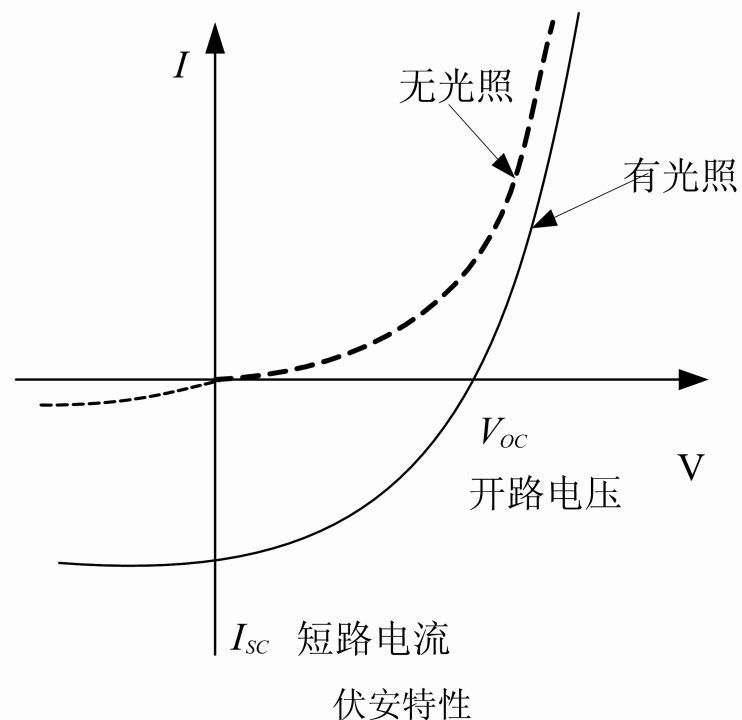
在正向电压作用下，pn结的正向电流为：

$$I_F = I_S \left(e^{\frac{qV}{k_0T}} - 1 \right)$$

式中的 I_S 是反向饱和电流， V 为光生电压。

当外电路接通时，负载电阻R上的电流为：

$$I = I_L - I_F = I_L - I_S \left(e^{\frac{qV}{k_0T}} - 1 \right)$$



一、pn结光生伏特效应

根据上式求出开路电压，外电路开路时，外电路中的电流等于零，即

当 $V = V_{oc}$ 时， $I = 0$ ，所以有：

$$I_L = I_s \left(e^{\frac{qV_{oc}}{k_0T}} - 1 \right)$$

由上式可求出开路电压 V_{oc} ，即

$$V_{oc} = \frac{k_0T}{q} \ln\left(\frac{I_L}{I_s} + 1\right)$$

在短路状态，即 $V = 0$ 时，可求出短路电流 I_{sc} ，即

$$I = I_L - I_s \left(e^{\frac{0}{k_0T}} - 1 \right) = I_L = I_{sc}$$



一、pn结光生伏特效应

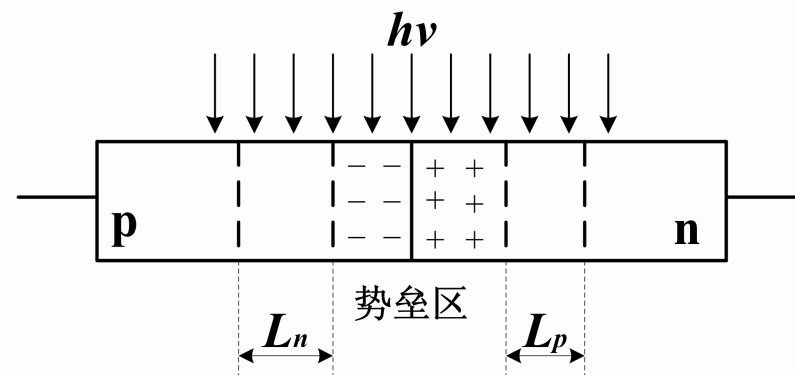
影响光电池开路电压 V_{oc} 和短路电流 I_{sc} 大小的因素有两个：其一是光照能够产生大量的光生载流子；其二是能够把产生的光生电子和光生空穴分离，即 n 区 L_p 以内的空穴能够扩散到达空间电荷区，并被自建电场扫向 p 区， p 区 L_n 以内的电子能够扩散到达空间电荷区，并被自建电场扫向 n 区。

设：pn 结的结面积为 A ，则两个扩散区的体积为：

$$(L_p + L_n)A$$

光生载流子数 = 产生率 \times 体积

上式表示的是单位体积内产生的光生载流子数。由于光的透入深度各不相同，这里的产生率通常取平均值，即 \bar{Q} 。



一、pn结光生伏特效应

所以：光生载流子数 = $\bar{Q}A(L_p + L_n)$

则： $I_L = q\bar{Q}A(L_p + L_n)$ （指从n区流向p区的电流，与 I_F 相反）

由于 $\bar{Q} \propto$ 光的强度

所以 $I_L \propto$ 光的强度

从 V_{OC} 的表达式可以看到， V_{OC} 随光强度的增加而增大，但 V_{OC} 最大也只能等于 pn 结的势垒高度 V_D 。

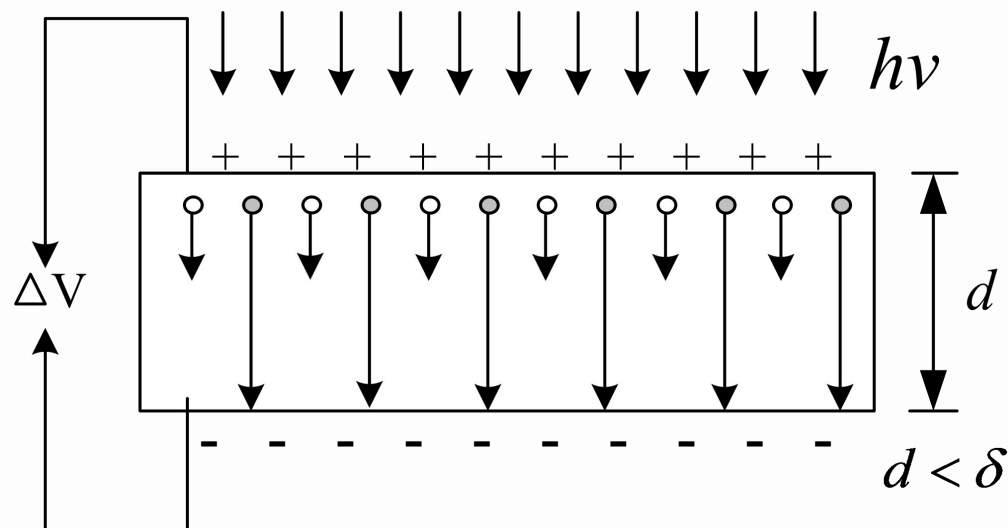
光生伏特效应最重要的应用之一是太阳能电池。



二、体内光生伏特效应（丹倍效应）

在如图所示的装置中，当与光的照射方向平行的样品其厚度 d 小于光的透入深度时，在样品表面和内部之间会产生电位差。

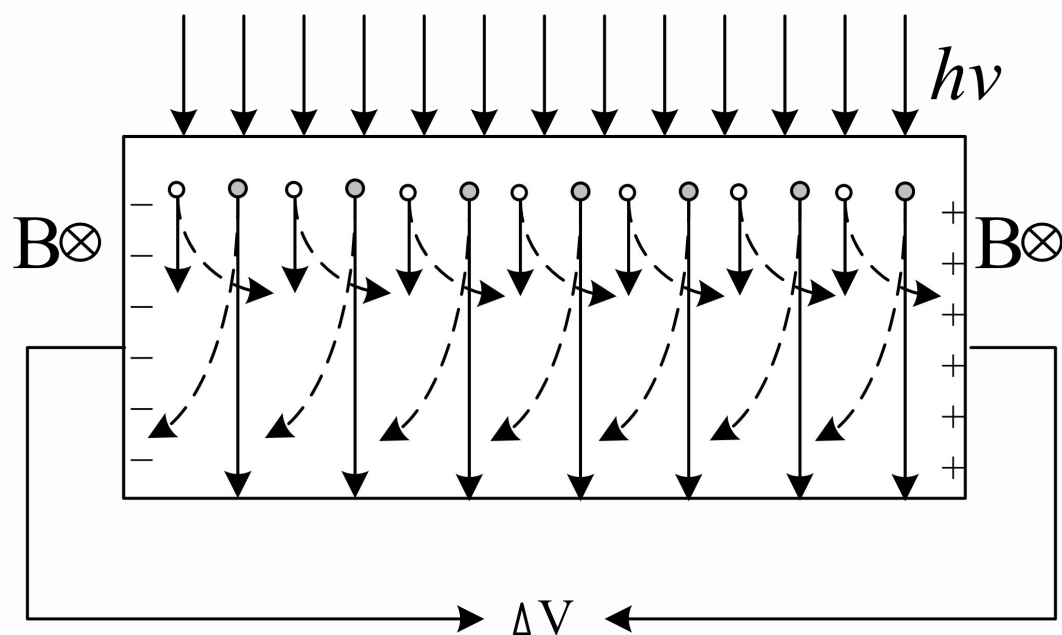
该效应产生的电动势约为：
$$\Delta V < \frac{k_0 T}{q} = 0.026 \text{伏}$$



三、光磁电效应

当在引起丹倍效应的样品上沿着与光垂直的方向施加一个磁场时，由丹倍效应引起的扩散电流受到洛仑兹力的作用而产生霍尔电动势，即在垂直于光和磁场的方向产生电动势，把该现象称为光磁电效应。

光磁电效应产生的光生电动势比丹倍效应产生的电动势还要小得多。





半导体发光

概述

由带间吸收及其它吸收过程而激发到半导体能带或局部能级中去的载流子，会跃迁回到原来的基态能级而引起复合。复合过程包括辐射复合和非辐射复合。

在非辐射复合过程中，电子从高能态向低能态跃迁的同时向晶格发射声子，向晶格传递等于跃迁前后能级差能量的热量。而在辐射复合过程中，电子从高能级向低能级跃迁，伴随着发射光子。这种由辐射复合引起的发光现象就称为半导体发光。显然，半导体发光的过程实质上是一个能量转换的过程。

产生辐射复合的条件为：半导体体内必须有某种激发过程存在，也就是说有一定数量的电子处于激发态上，通过这些处于激发态上的电子跃迁回基态的辐射复合，才可能实现发光。



概述

根据激发方式的不同，可将物质的发光分为以下几类：

- 1、光致发光
- 2、电致发光或场致发光
- 3、阴极射线发光
- 4、热致发光
- 5、摩擦发光
- 6、化学发光

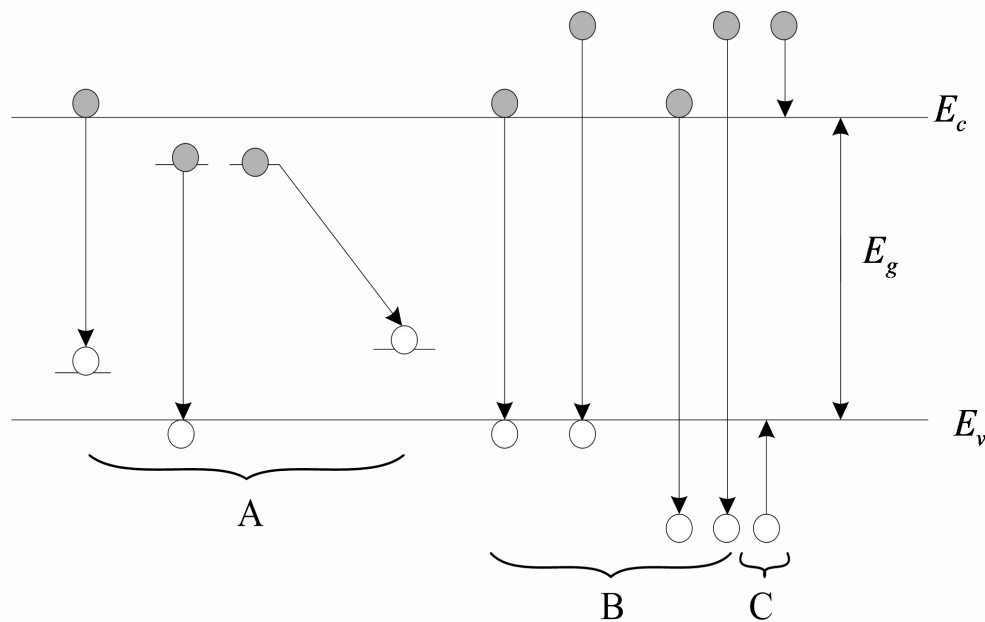
在上述各类发光中，在半导体材料中最常观察到的是光致发光、电致发光和阴极射线发光。在本节中我们重点讨论半导体中的电致发光。



一、辐射跃迁

半导体中电子从高能状态到较低能态的电子跃迁过程，主要有图示的几种。这些跃迁过程可以分为三类，即：

- A、有杂质或缺陷参与的跃迁；
- B、带间跃迁即本征跃迁；
- C、带内跃迁。



一、辐射跃迁

然而，上述的这几类跃迁并不一定都是辐射跃迁；即就是它们全部都是辐射跃迁，也不一定能够在同一半导体材料内、并在相同的条件下同时发生。作为半导体发光材料，要求在半导体内部发生的跃迁必须是辐射跃迁占优势。

1、本征跃迁

电子从导带跃迁到价带，并伴随着向外发射光子的过程，称为本征跃迁。本征跃迁是本征吸收的逆过程。

对于直接禁带半导体，其本征跃迁为直接跃迁，显然，直接跃迁也是直接吸收的逆过程，因此，直接跃迁的发光过程只有光子和电子参与，故其辐射效率较高。

实际中，直接禁带半导体，以及II-IV族、III-V族化合物半导体都是常用的发光材料，如GaAs等。



一、辐射跃迁

对于间接禁带半导体，发生的带间跃迁是间接跃迁，间接跃迁是间接吸收的逆过程，即在间接跃迁过程中，除了有光子和电子参与外，还有声子参与。因此，间接跃迁的几率比直接跃迁的几率小得多。

常见的Si、Ge材料是间接禁带半导体，它们的发光都比较弱。

2、非本征跃迁

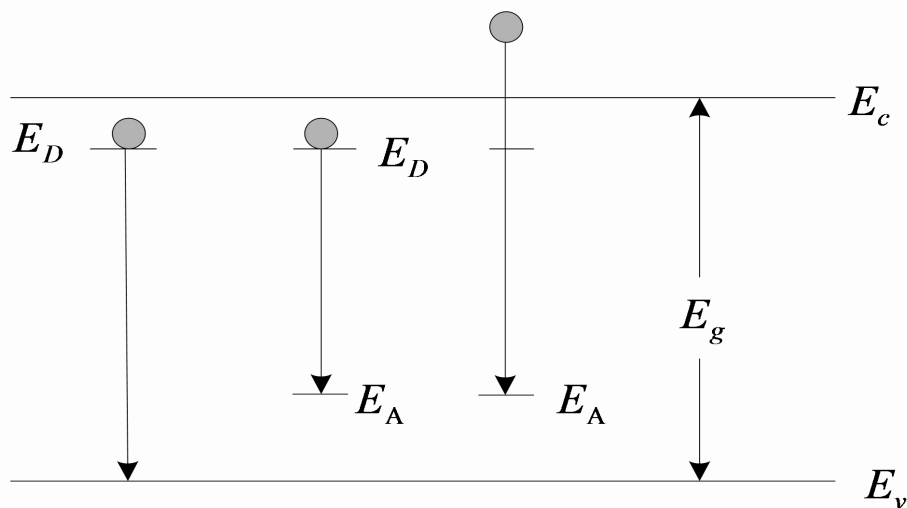
电子从导带跃迁到禁带中的杂质能级，即 $E_C \rightarrow E_A$ ，或从禁带中的杂质能级跃迁到价带，即 $E_D \rightarrow E_V$ ，或在杂质能级之间的跃迁，即 $E_D \rightarrow E_A$ ，称为非本征跃迁。在间接禁带半导体中，本征跃迁是间接跃迁，其发生的几率很小，这时，非本征跃迁起主要作用。



一、辐射跃迁

对于某些杂质，在图示的三种跃迁过程中有发光现象存在。但对于其他一些杂质在这三种跃迁过程中则没有发光现象。因此，在半导体中掺入某些特殊的杂质，可以明显地增强半导体的发光，把这些杂质称为激活剂。

例如：在III-V族间接禁带半导体 GaP 中，Zn、Cd、O、N、Te 等都起激活剂的作用。



二、发光效率

在实际的发光过程中，总是同时存在着辐射复合（发射光子）和无辐射复合（发射声子）两个过程。不同的材料这两种复合过程的几率各不相同，因此不同的材料具有不同的发光效率。

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

通常 $\eta_{\text{内}}$ 值很高，几乎为100%，但此时材料真正发出的光并不多，这是因为材料发出的光又被材料本身吸收掉了。

“外量子效率”描述材料总的发光效率，即

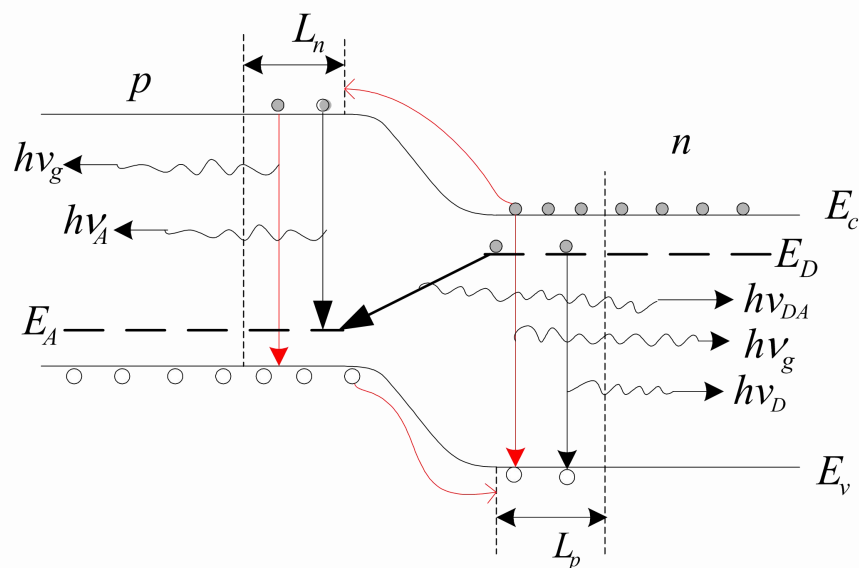
$$\eta_{\text{外}} = \frac{\text{单位时间内发射到外部的光子数}}{\text{单位时间内注入的电子-空穴对数}}$$



三、电致发光激发机构

1、p-n结注入发光

p-n结处于平衡时，存在有一定的势垒区。当外加正向偏压 V 时，势垒降低，p区向n区注入空穴，而n区向p区注入电子。在p-n结的势垒区和扩散区，这些非平衡少数载流子不断地与多数载流子复合而发光（即辐射复合过程）。



产生发光的跃迁种类包含：

- ★带间跃迁（本征跃迁）的发光 $h\nu_g$ ；
- ★杂质能级与能带间跃迁产生的发光 $h\nu_D$ 和 $h\nu_A$ ；
- ★施主能级与受主能级之间跃迁产生的发光 $h\nu_{DA}$ 等。

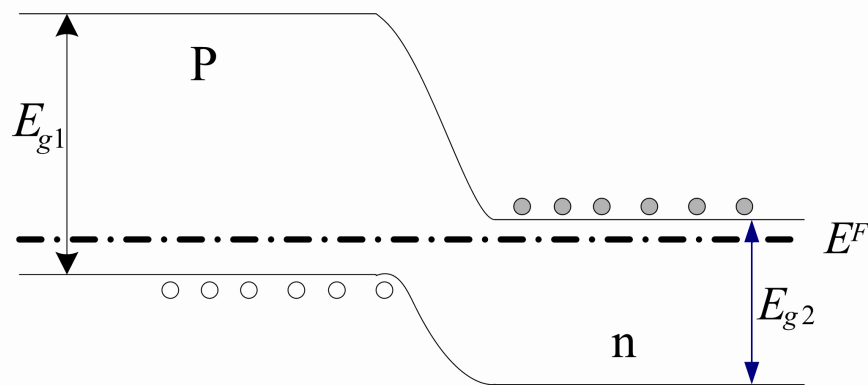
目前广泛使用的GaAs发光二极管和GaP发光二极管就是根据上述机构制造的。



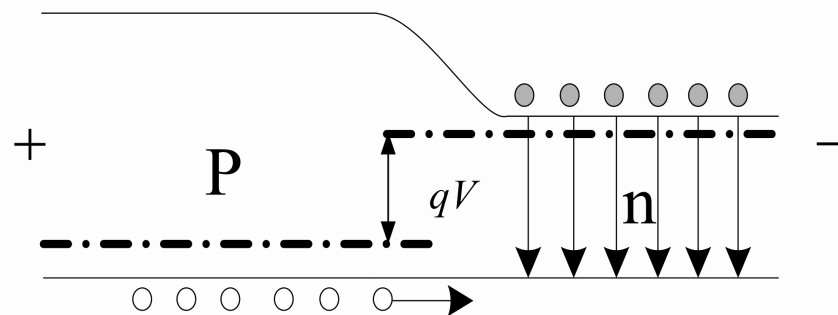
三、电致发光激发机构

2、异质结注入发光

当给异质结施加正向偏压时，由于异质结势垒不对称，电子势垒和空穴势垒降低的程度不同，当施加的偏压正好使p区和n区的价带等高时，对于p区的空穴来说不存在势垒，可以不断地向n区扩散，保证了少数载流子空穴向发光区的高注入效率。而对于n区的电子，由于势垒的存在，不能从n区注入到p区。这样禁带较宽的区域成为注入源，而禁带较窄的区域成为发光区。这就是异质结的超注入现象。



平衡时的异质结能带图



四、非辐射跃迁

在半导体材料中存在着一定的非辐射复合中心，又称为消光中心，他们的存在使许多半导体材料中的非辐射复合过程成为占优势的过程。材料中的本底杂质、晶格缺陷、以及缺陷与杂质的复合体等都可能成为非辐射复合中心。他们的存在对发光的危害极大。

常见的非辐射复合过程有：多声子跃迁过程、俄歇过程和表面复合过程。研究非辐射复合过程和研究辐射复合过程是同样重要的，为了提高发光器件的发光效率，人们对非辐射复合中心进行大量的研究工作，而且，目前对非辐射复合过程的研究已成为发光器件研究领域研究热点之一。





谢 谢



小论文题目

- 一、随着器件特征尺寸的不断缩小，CMOS器件和电路会出现什么问题？目前有哪些应对措施？
- 二、谈谈你对太阳能光伏技术和产业发展的认识。
- 三、以高电子迁移率晶体管（HEMT）为例分析说明异质结器件的优势。
- 四、简述非晶态半导体的应用和发展趋势。
- 五、什么是稀磁半导体？简述稀磁半导体的主要性质和应用。



期中测试试题

一、名词解释（40分，每小题5分）

- 1、异质结；
- 2、超晶格；
- 3、表面势；
- 4、费米势；
- 5、快界面态；
- 6、慢界面态；
- 7、量子阱；
- 8、二维电子气；

二、分析、回答问题（60分，每小题30分）

- 1、半导体表面积累、耗尽、本征和反型的物理意义是什么？分析n型半导体形成上述几种状态的条件，画图示意之。
- 2、什么是半导体异质结的超注入现象？试利用异质结的超注入现象解释半导体激光器的发光机制。

