

气体激光器中的类透镜效应分析*

张 瑞 林

(南开大学物理系)

提 要

本文讨论了类负透镜介质一般曲面镜光学谐振腔,并用来分析气体激光器中的热透镜效应.对平凹腔连续波二氧化碳激光器进行了模式分析.结果表明,热透镜效应对输出功率和频率特性影响相当大,对基模输出激光器的影响最为突出.最后,简单地讨论了离子气体激光器和某些其它激光器中的可能热透镜效应.

一、引 言

近年来,气体激光器中径向温度梯度所引起的类透镜效应已进行了一些测量和分析^[1-3].文章[1]和[2]研究了氦-氖激光器中的增益轮廓和透镜效应.文章[3]测量了二氧化碳激光等离子体的热透镜效应同气压和放电功率密度的关系,发现透镜效应相当大.实验表明,气体激光等离子体的热透镜效应具有类负透镜性质,并随气压和放电功率密度而增大.由此可见,在弧光放电离子气体激光器和其它高功率密度激光器中,可能存在更大的热透镜效应,因此在激光器的腔体设计中,特别是在要求最大基模输出和稳频激光器的腔体设计中,有必要考虑热透镜效应的影响.

目前,一般气体激光器的谐振腔设计都是采用空腔或者均匀介质无源腔近似,关于类透镜介质谐振腔的模式分析还不多.文章[3]只讨论了类负透镜介质平凹腔的稳定性,粗略地分析了反射镜曲率半径的选择问题.本工作的目的是对类负透镜介质一般曲面镜谐振腔进行模式分析,并用来分析气体激光器中的热透镜效应及其对模式的影响.

本文的内容是首先讨论类负透镜介质一般曲面镜谐振腔;然后对平凹腔连续波二氧化碳激光器进行模式分析;最后简单地讨论了离子气体激光器和某些其它激光器中的可能热透镜效应.

二、类负透镜介质光学谐振腔模式分析

考虑一个类负透镜介质一般曲面镜谐振腔,其参量关系如图 1 所示.其中 L 为腔长, R_1 和 R_2 分别为两个反射镜的曲率半径, W_1 和 W_2 分别表示两个反射镜上的光斑尺寸, W_0 表示光束腰部的光斑尺寸, L_1 和 L_2 分别表示光束腰部至两个反射镜的距离.激活介

* 1973 年 9 月 3 日收到.

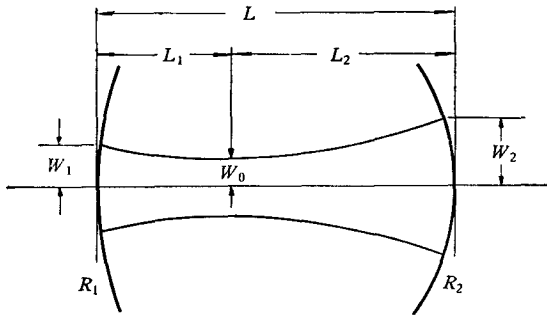


图1 类负透镜介质一般曲面镜谐振腔

质假定具有轴对称性并不计轴向变化, 并假定其径向折射率分布具有如下形式:

$$n(r) = n_0 + \frac{1}{2} n_2 r^2, \quad (1)$$

其中 r 为至光束轴线的距离.

1. 稳定条件

图1所示谐振腔光学系统的光线变换矩阵为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = g^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ \alpha^2 d & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ \alpha^2 d & 1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中

$$\alpha = \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}, \quad d = \alpha^{-1} \tanh \alpha L, \quad g = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2 d^2}}. \quad (3)$$

(2) 式中长为 L 的类负透镜介质光线变换矩阵的具体形式为^[4]

$$g \begin{bmatrix} 1 & d \\ \alpha^2 d & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \alpha L & \alpha^{-1} \sinh \alpha L \\ \alpha \sinh \alpha L & \cosh \alpha L \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其等效厚透镜的焦长为

$$f = -\frac{1}{\alpha \sinh \alpha L}. \quad (5)$$

利用(2)式, 求得类负透镜介质谐振腔的一般稳定条件为

$$0 \leq G_1 G_2 \leq 1, \quad (6)$$

其中

$$G_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2 d^2}} \left(1 - \frac{d}{R_1}\right), \quad G_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha^2 d^2}} \left(1 - \frac{d}{R_2}\right). \quad (7)$$

2. TEM_{mn} 和 TEM_{pl} 模

文章[4]和[5]中利用标量场准平面波近似方法, 讨论了高斯光束在类透镜介质中的传播问题. 这里, 采用同样的方法, 导出了类负透镜介质一般曲面镜谐振腔的 TEM_{mn} 和 TEM_{pl} 模. 其结果如下:

(1) 矩形对称情形

$$\begin{aligned} E_{mn}(x, y, z) &= \frac{W_0}{W} H_m \left(\frac{\sqrt{2}}{W} x \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{W} y \right) \exp \left(-\frac{r^2}{W^2} \right) \exp - i \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) + \Phi \right], \quad (8) \end{aligned}$$

其中 $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_0}$, λ_0 为真空中波长, H_m 和 H_n 为厄米多项式,

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2 + \left(\frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right)^2}{1 - \alpha^2 Z^2} \right], \quad (9)$$

$$R(z) = Z \left[1 + \frac{1 - \alpha^2 Z^2}{\alpha^2 Z^2 + \left(\frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right)^2} \right], \quad (10)$$

$$\Phi(z) = (m + n + 1) \tan^{-1} \left(\frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right), \quad (11)$$

和

$$Z(z) = \alpha^{-1} \tanh \alpha z. \quad (12)$$

以上 (9)、(10) 和 (11) 式分别为激光束在类负透镜介质中的光斑尺寸、波前曲率半径和位相的轴向扩展关系式。

(2) 轴对称情形

$$E_{pl}(r, \varphi, z) = \frac{W_0}{W} \left(\sqrt{2} \frac{r}{W} \right)^l L_p^l \left(2 \frac{r^2}{W^2} \right) \exp \left(- \frac{r^2}{W^2} \right) \exp \left[-i \left[\frac{2\pi}{\lambda} \left(z + \frac{r^2}{2R} \right) + l\varphi + \Phi \right] \right], \quad (13)$$

其中 L_p^l 为拉盖尔多项式, $W^2(z)$, $R(z)$ 和 $Z(z)$ 分别与 (9)、(10) 和 (12) 式相同, 位相 $\Phi(z)$ 则变为

$$\Phi(z) = (2p + l + 1) \tan^{-1} \left(\frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right). \quad (14)$$

3. 光斑尺寸

利用 (9) 和 (10) 式, 不难写出反射镜上和光束腰部光斑尺寸同反射镜曲率半径和束腰位置的关系式

$$W_1^2 = W_0^2 \frac{R_1}{R_1 - d_1}, \quad (15)$$

$$W_2^2 = W_0^2 \frac{R_2}{R_2 - d_2}, \quad (16)$$

和

$$W_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{d_1(R_1 - d_1)}{1 - \alpha^2 R_1 d_1}} = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{d_2(R_2 - d_2)}{1 - \alpha^2 R_2 d_2}}, \quad (17)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= \alpha^{-1} \tanh \alpha L_1, \\ d_2 &= \alpha^{-1} \tanh \alpha L_2. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

(18) 式与腔长和反射镜曲率半径的关系为

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= \frac{2a_1}{b_1 + \sqrt{(1 - \alpha^2 d^2)c_1 c_2}}, \\ d_2 &= \frac{2a_2}{b_2 + \sqrt{(1 - \alpha^2 d^2)c_1 c_2}} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= d(R_2 - d), \\ a_2 &= d(R_1 - d), \\ b_1 &= R_1 + R_2 - 2d + \alpha^2 d^2 (R_2 - R_1), \\ b_2 &= R_1 + R_2 - 2d - \alpha^2 d^2 (R_2 - R_1), \\ c_1 &= R_1 + R_2 - 2d + \alpha d (R_2 - R_1), \\ c_2 &= R_1 + R_2 - 2d - \alpha d (R_2 - R_1). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

将(19)式代入(15)、(16)和(17)式,于是求得反射镜上和光束腰部光斑尺寸的一般表式为

$$W_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{R_1^2 (R_2 - d)}{R_1 - d} \cdot \frac{d}{R_1 + R_2 - d - \alpha^2 d R_1 R_2}, \quad (21)$$

$$W_2^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{R_2^2 (R_1 - d)}{R_2 - d} \cdot \frac{d}{R_1 + R_2 - d - \alpha^2 d R_1 R_2}, \quad (22)$$

和

$$W_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{D_1}{(D_2 + D_3)^2}, \quad (23)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= 4d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d - \alpha^2 d R_1 R_2), \\ D_2 &= R_1 + R_2 - 2d + \alpha^2 d^2 (R_1 + R_2) - 2\alpha^2 d R_1 R_2, \\ D_3 &= \sqrt{(1 - \alpha^2 d^2)[R_1 + R_2 - 2d + \alpha d (R_2 - R_1)][R_1 + R_2 - 2d - \alpha d (R_2 - R_1)]}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

4. 共振频率

利用(11)、(14)和(19)式,求得谐振腔共振频率的一般表式分述如下:

(1) 矩形对称情形

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (q + 1) + \frac{1}{\pi} (m + n + 1) \cos^{-1} \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{d}{R_1}\right)\left(1 - \frac{d}{R_2}\right)}{1 - \alpha^2 d^2}}, \quad (25)$$

其中 q 为正整数,

$$\nu_0 = \frac{c}{2L}. \quad (26)$$

(2) 轴对称情形

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (q + 1) + \frac{1}{\pi} (2p + l + 1) \cos^{-1} \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{d}{R_1}\right)\left(1 - \frac{d}{R_2}\right)}{1 - \alpha^2 d^2}}. \quad (27)$$

在附录中给出了几种常用谐振腔的稳定条件、光斑尺寸和共振频率公式。

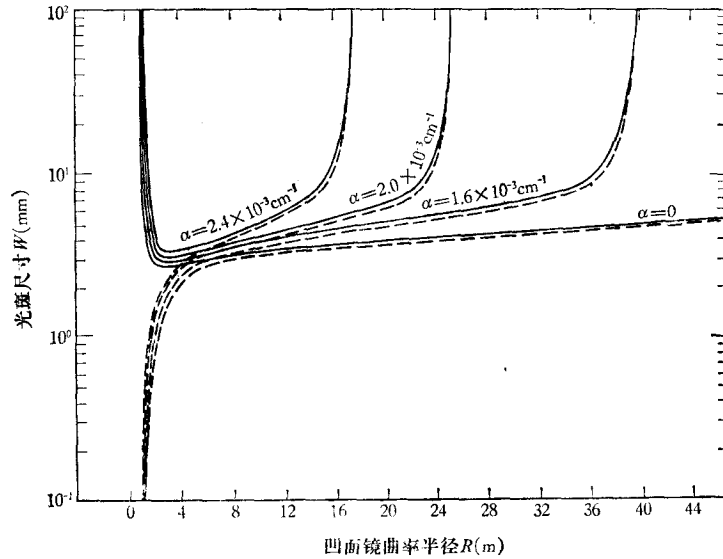
三、二氧化碳激光器中的热透镜效应分析

文章[3]中给出:对于直径1.5cm、长2m的二氧化碳激光等离子体管,当放电功率密

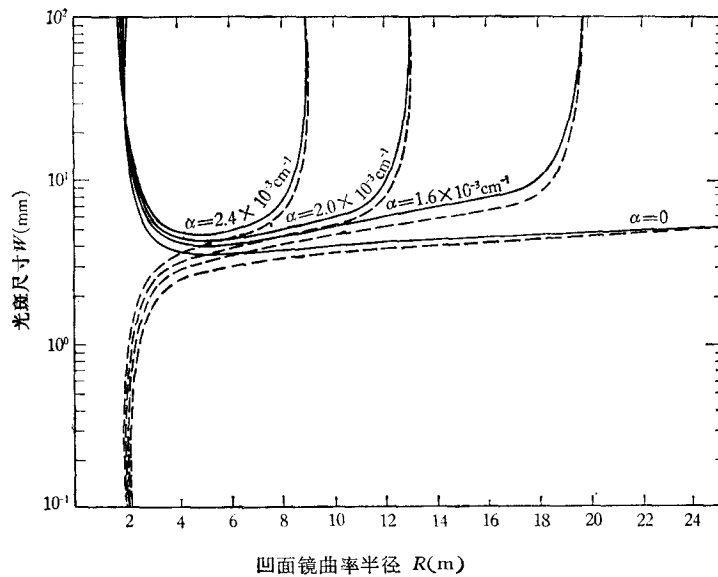
度为 1 W/cm^3 时, 等效热透镜焦距 $f = 20\text{m}$, 相当于 $\alpha \approx 1.6 \times 10^{-3}/\text{cm}$. 利用上节的理论公式, 对同样条件的平凹腔连续波二氧化碳激光器中的热透镜效应进行数值分析.

在图 2(a—c) 中, 利用附录中 (2) 式, 分别给出了 $L = 1\text{m}$, 2m 和 5m 的类负透镜介质平凹腔反射镜上光斑尺寸与凹面镜曲率半径和透镜效应的关系曲线. 其中实线对应于凹面镜, 虚线对应于平面镜, 各对曲线对应不同的 α 值.

在图 3(a—c) 中, 利用附录中 (3) 式, 分别给出了 $L = 1\text{m}$, 2m 和 5m 的类负透镜介质平凹腔共振频率与凹面镜曲率半径和透镜效应的关系曲线.



(a)



(b)

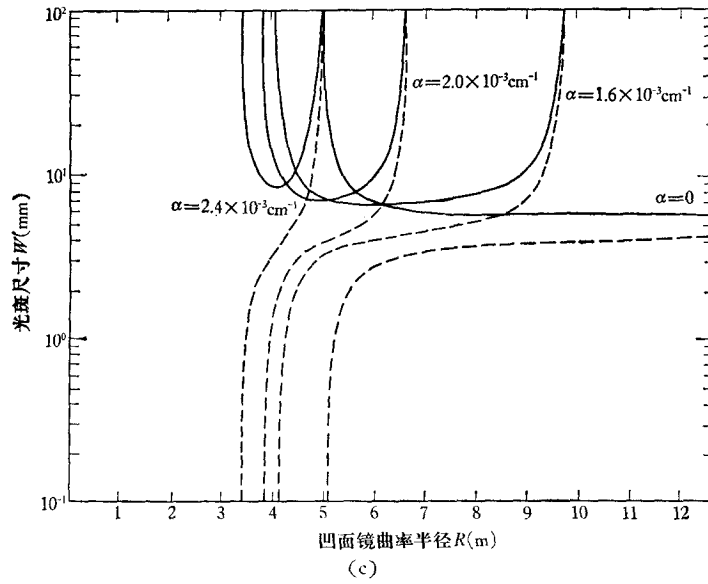
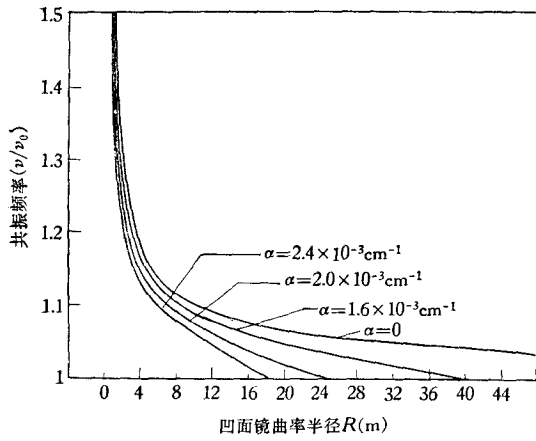
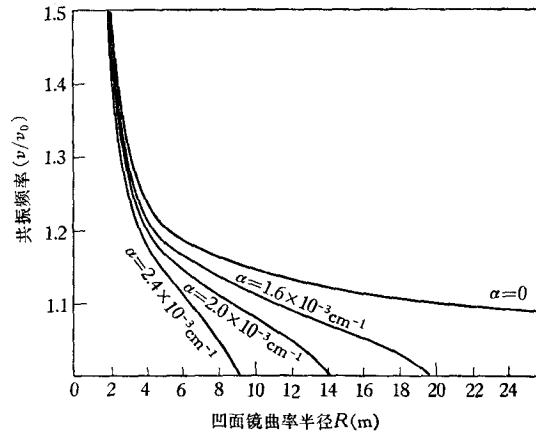


图2 类负透镜介质平凹腔反射镜上光斑尺寸与凹面镜曲率半径的关系
其中实线对应于凹面镜,虚线对应于平面镜

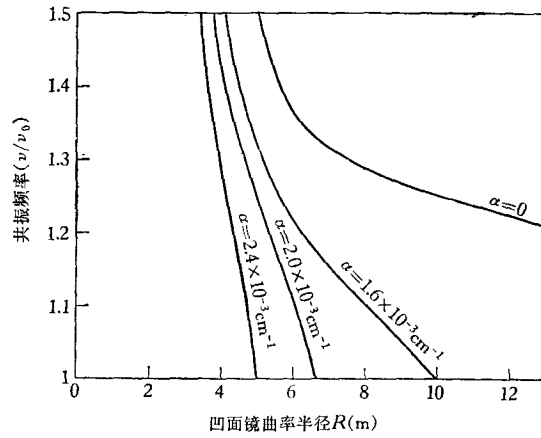
(a) $L = 1\text{m}$; (b) $L = 2\text{m}$; (c) $L = 5\text{m}$



(a)



(b)



(c)

图3 类负透镜介质平凹腔共振频率与凹面镜曲率半径的关系

(a) $L = 1\text{m}$; (b) $L = 2\text{m}$; (c) $L = 5\text{m}$

1. 透镜效应对光斑扩展的影响

由图 2(a—c) 可以看出: 对于同一 L , 当 α 增大时, 反射镜上的光斑尺寸随凹面镜曲率半径的增大关系逐渐加快, 对应于不同 L 的稳定腔的凹面镜曲率半径的最大值和最小值两者均随 α 而减小; 对于同一 α , 当 L 增大时, 反射镜上的光斑尺寸随凹面镜曲率半径的增大关系也逐渐加快, 对应于不同 α 的稳定腔的凹面镜曲率半径的最大值和最小值两者均随 L 而减小. 例如, 当 L 增大至 5m 时, 对应于 $\alpha = 2.4 \times 10^{-3}/\text{cm}$ 的稳定腔凹面镜曲率半径的最大值和最小值分别减小到 5m 和 3.4m, 相应的均匀介质腔已经处于不稳定区.

二氧化碳激光器中的光斑扩展关系, 如图 2(b) 中对应于 $\alpha = 1.6 \times 10^{-3}/\text{cm}$ 的曲线所示. 为了便于看出透镜效应的影响, 我们将类透镜介质腔与相应的均匀介质腔两者加以比较. 由图 2(b) 可以看出: 当 $R < 2\text{m}$ 时, 类透镜介质腔与均匀介质腔两者均位于不稳定区. 在 $2\text{m} \leq R \leq 20\text{m}$ 范围内, 当 $R = 2\text{m}$ 时两者的平面镜上光斑尺寸均为零, 凹面镜上的均为无限大. 然后两个反射镜上的光斑尺寸随 R 单调地增大. 当 R 接近等效热负透镜焦距时, 类透镜介质腔的光斑扩展得很快, 而均匀介质腔的光斑扩展得很慢, 当 $R = 20\text{m}$ 时, 前者变为无限大后者仍是有限的. 当 $R > 20\text{m}$ 时, 类透镜介质腔已处于不稳定区, 对于均匀介质腔, 直到 R 增至无限大时仍然是有限的.

一般说来, 在 L 和 α 值较大的激光器中, 热透镜效应对光斑扩展的影响较大, 当类透镜介质腔接近等效平行平面腔时, 其影响最大.

2. 透镜效应对输出功率的影响

激光器的输出功率近似地正比于腔内有效模体积, 因此, 通过分析透镜效应与模体积的关系, 可以近似地估计透镜效应对输出功率的影响.

由附录中 (2) 式不难看出: 当 $\alpha L \ll 1$ 时, 类透镜介质腔与相应的均匀介质腔两个反射镜上的光斑尺寸平方的比值, 随 R 变化近乎线性增大. 因此, 对于相同腔体参量的激光管, 类透镜介质腔与相应的均匀介质腔的基模体积之比, 近似地等于两个反射镜上的光斑尺寸平方之比. 利用图 2(b) 中对应于 $\alpha = 1.6 \times 10^{-3}/\text{cm}$ 的光斑扩展曲线进行估计, 不难看出: 当 $R = 4\text{m}$ 时, 透镜效应引起基模体积增大约 10%; 当 $R = 8\text{m}$ 时, 增大约 30%; 当 $R = 20\text{m}$ 时, 热负透镜散焦作用正好与凹面镜会聚作用相抵消, 此时类透镜介质腔等效于平行平面腔, 原则上模体积充满整个腔管.

一般气体激光器的谐振腔设计都是采用空腔或者均匀介质腔近似. 由于某些激光器中的热透镜效应可能相当大, 因此在激光器的腔体设计中, 有必要考虑热透镜效应的影响. 特别值得指出的是, 在最常用的基模输出激光器中, 热透镜效应的影响最为突出. 最大基模输出激光器的谐振腔设计, 一般是依据腔管孔径的光阑作用限制掉所有高次模, 让基模在腔内具有最大模体积. 对于未考虑透镜效应的最大基模输出激光器, 由于热负透镜散焦作用, 腔管孔径将限制有用的模体积, 致使激光器并不是在最佳条件下运转的, 因此必须考虑到热透镜效应的影响. 一般说来, 次基模的光斑尺寸大约为基模光斑尺寸的 1.5 倍, 因而依据凹面镜上光斑尺寸略大于腔管半径的 1.5 倍来设计谐振腔, 基本上可以

限制掉所有高次模,让基模接近最大模体积.对于 $L = 2\text{m}$ 的激光器,利用图 2(b) 中对应于 $\alpha = 1.6 \times 10^{-3}/\text{cm}$ 的光斑曲线进行估计,最佳凹面镜曲率半径大约为 18m .

在多模输出激光器中,虽然腔管孔径对模体积的限制作用不象基模激光器那样突出,但是由于输出功率主要集中在较高次的优势模上,而热透镜散焦作用对各次模又都是一样的,因此也必须考虑合理的腔体设计.

一般说来,在 L 和 α 值较大的激光器中,热透镜效应对输出功率的影响较大,在接近最大基模功率输出的激光器中影响最为突出.

3. 透镜效应对频率特性的影响

利用图 3(b) 中对应于 $\alpha = 1.6 \times 10^{-3}/\text{cm}$ 的频率关系曲线进行估计,不难看出:当 $R = 4\text{m}$ 时,透镜效应引起基模共振频率移动,其值对均匀介质腔的相对频率而言,大约为 7×10^{-8} ;当 $R = 8\text{m}$ 时大约为 1×10^{-7} ;当 $R = 18\text{m}$ 时大约为 2×10^{-7} . 由此可见,热透镜效应对频率特性的影响是不可忽略的,特别是在稳频激光器的腔体设计中必须加以考虑.

由图 3(a—c) 的频率关系曲线可以看出:在 L 和 α 值较大的激光器中,热透镜效应对频率特性的影响较大,在接近最大基模功率输出的激光器中影响最为突出.

以上分析了平凹腔简单情形.对于采用一般曲面镜谐振腔而言,按照 (21)、(22) 和 (25) 式可以同样地进行分析.

四、关于其它激光器的讨论

文章 [3] 中指出:气体激光等离子体的热透镜焦长随腔长、气压和放电功率密度等的增加而减小,随管径增大而增大.由此推知,在弧光放电离子气体激光器中,如氩、氦离子激光器以及其它高气压、大功率密度激光器中可能存在相当大的热透镜效应.

在离子气体激光器中,虽然与连续波二氧化碳激光器相比较气压大约低一个数量级,但其放电功率密度大约高两个数量级,管径也细得多,而且在离子气体激光器中一般都附加轴向磁场.轴向磁场使离子电流更集中于腔管轴线,因而形成更大的径向温度梯度.由此可见,离子气体激光器的热透镜效应可能相当大,至少也和二氧化碳激光器具有同一数量级.因此考虑热透镜效应对离子气体激光器的影响具有较大的实际意义.关于离子气体激光器中热透镜效应的测量和分析,我们将在另文中讨论.

在高增益大功率气体激光器中,除了热透镜效应而外,径向增益轮廓的影响也可能相当大.例如,在高增益二氧化碳激光器、某些金属蒸气激光器和化学激光器中,增益轮廓的影响可能起重要作用.

在液体激光器和固体激光器中,由于密度大、吸收加热效应大和泵浦功率高等因素的影响,热透镜效应可能会更大.目前关于某些固体激光器中的热透镜效应的测量分析,已有不少工作(见文献 [6—9]).至于液体激光器的工作已见诸于刊物上的还不多,有待进一步探讨.

附录 关于几种常用谐振腔的稳定条件、 光斑尺寸和共振频率公式

1. 平凹腔 ($R_1 = \infty, R_2 = R$)

(1) 稳定条件

$$d \leq R \leq \frac{1}{\alpha^2 d}. \quad (1)$$

(2) 光斑尺寸

$$\left. \begin{aligned} W_1^4 = W_0^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(R-d)}{1-\alpha^2 dR}, \\ W_2^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{dR^2}{(R-d)(1-\alpha^2 dR)}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(3) 共振频率

$$\frac{\nu'}{\nu_0} = (q+1) + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \cos^{-1} \sqrt{\frac{1-\frac{d}{R}}{1-\alpha^2 d^2}}. \quad (3)$$

2. 对称腔 ($R_1 = R_2 = R$)

(1) 稳定条件

$$d \leq R \leq \frac{d}{1-\sqrt{1-\alpha^2 d^2}}. \quad (4)$$

(2) 光斑尺寸

$$\left. \begin{aligned} W_1^4 = W_2^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{dR^2}{2R-d-\alpha^2 dR^2}, \\ W_0^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{d(2R-d-\alpha^2 dR^2)}{(1-\alpha^2 Rd + \sqrt{1-\alpha^2 d^2})^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(3) 共振频率

$$\frac{\nu'}{\nu_0} = (q+1) + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \cos^{-1} \frac{1-\frac{d}{R}}{\sqrt{1-\alpha^2 d^2}}. \quad (6)$$

3. 均匀介质腔 ($\alpha = 0$)^[10]

(1) 稳定条件

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1. \quad (7)$$

(2) 光斑尺寸

$$\left. \begin{aligned} W_1^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{R_1^2(R_2 - L)}{R_1 - L} \cdot \frac{L}{R_1 + R_2 - L}, \\ W_2^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{R_2^2(R_1 - L)}{R_2 - L} \cdot \frac{L}{R_1 + R_2 - L}, \\ W_0^4 &= \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

光束腰部至两个反射镜的距离为

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \frac{L(R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2L}, \\ L_2 &= \frac{L(R_1 - L)}{R_1 + R_2 - 2L}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(3) 共振频率

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (q + 1) + \frac{1}{\pi} (m + n + 1) \cos^{-1} \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right)}. \quad (10)$$

参 考 文 献

- [1] L. Cosperson and A. Yariv, *Appl. Phys. Letters*, **12** (1968), 355.
- [2] L. A. Schlie and J. T. Verdeyen, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5** (1969), 21.
- [3] H. K. V. Lotsch and W. C. Davis, *Appl. Opt.*, **9** (1970), 2725.
- [4] H. Kogelnik, *Appl. Opt.*, **4** (1965), 1562.
- [5] R. K. Tien, J. P. Gordon, and J. R. Whinnery, *Proc. IEEE.*, **53** (1965), 129.
- [6] F. W. Quelle, Jr., *Appl. Opt.*, **5** (1966), 633.
- [7] L. M. Osterink and J. D. Foster, *Appl. Phys. Letters*, **12** (1968), 128.
- [8] J. D. Foster and L. M. Osterink, *J. Appl. Phys.*, **41** (1970), 3656.
- [9] T. Kimura and K. Otsuka, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-7** (1971), 403.
- [10] H. Kogelnik and T. Li, *Proc. IEEE.*, **54** (1966), 1312.

ANALYSIS OF LENSLIKE EFFECTS IN GAS LASERS

CHANG JUI-LIN

(Department of Physics, Nankai University)

ABSTRACT

The optical cavities of general curved-mirrors with a negative lenslike medium are discussed, and used to analyze the thermal lensing effects in gas lasers. The mode analysis is made for a CW CO₂ laser of a plane-concave cavity. It is shown that the thermal lensing effects have considerable influence on the output and resonance frequencies, particularly for the fundamental mode lasers. Finally, possible thermal lensing effects in ion gas lasers and other lasers are briefly discussed.