

高功率激光稳定腔选模分析

魏在福 王润文 查鸿逵 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 讨论了在有限菲涅耳数时, 稳定凹-凸腔的高功率激光选模特性, 研究表明当稳定凹-凸腔工作在临近界稳区时, 基模体积显著提高, 具有良好的选模效果。

关键词 高功率激光选模, 菲涅耳数。

1 引 言

因为高功率激光激活介质体积较大, 因此, 所采用的腔型须具有大的基模体积。一般光学谐振腔的选横模技术, 如通过直接限孔^[1~3]、拉长腔^[4]、聚焦限孔^[5]等方法来减小腔的菲涅耳数 N , 以获得大的模式衍射损耗间距, 提高光学谐振腔的选模能力, 这些措施很容易获得接近于衍射极限的输出光束, 但模体积相应变小, 激活介质有效利用空间大大减小, 导致输出功率和转换效率的降低, 因此, 高功率激光一般不采用此技术选模。

虽然非稳腔具有很大的模分辨能力和模体积, 但是, 非稳腔的调整要求苛刻, 可靠性差, 受环境及腔镜变形等因素影响大, 而且非稳腔一般为环状输出, 使得远场图样总表现为有一定大小和几何分布形状, 光束质量难以满足实际需要, 输出光束有时因增益分布不均匀, 造成近场光场分布不均匀而且由于非稳腔单程损耗很大, 只有较高增益的激活介质才适用, 对低增益大激活体积介质是难以应用的^[2]。

本文从共焦腔的等相位面性质出发, 分析了在有限菲涅耳数时凹-凸腔的稳定性条件及其选模特性, 并应用微扰理论给出了腔镜上的场分布及衍射损耗。分析研究表明, 当凹-凸腔工作参数处在临近界稳位置时, 可获得低损耗的稳定腔同时又能大大增加基模体积, 选模效果可与非稳定腔比拟, 且调整要求相对降低, 在高功率激光器中具有实际应用价值。

2 理论分析

2.1 共焦腔任意两等相位面组成的腔的稳定性

设共焦腔镜曲率半径为 R , 两镜相距为 R , 以两腔镜对称截面的光腰所在位置为参考平面, 在形成稳定振荡的高斯光束传播过程中若忽略等相位面上由于 z 的变化所引起的相位的微小变化时, 各等相位面的一级近似为一球面^[6], 可表示为

$$R^*(z) = (4z^2 + R^2)/4z \quad (1)$$

其中, z 为等相位面与参考平面间的距离, $R^*(z)$ 为高斯光束波面半径。注意到这一表达式与模式数 p 和 l 无关, 因此可认为共焦腔所有共振模的等相位面均为球面。

球面腔的稳定条件为^[7]:

$$0 < g_1 g_2 < 1, \quad g_1 = 1 - L/R_1, \quad g_2 = 1 - L/R_2 \quad (2)$$

R_1 、 R_2 分别为腔的两球面镜曲率半径, L 为两球面镜的间距。 R 的符号根据球面曲率半径的取向规定, 凹面镜为正, 凸面镜为负, 共焦腔内外, 任意位置的等相位面的曲率半径及等相位面间距都可表示为

$$R_1^* = -(4z_1^2 + R^2)/4z_1, \quad R_2^* = (4z_2^2 + R^2)/4z_2, \quad L = z_2 - z_1 > 0 \quad (3)$$

当 $z_1 < 0$ 、 $z_2 > 0$ 时, 两波面组成双凹腔; 当 z_1 、 $z_2 < 0$ 或 z_1 、 $z_2 > 0$ 时, 两波面组成凹-凸腔; 由(2)式代入 R_1^* 、 R_2^* 、 L 整理得

$$g_1 g_2 = \frac{(R^2 + 4z_1 z_2)^2}{(R^2 + 4z_1^2)(R^2 + 4z_2^2)} \quad (4)$$

从上式看出显然有: $g_1 g_2 > 0$ 因为 $z_1 \neq z_2$, 所以有不等式 $(z_1 - z_2)^2 > 0$ 。于是得 $0 < g_1 g_2 < 1$, 满足球面腔的稳定条件。

总上所证可知, 共焦腔任意两等相位面组成的腔是稳定的, 就是说如果在共焦场的任意两个等相位面上放置两块具有相应曲率半径的球面反射镜, 则共焦腔场将不会受到扰动, 那么, 在 $Z > 0$ 或 $Z < 0$ 的任意位置的等相位面上放置两块球面反射镜, 就组成一个稳定凹-凸腔, 此腔同样也满足稳定条件。

2.2 稳定凹-凸腔

设凹-凸腔的两球面镜曲率半径分别为 R_1 、 R_2 , 腔长为 L , 且凹-凸稳定腔满足条件(2), 根据前面的理论, 必定可以找到一个, 而且只能找到一个共焦腔相对应, 其光场性质不变, 从而这两个腔的模式完全相同。

设要找共焦腔镜的曲率半径为 R , 腔的参考平面为 O , 凹-凸腔两球面镜的位置分别为 z_1 、 z_2 。如图 1 所示。由(3)式分别以 R_1 、 R_2 代替式中的 R_1^* 、 R_2^* , 得到所找共焦腔的位置及曲率半径

$$z_1 = \frac{L(L - R_2)}{R_1 + R_2 - 2L}, \quad z_2 = \frac{L(R_1 - L)}{R_1 + R_2 - 2L} \quad (5)$$

$$R = \frac{2}{2L - R_1 - R_2} \sqrt{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)} \quad (6)$$

从图(1)知道 $R_1 < 0$, $R_2 > 0$, 并根据(3)式有 $R_2 > L$, $R_1 + R_2 < L$ 。根据上述条件可知:

$$z_1 > 0, \quad z_2 > 0, \quad R > 0 \quad (7)$$

所找共焦腔的位置就被唯一地确定下来, 以此理论, 我们就可以应用共焦腔的理论来讨论稳定凹-凸腔的选模性质。

2.2.1 光斑半径

共焦腔 TEM_{00} 模的振幅在横截面内由高斯分布函数描述, 在振幅的 $1/e$ 处不同位置的基模光斑半径可表示为^[8]:

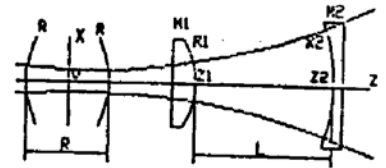


Fig. 1 Concave-convex stable spherical resonator and its confocal resonator

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + (2z/R)^2} \quad (8)$$

其中光腰半径为: $W_0 = \sqrt{R\lambda/2\pi}$, 其中 λ 为激光器的输出波长。把(5)式分别代入(8)式得出凸面镜和凹面镜表面上 TEM₀₀ 模的光斑半径。

$$W_1 = W(z_1) = \sqrt{R\lambda/2\pi} \sqrt{1 + (2z_1/R)^2} = \sqrt{\lambda L/\pi} [(g_1/g_2)(1 - g_1g_2)]^{1/4} \quad (9)$$

$$W_2 = W(z_2) = \sqrt{R\lambda/2\pi} \sqrt{1 + (2z_2/R)^2} = \sqrt{\lambda L/\pi} [g_2/g_1(1 - g_1g_2)]^{-1/4} \quad (10)$$

由(9)、(10)式得两镜面上的光斑半径比

$$(W_1/W_2) = (g_2/g_1)^{1/2} \quad (11)$$

(9), (10), (11)的结果与直接用衍射理论导出的结果一致^[9]。

2.2.2 模体积

腔长为 L 的凹-凸腔, TEM₀₀ 模的模体积可近似表示为^[6]

$$V_{00} = L\pi[(W_1 + W_2)/2]^2 \quad (12)$$

把(9)、(10)式代入(12)式, 并代入(2)式得:

$$V_{00} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - g_1g_2}} \left[\sqrt{\frac{g_2}{g_1}} + \sqrt{\frac{g_1}{g_2}} + 2 \right] V_{00}^0 \quad (13)$$

$V_{00}^0 = \lambda L^2/2$ 是腔长为 L 的相应共焦腔基模体积。

2.2.3 共振模的能量损耗和场分布

对圆镜共焦腔, 当菲涅耳数为无穷大时, 镜面处的共振场分布可近似表示为拉盖尔多项式与高斯分布函数的乘积^[5], 其归一化本征值为:

$$\gamma_{\mu} = (-1)^p \quad (14)$$

其本征值模量 $|\gamma_{\mu}| = 1$, 故由衍射损耗效应导致的能量损耗可以忽略。

McCumber^[11] 对共焦腔镜面尺寸有限时, 研究了共焦腔的选模特性, 按照他的理论, 如果反射镜尺寸有限, 即菲涅耳数 N 有限时, 则本征值具有小于 1 的模量, 并表示为:

$$\gamma_{\mu} = (-1)^p |\gamma_{\mu}| \quad (15)$$

对低次模而言, 当 N 有限时, 共振场分布仍似用 N 为无限大时的场来表示, 则由圆形共焦腔自洽方程求得在一级微扰近似下(14)式与(15)式的差量:

$$1 - (-1)^p \gamma_{\mu} = \int_{2\pi N}^{\infty} x^l e^{-x} [L_l^p(x)]^2 dx \quad (16)$$

其中, γ_{μ} 为 N 系有限时的低次模的本征值; p, l 分别为径向和角向量子数; $L_l^p(x)$ 为缔合 Laguerre 多项式。共振模的单程能量损耗为:

$$\delta_{\mu} = 1 - |\gamma_{\mu}|^2 \quad (17)$$

在 N 有限时, 圆镜共焦腔的一级近似的径向场分布函数^[11]为

$$R_{\mu}(\rho) = \left[\frac{2p!}{(p+l)!} \right]^{1/2} (2\pi\rho^2)^{l/2} e^{-\pi\rho^2} L_l^p(2\pi\rho^2) \left\{ 1 - \frac{p!}{(p+l)!} \int_{2\pi N}^{\infty} x^l e^{-x} [L_l^p(x)]^2 dx \right\}^{-1/2} \quad (18)$$

在非涅耳数较大时, 方镜共焦腔 TEM_{mn} 模的行波场为^[9]

$$U_{mn}(x, y, z) = U_{mn}(x, y) \exp\left\{ -ik \left[\frac{R(1+z)}{2} + \frac{z(x^2+y^2)}{(1+z^2)R} \right] \right. \\ \left. - (1+m+n) \left(\pi/2 - \arctg \left(\frac{R-2z}{R+2z} \right) \right) \right\} \exp\left[-\frac{k(x^2+y^2)}{R(1+z^2)} \right] \quad (19)$$

式中 m, n 表示模序数相位因子的最后一项表示共振模在腔内一次渡越的辅加相位。因此, 在

N 有限时, 就类似地从方镜的行波场等价地导出圆镜共焦腔的行波场

$$\left. \begin{aligned} U_{\mu}(\rho, \varphi, z) &= R_{\mu}(\rho) \exp\left[-i\left(k \frac{R(1+z)}{2} + \frac{2\pi z}{1+z^2\rho^2} - \Phi_{\mu}\right)\right] \exp(-i\ell\varphi) \\ \rho^2 &= \frac{a^2}{\lambda R} = N \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

不过, 共振模在腔内一次渡越的总附加相位 Φ_{μ} 是本征值 γ_{μ} 的函数

$$\Phi_{\mu} = \arctg(1/\gamma_{\mu}), \quad k = (2\pi/\lambda)$$

ρ 为表征共焦腔镜尺度大小的无量纲参量, a 为共焦腔镜横向尺寸, N 为共焦腔的非涅耳数。从前面的证明可知, 稳定凹-凸腔的反射镜放置在与它对应的共焦腔的等相位面上, 因此, 把(5)式、(6)式代入(20)式就得到稳定凹-凸腔 M_1, M_2 镜面上的光场分布 $U_{\mu}(\rho, \varphi_1, z_1)$ 和 $U_{\mu}(\rho, \varphi_2, z_2)$ 。

对稳定凹-凸球面腔以及与其对应的共焦腔而言, 由于它们的模式结构及高斯波传输过程完全相同, 而且反射镜都构成场的等相位面, 它们的衍射损耗及场分布应遵从相同的规律, 因此, 可以用所对应共焦腔的衍射损耗来评价凹-凸腔的衍射损耗, 从而可根据(16)式、(17)式求得稳定凹-凸腔的平均衍射损耗, 也可以设计出较大非涅耳数的凹-凸腔对应于较小非涅耳数的共焦腔, 以获得具有较大模体积的稳定腔。以 r_i 表示稳定凹-凸腔反射镜 M_1, M_2 的横向半径, 稳定凹-凸腔的非涅耳数为

$$N_f = (r_i^2/\lambda L) \quad (i = 1, 2) \quad (21)$$

3 计算分析

众所周知, 要使某一模式实现振荡, 该模式在通过激活介质时所获得的增益必须大于该模式在腔内的总损耗, 因此, 分析某一腔型的选模能力, 必须知道其损耗大小。如果不考虑不同模式之间的竞争效应及增益分布的影响, 分析凹-凸稳定腔选横模, 其腔型如图 1 所示。从前面理论分析可知, 此腔的几何偏折损耗为零, 故衍射损耗在腔模的总损耗中占有重要地位。

作为一个计算实例, 设高功率激光的激活介质体积为 $4 \times 4 \times 320$ cm, 腔长 410 cm, 激光波长为 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 选取凹-凸腔镜曲率半径分别为 $R_1 = -2500$ cm(凸镜), $R_2 = 2600$ cm(凹镜); 算得 $g_1 = 1.164$, $g_2 = 0.842$, 由(9)、(10)式算得基模在腔镜 M_1, M_2 上的光斑半径分别为 $W_1 = 0.91$ cm, $W_2 = 1.1$ cm; 基模模体积为 1301 cm^3 ; 本凹-凸腔对应的共焦腔的位置及腔镜曲率半径分别为 $z_1 = 1247$ cm, $z_2 = 1657$ cm, $R = 2500$ cm, 镜面基模光斑半径为 0.918 cm; 此时两腔具有相同的选模能力, 从计算结果我们可以看出, 要使共焦腔获得 0.918 cm 的基模光斑半径, 其腔长须为 2500 cm, 这在实际应用中是不可取的。

3.1 衍射损耗

根据前面的分析可知, 稳定凹-凸腔与其对应的共焦腔具有相同的衍射损耗, 它们的非涅耳数也是一一对应的, 由(16)、(17)式就可以间接地求出稳定凹-凸腔的衍射损耗; 图 2 给出了实例中凹-凸腔几个低阶模的能量衍射损耗 δ_{μ} 与非涅耳数 N 及 N_f 的关系。从图中可看出, 随模次升高, 其衍射功率损耗增大, 这是因为分布在反射镜外侧的光场将被首先损耗掉。另外, 所有模的衍射损耗随非涅耳数 N 的增大而迅速减小, 对 TEM_{00} 模, 当 $N_f = 7.2$, 对应的 $N = 1.0$ 时, 其衍射损耗为零; 当 $N_f = 5.1$, 对应的 $N = 0.7$ 时, $(p\ell) = (00), (01), (02), (10)$ 模的衍射损耗分别为 2.3% 、 13% 、 43.2% 和 59.6% 从计算结果可以看出, 尽管凹-凸腔的非

涅耳数 N_f 较大,但是,它对应的共焦腔的非涅耳数 N 较小,因此,凹-凸腔 TEM_{00} 模的衍射损耗很小,这对具有大体积激活介质的高功率激光器的选模是非常有利的;从图中看出,对与角度无关的 $l = 0$ 模,其衍射损耗相对较小,因此,对圆形镜只有 $l = 0$ 在 $r = 0$ 处才有非零的光场分布。

3.2 模体积

由图 1 可知,对 M_1 镜 $R_1 < 0 \therefore g_1 = 1 - (L/R_1) > 1$,对 M_2 镜有 $R_2 > 0 \therefore g_2 = 1 - L/R_2 < 1$,一般选取腔镜曲率半径远大于腔长 L ,所以 g_1, g_2 的取值在 1 的附近,这样只要选取 g 因子,使得 $g_1 g_2 \rightarrow 1$,由(19)式看出凹-凸腔的基模体积将急剧增大。图 3 给出了腔长为 410 cm,波长为 $10.6 \mu\text{m}$ 时,稳定凹-凸腔基模模体积与 g 因子的关系,从图中看出,当腔工作在界稳区 $g_1 g_2 \rightarrow 1$ 或 $g_1 g_2$ 从不同方向趋向 1 时,基模体积急剧增大,同时发现,当模体积增大时, g 因子的取值范围较小,因此,随着腔工作区接近临界状态,腔的失调灵敏度变高。

3.3 场分布

在计算实例中选取稳定凹-凸腔的平均菲涅耳数为 $N_f = 4.1$,它对应的共焦腔的菲涅耳数为 $N = 0.56$,由图 2 得到 (00)、(01)、(10)、(20) 模的衍射损耗分别为 5.6%、24%、63%、42%;通过(20)式算得稳定凹-凸腔 $(pl) = (00)、(01)、(10)、(20)$ 在 M_1 镜上的光场分布和三维场强分布,其结果如图 4、5 所示,图中箭头 (r_m) 表示腔镜的边缘,从图可见,(10)、(20) 模向腔镜中心收拢,这是由于腔镜边缘对模的衍射损耗较大,共振模的大部分能量被损耗掉,而镜面中心处的衍射损耗相对较小,因此 (10)、(20) 模的场分布集中在镜面中心附近。

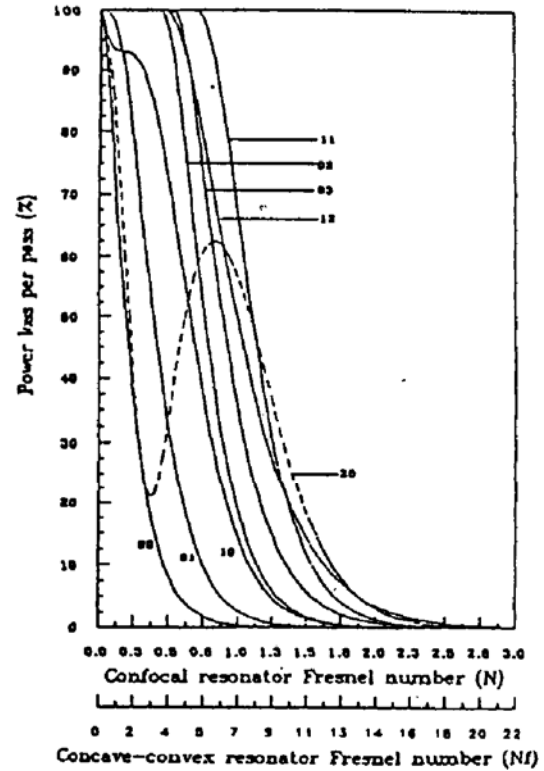


Fig. 2 Power loss versus mirror fresnel number for low-loss modes

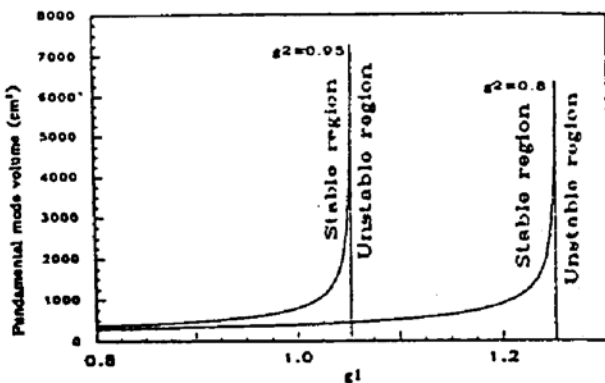


Fig. 3 Concave-convex resonator fundamental mode volume versus g

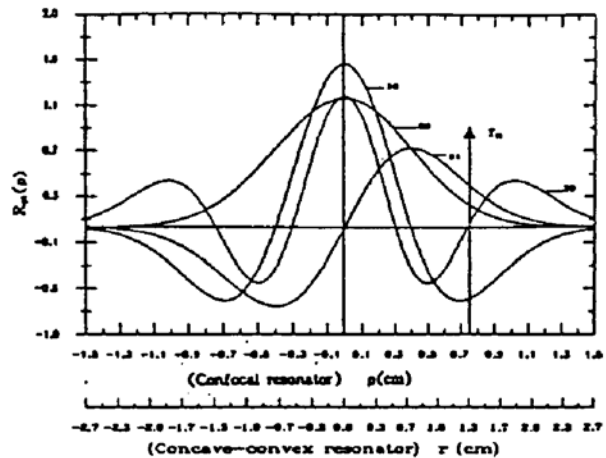


Fig. 4 Field amplitude for modes $(pl) = (00), (01), (10), (20)$ at mirror M_1 with $N_f = 4.1$ and it is confocal resonator $N = 0.56$



Fig. 5 Field intensity of 3-D modes $(pl) = (00), (01), (10), (20)$ at mirror M_1 with $N_f = 4.1$ and its confocal resonator $N = 0.56$

结 论 采用稳定凹-凸腔选横模,使其工作在接近临界稳定区,此时尽管凹-凸腔的非涅耳数 N_f 较大,但是,它对应的共焦腔的非涅耳数 N 较小,凹-凸腔 TEM_{00} 模的衍射损耗很小,具有良好的选模效果,这对具有低增益的大体积激活介质的高功率激光器选模是非常有利的,使得高功率激光在不增大腔长的情况下采用稳定腔选模成为可能;同时,稳定凹-凸腔的基模光斑半径及模体积显著增大,大大提高了高功率激光大体积激活介质的利用率,对大功率激光器来说具有十分重要的意义。

参 考 文 献

- [1] M. Piche *et al.*, Modes of resonators with internal aperture. *Appl. Opt.*, 1983, 22(13): 1999~2006
- [2] Norman Hodgson *et al.*, Degenerated confocal resonator. *Appl. Opt.*, 1993, 32(18): 3190~3200
- [3] Boaz Lissak, Shlomo Ruschin, Transverse pattern modifications in astable apertured CO_2 laser resonator. *proc. SPIE*, CO_2 lasers and Application I, 1990, 1278: 58~67
- [4] J. I. Masters, J. H. Ward, Laser Q Spoiling using a remote reflector. *Proc. IEEE*, 1963, 51(1): 221
- [5] J. A. Baker, C. W. Peters, mode selection and enhancement with a ruby laser. *Appl. Opt.*, 1962, 1(5): 674
- [6] G. D. Boyd, J. P. Gordon, Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers. *Bell Sys. Tech. J.*, 1961, 40(3): 489~508
- [7] H. P. Kortz, H. Weber, Diffraction losses and mode structure of equivalent TEM_{00} optical resonators. *Appl. Opt.*, 1981, 20(11): 1936~1940
- [8] H. Kogelnik, T. Li, Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 1966, 5(10): 1550~1567
- [9] 王润文等激光物理编写组, 激光物理学, 上海人民出版社, 上海, 1975, 126~127, 118
- [10] G. D. Boyd, H. Kogelnik, Generalized confocal resonator theory. *Bell Sys. Tech. J.*, 1962, 41(7): 1347~1369
- [11] D. E. McCumber, Eigenmodes of a Symmetric Cylindrical confocal laser resonator and their perturbation by output-coupling. *Bell Sys. Tech. J.*, 1965, 44(2): 333~363

Analysis of Modes Selection Using Stable Concave-Convex Resonator in a High Power Lasers

Wei Zaifu Wang Runwen Cha Hongkui Wang Zhijiang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia of Sinica, Shanghai 201800)

(Received 1 February 1994)

Abstract Characteristics of modes selection is demonstrated by using a stable concave-convex resonator in a high power lasers for finite Fresnel number. Large mode volumes of the fundamental mode can be achieved by operating near a limit of stability in the g diagram, and it proved to be a effective method for modes selection with the resonator.

Key words modes selection in a high power lasers, Fresnel number.