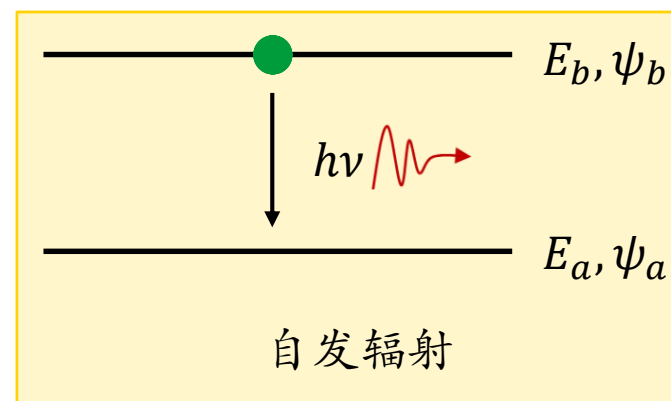
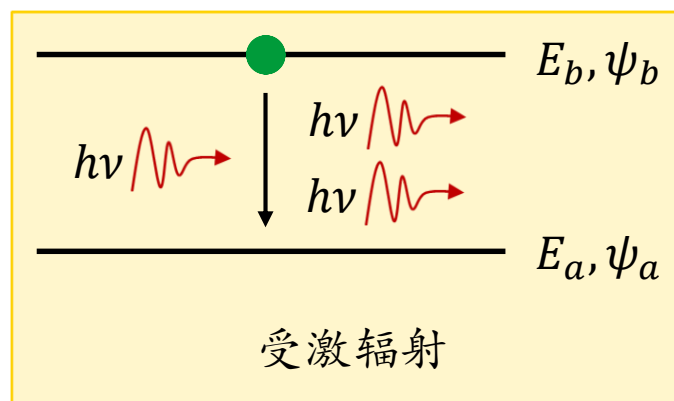
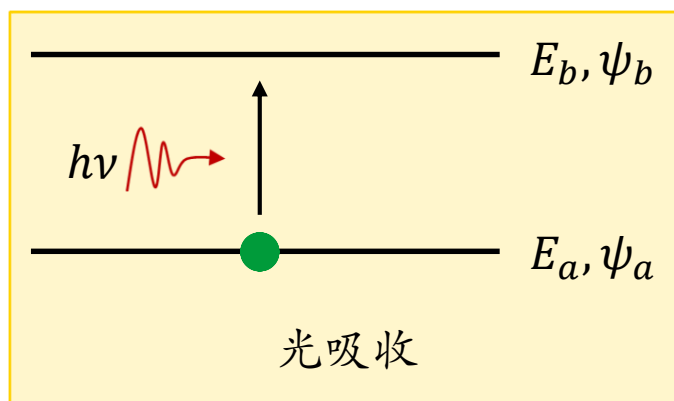


# 课程回顾

## 受激辐射和自发辐射：

- 非相干条件扰动下，受激辐射的跃迁速率公式引入了光子态密度的概念。对于能级连续的末态，受激辐射的跃迁速率公式引入了载流子能态密度的概念。
- 光的受激辐射提供了激光器工作的理论基础；自发辐射提供了发光二极管的理论基础。
- 激光器工作的三个条件：泵浦源（粒子数反转）、谐振腔、增益介质。

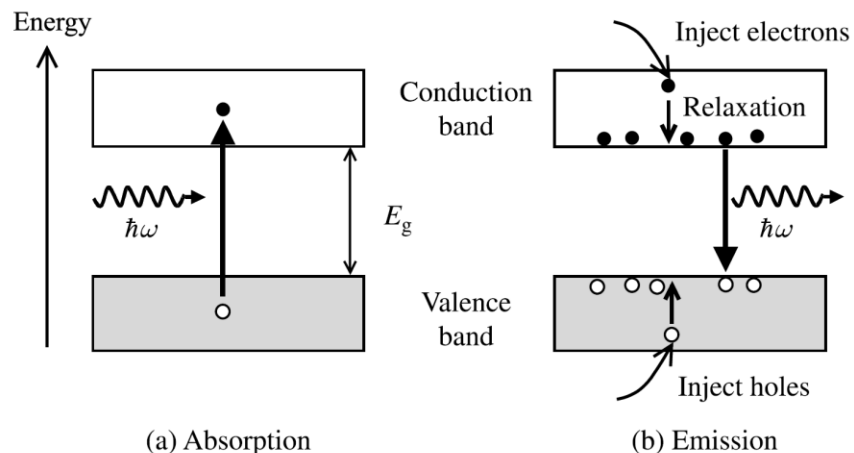


# 激光的产生

---

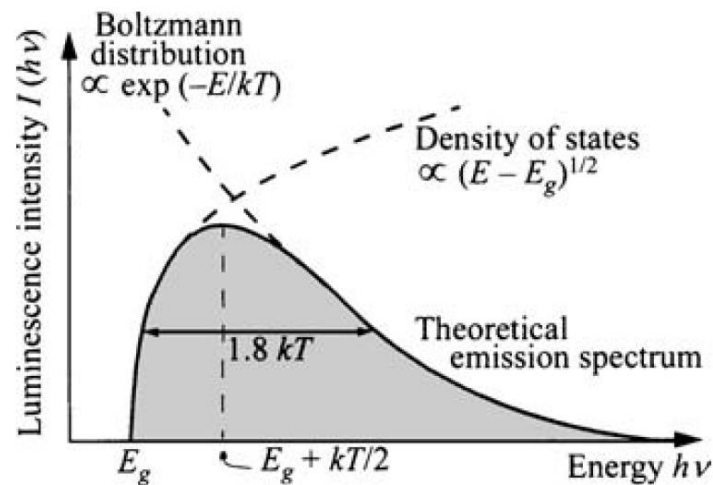
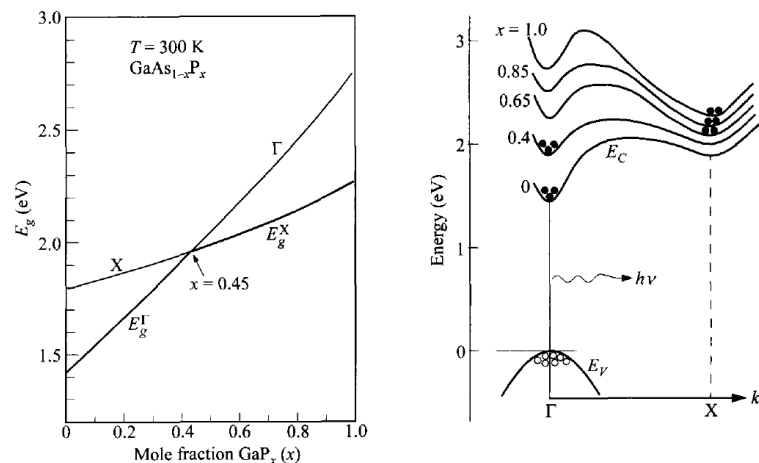
- 光的受激辐射有广泛应用，像激光器、光放大器、超辐射发光管等有源器件都是基于受激辐射原理工作的。
- 激光是1960年代发展起来的技术，与普通光线比，激光具有很好的空间相干性、单色性和良好的方向性，能量密度大，有着广泛应用。
- 受激辐射的特点：受激辐射产生的光子与原来光子的状态完全相同（包括相位、能量、传播方向等）。如果体系内有大量原子处于激发态，则某一原子自发辐射的光子，可以促使处于激发态的其他原子发生受激辐射并发出光子，这一过程将以连锁反应的方式在很短的时间内完成。
- 产生上述放大过程的条件是要有大量的原子处于激发态，但通常在平衡态的体系下，处于基态的原子比较多，因此要有粒子数反转的过程。
- 产生激光的三个条件：增益介质、泵浦源、谐振腔。

# 半导体中的跃迁过程



- 在半导体中，简并的原子能级会分裂成能带，因此半导体中的载流子跃迁过程就是载流子在能带之间迁移的过程。
- 在光吸收过程中，价带中的电子吸收一个光子，跃迁至导带，在价带中留下一个空穴。在自发辐射过程中，导带中的电子放出一个光子，与价带中的一个空穴复合。
- 由于注入的电子可以非常迅速地弛豫到导带的底部，所以一般情况下，发射的光子频率接近与带隙所对应的频率，即  $\nu \approx E_g/h$ 。

# 间接带隙和直接带隙



- 由于跃迁一般发生在导带底部，所以直接带隙材料（比如GaAs）的发光效率远远高于间接带隙材料（比如Si）的放光效率。
- 由于温度的作用。一般电子和空穴的能量位置会略高于导带底部和价带顶部，即满足：

$$h\nu = \left( E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \right) - \left( E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*}$$

其中约化有效质量为

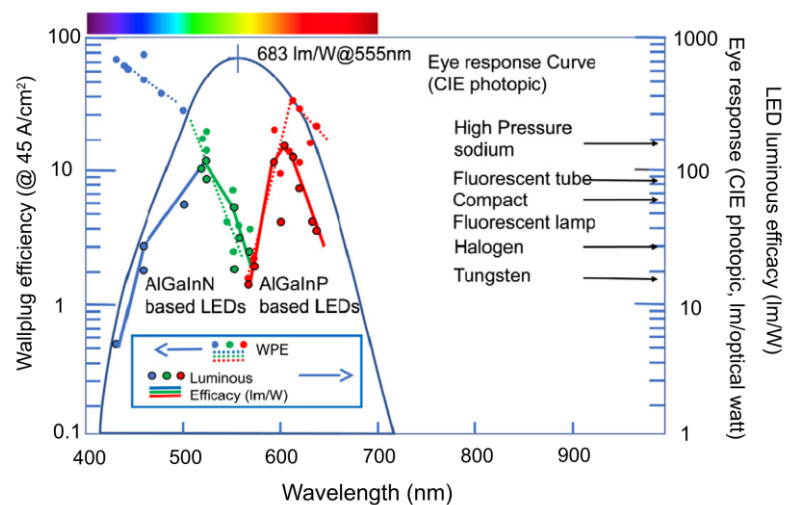
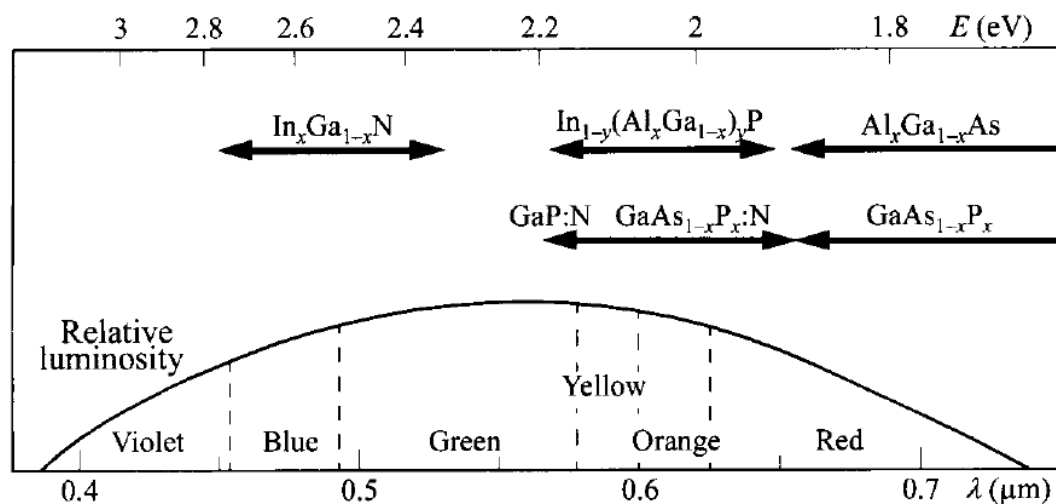
$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*}$$

- 所以半导体材料的自发辐射能谱的半宽可由玻尔兹曼分布和能态密度分布共同决定，约为 $1.8kT$ 。

# 增益介质

以半导体材料为例

- GaAs（砷化镓）、InP（磷化铟）、GaN（氮化镓）为直接带隙材料，可以提供光增益。Si（硅）、Ge（锗）为间接带隙材料。
- 三元和四元半导体材料也非常重要。 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 覆盖了从红光到红外的波长范围。优点是它与GaAs晶格匹配，且具有比GaAs低的折射率因子。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ 主要工作在近红外区域，提供了光通讯激光器所需的波长。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 工作在可见光区域，是发光二极管（LED）重要材料。

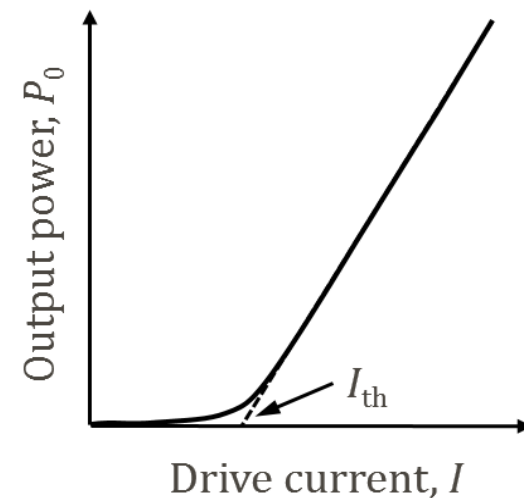
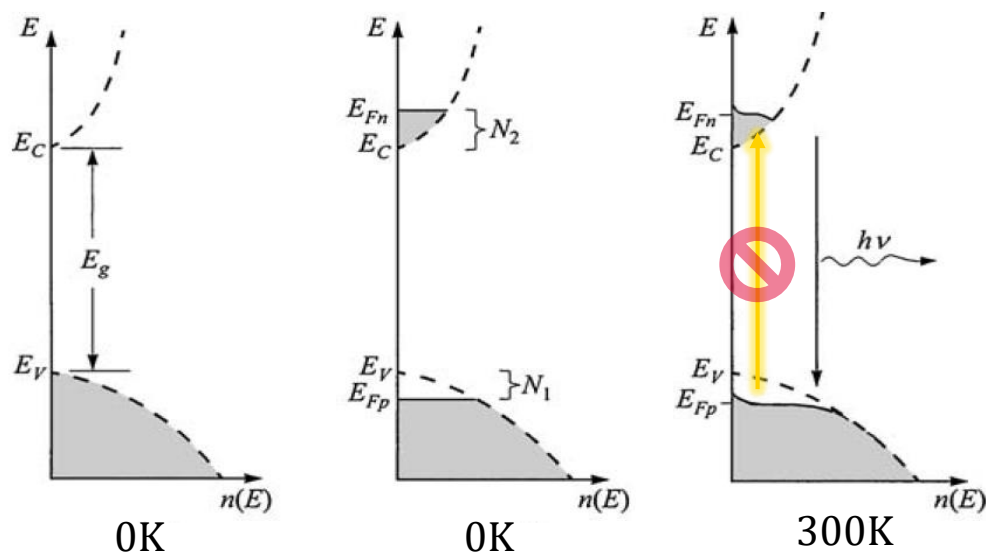


# 粒子数反转

- 处于热平衡的状态，体系中粒子按能级分布服从玻尔兹曼分布即：

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{e^{-E_a/k_B T}}{e^{-E_b/k_B T}} = e^{\hbar\omega_0/k_B T}$$

- 在常温下，要使高能态的粒子数大于低能态的粒子数，即实现粒子数反转，必须要从外部输入能量，如光泵浦或电泵浦，即需要泵浦源。

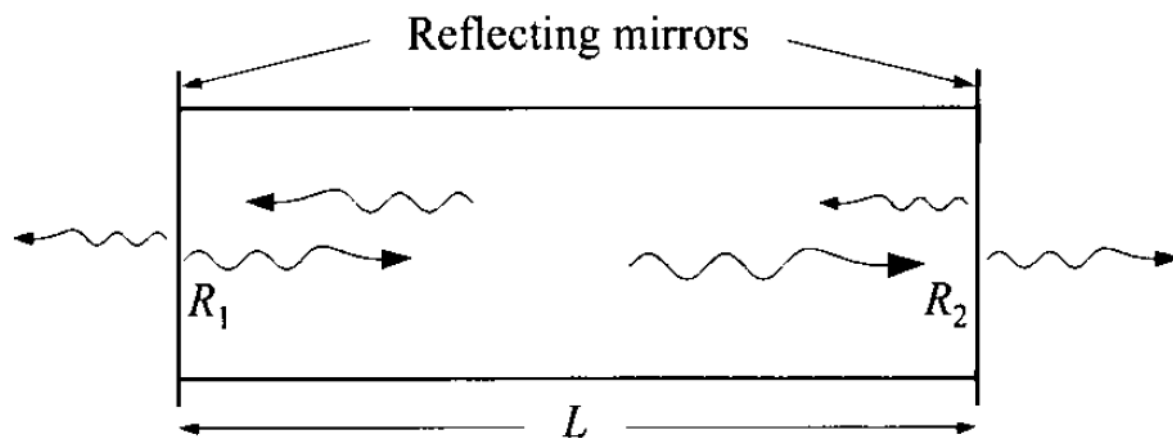


# 谐振腔

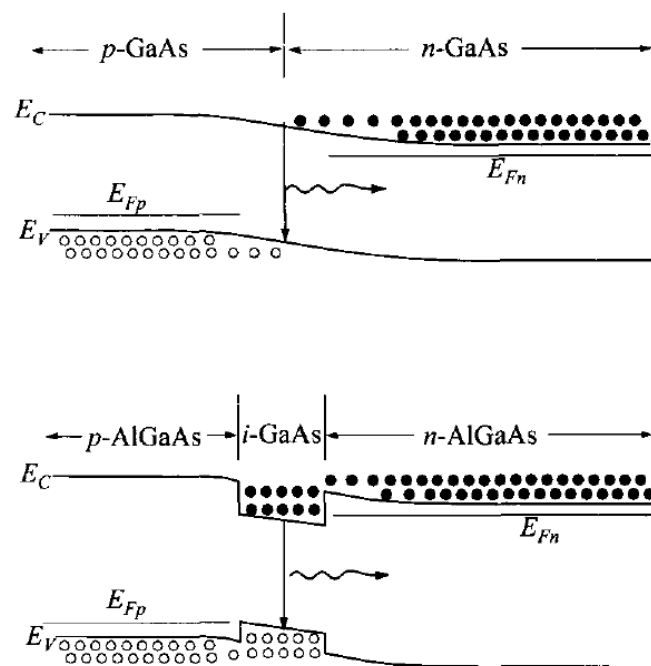
- 常温下，光波段的受激辐射几率远小于自发辐射几率。为此，需在激光器中用谐振腔，利用谐振腔对特定波长的光进行选择、增强和控制，以提高受激辐射几率，得到单色性、方向性和相干性高的激光束。
- 产生激光谐振的条件

$$R_1 R_2 \exp[2L(g - \alpha)] > 1$$

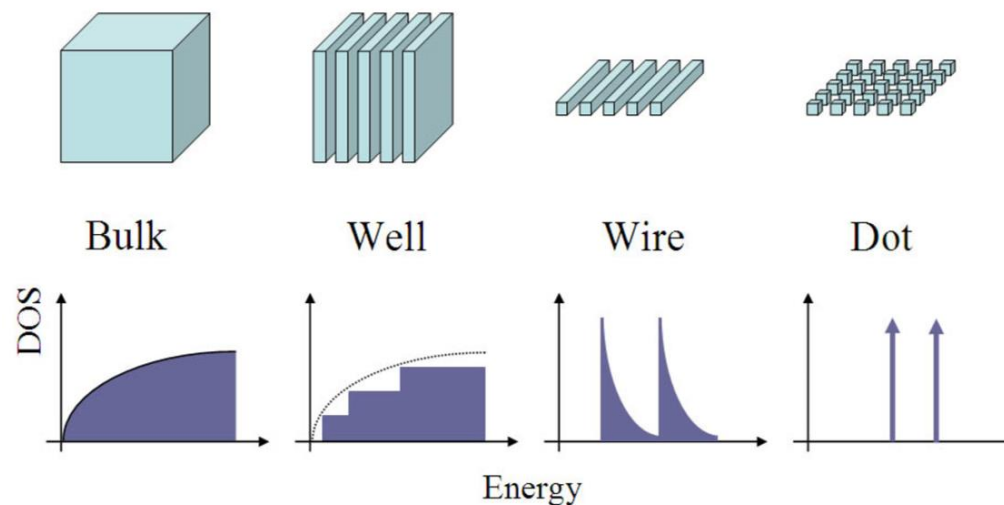
$$g > g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)$$



# 双异质结



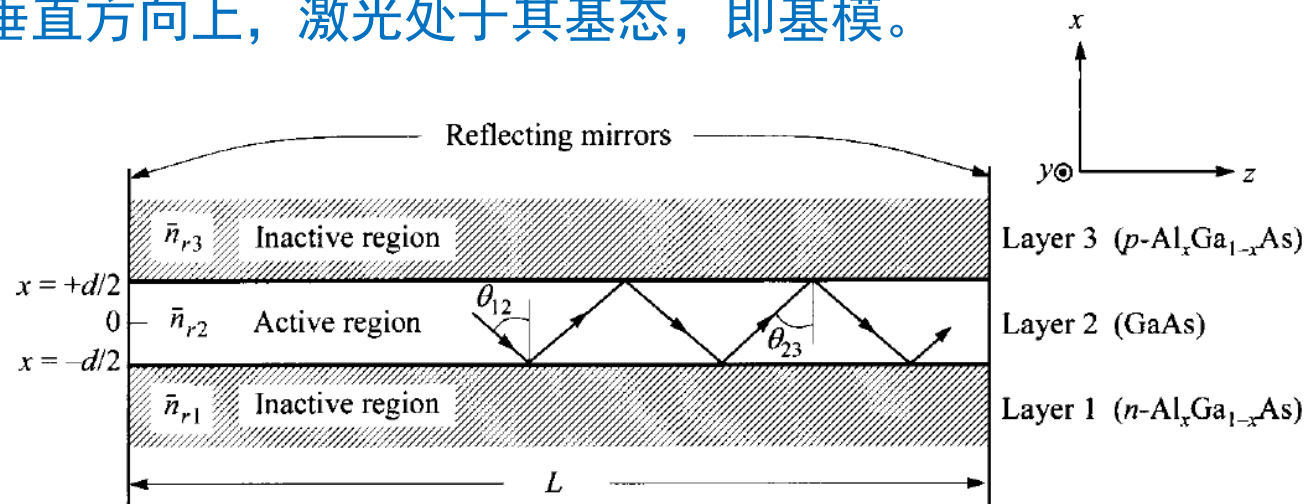
- 半导体通过掺杂可以形成p型和n型材料。pn结具有单向导通性，在结区附近有高于平衡态浓度的非平衡载流子，他们之间的复合会发出光子。在双异质结结构中，非平衡载流子被限制在不掺杂的中间发光区，因此可以更加有效地发光。
- 中间发光区被称为有源区，有源区的材料必须是直接带隙材料。有源区通过结构可以分为体材料、量子阱、量子线、量子点等等。





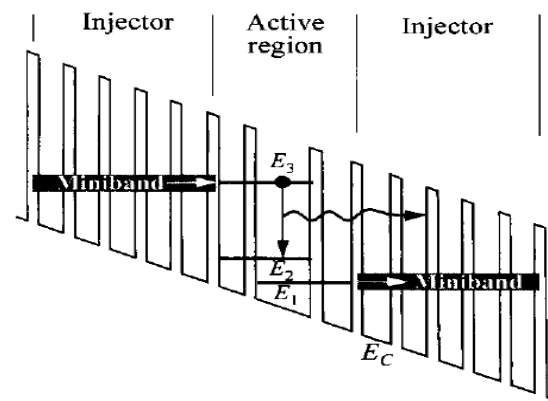
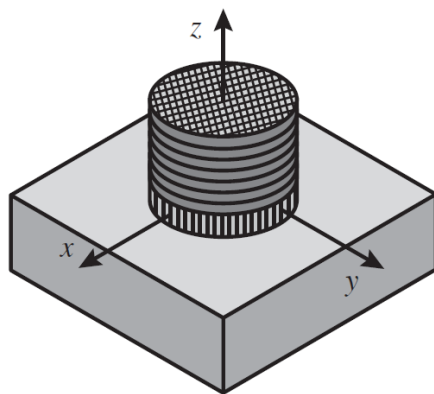
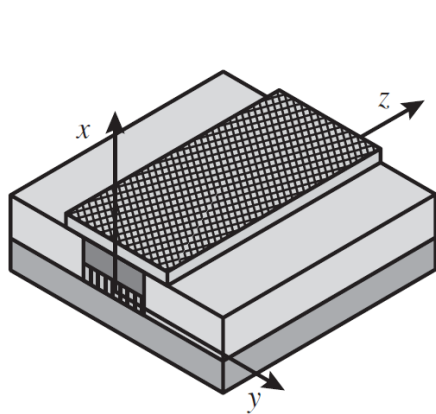
# 光波导

- 除了需要在垂直于光的传播方向上设置共振腔之外，在光的传播方向上，为了减少光的传播损耗，需要光波导来提供光的限制。
- 光波导一般由中间发光区（有源区）附近非均匀折射率引起。有源区的折射率必须高于周围材料的折射率。
- 一般情况下，在垂直方向上，激光处于其基态，即基模。



# 激光器的分类

- 从增益介质分类：固体激光器、染料激光器、气体激光器、光纤激光器、半导体激光器。
- 按工作波长：可见光激光器、紫外激光器、近红外激光器、中红外激光器、太赫兹激光器。
- 半导体激光器按结构分类：体材料激光器、量子阱激光器、量子点激光器、微腔激光器、纳米腔激光器、平面波导激光器、垂直腔面发射激光器、量子级联激光器等等。



# 参考文献

---

- 受激辐射和自发辐射的内容主要参考：
  - 教材David J. Griffiths, and Darrell F. Schroeter, Introduction to Quantum Mechanics (3rd Edition), Cambridge University Press (2018). 第11.2-11.4节。
- 激光器和发光二极管的内容主要参考：
  - Mark Fox, Quntum Optics – An Introduction, Oxford University Press (2006). 第4.2, 4.7小节
  - 施敏, 半导体器件物理 (第三版), 西安交通大学出版社。第十二章。
  - Coldren LA, Corzine SW, Masanovic MI, Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (2nd Edition), John Wiley & Sons (2012). 第一章。
- 光子态密度的内容主要参考
  - Mark Fox, Quntum Optics – An Introduction, Oxford University Press (2006). 附录C。

## C4-3 光子相关测量基础

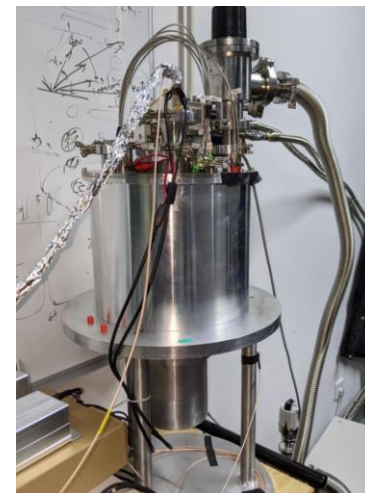
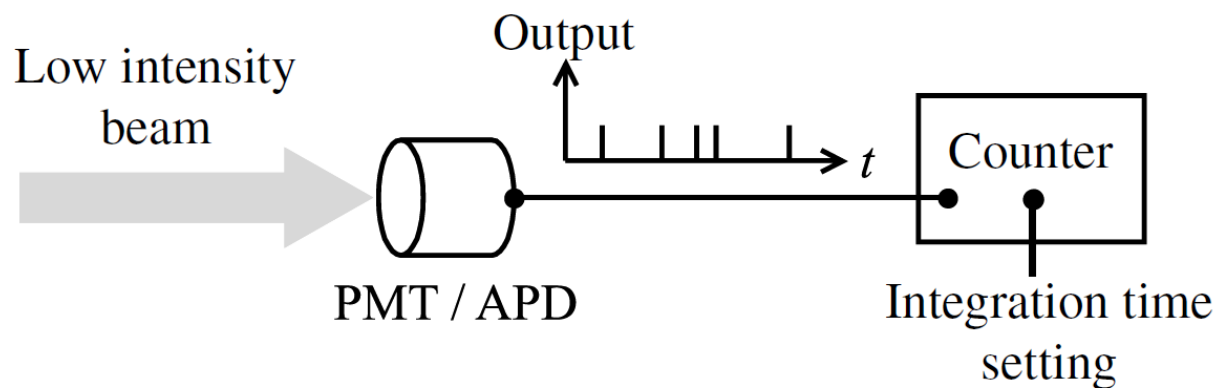
# 量子测量

---

- 对于量子力学而言，极具挑战性的是建立少数粒子也就是量子层面的单粒子统计规律和测量方式。这也是第一次量子革命和第二次量子革命的显著区别之一。
- 量子测量不同于一般经典力学中的测量：（1）量子测量不是独立于所观测的物理系统而单独存在的，相反，测量本身即是物理系统的一部分，会对系统的状态产生干扰；（2）处于相同状态的量子系统被测量后可能得到不同的结果，这些结果符合一定的概率分布；（3）非对易的两个可观测量无法同时测量。比较知名的例子是位置与动量，也可以透过海森堡不确定原理来描述。
- 量子测量根据测量对象数量的不同，可以分为局域测量、关联测量、联合测量等。

# 光子计数(1)

- 光电效应代表了光吸收的过程，其解释能够在量子化原子能级的基础上进行。光的粒子性的正确确认要等到单光子反聚束效应（photon antibunching, Kimble, Dagenais and Mandel, 1977）和双光子干涉现象（two-photon interference, Hong, Ou, and Mandel, 1987）的实验验证。两者的基础都是光子计数。
- 考虑一束极弱的光入射到一个光子计数器上。光子计数器包含一个单光子探测器，比如光电倍增管（PMT）或者雪崩光电二极管（APD），和一个电子计数器。单光子探测器产生一个一个的电压短脉冲，而电子计数器记录一段时间内的脉冲数量。



# 光子计数(2)

考虑一束单色的相干光线，角频率为  $\omega$ ，光强为  $I$ ，功率为  $P$ ，截面积为  $A$ ，定义光子速流  $\Phi$  为单位时间内经过光束截面的光子数

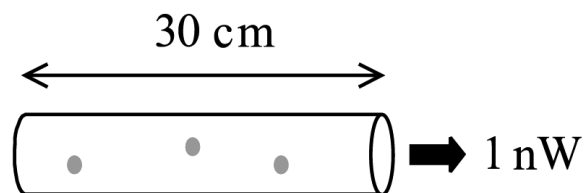
$$\Phi = \frac{IA}{\hbar\omega} \equiv \frac{P}{\hbar\omega}$$

光子计数器的量子效率  $\eta$  为光子计数和入射光子总数之间的比例，所以在计数时间  $T$  内被计数器记录的平均光子数为

$$N(T) = \eta\Phi T = \frac{\eta PT}{\hbar\omega}$$

光子计数器一般具有一个最大计数，一般由单光子探测器的死区时间（dead time）所决定，也就是完成一个计数后，探测器恢复正常状态所需要的时间。比如死区时间1微秒，对应的最大计数为 $10^6$ 每秒。如果假设量子效率为10%，那么可计数光束的功率极限大约是 $\sim 10^{-12}\text{W}$ 。这是非常弱的光功率！

# 光子计数(3)



考虑氦氖激光器发出波长为633nm（对应的单光子能量为2eV）的红光，如果激光功率为1mW，并衰减 $10^6$ 倍。平均光子速流为：

$$\Phi = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{10^{-9}}{2.0 \times (1.6 \times 10^{-19})} = 3.1 \times 10^9$$

光的速度为 $3 \times 10^8$ m/s，考虑3米长的光束，平均会有31个光子，对应的光子计数时间为 $10^{-8}$ 秒。如果考虑更短的光子计数时间，比如1纳秒= $10^{-9}$ 秒，那么光子的数量会变成一个非整数3.1个光子，但光子计数必须是一个整数，如果测量多次，会得到类似于下面的结果

1, 6, 3, 1, 2, 2, 4, 4, 2, 3, 4, 3, 1, 3, 6, 5, 0, 4, 1, 1, 6, 2, 2, 6, 4, 1, 4, 3, 4, 6, ...

30次计数总共观测到大约95个光子。

如果计数时间更短，比如0.1纳秒= $10^{-10}$ 秒，平均每次测量会有0.31个光子，如果测量多次，会得到类似于下面的结果：

1, 0, 0, 1, 0, 0, 0, 0, 1, ...

10次计数总共观测到大约3个光子。

含时微扰论