

## 第三章 激光振荡与工作特性

### § 3-1 激光产生的基本原理和方法

虽然爱因斯坦在 1917 年就预言了受激辐射的存在,但在一般热平衡情况下,物质的受激辐射总是被受激吸收所掩盖,因此未能在实验中证实。1960 年第一台红宝石激光器问世,标志着激光技术的诞生。激光的出现是对传统光源的一次革命。激光相对于普通光源的特点:单色性、方向性和高亮度。

#### 一、激光产生的基本原理

**受激辐射光放大:**受激辐射跃迁过程中,一个诱发光子可以使处在上能级的发光粒子产生一个与该光子状态完全相同的光子,这两个光子又可以去诱发其它发光粒子,从而产生更多状态相同的光子。这样在一个入射光子作用下,可引起大量发光粒子产生受激辐射,并产生大量运动状态相同的光子的现象称为受激辐射光放大。

**粒子数反转:**采用光照、放电等方法从外界不断向发光物质输入能量,把处于下能级的发光粒子激发到上能级去(该过程称为激励、抽运或泵浦),使上能级的粒子数密度大于下能级的粒子数密度,该状态称为粒子数反转。

(必要条件)

#### 二、光的自激振荡

光在放大的同时存在损耗,同时考虑放大与损耗因素有:

$$dI(x) = [G(I) - \alpha]I(x)dx \quad (3.1)$$

假设一极其微弱的光强  $I_0$  进入一无限长放大器,初始按小信号放大规律增长:

$$I(x) = I_0 \exp(G^0 - \alpha)x \quad (3.2)$$

随着光强的增加增益出现饱和,光强的增长变缓。当  $G(I) = \alpha$  时,光强不再增加并达到一稳定的极限值  $I_m$ :

$$I_m = (G^0 - \alpha) \frac{I_s}{\alpha} \quad (3.3)$$

$I_m$  只与放大器本身参数有关,而与初始光强  $I_0$  无关。不论  $I_0$  多微弱,只要放大器足够长,就成形成确定大小的  $I_m$ , 即**自激振荡**的概念。

实际应用中,通过在一定长度的光放大介质两端放置光学谐振腔,利用谐振腔光反馈功能增加放大器的长度;光强  $I_0$  由腔内微弱的、沿轴向传播的自发辐射

光提供,它经过多次受激辐射放大就能在轴向产生光的自激振荡,即成为激光器。

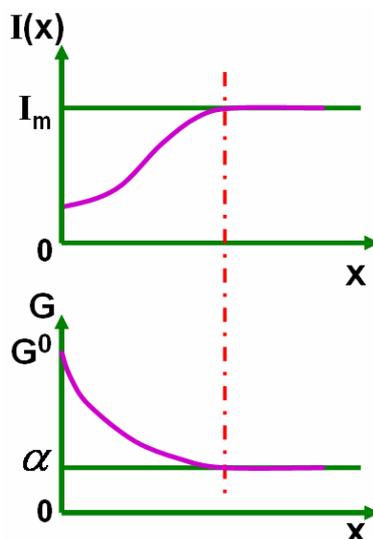


图 3.1 增益饱和与自激振荡

### 三、激光的特性

#### 1. 时间相干性与单色性

时间相干性：在空间同一点，两个不同时刻（ $t_1$ 和 $t_2$ ）达到的光场之间的相干程度，用“相干时间 $\tau$ ”度量。

相干时间与光谱宽度的关系： $\tau = \frac{1}{\Delta\nu}$ 。

#### 2. 空间相干性与方向性

空间相干性：同一时刻空间两个不同点处光场之间的相干程度，严格讲是垂直于光传播方向截面上的空间相干性，用“相干面积 $A_c$ ”或“相干体积 $V_c$ ”度量。

相干面积： $A_c \approx \frac{\lambda^2 R^2}{\Delta\lambda_s}$ ；相干体积： $V_c = \frac{\lambda^2 R^2}{\Delta\lambda_s} \frac{c}{\Delta\nu}$ 。

### 四、激光器构造

#### 1. 激光工作物质

为了形成稳定的激光，首先必须要有能够形成粒子数反转的发光粒子，称之为激活粒子。它们可以是分子、原子或离子。这些激活粒子有些可以独立存在，有些则必须附于某些材料中。为激活粒子提供寄存场所的材料称为基质，它们可以是固体或是液体。基质与激活粒子统称为激光工作物质。

#### 2. 泵浦源

为了形成粒子数反转，需要对激光工作物质进行激励，完成这一任务的是泵

浦源。不同的激光工作物质往往采用不同的泵浦源。例如固体激光器一般是采用普通光源（如 Xe 氙灯）作泵浦源，对激光工作物质进行照射，因此又称光泵。对于气体激光工作物质，常常是将它们密封在细玻璃管内，两端加电压，通过放电的方法来进行激励。

### 3. 光学谐振腔

仅使激光工作物质处于粒子数反转状态，虽可获得激光，但寿命很短，强度也不会太高，并且光波模式多，方向性很差。这样的激光没有什么应用价值。为了得到稳定、持续、有一定功率的高质量激光输出，激光器还必须有一个光学谐振腔。它是由放置在激光工作物质两边的两个反射镜组成，一个是全反射镜，另一个作为输出镜用，是部分反射和部分透射的半反射镜。

光学谐振腔的主要作用：

- 光在粒子数反转的激光工作物质中传播时得到放大，由于有光学谐振腔的存在，一方面在它提供光学正反馈作用下，腔内光子数因不断往返通过激光工作物质而被放大；另一方面由于谐振腔存在各种损耗（如输出损耗、衍射损耗、吸收与散射损耗等），腔内光子数又不断减少。当放大与衰减相互抵消时，就可以形成稳定的振荡，输出功率稳定的激光。
- 改善输出激光的质量

由于激光束的特性与谐振腔的结构有着不可分割的联系，因此可以通过改变谐振腔参数的方法达到控制光束特性的目的，如提高激光的方向性、单色性和输出功率等。

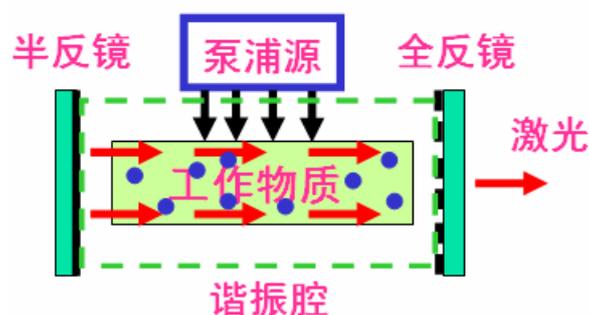


图 3.2 激光器的基本组成

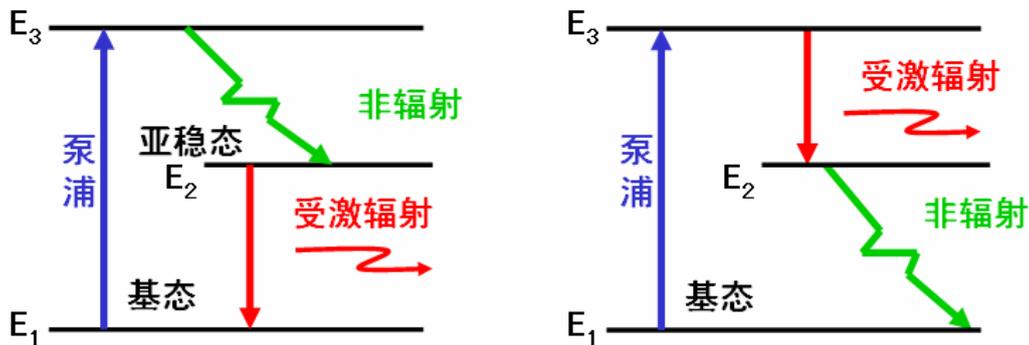
## 五、激光粒子的能级系统

常用激光器的激活粒子能级系统大致可分为两大类：三能级系统和四能级系统。

### 1. 三能级系统

图 3.3(a)：固体激光器中的红宝石激光器激活粒子——铬离子

图 3.3 (b)：气体激光器中的氩离子激光器的激活粒子——氩离子



(a) 激光下能级为基态的三能级系统 (b) 激光下能级不是基态的三能级系统

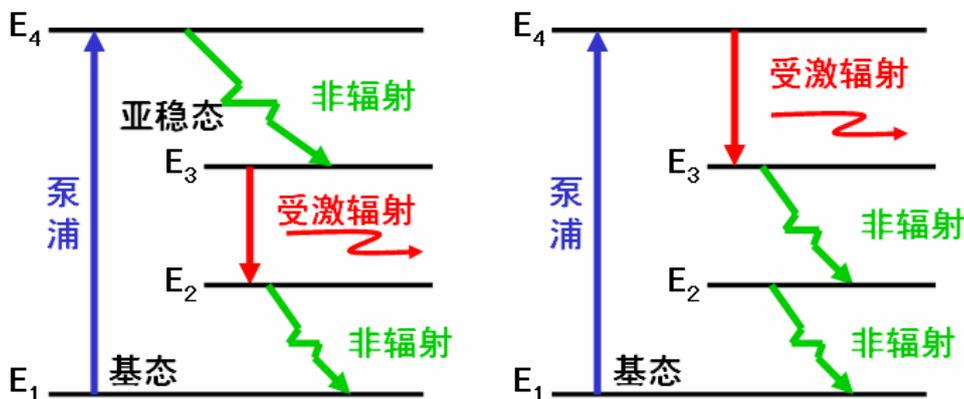
图 3.3 两种三能级示意图

## 2. 四能级系统

图 3.4(a)：固体激光器中的钕玻璃激光器及掺钕钇铝石榴石激光器中的激活粒子——Nd<sup>3+</sup>离子

图 3.4 (b)：气体激光器中的氦氖激光器的激活粒子——氦原子

二氧化碳激光器中的激活粒子——二氧化碳分子



(a) 激光下能级与基态能级间无中间能级 (b) 激光下能级与基态能级间有一个中间能级

图 3.4 两种四能级系统的示意图

## § 3-2 光学谐振腔

### 一、谐振腔作用

#### 1. 提供光学正反馈作用

影响因素：组成腔的两个反射镜面的反射率（反射率越大，反馈能力越强）

反射镜的几何形状及组合方式

#### 2. 产生对振荡光束的控制作用

主要表现为对光束方向和频率的限制。

- A. 有效控制腔内实际振荡的模式数目，使大量光子集中在少数几个状态中，提高光子简并度，获得单色性好、方向性强的相干光。
- B. 直接控制激光束的横向分布特性，如光斑大小、振荡频率、光束发散角等。
- C. 改变腔内光束的损耗，在增益一定的条件下，控制激光束输出功率。

## 二、谐振腔的种类

### 1. 平行平面镜腔

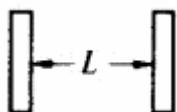


图 3.5 平行平面镜腔

### 2. 凹面反射镜腔

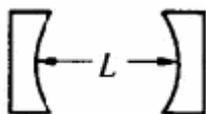


图 3.6 凹面反射镜腔

- (1) 共焦腔：两镜焦点在腔内重合，两镜曲率半径  $R$  等于两镜距离  $L$ 。



图 3.7 共焦腔

- (2) 共心腔：两镜曲率中心重合在一点。

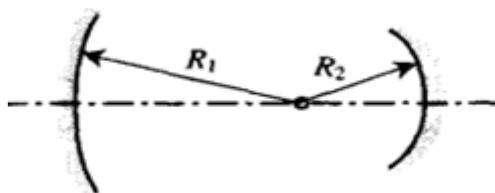


图 3.8 共心腔

- (3) 非共焦腔

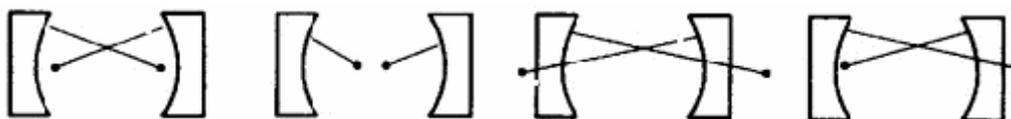


图 3.9 几种非共焦腔

### 3. 平面凹面镜腔（平凹腔）



图 3.10 平面凹面镜腔

(1) 半共焦腔：两镜距离等于凹面镜曲率半径之半。

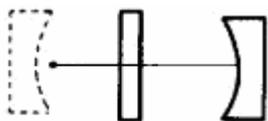


图 3.11 半共焦腔

(2) 非共焦平凹腔



图 3.12 两种非共焦平凹腔

此外还有平凸腔、凹凸腔、双凸腔等特殊谐振腔结构。

### 三、谐振腔的稳定条件

#### 1. 稳定腔与不稳定腔

不稳定腔：光线在腔中来回多次反射后最终跑出腔外的谐振腔。

应用：大功率激光器。

稳定腔：光线在腔中来回多次反射后最终可以被束缚在腔体内传播。

应用：中、小功率激光器。

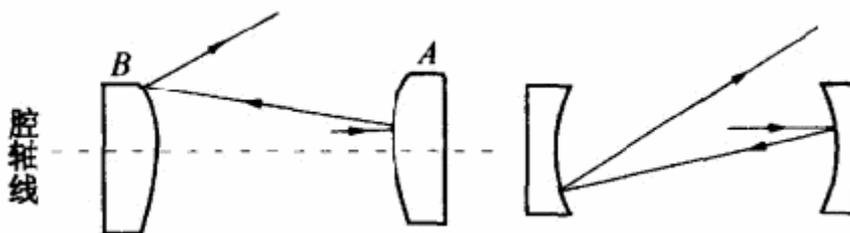


图 3.13 两种不稳定腔

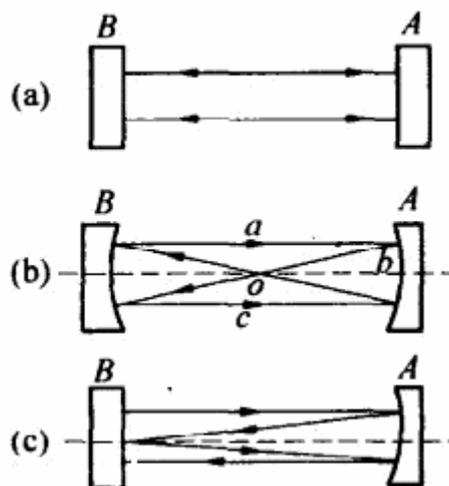


图 3.14 几种稳定腔结构

### 2. 腔的稳定条件

光学谐振腔的稳定条件:

$$1 > \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) > 0 \quad (3.4)$$

令  $g_1 = 1 - (L/R_1)$ ,  $g_2 = 1 - (L/R_2)$ , 上式可写为:

$$1 > g_1 g_2 > 0 \quad (3.5)$$

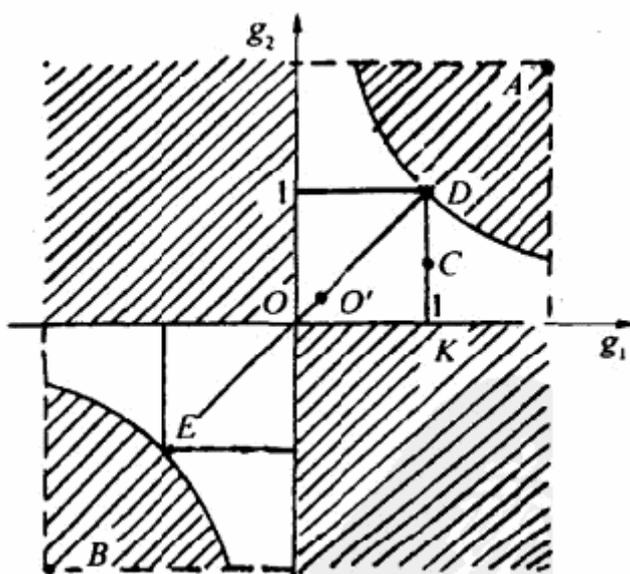


图 3.15 稳定条件示意图

### 3. 非稳腔的特点

(1) 具有较大的模体积。

模体积: 谐振腔中激光束传播过程中所占有的激活介质的体积。

- (2) 较好的选模能力。
- (3) 能实现光束的侧向耦合输出。

### § 3-3 激光产生的阈值条件

#### 一、阈值条件

仅考虑镜面反射损耗时激光形成所需满足的阈值条件：

$$r_1 r_2 \exp(2GL) > 1 \tag{3.6}$$

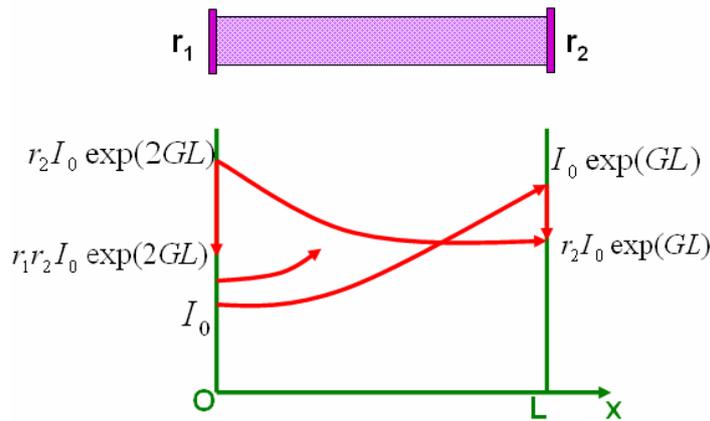
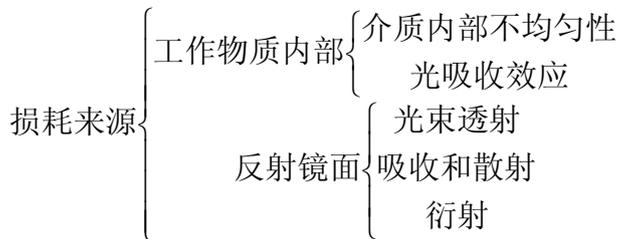


图 3.16 阈值条件的推导

#### 二、激光器的损耗



定义  $\alpha$  为总损耗系数（等于单位距离内光强损耗率），则形成激光需满足的条件：

$$G \geq \alpha \tag{3.7}$$

增益阈值  $G_t$ ：  $G = \alpha$  时所对应的增益数值。

**注：**  $G_t$  越小，越容易形成激光。

### § 3-4 激光的纵模与频率特性

模式的含义：

- (1) 亥姆霍兹方程的一个特解，满足波导中心有界、边界趋于无穷时为零等边界条件。（数学含义）
- (2) 光场沿横截面分布的一种场图。（物理含义）

纵模：由整数  $q$  所表征的腔内纵向的稳定场分布称为激光器的纵模。不同纵模对应不同的  $q$  值，也就对应不同的频率。

横模：表示垂直于谐振腔方向上的光场的分布。

## 一、纵模

相长干涉形成激光的条件：

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot 2\eta L = \frac{2\pi}{\lambda_q} \cdot 2L = q \cdot 2\pi (q \in 0, 1, 2, \dots) \quad (3.8)$$

$q$ ：纵向驻波波节数,即腔轴线上零场强的数目。

谐振频率：

$$\nu_q = q \cdot \frac{c}{2\eta L} \quad (3.9)$$

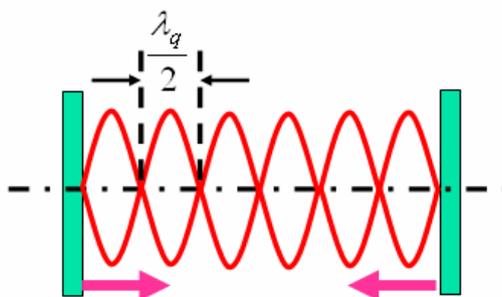


图 3.17 谐振腔内稳定的驻波场

纵模间隔：相邻纵模频率之差  $\Delta\nu$

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\eta L} \quad (3.10)$$

影响纵模个数的因素：

- (1) 激光工作物质发射谱的线型函数。
- (2) 腔体增益和损耗的关系。

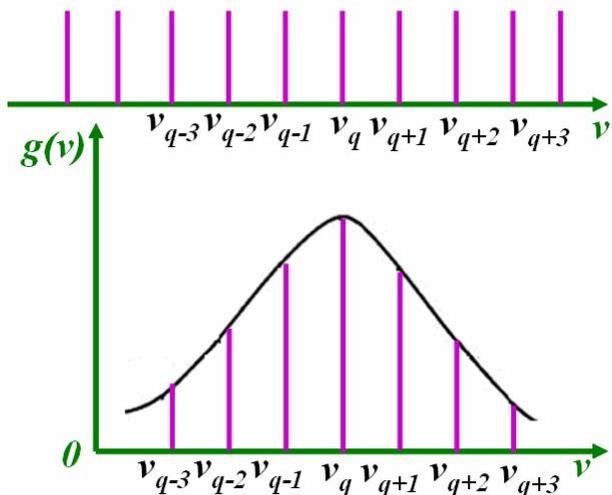


图 3.18 纵模个数与  $g(v)$  的关系

影响激光器工作频率  $\nu$  的因素：介质折射率  $\eta$  及腔长  $L$ 。

跳模：激光器输出的光频率降至一定程度后又突变回原来的位置。

例：气体激光器中的频率漂移现象

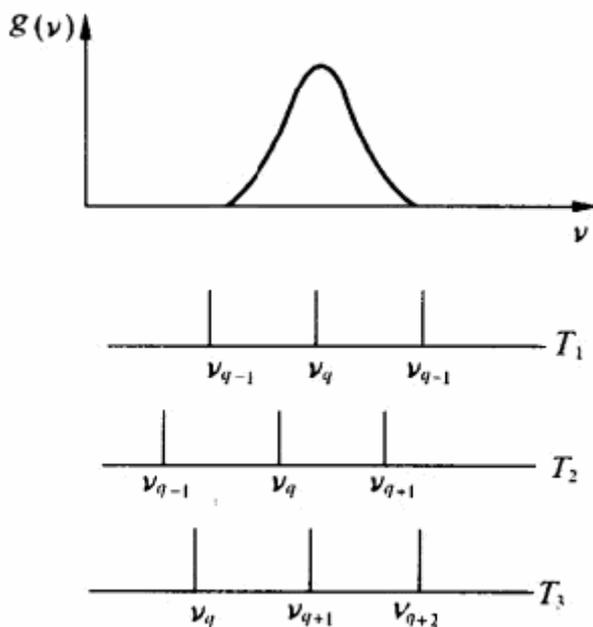


图 3.19 气体激光器中频率漂移导致的跳模现象示意图 ( $T_3 > T_2 > T_1$ )

## 二、 实现稳定状态的条件

初始时刻， $G > G_t = \alpha$  时，只要增益增益系数属于小信号增益范围，光强不断增加；当光强增大到一定程度，出现增益饱和现象，增益系数下降，光强增大的幅度变小；当  $G$  下降到  $G = G_t = \alpha$  时，光强不再增加并达到一稳定的极限值  $I_m$ ， $G$  也不再下降，即达到稳定状态。

### 三、均匀加宽谱线情况

1. 腔长足够短，只有一个纵模频率  $\nu_q$  落在均匀加宽谱线范围内，可实现单纵模输出，激光的单色性较好。
2. 腔长足够长，同时有多个纵模频率  $\nu_q$  落在均匀加宽谱线范围内，此时会出现模式竞争现象，即通过饱和效应将其它模抑制下去，只有一个模式能产生纵模振荡的现象。该单纵模频率总是最靠近谱线的中心频率附近。

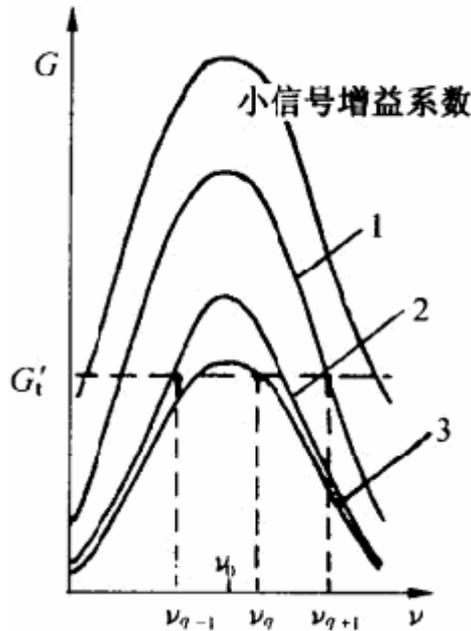


图 3.20 模式竞争

### 四、非均匀加宽谱线情况

该种类激光器一般有多个纵模满足振荡条件，由于某一纵模不会使整个增益曲线下降，只会产生烧孔效应，所以一般都会出现多纵模振荡。

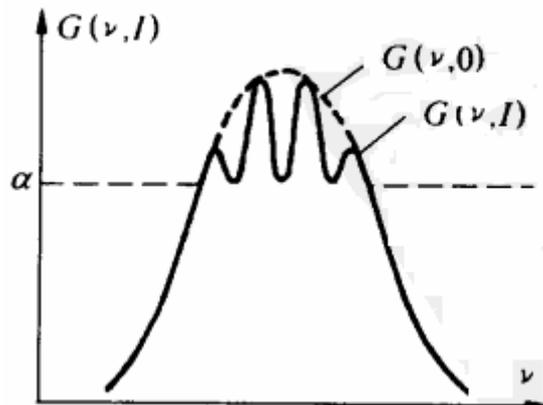


图 3.21 多纵模振荡

### 五、频率牵引效应

频率牵引：在有源谐振腔（实际激光器）中，由于增益介质和电磁场相互作用导

致介质折射率发生改变,使纵模频率比无源腔纵模频率更靠近中心频率的现象。

有源介质中的折射率:

$$\eta(v) = \eta^0 + \Delta\eta(v) \quad (3.11)$$

有源介质中的谐振频率:

$$v_q = q \cdot \frac{c}{2\eta L} = q \cdot \frac{c}{2[\eta^0 + \Delta\eta(v)]L} \quad (3.12)$$

谐振频率偏移量:

$$v_q - v_q^0 = q \cdot \frac{c}{2\eta^0 L} \left( \frac{1}{1 + \frac{\Delta\eta}{\eta^0}} - 1 \right) \quad (3.13)$$

当 $v_q^0 < v_0$ 时,  $\Delta\eta < 0, v_q - v_q^0 > 0$   
 当 $v_q^0 > v_0$ 时,  $\Delta\eta > 0, v_q - v_q^0 < 0$  } 有源腔纵模频率比无源腔更靠近谱线中心频率。

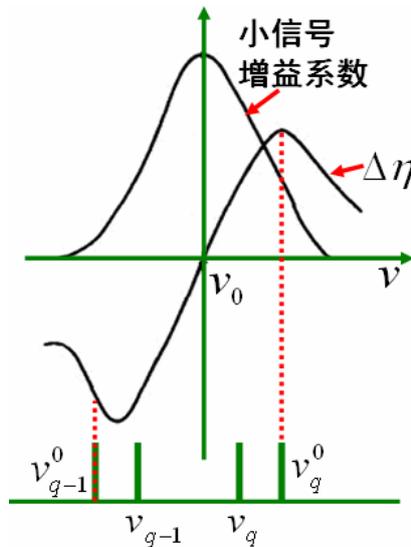


图 3.22 频率牵引效应示意图

### § 3-5 激光的横模和高斯光束

#### 一、横模

##### 1. 横模的概念

横模: 表示垂直于谐振腔方向上的光场分布。

横模的表示方法:  $TEM_{mnq}$

TEM: 横向电磁场

$q$ : 纵模序数, 即纵向驻波波节数, 通常省略

横模的序参数用  $mn$  表示, 描述镜面上场的节线数。

节线: 振幅为 0 的位置。

基模:  $m = n = 0$ ; 高阶模:  $m, n$  至少有一个不为 0。

矩形镜  $\begin{cases} m: \text{纵向节线数} \\ n: \text{横向节线数} \end{cases}$

圆形镜  $\begin{cases} m: \text{径向节线数 (暗环数)} \\ n: \text{角节线数 (暗直径数)} \end{cases}$

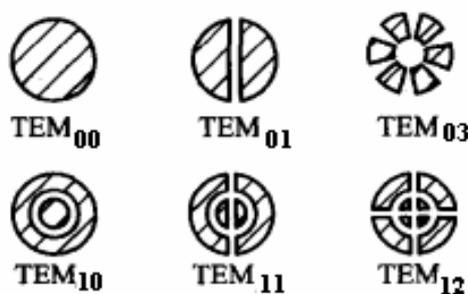


图 3.23 圆形镜谐振腔横模示意图

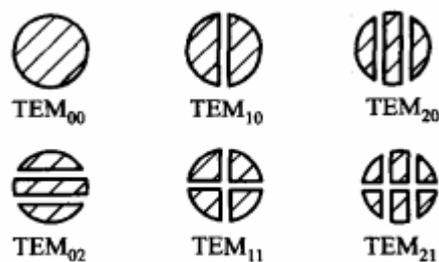


图 3.24 方形镜谐振腔横模示意图

## 2. 横模的形成

形成原因: 反射镜的衍射。光在反射镜之间来回传播时, 可将光看成连续通过一系列间距为  $L$ 、直径为反射镜直径的圆孔。经过多次反射, 边缘处光强越来越弱, 越靠经轴线方向传播的光束光强越大, 导致波阵面形成了高斯球面波的光强分布, 并保持场分布稳定不变。

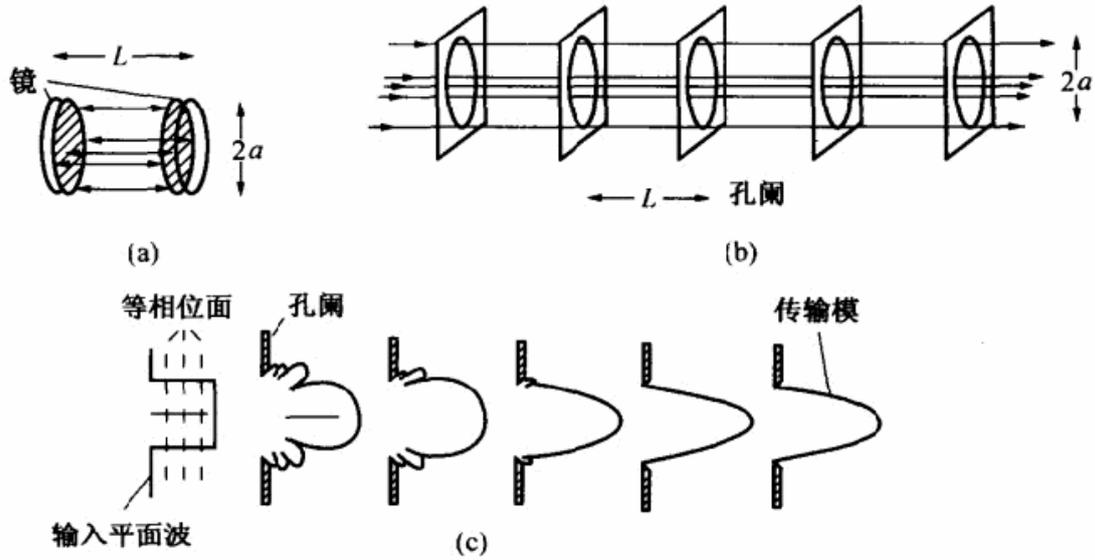


图 3.25 横模形成示意图

### 3. 横模的频率

**不同阶的横模对应不同的光频率，且与腔种类有关。**

一般稳定球面镜谐振腔的谐振频率：

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2\eta L} \left[ q + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right)} \right] \quad (3.14)$$

共焦腔的谐振频率：

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4\eta L} [2q + (m+n+1)] \quad (3.15)$$

纵模序号恒定时，横模间隔为：

$$\Delta\nu_{\text{横模}} = \frac{c}{4\eta L} (\Delta m + \Delta n) \quad (3.16)$$

相邻横模频率间隔与相邻纵模频率间隔的关系：

$$\Delta\nu_{\text{横模}} = \frac{1}{2} \Delta\nu_{\text{纵模}} \quad (3.17)$$

## 二、高斯光束的特性

稳定腔激光器产生的激光束，既不同于点光源发出的球面波，也不同于平行光束的平面波。无论是方形镜共焦腔还是圆形镜共焦腔，发出的基模横波场的横向振幅分布均为高斯分布，称为基模高斯光束，简称高斯光束。

沿 z 轴方向传播的高斯光束解析表达式：

$$E(x, y, z) = \frac{E_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{-j\left[k\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) - \Phi(z)\right]\right\} \quad (3.18)$$

$$\text{其中, } \begin{cases} \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi\omega_0^2}\right)^2} \\ R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{z\lambda}\right)^2\right] \\ \Phi(z) = \arctan\left(\frac{z\lambda}{\pi\omega_0^2}\right) \end{cases} \quad (3.19)$$

$R(z)$ :  $z$  坐标处高斯光束的等相面曲率半径;

$\omega(z)$ :  $z$  点等相面上的光斑半径;

$\omega_0$ :  $z = 0$  处等相面上的光斑半径, 也称束腰;

$\Phi(z)$ : 与  $z$  有关的相位因子。

高斯光束的基本特征:

### 1. 振幅分布和光斑尺寸

振幅分布:

$$|E(x, y, z)| = \frac{E_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (3.20)$$

振幅在横截面内由高斯分布函数描述。 $\omega(z)$  是  $z$  处定义在振幅  $1/e$  处的基模光斑半径, 腔中不同位置处的光斑大小不同, 随坐标  $z$  按双曲线规律变化。在  $z = 0$  处  $\omega(z)$  有最小值为  $\omega_0$ 。 $\omega_0$  称为高斯光束的基模腰斑半径。

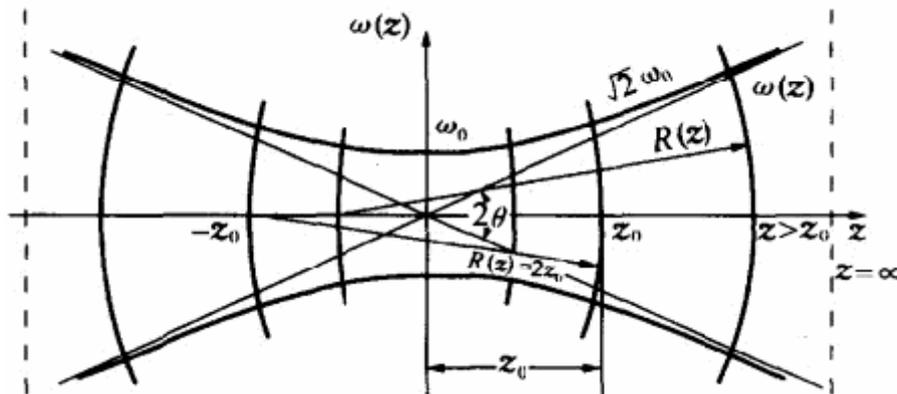


图 3.26 基模高斯光束的波阵面和腰斑半径

### 2. 等相面分布

沿高斯光束轴线每一点处的等相位面都可以视为球面, 曲率半径随  $z$  坐标而

变，即

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.21)$$

$z = 0$  及  $z = \infty$  处： $R(0)$  和  $R(\infty)$  趋于无穷大，即高斯光束在束腰处和离束腰无穷远处的等相面为平面。

$z = \pm z_0$  处： $|R(\pm z_0)| = 2z_0$  为等相面曲率半径数值的极小值。

其中  $z_0 = \left( \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \right)$ ：产生高斯光束的共焦腔焦参数。

$z > 0$  处： $R(z) > 0$  等相面凸向  $z$  正方向

$z < 0$  处： $R(z) < 0$  等相面凸向  $z$  负方向

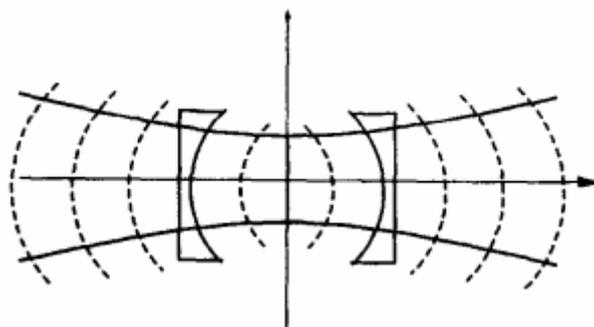


图 3.27 高斯光束等相面的分布

### 3. 远场发散角

定义为双曲线的两根渐近线之间的夹角（见图 3.26），有

$$2\theta = 2 \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{d\omega(z)}{dz} = 2 \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (3.22)$$

包含在发散角内的功率占基模光束总功率的 86.5%。

### 三、透镜对高斯光束的变换

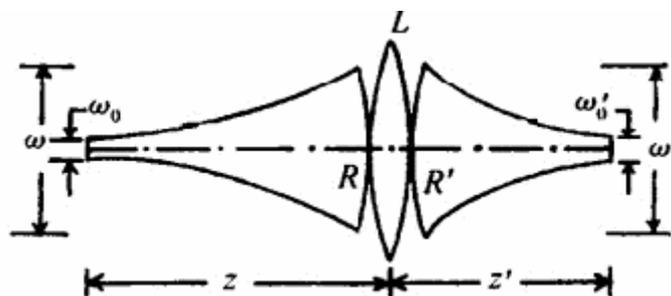


图 3.28 透镜对高斯光束的变换

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{R} - \frac{1}{R'} = \frac{1}{f} \\ \omega' = \omega \\ \omega_0^2 = \omega^2 \left[ 1 + \left( \frac{\pi \omega^2}{\lambda R} \right)^2 \right]^{-1} \\ z = R \left[ 1 + \left( \frac{\lambda R}{\pi \omega^2} \right)^2 \right]^{-1} \end{array} \right. \quad (3.23)$$

#### 四、高斯光束的聚集与准直

##### 1. 聚焦

(1) 短焦距透镜（高斯光束在透镜外的波阵面曲率半径  $R$  远大于透镜焦距  $f$ ）

出射光束束腰尺寸： $\omega'_0 = \frac{\lambda f}{\pi \omega'}$

方法：缩短焦距或加大透镜上的光斑尺寸。

(2) 入射光束束腰的位置在透镜的焦点附近（ $z \approx f$ ）

出射光束束腰尺寸： $\omega'_0 = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0}$

方法：增大入射光束的束腰。

##### 2. 准直

方法：组合透镜，使高斯光束射入短焦距透镜，其出射光束的束腰出现在透镜的焦点附近。

出射光束的发散角： $2\theta_4 = 2 \frac{\lambda}{\pi \omega_1} \frac{f_1}{f_2}$

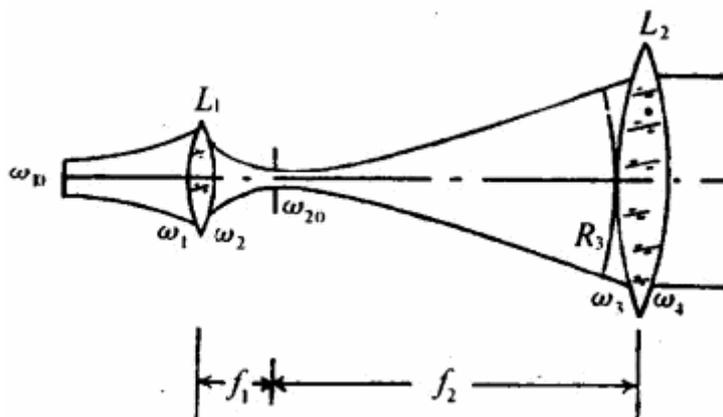


图 3.29 高斯光束的准直示意图

### § 3-6 连续激光器的输出功率与最佳透过率

以均匀加宽谱线单模激光器为例，忽略腔内对光的吸收、散射损耗，仅考虑镜面的衍射和散射损耗  $a$ ，可得谐振腔内稳定状态下的内部光强：

$$I = I_s \left[ \frac{2G_0L}{-\ln(1-a-t)} - 1 \right] \quad (3.24)$$

激光器的输出功率为

$$P = \frac{1}{2} AI_s t \left[ \frac{2G_0L}{-\ln(1-a-t)} - 1 \right] \approx \frac{1}{2} AI_s t \left( \frac{2G_0L}{a+t} - 1 \right) \quad (3.25)$$

最佳透过率：

$$t_m = \sqrt{2G_0La} - a \quad (3.26)$$

激光器最大输出功率：

$$P_m = \frac{1}{2} AI_s (\sqrt{2G_0La} - \sqrt{a})^2 \quad (3.27)$$

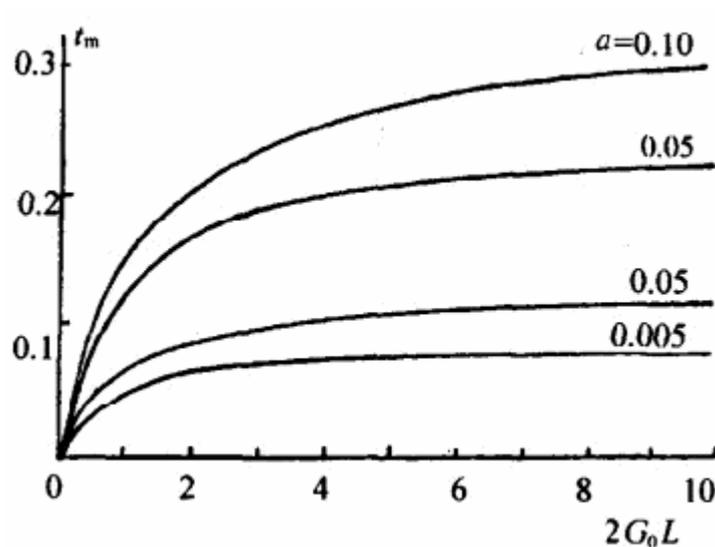


图 3.30  $t_m - 2G_0L$  关系曲线

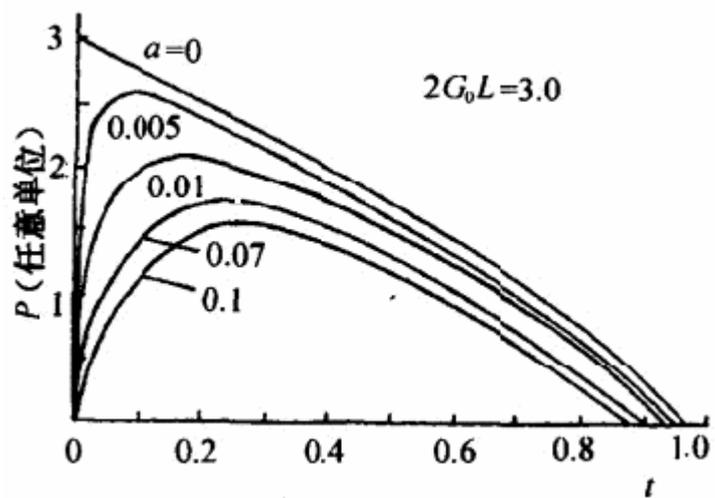


图 3.31  $P-t$  关系曲线