

### 第三章 激光原理 ( 个知识点)

#### 1、光源

物理学上，光源是指能发出一定波长范围的电磁波（包括可见光与紫外线、红外线、X 光线等不可见光）的物体。

光源器件主要是指电光变换器件，分成相干光源和非相干光源。

照明光源 着重由电转换成光的能量转换效率和颜色

显示光源 着重显示图象的清晰度、对比度、色彩饱和度等

信息处理用光源 着重光的单色性和高速脉冲性

照明光源是以照明目的，辐射出主要为人眼视觉的可见光谱（波长 380~780 纳米）的电光源，按发光形式分为热辐射光源、气体放电光源和电致发光光源三类。

普通光源所发出的非相干光，源于原子或分子体系的自发辐射

非相干光的特点：各个原子自发辐射所产生的光波方向、频率及相位等都是不确定的、分散的

激光：受激发射光放大，Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Laser)，激光源于原子或分子体系受激辐射

#### 2、光与物质相互作用经典理论分析：

经典电振子模型定性地说明了原子的自发辐射

考虑自发辐射阻尼力( $F_s$ )，电子的运动方程表示为： $m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx - F_s$

$E = E_0 \exp(-\frac{\gamma}{2}t) \exp(i\omega_0 t)$ ， $\gamma$ ：经典辐射阻尼系数

经典电振子模型精确解释了原子的受激辐射：色散、光的吸收及其谱线展宽

如果介质原子只包含单个电子，则电场作用在电子上的力为： $-eE(z, t)$ ，则简谐运动方

程变成： $x'' + \gamma x' + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E(z) \exp(i\omega t)$

$$E(z, t) = E_0 \exp\left(\frac{\omega}{c} \beta z\right) \exp\left[i\omega \left(t - \frac{\eta z}{c}\right)\right]$$

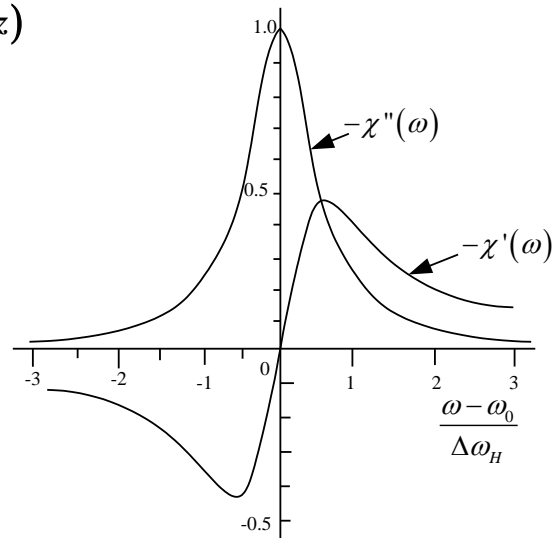
$$\sqrt{\epsilon_r} = \eta + i\beta = \left(1 + \frac{\chi'}{2}\right) + i\frac{\chi''}{2}$$

吸收介质中光强的传输方程： $I(z) = I_0 \exp(Gz)$

吸收系数(洛伦兹线型)： $G = \frac{2\omega}{c}\beta = \frac{\omega}{c}\chi''$

$$\chi' = + \left( \frac{Ne^2}{m\omega_0\epsilon_0\gamma} \right) \frac{2(\omega_0 - \omega)\gamma^{-1}}{1 + \frac{4(\omega_0 - \omega)^2}{\gamma^2}}$$

$$\chi'' = - \left( \frac{Ne^2}{m\omega_0\epsilon_0\gamma} \right) \frac{1}{1 + \frac{4(\omega_0 - \omega)^2}{\gamma^2}}$$



激光工作物质中的平面波电场表达式：

$$E(z,t) = E_0 \exp\left(\frac{k}{2n^2}\chi''z\right) \exp\left[i\omega t - i\left(n + \frac{\chi'}{2n}\right)k_0z\right]$$

$n$ 为基质的折射率， $\chi' + i\chi''$ 为激活粒子的极化系数

吸收系数： $G = \frac{k}{n^2}\chi'' < 0$

### 光与物质相互作用经典理论分析小结

出发点是：将原子系统和电磁场都做经典处理，即用经典电动力学的麦克斯维方程组描述电磁场，将原子中的运动电子视为服从经典力学的振子；

从现代量子理论观点来看，这种原子模型显然和粗糙，但是在原子物理学发展的历史进程中，它曾成功地解释了光的色散和吸收现象，定性地说明了原子的自发辐射及谱线展宽；

由于自发辐射的存在，物质的吸收谱线为洛伦兹线型，具有一定展宽；

物质在  $\omega_0$ 附近，存在强烈的色散.

### 3、光辐射量子理论基础

处于高能级的粒子，在没有外界影响下，有一定概率自发地向低能级跃迁，并发出一个光子，这种过程称为**自发辐射**.

自发辐射概率  $A_{21}$ : 单位时间内, 发生自发辐射的粒子数与高能级  $E_2$  上粒子数  $N_2$  的比值.

$$A_{21} = \frac{\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_{sp}}{N_2}$$

自发辐射概率  $A_{21}$  表示位于高能级  $E_2$  上的一个粒子, 在单位时间内,  $E_2 \rightarrow E_1$  能级的自发辐射概率率, 又称自发辐射爱因斯坦系数.

$A_{21}$  完全由原子系统的两特定能级特性决定, 与外界信号无关——一定原子的特定能级,  $A_{21}$  是定值.

$$N_2 = N_2^0 \exp(-A_{21}t) = N_2^0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right)$$

由于在激发态的粒子, 总是要通过各种途径返回到较低能级上, 所以粒子在激发态只能停留有限时间.

$\tau_s$ : 粒子在激发态 停留时间的平均值, 称为激发态的平均寿命.

物理意义: 经过  $\tau_s$  后, 处于高能级  $E_2$  上粒子数减少到初值  $N_2^0$  的  $1/e$ .

$\tau_s$  越大, 表明原子在  $E_2$  上逗留时间越长, 一般  $\tau$  为  $10^{-8}$  秒数量级.

也有一些激发态能级, 其平均寿命很长, 可达  $10^{-3}$  秒或更长, 这样的激发态称为亚稳态, 亚稳态在形成激光过程中有重要意义.

处于低能级  $E_1$  上的粒子, 有一定概率从外界光信号中吸收一份能量, 跃迁到高能级  $E_2$  上, 这个过程称为**受激吸收**.

$$\text{受激吸收概率 } W_{12}: W_{12} = \frac{\left(\frac{dN_{12}}{dt}\right)_{st}}{N_1}$$

$W_{12}$  不仅与粒子本身性质有关, 还与入射光的能量密度  $\rho(\nu_{12})$  有关, 即

$$W_{12} = B_{12} \cdot \rho(\nu_{12}), B_{12} \text{ 称为爱因斯坦吸收系数, 仅与粒子本身性质有关.}$$

处于高能级  $E_2$  上粒子, 有一定概率在频率  $\nu_{21} = (E_2 - E_1) / h$  的外界光作用下, 跃迁到低能级  $E_1$  上, 同时辐射出一个与入射光子完全相同的光子, 这个过程称为**受激辐射**.

受激辐射的光是相干光.

受激辐射使入射光得到放大

受激辐射概率  $W_{21}$ :

单位时间内，发生受激辐射的粒子数与高能级  $E_2$  上粒子数  $N_2$  的比值:

$$W_{21} = \frac{\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_{st}}{N_2}$$

与  $W_{12}$  相似， $W_{21}$  不仅与原子特定能级结构性质有关，还与入射光波的能量密度（光强）有关:

$$W_{21} = B_{21} \cdot \rho(\nu_{21})$$

大量粒子构成的粒子体系(如原子或分子等)中，自发辐射、受激吸收与受激辐射这三种跃迁同时存在。

$E_2$  自发辐射的能量  $E_2 - E_1$  的光子，对其它粒子而言可视为外来入射光，使  $E_1$  上粒子发生受激吸收，使  $E_2$  上粒子发生受激辐射，三种跃迁过程相互联系。

相互联系可由表示原子特定能级  $E_1$ 、 $E_2$  特性的参数  $A_{21}$ 、 $B_{12}$ 、 $B_{21}$  来表示。

$$B_{12}g_1 = B_{21}g_2, \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu_{21}^3 n^3}{c^3}$$

$$B_{12} = B_{21} = B, \quad \frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu_{21}^3 n^3}{c^3}$$

前面讨论原子自发辐射时，认为原子的能级是无限窄的，此时的自发辐射光是单色光，即全部的光强都集中在频率  $\nu = (E_2 - E_1) / h$  上。

实际上原子的自发辐射并不是单色光，而是分布在中心频率  $\nu_0$  附近的一个很小频率范围内-这就是光谱线展宽（加宽）。

成因：由于每个原子所固有的自发辐射跃迁引起原子在能级上的有限寿命而造成的。

考虑光谱线展宽下爱因斯坦自发/受激辐射系数的修正

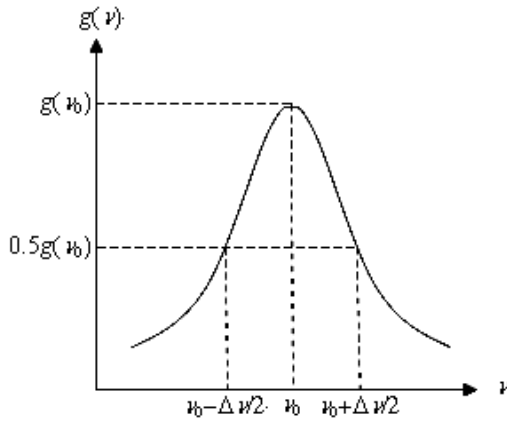
不同粒子体系，不同能级间自发辐射的  $I$  不同，为此引入一个新函数:

$$g(\nu) = \frac{I(\nu)}{I}$$

表示分布在频率  $\nu$  处单位频率间隔内自发辐射功率与总自发辐射功率之比, 满足归

一化条件:  $\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1$

$$A_{21}(\nu) = A_{21} \cdot g(\nu), \quad B_{21}(\nu) = B_{21} \cdot g(\nu), \quad W_{21}(\nu) = B_{21}(\nu) \cdot \rho_\nu = B_{21} \cdot g(\nu) \cdot \rho_\nu$$



谱线线宽:  $\nu = \nu_0 \pm \frac{1}{2} \Delta\nu, \quad g(\nu) = \frac{1}{2} g(\nu_0)$

谱线展宽对自发辐射没有影响, 即自发辐射不受  $g(\nu)$  影响.

受激辐射粒子数改变与粒子体系的  $g(\nu)$  及辐射场的  $\rho_\nu$  有关.

如果引起展宽的物理因素对于每一个原子都是等同的, 则这种展宽称为均匀展宽.

特点: 每个发光原子都以整个线型发射, 不能把线型函数上的某一特定频率和某些特定原子联系起来, 或者说每一个发光原子对于光谱线内任一频率都有贡献.

均匀加宽包括自然展宽、碰撞展宽和晶格振动展宽等.

自发辐射 (在不受外界影响时, 受激原子并非永远处于激发态, 它们会自发地向低能级跃迁), 自发辐射引起了受激原子在激发态上具有有限寿命, 造成了原子跃迁谱线的自然展宽. 由于这种展宽是粒子本身固有性质决定的、自然存在, 因而称为自然展宽.

$$g_N(\nu) = \frac{\Delta\nu_N}{2\pi \left[ (\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu_N / 2)^2 \right]} \quad \Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi\tau_s}, \quad g_N(\nu) = \frac{\frac{1}{\tau_s}}{4\pi^2 (\nu_0 - \nu)^2 + \left( \frac{1}{2\tau_s} \right)^2}$$

- $g_N(\nu)$  表征阻尼谐振系统的频率响应特性;
- $g_N(\nu)$  唯一地由高能级  $E_2$  的平均寿命  $\tau_s$  所决定;

- $g_N(\nu)$  表达式具有洛仑兹线型.

**碰撞展宽**的机制：大量原子(分子、离子)之间的无规则“碰撞”.

**碰撞**指的是激发态与基态原子之间、激发态的原子之间相互作用，而改变原来的运动状态.

由碰撞引起的高能级原子寿命的缩短，可以用发生碰撞的平均时间间隔  $\tau_c$  来表示.

$$g_c(\nu) = \frac{\Delta\nu_c}{2\pi[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_c/2)^2]} \quad \Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c}$$

自然展宽与碰撞展宽共同作用产生的线型函数合称为**均匀展宽** (homogeneous broadening) 的线型函数，用  $g_H(\nu)$  表示：

$$g_H(\nu) = \frac{\Delta\nu_H}{2\pi[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_H/2)^2]}$$

均匀展宽线型函数的线宽为：

$$\Delta\nu_H = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_c} \right)$$

### 晶格振动展宽

由晶格热振动引起的谱线展宽，在固体激光物质中其量级远大于前两者.

热振动展宽与温度关系最大，其线型函数解析式很难求，常用实验来测知.

### 非均匀展宽

粒子体系中粒子的发光，只对谱线内与其中心频率相对应的部分有贡献；

可以区分为线型函数的某一频率范围，是由哪些粒子发光所引起的.

包括：**多普勒展宽与残余应力展宽**

**多普勒展宽**——由于气体物质中，做热运动的发光粒子所产生辐射的、多普勒频移引起的.

$$g_D(\nu) = \frac{c}{\nu_0} \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{mc^2}{2kT\nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2 \right], \quad \Delta\nu_D = 2\nu_0 \left( \frac{2kT}{mc^2} \ln 2 \right)^{1/2}$$

多普勒展宽线型函数——服从高斯分布

在固体工作物质中，不存在多普勒展宽。

**残余应力展宽**是固体激光器中，激光工作物质内部残余应力引起的一种是**晶格缺陷所致**，由晶格缺陷（如错位、空位等晶格不均匀性）引起的一种非均匀展宽【非均匀分布的缺陷引起不同位置的、激活离子的发光中心频率  $\nu_0$  不同，产生非均匀展宽】；在红宝石晶体等某些均匀性、完美性较差的晶体中，这种晶格缺陷所致的非均匀展宽为主要展宽原因

另一种是由激光工作物质本身原子**无规则排列**构成的，在一些非晶体物质中（以玻璃为基质的钕玻璃或钇玻璃等激光工作物质）中占主要地位。

残余应力展宽的解析形式难以求证，常用实验测定。

对于气体工作物质，主要的展宽类型就是碰撞引起的均匀展宽和多普勒非均匀展宽，可以同时考虑这两种展宽因素来求得综合展宽线型函数。

在**氩氟激光器**中， $\Delta \nu_N \sim 10\text{MHz}$ ， $\Delta \nu_C \sim (100-300)\text{MHz}$ ， $\Delta \nu_D \sim 1500\text{MHz}$ ，因此**多普勒展宽占主要优势**。

在**二氧化碳激光器**中， $\Delta \nu_N \sim (0.001-0.01)\text{MHz}$ ， $\Delta \nu_D \sim 60\text{MHz}$ ， $\Delta \nu_C$ 与压强  $p$  有关：当气压  $p$  在 1333 帕左右时，是**综合展宽**；当  $p$  比 1333 帕大的较多时候，是**均匀展宽**。

在**氩离子激光器**中， $\Delta \nu_D \sim 6000\text{MHz}$ ，主要是**多普勒展宽**。

在一般情况下，固体激光工作物质的谱线展宽主要是晶格热振动引起的均匀展宽，和晶格缺陷引起的非均匀展宽，这两种展宽机理复杂，很难从理论上求得线型函数的具体形式，一般都是通过实验求得其谱线形状和宽度。

在**红宝石激光器**中，低温时，主要是晶格缺陷引起非均匀展宽，且与温度无关；而在常温下，则是晶格热振动引起的均匀展宽为主，且随温度升高而加大。

在**Nd:YAG 激光器**中，由于晶体质量比红宝石好，因而非均匀展宽可以忽略，在整个温度范围内都以均匀展宽为主。

固体物质的谱线宽度一般都比气体大的多，室温下红宝石激光器（694.3nm），谱线宽度  $\Delta \nu \sim 2.7 \times 10^5\text{MHz}$ 。

与气体性比较，液体密度大的多，因此碰撞的平均时间间隔比较短，约为  $10^{-11}\text{s} \sim 10^{-13}\text{s}$ ，因此液体激光工作物质（有机染料）中，以碰撞加宽为主。

对于有机染料激光器，线宽可达数十纳米。

这种加宽特点是有机染料激光器的输出波长连续可调的物理基础。

### 受激跃迁—光吸收与光放大

$$G(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{\lambda_0^2}{8\pi n^2 \tau_s} g(\nu)$$

两点重要结论：

- 反转粒子数越多，光增益越强。
- 增益系数曲线与线型函数形状相似。

$$\left( \frac{dN_{21}}{dt} \right)_{st} = \int_{-\infty}^{+\infty} N_2 W_{21}(\nu) d\nu = N_2 B_{21} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) \rho_\nu d\nu$$

受激跃迁粒子数改变与粒子体系的  $g(\nu)$  及辐射场的  $\rho_\nu$  有关。

“不同粒子体系、不同类型辐射场受激辐射效果不同”。

由于谱线展宽，和粒子体系产生相互作用的单色光场的频率并不一定要精确位于  $g(\nu)$  的中心频率  $\nu_0$  处才能产生受激辐射，而是在  $\nu_0$  附近一定频率范围内均可。

连续辐射场中只有频率等于粒子体系中心频率  $\nu_0$  的那部分辐射场才能引发粒子体系受激辐射，其它部分实际上被粒子体系所散射。

在工作物质中建立粒子数反转分布状态是形成激光的必要条件之一

$$G(\nu) = \frac{k}{n^2} \chi''(\nu) = \frac{2\pi}{\lambda_0 n} \chi''(\nu) = \left( N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right) \frac{\lambda_0^2}{8\pi n^2 \tau_s} g(\nu)$$

处于反转分布状态的物质（粒子在能级上的分布上多下少）称为激活介质。

通过泵浦源的泵浦工作（将粒子从低能态抽运到高能态），可使某些具有特殊能级结构的介质发生粒子数反转分布，形成激活介质。

光射入激活介质时， $G > 0$ ，入射光能密度通过激活介质后被“放大”了，故激活



介质如同一个“光放大器”，此时，光的受激辐射在激活介质中占了主导地位。

选择开放式光学腔以减少振荡模式数是形成激光的必要条件之二

开式光学谐振腔，在激活介质轴向两端增加一对相向平行反射镜。

谐振腔轴向的光束，一方面，来回反射，某一方向得到放大，形成激光振荡，输出强度高；另一方面，满足干涉相长条件的光得到加强，频率得到筛选，模式数目减少。

偏轴角较大的光束，由侧面逸出激活介质，不能形成激光振荡。

满足阈值条件是激光的起振条件，是激光产生的充分条件之一

$$\text{均匀加宽时，阈值条件为：} (N_2 - N_1) \frac{g_2}{g_1} \Big|_{th} = - \frac{2\pi^2 n^2 \tau_s \Delta\nu_H \ln R_1 R_2}{\lambda_0^2 L}$$

$$\text{非均匀加宽时，阈值条件为：} (N_2 - N_1) \frac{g_2}{g_1} \Big|_{th} = - \frac{2\pi^2 n^2 \tau_s \Delta\nu_D \ln R_1 R_2}{\lambda_0^2 \sqrt{\pi \ln 2} L}$$

$$\text{已知：} \chi''(\nu) = \left( N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right) \frac{\lambda_0^3}{16\pi^2 n \tau_s} g(\nu)$$

$$\text{均匀展宽光谱线的线型函数：} g_H(\nu) = \frac{\Delta\nu_H}{2\pi \left[ (\nu_0 - \nu)^2 + (\Delta\nu_H / 2)^2 \right]}$$

非均匀展宽（多普勒展宽）光谱线的线型函数：

$$g_D(\nu) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[ - \frac{4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right]$$

增益饱和效应是形成稳定激光振荡的条件，是产生激光的充分条件之二

当入射光强度足够弱时， $G(\nu)$ ，增益系数与光强无关，是一个常数。

当入射光强增加到一定程度时，增益系数  $G(\nu, I)$  随光强的增大而减小的现象，称为饱和增益效应。

增益减小到恰好等于损耗时，就建立了稳态的振荡，形成了稳定的激光输出。

#### 4、激光器基本结构

激光工作物质：提供形成激光的能级结构体系，是激光产生的内因

二能级系统即使有入射光等激励也不能实现粒子数反转分布，不能做激光工作物质。

激光工作物质应至少具备三个能级.

实际上激光工作物质通常使用三能级或四能级结构.

四能级系统比三能级系统容易实现粒子数反转分布, 阈值更低.

红宝石固体激光器 氩离子气体激光器 钕玻璃激光器、掺钕钇铝石榴石激光器、氦原子与二氧化碳激光器

**泵浦源:** 提供形成激光的能量激励, 是激光形成的**外因**

**泵浦方式:**

光激励方式 —— 大多数固体激光器

气体辉光放电或高频放电方式 —— 气体激光器

直接电子注入方式 —— 半导体激光器

**光学谐振腔的作用:** 不仅为获得激光输出提供了必要的条件 —— 限制了可能的模式数目, 同时还对激光的频率(高单色性)、功率(高亮度)、光束发散角(方向性好)及相干性等有着很大影响.

谐振腔最主要的特点是侧面敞开, 横向设有光学边界以限制振荡模式数量, 它的轴向尺寸(腔长)远远大于振荡波长, 一般也远大于横向尺寸(腔镜大小), 因此, 这类腔称为开放式光学谐振腔, 简称开腔, 是最典型的激光器结构形式.

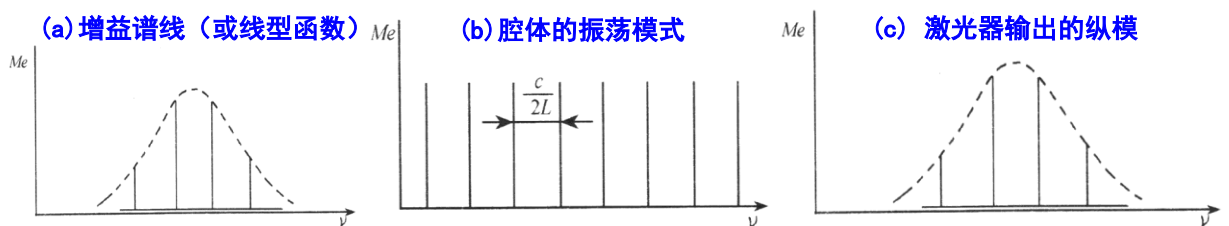
谐振腔可分为稳定腔(低损耗腔)和非稳定腔(高损耗腔)两大类.

稳定腔: 傍轴光线在这类谐振腔内往返多次而不至于横向逸出腔外.

非稳定腔: 傍轴光线在这类谐振腔内往返有限次后必然从侧面逸出腔外, 因而这类腔具有较高的几何损耗.

### 激光器的输出模式

模式: 能在腔内存在的、稳定的光波基本形式.



## 实现单模方法

### 5 激光的特点

- 1) 激光束基本沿轴传播，除了 LD 光束发散角较大之外，一般激光器**发散角  $\theta$**  和空间所张**立体角  $\Omega$**  都很小。典型数据  $\theta \approx 10^{-3}\text{rad}$ ，相应的  $\Omega \approx \pi \times 10^{-6}$ 。
- 2) 激光器输出的光，波长分布范围非常窄，因此颜色极纯。
- 3) 激光的相干性分为时间相干性和空间相干性。

时间相干性是指同一光源，在不大于  $\tau_c$  的两个不同时刻发生的、光在空间某处交会能产生干涉的性质。

$\tau_c$  相干时间， $\tau_c$  时间内所走过的光程差  $L_c$  称为相干长度，二者与谱线宽度成反比

空间相干性是指光源上不同点，在同一时候发射的光的关联程度，一般用相干面积来描述。

光源的相干面积：在这面积内任意两点发出的光都能产生干涉，超出这个面积外的任意点发出的光都不能产生干涉。

- 4) 激光亮度极高的主要原因是定向发光，大量光子集中在一个极小的空间范内出射，能量密度自然极高。

## 6 典型激光器

	激光器	运转方式	波长/mm	平均功率	峰值功率	脉冲宽度	转换效率
原子气体	He-Ne	连续	632.8	$10^{-3}$ ~ $10^2$ W			
离子气体	Ar <sup>+</sup>	连续	514.5	10~150 W			<0.1%
分子气体	CO <sub>2</sub>	连续	10640	10~ $10^3$ W			10~20%
	CO <sub>2</sub>	脉冲	10640	100 W	10000kW	100~500ns	10%
准分子气体	KrF	脉冲	248	100 W	5000 kW	10ns	0.5%
液体激光器	若丹明6G	脉冲	590	100 W	100 kW	10000ns	0.5 %
固体激光器	红宝石	脉冲	694.3	1 W	10~ $10^4$ kW	10ns~1ms	<0.1%
	Nd:YAG	连续	1064	150 W			1~3%
	Nd:YAG	脉冲	1064	40~20000W	10 kW	0.5~5ms	1~3%
半导体激光器 (LD)	GaAs	连续	840	$10^{-2}$ W			10 %
	AlGaAs/GaAs 量子阱	连续	980	0.2 W			20~30 %
	AlGaAs/GaAs 量子阱阵列	连续	808	100 W			