

He-Ne 激光的纵横模分析和模分裂

一、引言

激光器由增益介质、光学谐振腔和激励能源组成。和其它谐振腔一样，激光谐振腔有本征频率，每一个频率对应一种光场分布，叫做一种模式。由于激光谐振腔是开放式的，只要知道谐振腔轴线方向的光场分布及垂直于轴线的平面上的光场分布，则谐振腔内每个本征频率对应的光场分布状态就可以完整地描述出来。于是引进纵模和横模的概念，纵模描述轴向光场分布状态，横模描述横向光场分布状态。在讨论激光谐振腔的纵模和横模特性时，往往先讨论空腔，均匀的增益介质充入谐振腔不改变由空腔得到的模式结构，气体激光器就属于这一类。气体增益介质充入空腔后使之成为有源谐振腔，只有那些在谐振腔内往返一次增益大于损耗的光才能建立稳定的振荡，因此激光器输出的激光只包含少量的模式。

谐振腔的结构不同，它的模式也不同。Fox 和 Li 对平面谐振腔进行了模式计算，Boyd 和 Gordon 将他们的计算推广到共焦腔，此后还有许多人在这方面做了大量的分析和理论计算工作，对非共焦球面腔及其他各种类型的光学谐振腔也分别给出了模式结构的计算公式。有多种实验技术可用于研究开放式谐振腔的模式结构。其中有一种仪器叫“共焦球面扫描干涉仪”，用这种仪器可以测量激光的频谱间隔，结合激光的远场横向分布，可以分析激光器建立的激光的横模序数。

“偏振”是激光器输出光束的特性之一。当腔内有布儒斯特窗、双折射元件等偏振机制或元件时，激光器必是线偏振输出。即使无此类元件，由于激光束由受激辐射产生，光束中的光子都具有相同的偏振状态，于是大多数类型激光器输出的每一个纵模（频率）也都是线偏振的。而且相邻的两个纵模要么是正交偏振的，要么是平行偏振的。

激光模分裂指的是由物理效应，如双折射和塞曼效应等把激光器的一个频率“分裂”成两个的现象。本实验研究由双折射效应引起的激光频率分裂。通过观察激光器偏振、纵模、纵模分裂和模竞争等物理现象，加深学生对物理光学中的偏振、双折射以及激光原理中的频率（纵模）、出光带宽、激光烧孔和模竞争效应的理解。同时，让学生了解物理光学原理是如何与激光技术结合产生新现象的。

二、实验原理

1、He—Ne 激光器的纵模、横模及其对应的频率间隔

(1) 纵模

前面已经说过，激光器包括增益介质和光学谐振腔。He—Ne 激光器谐振腔由二片直径为 $2a$ 、间隔为 L 的介质膜反射镜相对放置组成，如图 1。图(a)是非共焦腔；图 (b)是共焦腔；图 (c)是平凹腔；图 (d)是平平腔。激光工作物质 He、Ne 混合气体置于二个反射镜之间，在通常的状态下，工作物质的粒子数分布是下（低）能级的粒子数多于上（高）能级的粒子数。用放电激励的方法使某个上能级 E_2 的粒子数多于下能级 E_1 的粒子数，这种状态称为粒子数反转。当工作物质处于这种状态时，

有一束频率为 $\nu = \frac{1}{h}(E_2 - E_1)$ 的光通过介质时，这束光能被放大，我们就说这束光有了增益。由于各种因素的影响，能级

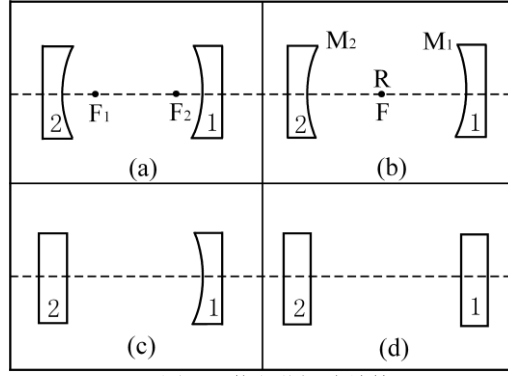


图 1 激光谐振腔结构

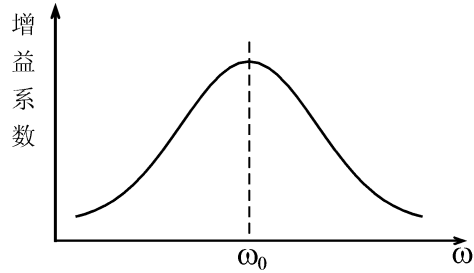


图 2 增益系数随频率的变化

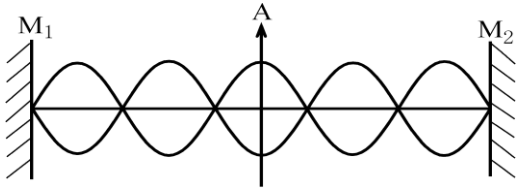


图 3 驻波的光场分布示意图

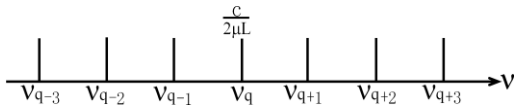


图 4 激光模谱

有一定的宽度，因此， ν 有一定的宽度。而不同 ν 的光通过介质时增益不同。见图 2。

当激光器的工作物质处于粒子数反转状态时，由于自发辐射，产生了初始的光，光通过增益介质被放大，继续向前传播到达另一反射镜，经反射后，再通过增益介质放大，如此多次往返，往返一次增益大于损耗的那些频率的光逐渐加强，最后在谐振腔中形成稳定的光场分布，便有激光输出。

两列沿轴向相对传播的同频率的光波相干涉形成驻波，见图 3。当 $2\mu L = q\lambda$ 时，在腔内形成的驻波场才是稳定的。式中 μ 是增益介质的折射率（对气体介质 $\mu \approx 1$ ）， L 是谐振腔长， λ 是波长， q 是整数。由此可求得谐振腔允许的激光频率

$$\nu_q = q \cdot \frac{c}{2\mu L} \quad (1)$$

这说明沿谐振腔轴线方向传播的光，只有那些频率是 $\frac{c}{2\mu L}$ 的整数倍的光才能形成稳定的光场分布。这种驻波场的分布称为纵模。相邻两纵模的频率间隔为

$$\Delta \nu_q = \frac{c}{2\mu L} \quad (2)$$

其频谱见图 4。相邻纵模的频率间隔是相等的。

(2) 横模

光在谐振腔中来回反射时，由于工作物质的横截面和镜面都是有限的，当平行光通过它们时，因为衍射作用，使出射光波的波阵面发生畸变，从而在垂直于光的传播方向上，也就是横向，将出现各种不同的场强分布。

每种分布形式叫做一种横模。横向分布是二维的，所以横模要用二个符号— m, n 来标记。记作 TEM_{mn} 模。从光的直线传播理论来看， $m=0, n=0$ 对应于激光的传播方向与谐振腔轴线夹角 $\theta=0$ 的情况，是轴上模，其横模为 TEM_{00} 模。而 TEM_{mn} ($m \neq 0, n \neq 0$) 相当于离轴模，即激光在腔内的传播方向与谐振腔的轴线偏离 θ 角，因而造成横向光场的变化，在亮区中间出现暗线。同时，对不同的 θ 角，光程不同，因而驻波频率不同。至此我们知道，要完善地描述一个模式，必须有三个指标： mnq 。 m 和 n 是横模序数， q 是纵模序数。 m 表示沿 x 轴场强为零的节点数， n 是沿 y 轴场强为零的节点数， q 表示驻波在激光器轴线上，即 z 轴的节点数。实验中所测量的纵、横模间隔是指纵、横模序数不同的本征模式之间的频率间隔。例如 $TEM_{m,n,q}$ 与 $TEM_{m,n,q+1}$ ，这两个模之间的频率间隔是由纵模序数 q 不同而造成，故称“纵模间隔”。用 ν_{mnq} 表示 TEM_{mnq} 模的频率，则纵模的频率间隔为：

$$\Delta \nu_{\text{纵}} = \nu_{m,n,q+\Delta q} - \nu_{m,n,q} = \frac{c}{2\mu L} \Delta q \quad (3)$$

L 对不同的 mn 虽然数值略有不同，但在所测精度范围内，相邻纵模频率间隔都相等。请注意： $\Delta \nu_{\text{纵}}$ 是对同样的横模序数 m, n 来定义的。

横模的频率间隔：

$$\Delta \nu_{\text{横}} = \nu_{m+\Delta m, n+\Delta n, q} - \nu_{m,n,q} \quad (4)$$

$\Delta \nu_{\text{横}}$ 是对同一级 q 来定义的。关于 $\Delta \nu_{\text{横}}$ 的具体公式，将在后面给出。

图 5 给出最简单的几种横模的光强分布。通常几个横模同时振荡，图 6 表示有二个横模同时振荡的合成图样。

旋转对称腔中的模式是旋转对称模。这些模用 TEM_{plq} 来标记， p 表示暗环的数目， l 表示暗直径的数目。虽然这些模可在平面镜腔或球面镜腔中形成，但如果增益介质不均匀，或调整不仔细，就不能得到这种光斑。旋转对称的低阶横模的光强分布见图 7。

谐振腔中一个确定的模式对应三维空间中的场分布，图 8 给出 TEM_{00q} 和 TEM_{0lq} 的光场分布示意图。

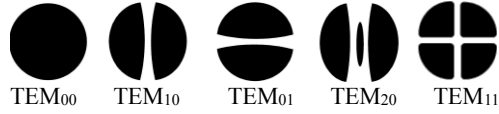


图 5 方形腔镜（或光栏）谐振腔中的几种低阶横模的光强分布

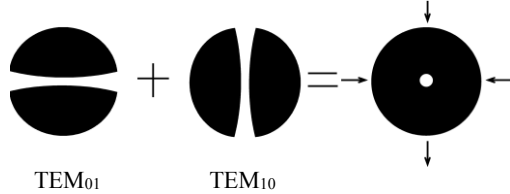


图 6 二个横模同时振荡的合成光斑

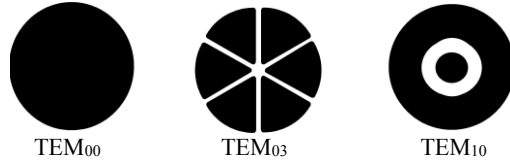


图 7 旋转轴对称的低阶横模的光强分布

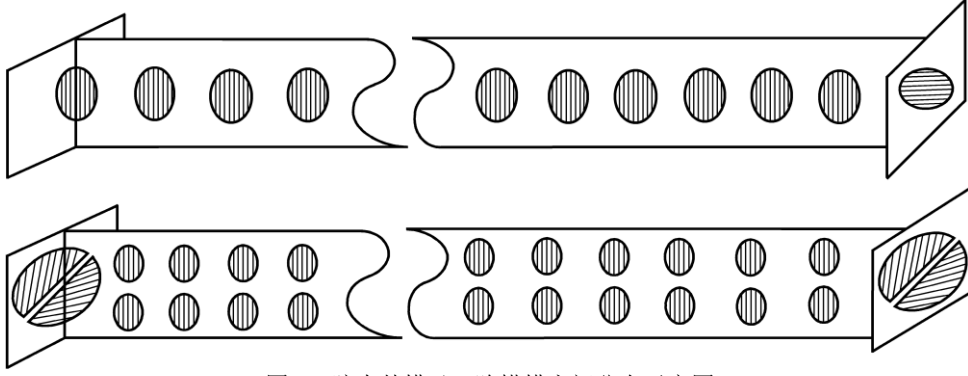


图8 腔内基模及一阶横模空间分布示意图

横模的频率间隔与腔的结构有关，即与谐振腔的二块反射镜的曲率半径及腔长有关。

Fox、Li、Boyd 和 Gordon 等人做了大量工作，给出公式如下：

1) 平行平面镜的 $TEM_{m+\Delta m, n+\Delta n, q}$ 与 TEM_{mnq} 之间的频率差 $\Delta\nu_{\text{横}}$ 为：

$$\Delta\nu_{\text{横}} = \frac{c}{2\mu L} \times \frac{1}{16N} (2m\Delta m + \Delta m^2 + 2n\Delta n + \Delta n^2) \quad (5)$$

其中 $N = \frac{\mu a^2}{L\lambda}$ 为菲涅耳数， a 为激光腔的孔径（一般为增益介质横截面的半径），因为通常

$N \gg 1$ ，所以对低阶横模有 $\Delta\nu_{\text{纵}} \gg \Delta\nu_{\text{横}}$ 。

2) 共焦腔的横模频率间隔为：

$$\Delta\nu_{\text{横}} = \frac{c}{4\mu L} (\Delta m + \Delta n) \quad (6)$$

即相邻横模间隔为相邻纵模间隔的一半。

3) 非共焦腔的横模频率差为：

$$\Delta\nu_{\text{横}} = \frac{C}{2\mu L} \left\{ \frac{1}{\pi} (\Delta m + \Delta n) \cos^{-1} \left[\left(1 - \frac{L}{R_1} \right) \left(1 - \frac{L}{R_2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (7)$$

其中 R_1 和 R_2 为两反射镜的曲率半径。若腔长 L 比反射镜的曲率半径小，则横模频率间隔比纵模频率间隔小。图 9 示出三种谐振腔的频谱图。

激光器的出光带宽定义为在激光增益曲线内总增益大于总损耗所限定的频率范围。落到出光带宽的那些模式，由于增益超过损耗，就能够形成激光输出。因此实际的激光器一般包括多个纵模和横模。

2、氦氖激光器纵模分裂及模竞争

(1) 石英晶体双折射效应

石英晶体是一种单轴正晶体，既有双折射效应，又有旋光性。石英晶体双折射效应使 o 光和 e 光具有光程差 δ 。在不考虑旋光性时，有：

$$\delta = (n'' - n')h, \quad (8)$$

$$n'' = \left(\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \right)^{-1/2}, \quad (9)$$

$$n' = n_o, \quad (10)$$

式中 h 是晶片的厚度， n' 和 n'' 分别是 o 光和 e 光的折射率， n_o 和 n_e 分别是石英晶体的两个主折射率（对于 632.8nm， $n_o=1.54263$ ， $n_e=1.55169$ ）。 θ 是石英晶体的晶轴和光线之间的夹角。这样，o 光和 e 光之间的光程差 δ 的大小由晶体在光路中的厚度 h 和晶轴与光线之间的夹角 θ 所决定，我们可以通过改变 h 和 θ 的大小来改变和控制光程差 δ 的大小。

当光线方向不与晶轴垂直时，石英晶体存在旋光性。光线传播方向与晶轴平行时旋光性最大。由于旋光性的理论分析很复杂，本实验中不对其作具体分析。

(2). 腔内双折射效应产生激光频率分裂原理

根据形成光驻波的条件，波长 λ 和激光腔总光程 L 应满足如下关系式：

$$L = \frac{\lambda}{2} q, \quad (11)$$

式中 q 为正整数。由于双折射元件对两正交偏振方向的光（即 o 光和 e 光）有不同的折射率，o 光和 e 光在激光腔中的光程不同，所以原本唯一的谐振腔长“分裂”为两个腔长，两个谐振腔长有不同的谐振频率，即发生了频率分裂，一个激光频率变成了两个。

由式 (11) 我们得到激光腔长 L 与振荡频率 ν 的关系为

$$\nu = \frac{C}{2L} q, \quad (12)$$

式中 C 为光速。

对 (12) 式两边取微分，有

$$\Delta \nu = -\frac{C}{2L^2} q \Delta L = -\frac{\nu}{L} \Delta L, \quad (13)$$

式中 ΔL 为谐振腔长的改变， $\Delta \nu$ 为由 ΔL 引起的频率改变。

当一片双折射元件放入激光谐振腔中，其引入的光程差 δ 可看成是谐振腔长之差 ΔL ，于是 (13) 式变为

$$\Delta \nu = -\frac{\nu}{L} \delta, \quad (14)$$

有关上式中的负号，应理解为折射率大的光成分（e 光）频率小，而折射率小的光成分（o 光）频率大。如把 $\Delta \nu$ 表示成 $\Delta \nu = \nu_o - \nu_e$ ，负号就不出现了。在实际应用中，我们可约定 $\Delta \nu$ 总

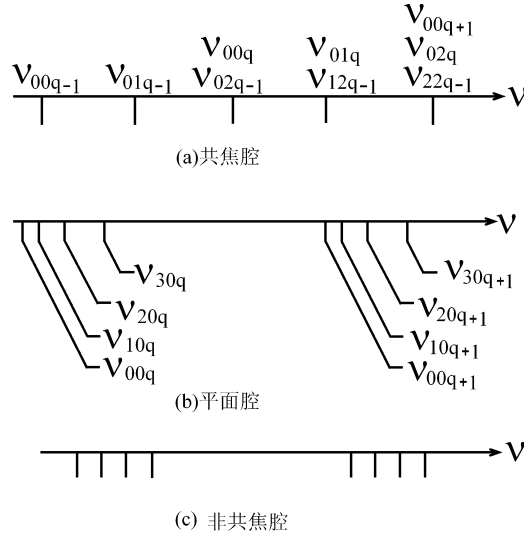


图 9 谐振腔的频谱

是 o 光频率减去 e 光频率，于是可由下式

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{L} \delta. \quad (15)$$

在实验中，我们将通过旋转腔内石英晶片（自然双折射效应）的方法产生频率分裂。如果在激光器与扫描干涉仪之间放入偏振片 P，并绕光轴旋转 P，可观察分裂出的两频率之间的偏振关系。

3. 共焦球面扫描干涉仪

(1) 结构原理

共焦球面扫描干涉仪是由二个曲率半径相等，镀以低损耗，高反射膜的球面反射镜组成。二镜之间的距离 L 等于曲率半径 R ，构成一个共焦系统。其中一面镜子固定不动，另一面镜子固定在压电陶瓷环上。在压电陶瓷环内外壁上加一定方向、适当幅度、适当周期的锯齿波电压，则压电陶瓷环的长度将随电压的大小而变化，其变化量与电压成正比。从而带动腔长 L 在一定长度范围内做周期性的变化。如图 10 所示。

共焦球面扫描干涉仪的光路图如图 11 所示。 OO' 为干涉仪的光轴。当一束波长为 λ 的光接近 OO' 方向入射到干涉仪内时，光线在腔内反射，在忽略反射镜球面差的情况下，这些反射光线走一闭合路径，即光线在干涉仪内经四次反射后正好与入射光线重合，它们的光程差 $\Delta = 4\mu L$ 。由于一般为空气介质，故 $\mu = 1$ 。

从图 11 中可以看出，一束入射光有二组透射光，一组反射了 $4m$ 次（I 型），一组反射了 $4m+2$ 次（II 型），如果相邻两束光的程差满足下式

$$4L = K\lambda, \quad (16)$$

其中 K 为整数，则透射光束相干迭加产生干涉极大。当入射光的波长变为 λ' 时，只要共焦腔的腔长变为 L' ，使 $4L' = K\lambda'$ ，则 λ' 的透射光束产生干涉极大。干涉仪的腔长是透过波长的线性函数。

光通过干涉仪后用光电二极管接收，经放大，接到示波器的 Y 轴上，改变腔长的锯齿波电压同时加在示波器的 X 轴上，由此，在荧光屏上就能得到透过干涉仪的激光模谱。根据（16）式，透过干涉仪的激光频率满足

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{Kc}{4L}. \quad (17)$$

因为 L 是在所设计的腔长 L_0 附近作极微小的变化，于是有：

$$L = L_0 + \delta L \quad (18)$$

其中， $\delta L = 0 \sim \lambda$ 应被满足。将（18）式代入（17）式，展开并取一级近似，得到

$$\nu = \frac{cK}{4L_0} \left(1 - \frac{\delta L}{L_0} \right). \quad (19)$$

将（19）式移项，得到

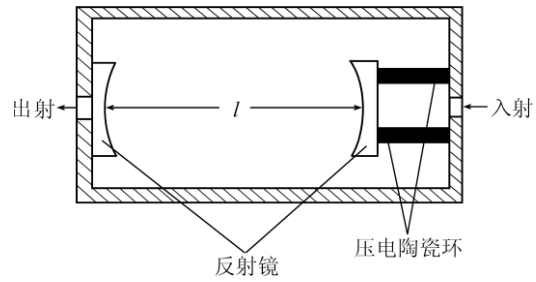


图 10 共焦球面扫描干涉仪的剖面结构示意图

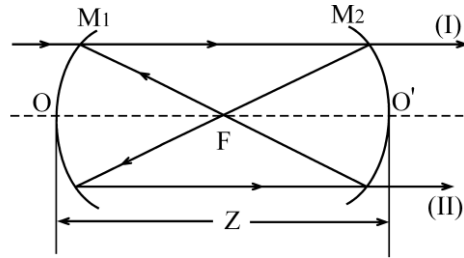


图 11 共焦球面扫描干涉仪的光路图

$$\Delta\nu = \nu - \frac{cK}{4L_0} = -\frac{cK}{4L_0^2} \delta L, \quad (20)$$

说明 ν 的变化与腔长的变化量成正比，也就是与加在压电陶瓷环上的电压成正比。示波器的横向扫描采用与干涉仪的腔长扫描同步，示波器荧光屏上的横坐标就可表示干涉仪的频率变化。

要想标定横坐标频率变化的确切数值，必须知道干涉仪的自由光谱区这一重要参数。

(2) 干涉仪的自由光谱区

根据(16)式，干涉仪的共振波长是镜间距 L 的线性函数，即当满足驻波条件 $K \frac{\lambda_1}{4} = L_1$ 时， λ_1 通过；当满足驻波条件 $K \frac{\lambda_2}{4} = L_2$ 时， λ_2 通过；当满足驻波条件 $K \frac{\lambda_i}{4} = L_i$ 时， λ_i 通过。

当镜间距离的变化量 $\delta L = \frac{\lambda_1}{4}$ 时，即 $L_i = L_1 + \frac{\lambda_1}{4}$ ，相当于干涉级次改变 1，即

$$K \frac{\lambda_i}{4} = (K+1) \frac{\lambda_1}{4}. \quad (21)$$

此时，波长为 λ_i 及 λ_1 的光束同时透过干涉仪，因此分辨不出 λ_i 和 λ_1 ，测量不再有意义。因此我们称 $\Delta\lambda_{SR} = \lambda_i - \lambda_1$ 为干涉仪的自由光谱区，它相当于干涉级次不变，而波长改变为

$$\Delta\lambda_{SR} = \frac{\lambda^2}{4L}. \quad (22)$$

可换算成频率为

$$\Delta\nu_{SR} = \frac{c}{4L}. \quad (23)$$

它的物理意义是决定干涉仪能够测量的不重序的最大波长差或最大频率差，即测量有意义的范围。

(3) 扫描干涉仪的腔长设计

为了把氦氖激光器的所有频谱都在同一级光谱内显示，在设计扫描干涉仪的腔长时，要使扫描干涉仪的自由光谱区 $\Delta\nu_{SR} \geq$ 氦氖激光器工作波长的荧光线宽 $\Delta\nu_F$ 。

氦氖激光器 632.8nm 的 $\Delta\nu_F = 1.5 \times 10^9$ Hz，取 $\Delta\nu_{SR} = 1810$ MHz，可求得 $L_0 = 41.41$ mm。

(4) 模式分析和测定

每个扫描干涉仪的自由光谱区是给定的。当我们从示波器的荧光屏上看到重复出现的频谱时，就能标定横坐标的频率变化，从而测出各条谱线之间的频率间隔，就可以根据(2)式、(5)式、(6)式、(7)式和横模的光场分布分析判断激光器包含那些模。

(5) 扫描干涉仪的分辨极限

我们知道，当一个很窄的电脉冲通过一个响应速度慢的电子仪器后，这个脉冲就可以被加宽，即信号发生了畸变，而一束单色光通过某个干涉仪后，由于多光束干涉，透射光也有一个光强的分布，即输出光的谱线有个宽度，我们把它的半宽度（即峰值一半处的宽度，见图 12）记作 $\delta\nu$ ，也就是说，对于一个实际的干涉仪，不管入射光的单色性如何好，出射光都有一个最小半宽度为 $\delta\nu$ ，这个参数除了与仪器的结构有关，可以由公式计算外，还与仪器的制作工艺有关。

根据瑞利判断,当二个频率分别为 ν 和 $\nu+\Delta\nu$ 的光同时射入扫描干涉仪时,必须满足 $\Delta\nu \geq \delta\nu$,才能从透射光强度中辨别出二根谱线。所以 $\delta\nu$ 被定义为仪器的分辨极限。 $\delta\nu$ 的数值往往可通过实测得到。

(6) 分辨率

扫描干涉仪的分辨率定义为

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\nu}{\delta\nu}$$

(7) 精细常数

扫描干涉仪的精细常数定义为干涉仪的自由光谱区与分辨极限之比,即

$$N = \Delta\nu_{SR} / \delta\nu.$$

它表征在自由光谱区内可分辨的光谱单元的数目。

它是标志干涉仪性能的一个重要参量。影响干涉仪精细常数的主要因素有反射镜的反射率及凹面反射镜的平面度等。

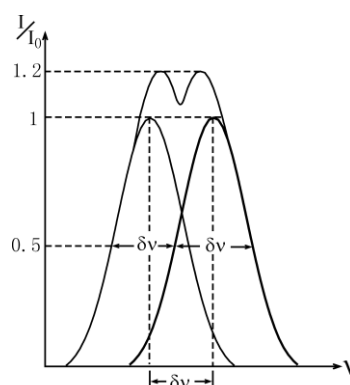


图 12 扫描干涉仪分辨极限及峰值半宽度示意图

三、实验装置及其调整

1、实验装置示意图

实验装置如图 13 所示。图中虚线方框内为计算机接口电路。接口电路的 D/A 输出锯齿波接锯齿波放大器的输入,其输出分别接干涉仪的压电陶瓷环和示波器的 X 轴。光电接收放大器的输出分别接示波器 Y 轴和采集卡的信号输入端。

将激光管与光具座粗调平行,将扫描干涉仪与光具座粗调同轴。打开各电源开关。把激光器的光束射入干涉仪的光栏孔,运行计算机程序(此时便有锯齿波输出),调节干涉仪的方位,使入射光与干涉仪镜面的反射光重合,再从干涉仪的输出孔观察,微调干涉仪,使输出的光最强,放上接收器,使输出光点对准光电二极管的接收面,从示波器上观察模谱信号,进一步微调干涉仪,使示波器上的信号峰值最大。

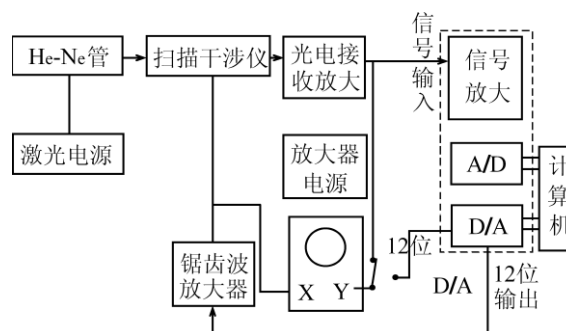


图 13 实验装置示意图

2、激光频率分裂实验激光器

实验激光器内部结构俯视示意图见图 14。 M_1 、 M_2 构成激光器的谐振腔,由于 M_2 粘接在压电陶瓷 PZT 上,当 PZT 在电压作用下沿光轴方向伸缩时,腔长便得到了调解。在实验中,旋转转角旋钮 R,可以改变石英晶体 Q 的晶轴与光轴的夹角,实现频率分裂;用光弹元件 K_4 替代石英双折射片 Q,旋转加力旋钮 R_1 ,可以给光弹元件加力,同样可以产生频率分裂。调节架 A 是用来调节激光器出光的,在激光器出光后,一般不宜再动。因为石英晶体 Q 旋转时引起腔内激光束的偏折,激光功率可有明显下降,如调节架 A,是能使光强恢复到原来水平的。然后进一步旋转石英晶体 Q 继续实验。如再次出现激光功率明显下降,可再调节架 A 使光功率恢复。

注意:防尘旋钮 S 平时一定要拧在外壳的激光出射口上,防止灰尘进入壳内,污染镜片表面,使激光器出光受到影响。整套仪器平时也要放在洁净、干燥的空间中,用干净的布罩上。

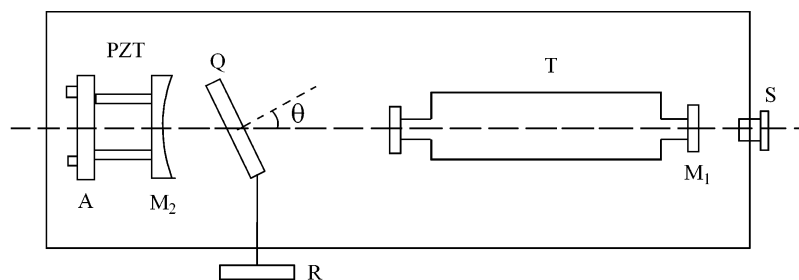


图 14 模分裂激光器示意图

M₁--反射镜；M₂：球面反射镜；PZT：压电陶瓷；A：调节架；T：激光增益管；Q：石英晶体；S：防尘旋钮；R：转角旋钮

四、实验内容

1. 分别测量两根氦氖激光管的模谱分布

1) 在导轨的两个光具座上分别安装好激光管和扫描干涉仪

激光管要轻拿轻放，安装时不可压得过紧。固定扫描干涉仪入口端的螺套要适当拧紧。激光管铝筒一侧为输出端，应对向扫描干涉仪入口端。取下扫描干涉仪端口的防尘盖。

2) 用 JDW-3 型激光电源给激光管供电

从电源后部红、黑插座引出的线分别接激光管的正、负极（铝筒端），千万不要接反。

3) 光路调节

接好线后打开激光电源和扫描干涉仪驱动电源。调整两个光具座使得从扫描干涉仪入口反射回到激光器输出端的光斑大体与激光束同心。

打开放大器信号传输电源（开关在后部）及示波器电源。将光电探测器输出的信号经放大器放大后输入示波器，仔细调整光路使得在示波器上看到的模谱信号为最大。

4) 改变偏置电压、锯齿波幅度，观察这些因素对模谱的影响。

5) 测量激光管的相邻纵模频率间隔和相邻横模频率间隔，在示波器上确定扫描干涉仪自由光谱区范围，并据此测量模谱间隔。

6) 根据讲义中横模频率间隔公式结合观测横向光场分布，判断包含哪些横模。

7) 观察并记录一个自由光谱区的模谱图，并描绘模谱轮廓曲线。

8) 测量完成后，取下激光管放回包装盒。两根激光管都测完后，关闭所有电源。

2. 观测氦氖激光器的纵模分裂和模竞争

1) 搭建光路，连接仪器

检查激光器与“氦氖激光器通用电源”和“压电陶瓷电源”的连接，取下 JX-1 激光器出光口防尘盖。将扫描干涉仪安装到 JX-1 激光器前面的光具座上。（激光管长详见各仪器）

打开激光电源，将“选择”置于 II，“粗调”由 0 拨至 1，调整细调钮，使电流达到 5mA。

打开“压电陶瓷电源”和“扫描干涉仪电源”。

2) 光路调整

3) 出光带宽观测

改变加在压电陶瓷上的电压，模谱将在示波器上移动并改变幅值。记下谱线左边和右边消失点，二消失点的频率间隔即是出光带宽。并在这左右两个消失点中选测 3-4 个点，描出激光管增益曲线的大致轮廓。

4) 激光偏振态的观测

调整石英晶片晶轴与光束夹角，使纵模谱线产生足够的分裂间距。

在激光纵模分裂后，将偏振片置于激光器输出镜和扫描干涉仪之间，旋转偏振片，在示

波器上观察两个分裂谱线的幅值变化情况，确定两分裂谱线间的偏振关系,并解释原因。

5) 实验完毕关闭所有电源，盖好激光器和扫描干涉仪的防尘盖。

五、预习思考题

- 1、激光器的纵模和横模的产生机制有什么不同？纵模的数量受什么因素影响？
- 2、共焦球面扫描干涉仪的分析激光器模式的机制是什么？
- 3、同样精细常数、不同长度的共焦扫描干涉仪的光谱分辨能力有什么区别？
- 4、腔内双折射效应为何能够造成纵模分裂？
- 5、简述激光纵模分裂的基本原理，在实验上是如何实现的？

六、安全注意事项

- 1、为了安全，220V 电源插座上要有可靠接地。
- 2、激光电源的输出端上有高压，使用过程中严禁手或身体接触。
- 3、扫描干涉仪在运输和使用过程中要防止剧烈振动，以免使共焦腔失调。干涉仪腔体在制作时已严格调准，使用时不得随意调整、拆卸。
- 4、实验激光器、扫描干涉仪的出、入光口每次使用后，要封住防止灰尘进入。
- 5、本套教学仪器的装调精密，运输和使用过程中，要轻拿轻放。

参考文献

- [1] 陈英礼．激光导论．北京：电子工业出版社，1986 年
- [2] 张书练，正交偏振激光原理，清华大学出版社，2004 年

附录：激光技术

激光是 20 世纪 60 年代的伟大发明。它的诞生开启了近代光学的大门，使整个光学领域的面貌焕然一新。它的诞生不仅开创了光学技术的崭新局面，而且还影响到自然科学的各个领域，从物理、化学到天文、地理，从生物、医学到无线电、计算机，从农业到工业，从机械加工到国防科技，等等。许多新的交叉学科如激光化学、激光生物学、激光医学等等应运而生。激光甚至影响到社会生活的方方面面，产生了想象不到的结果。总之，激光对人类的影响之大、之深、之广，只有计算机能与之相比。激光的魅力如此神奇是它具有神奇的特性，即极好的方向性、单色性、相干性和极高的亮度。激光具备这些特性是由于其发光机理与普通光源根本不同，激光是受激辐射光，而普通光是自发辐射光,此外，还由于激光器的光学谐振腔的选模作用。

激光器由增益介质、谐振腔和激励源组成。本绪言介绍激光器的一些基本概念。

一、受激跃迁和自发跃迁

1916 年，爱因斯坦(A.Einstein,1879-1955)唯象地提出：光与原子体系相互作用时将发生自发辐射、受激辐射和吸收。在此基础上，重新推导出普朗克黑体辐射公式。

受激辐射与自发辐射有本质区别。自发辐射是随机的、不相干的。而受激辐射光则不同，

它与入射光的频率、位相、偏振状态和传播方向完全相同。受激辐射光与入射光具有相同的模式。受激辐射光与入射光相干迭加，产生光的放大作用。

二、粒子数反转与增益介质

频率为 ν 的光照射具有能级 E_2 、 E_1 ($h\nu = E_2 - E_1$) 的介质时，将同时发生受激辐射和吸收过程。前者使入射光加强，后者使入射光减弱。设高能级 E_2 上的粒子数密度为 N_2 ，入射光的单色辐射能量密度为 ρ_ν ，则单位介质体积中 dt 时间内受激辐射的光子数为 dN_{21} ，

$$dN_{21} = B_{21}N_2\rho_\nu dt, \quad (1)$$

式中 B_{21} 称为爱因斯坦受激辐射系数。同样，受激吸收的光子数为 dN_{12} ，

$$dN_{12} = B_{12}N_1\rho_\nu dt, \quad (2)$$

式中 B_{12} 为受激吸收系数。在热平衡时，

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} < 1, \quad (3)$$

介质表现为对光的吸收。上式中 g_1, g_2 为能级的统计权重。只有粒子数分布满足

$$\frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} > 1, \quad (4)$$

时，介质对光才有增益，才能引起光放大。通常将上式所描述的状态称为粒子数反转分布状态，习惯上称为“粒子数反转”。

三、泵浦

泵浦是用于改变能级上粒子数布居的技术。著名法国物理学家阿尔弗雷德·卡斯特勒 (A.Kastler) 于 1949 年提出了光泵浦方法，实现了粒子数反转分布，成为发明激光器的先导，因此他被誉为“激光之父”，他因此而获得 1966 年度的诺贝尔物理学奖。除了光泵之外，还有放电泵浦、化学泵浦等等。

四、光谱线的线型和宽度

1. 光谱线的宽度

精细测量光谱线的强度随波长（或频率）的变化，可得到图 1 所示的曲线，它表示光谱线的强度随频率变化的分布函数 $g(\nu)$ ，称为光谱线的线型函数。线型函数在中心频率 ν_0 处达到极大值 g_m 。在频率 ν_1 和 ν_2

处有 $g(\nu_1) = g(\nu_2) = \frac{1}{2}g_m$ ，称 $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ （或

$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ ）为光谱线的半值宽度（或半高宽度），简称为光谱线的宽度，亦称“线宽”。

2. 光谱线的线型

（1）光谱线的自然增宽

处在激发态的粒子有一定的平均寿命 τ ，根据 $\tau \cdot \Delta E = h$ ，可知激发态能级有一定的宽度，因此，粒子自发辐射发出的光谱线不可避免地具有一定的宽度，这种增宽称为自然增宽。自然增宽的线型函数为

$$g(\nu) = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\gamma}{2})^2}, \quad (5)$$

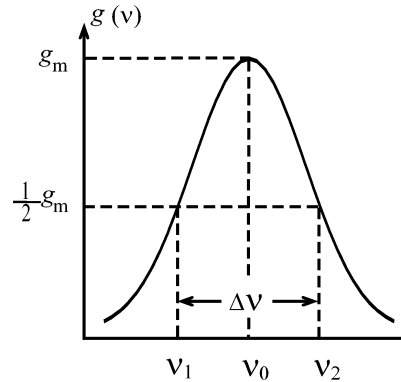


图 1 光谱线的强度随频率变化

式中 $\gamma = \frac{A_{21}}{2\pi}$, 其线宽 $\Delta\nu_N = \nu_2 - \nu_1 = \gamma = \frac{A_{21}}{2\pi}$ 。 $g(\nu)$ 是洛仑兹型函数。一般说来, 自然线宽是很窄的。

(2) 光谱线的碰撞增宽

在气体中, 大量粒子(原子、分子或离子)作无规则运动时将不断发生碰撞。使处在激发态粒子的寿命缩短。根据 $\tau \cdot \Delta E = h$, 可知激发态能级宽度增宽, 因此, 粒子自发辐射发出的光谱线进一步增宽, 这种增宽称为碰撞增宽。碰撞增宽产生的线型函数 $g_L(\nu)$ 仍为洛仑兹型函数:

$$g_L(\nu) = g(\nu) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_L}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

式中 $\Delta\nu_L$ 为碰撞增宽引起的线宽, 称为碰撞宽度。碰撞增宽和自然增宽两种因素同时作用所得的谱线仍为洛仑兹型, 其宽度 $\Delta\nu$ 为两者之和: $\Delta\nu = \Delta\nu_N + \Delta\nu_L$ 。

(3) 光谱线的多普勒增宽

当中心频率为 ν_0 的发光粒子以速度 v 向着光接收器运动时, 则接收到的频率为

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (7)$$

即粒子向着光接收器运动时, $\nu > \nu_0$; 当粒子离开光接收器运动时, $v < 0, \nu < \nu_0$ 。由于粒子具有各种不同的热运动速度, 所以接收到的频率呈一定的分布, 这就是多普勒加宽, 其线型函数为

$$g_G(\nu) d\nu = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-mc^2(\nu - \nu_0)^2 / 2kT\nu_0^2} d\nu, \quad (8)$$

它是一个高斯型函数。

(4) 均匀增宽和非均匀增宽

谱线的增宽按其特点可以分为两类, 即均匀增宽和非均匀增宽。

在自然增宽和碰撞增宽中, 光源中的每一个粒子所发的光对谱线内的任一频率都有贡献, 这种增宽称为均匀增宽。但在多普勒增宽中就不同, 光接收器接收到的不同频率的光是由不同速度的粒子发出的。即每一发光粒子所发出的光只对谱线内某些确定的频率有贡献, 这种增宽称为非均匀增宽。在实际光源中, 往往是引起谱线增宽的多种因素同时存在。一般说来, 这种综合增宽而得的线型函数比较复杂。通常称为综合增宽线型。

五、介质的增益和增益饱和

1. 介质的增益系数

如有一增益介质图 2, 定义介质对光的增益系数 G 为:

$$G = \frac{dI(z)}{I(z)dz}, \quad (9)$$

即增益系数 G 为光通过单位长度增益介质后的增长率。

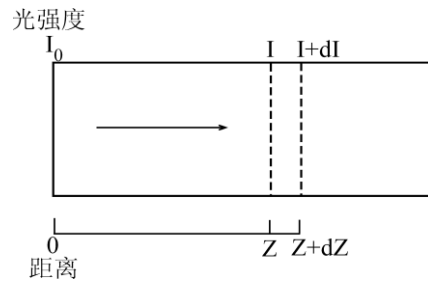


图 2 介质对光的增益

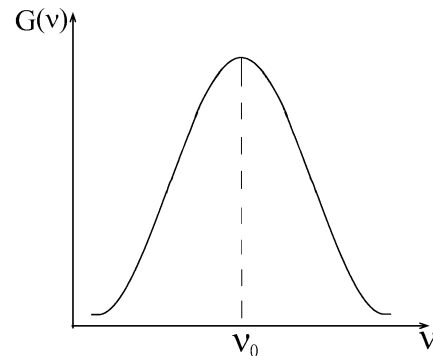


图 3 增益曲线

设介质的上、下能级分别为 E_2 和 E_1 , 其粒子数密度分别为 N_2 和 N_1 , 谱线线型函数为 $g(\nu)$ 。增益系数 G 为

$$G(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{g_2}{g_1} \frac{n}{c} B_{21} h \nu g(\nu), \quad (10)$$

式中 n 为增益介质的折射率, c 为光速。

增益系数 $G(\nu)$ 随频率 ν 变化的曲线为增益曲线, 它与 $g(\nu)$ 有相同的线型。图 3 给出了典型的增益曲线。在中心频率处 $G(\nu_0)$ 最大。

2. 介质中增益的饱和

增益系数随光强增大而下降的现象称为增益饱和现象。为简单起见, 设 $g_1 = g_2$, 且记 $\Delta N = N_2 - N_1$, 则有:

$$G(\nu) = \frac{n}{c} \Delta N B_{21} h \nu g(\nu), \quad (11)$$

ΔN 与入射光的强度和频率有关, 存在粒子数饱和现象。正是这种粒子数差值 ΔN 的饱和现象导致增益的饱和现象。我们从 ΔN 随光强 I 变化的规律出发来讨论增益饱和问题。

(1) 均匀增宽介质中的增益饱和

首先讨论光强为 I_ν , 频率为 ν 的光入射时, 对任意频率 ν' 处增益的饱和效应。任意频率 ν' 处的增益系数为 $G(\nu') = \frac{n}{c} \Delta N B_{21} h \nu' g(\nu')$, 上、下能级粒子数差 ΔN 为:

$$\Delta N = \Delta N^{(0)} \frac{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2 (1 + I_\nu / I_s)}, \quad (12)$$

式中 $I_s = \frac{4\pi^2 hc \Delta \nu}{n \lambda^3} \frac{\tau_{21}}{\tau_2}$ 。于是,

$$G(\nu') = \frac{n}{c} B_{21} h \nu' g(\nu') \Delta N^{(0)} \frac{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2}{(\nu - \nu_0)^2 + (\frac{\Delta \nu}{2})^2 (1 + I_\nu / I_s)}. \quad (13)$$

当 $I_\nu \ll I_s$, 即入射光强很弱时, 饱和效应可以忽略, 这时

$$G(\nu') = G_0(\nu') = \frac{n}{c} B_{21} h \nu' g(\nu') \Delta N^{(0)}. \quad (14)$$

当入射光强 I_ν 与饱和参量 I_s 可比拟时, 则出现增益的饱和现象, $G(\nu') < G_0(\nu')$ 。

也就是说, 在均匀增宽谱线情况, 当入射光强 $I_\nu \sim I_s$ 时, 将使任意频率 ν' 处的增益都下降。在均匀增宽介质组成的激光器中一个模式的强振荡, 将使其他模式频率处的增益下降, 以致出现模式竞争, 导致只有一个 $\nu \sim \nu_0$ 的模式能满足阈值条件。

(2) 非均匀增宽介质中的增益饱和

非均匀增宽谱线的增益饱和特性和均匀增宽谱线的增益饱和特性有很大不同。在讨论这种增益饱和行为时, 将非均匀增宽谱线看作由许多宽度很窄的均匀增宽谱线叠加而成。最后可得

$$G(\nu, I) = \frac{n}{c} B_{21} h \nu \Delta N^{(0)} g_i(\nu) \frac{1}{(1 + \frac{I_\nu}{I_s})^{1/2}} \quad (15)$$

现在讨论频率为 ν 的光入射时，对另一频率 $\nu' \neq \nu$ 处的增益的影响。这时增益系数的表达式比较复杂。但我们知道频率为 ν 的光只在频率 ν 附近宽度约为 $\Delta \nu_h (1 + \frac{I_\nu}{I_s})^{1/2}$ 范围内引起粒子数饱和，造成一个凹陷。不难想到，频率为 ν 的光入射时，只能对频率 ν' 落在凹陷处的光的增益系数有饱和作用，而对远离凹陷处频率的增益系数则无饱和作用。即在 $G(\nu')$ 曲线上，在 ν 处有一个凹陷。凹陷的宽度大致为

$$\Delta \nu = \Delta \nu_h \left(1 + \frac{I_\nu}{I_s} \right)^{1/2}。凹陷底部下降到小信号增益$$

系数的 $\left(1 + \frac{I_\nu}{I_s} \right)^{-1/2}$ ，这种效应通常称为

烧洞效应，如图 4 所示。在非均匀增宽谱线情况，每一频率的光只引起该频率附近小范围内增益的饱和。

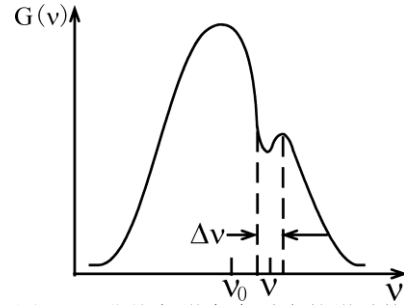


图 4 非均匀增宽介质中的增益饱和，亦称烧洞效应

六、激光器的损耗和阈值条件

光在激光谐振腔内传播时会出现损耗，于是激光器的阈值条件（即增益大于损耗）可写为：

$$G(\nu) \geq \alpha, \quad (16)$$

式中 α 为损耗。当 $G(\nu) = \alpha$ 时的增益系数 G 称为阈值增益系数，记作 $G_{\text{阈}}$ 。增益高于 $G_{\text{阈}}$ 的频率区域定义为出光带宽。

七、连续运转激光器中稳定状态的建立和工作特性

激光器刚开始工作时会有 $G > G_{\text{阈}}$ ，光在腔内转播时不断被放大，光强不断增强。光强增加引起增益饱和，使 G 不断下降。只要 $G > G_{\text{阈}}$ ，这一过程将继续下去；直到 $G = G_{\text{阈}}$ 时，腔内光强不再增加、也不再减小，最后趋于稳定。所以在激光器中稳定状态建立后，介质的增益 G 必定等于 $G_{\text{阈}}$ 。即 $G(\nu) = G_{\text{阈}} = \alpha$ 。

在激光器建立稳定状态的过程中，介质的增益饱和起着关键的作用。而均匀增宽和非均匀谱线的饱和作用有显著差别。下面分别就两种情况进行讨论。

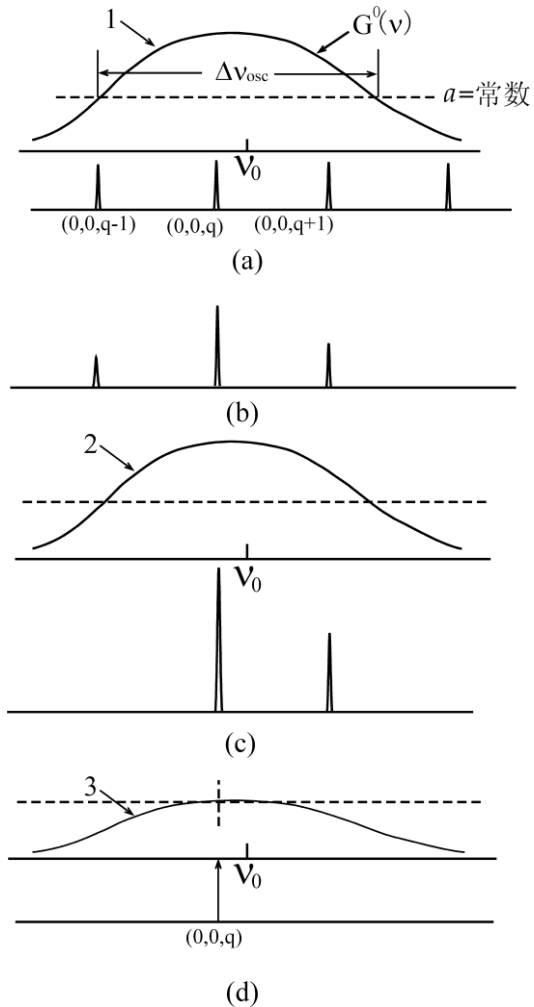


图 5 均匀增宽介质激光器中的模的竞争

1. 均匀增宽谱线稳定态（即连续运转）激光器的工作特性

(1) 单纵模振荡

在外界激励下，激光增益介质对光就有增益作用。介质中首先有激光能级间的自发辐射发光。显然它包含有荧光谱线范围内的各频率。由于谐振腔的作用，只有满足谐振条件，且落在荧光谱线范围内的频率 ν_q 的光在腔内来回反射中会不断被加强。如果腔长足够短，使得只有一个纵模频率 ν_q 落在荧光谱线范围内，且小信号增益系数 $G > G_{\text{阈}}$ ，此时频率为 ν_q 的光的强度在腔内不断增强。由于谱线属于均匀增宽，光强增加将使整个增益曲线不断下压。当光强增大到某一光强 I_3 时，满足： $G(\nu, I_3) = G_{\text{阈}}$ ，光强不再增长。激光器内就形成频率为 ν_q 强度为 I_3 的稳定振荡。相应就有稳定的单纵模激光输出。

(2) 模的竞争

如激光器的腔长足够大，使多个谐振频率都落在均匀增宽的谱线范围内，且其小信号增益系数都大于 $G_{\text{阈}}$ ，则这些频率都应该有可能在腔内形成振荡。于是出现模式竞争，最终形成一个激光纵模的振荡。为了讨论方便，假设有三个频率 ν_{q-1} 、 ν_q 和 ν_{q+1} 满足上述要求，如图5所示。在开始时，这三种频率的光都有增益，逐渐变强。由于是均匀增益谱线，随着光强的增加，整个增益曲线逐渐往下压。直到光强增加到 I_1 时，增益曲线变成曲线1。此时对频率为 ν_{q+1} 的光满足： $G(\nu_{q+1}, I_1) = G_{\text{阈}}$ ，从该时刻开始频率为 ν_{q+1} 的光不再增加。但频率为 ν_q

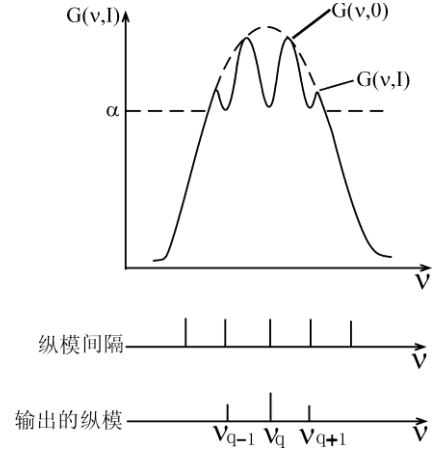


图6 非均匀增介质激光器中的多纵模振荡

和 ν_{q-1} 的光还要继续增长，所以增益曲线继续往下压。对 ν_{q+1} 的光就有 $G(\nu_{q+1}, I) < G_{\text{阈}}$ ，因而它的光强非但不增长，反而还要逐渐衰减，最后消失。但对频率为 ν_q 和 ν_{q-1} 的光，在腔内还会继续增长。直到腔内光强变为 I_2 时，增益曲线下降到曲线2的位置，这时对频率 ν_{q-1} 的光有： $G(\nu_{q-1}, I_2) = G_{\text{阈}}$ ，于是它的强度停止增长。而频率 ν_q 的光还会继续增长，进一步导致增益曲线下压，很快有 $G(\nu_{q-1}, I) < G_{\text{阈}}$ ，于是频率为 ν_{q-1} 的光也就逐渐衰减，直至最后消失。激光器中最终只剩下频率为 ν_q 的光，它的强度继续增长，直至光强为 I_3 时有： $G(\nu_q, I_3) = G_{\text{阈}}$ 时，激光器内最终形成频率为 ν_q 的一种激光纵模的振荡。

这种通过饱和效应，某一个模逐渐把别的模的振荡抑制下去，最后只剩下它自己的现象叫做模的竞争。

2. 非均匀增益谱线稳定态激光器的工作特性

非均匀增宽介质激光器的小信号增益曲线和 $G_{\text{阈}}$ 如图6所示。设有三个纵模频率 ν_{q-1} 、 ν_q 和 ν_{q+1} 的小信号增益系数大于 $G_{\text{阈}}$ 。由于在非均匀增宽时，一种纵模频率的光强增加时，增益饱和并不是使整个增益曲线往下压，而是在该频率处造成一个凹陷。所以只要纵模间隔足够大，各纵模间基本上互不影响。所有小信号增益系数大于 $G_{\text{阈}}$ 的纵模都能建立自己的振荡。 ν_{q-1} 、 ν_q 和 ν_{q+1} 将同时形成振荡。因而在非均匀增宽谱线的激光器中一般都是多纵模振荡。

八、激光的安全与防护措施

1. 激光防护安全标准

激光能够伤害眼睛、皮肤，甚至引起火灾；使用激光器时，如涉及高电压、高气压和有毒化学物质，也可能导致其它意外。因此，使用激光时必须采用特别的措施，减低潜在危险。我国在激光安全方面已经制定了几个标准：

(1) GB7247-87《激光产品的辐射安全、设备分类、要求和用户指南》。国家标准局 1987 年 2 月 9 日发布，1987 年 10 月 1 日实施。

(2) GB—10320-88《激光设备和实施的电气安全》。国家技术监督局 1988 年 12 月 30 日发布，1990 年 1 月 1 日实施。

(3) GB10435-89《作业场所激光辐射卫生标准》。卫生部 1989 年 2 月 24 日发布，1989 年 10 月 1 日实施。

(4) 国家行业标准 JB / T5524-91《实验室激光安全规则》。机械电子工业部 1991 年 7 月 16 日发布，1992 年 7 月 1 日实施。

2. 激光的分类

(1) 甲类激光器发射的激光 ($0.4\mu\text{W}$ 以下) 不引起任何生物学危险，可免于采取控制措施；

(2) 乙类激光器属低功率范围，波长 $0.4\sim 0.7\mu\text{m}$ ，功率 $0.4\mu\text{W}\sim 1\text{mW}$ ，人类的感光反应可起到保护眼睛的功用，但长时间注视可能会引起视网膜损伤，故要采取防护措施和使用警示牌；

(3) 丙类激光器属中功率范围，人受短时间照射就可能引起生物学损伤，故控制措施必不可少。这类激光器的激光漫反射光束无危害；

(4) 丁类激光器属高功率范围，能产生危险的激光束反射激光束，人体短期直接或弥散性的暴露都会引起生物学损伤，必须采取严格控制措施。

3. 激光的防护措施

(1) 激光器运转的实验室应具有高度的照明度，使工作人员瞳孔缩小，减少进入眼内激光量。室内采用白色或浅色粗糙墙壁，减少镜面反射面。在激光室内或门口，激光束易到达的地方设“激光危险”标志，见图 7。

(2) 激光工作人员注意操作规程：A、激光工作人员需经过激光安全教育和训练；B、配戴防护眼镜，并注意选用各种规格；C、激光器使用后即终止光路，开启激光器时严格遵守水电操作规程；D、接触激光的工作人员不能直接注视功率或能量密度超过容许阈值的主光束，并定期作体检；

(3) 乙类激光器须在面板醒目位置注有“禁止直视激光束”字样的警示牌和必须的防护罩。对丙、丁类激光器必须用封闭罩包住整个激光器，安装安全联锁和锁钥开关，激光器触发前应有警告信号，面板醒目位置注有警号标志等。对各类激光器还应提供波长范围、最大输出能量和功率、脉冲宽度、重复脉冲频率、光束发散角等物理参数。



图 7 激光危险标志

参考文献

[1] 周炳昆，高以智，陈家骅等.激光原理.北京：国防工业出版社，2000

[2] 陈英礼. 激光导论. 电子工业出版社，1986