

# 两类固体激光热稳腔

张光寅 张包铮

(南开大学物理系, 天津 300071)

**摘要:** 在固体激光腔运行的稳定区内存在有两种动力学稳定状态: 对热扰不敏感的稳模式运行状态与稳功率运行状态。前者对应于稳模式热稳腔; 后者对应于稳功率热稳腔。

**关键词:** 固体激光器, 谐振腔

## Two kinds of thermo-stable resonators for solid state lasers

Zhang Guangyin, Zhang Baozheng

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

**Abstract:** In the stable regions for the operation of solid state lasers there are two kinds of stable dynamic states: steady-mode operation states and steady-power operation states, which are insensitive to thermo-perturbation. The former corresponds to the thermo-stable resonator for steady mode; the latter—the thermo—stable resonator for steady power.

**Key words:** solid laser, resonator

### 一、引 言

关于热稳腔问题已有不少文章进行过讨论<sup>[1~5]</sup>。然而, 迄今为止所有文章实际上只讨论了稳模式热稳腔, 而却将其不正确地视为稳功率热稳腔。本文分析指出, 在固体激光腔运行的稳定区内存在有两种动力学稳定状态: 对热扰不敏感的稳模式运行状态与稳功率运行状态。当固体激光腔运行于前一状态时为稳模式热稳腔; 而当它运行于后一状态时则为稳功率热稳腔。稳功率热稳腔更具有实用意义。

### 二、固体激光腔的模特性

我们运用传播圆图解方法<sup>[6]</sup>分析腔内包含单一热透镜的谐振腔的模特性, 如图1所示。图中 $\sigma_1$ 与 $\sigma_2$ 圆分别为描写 $R_1$ 与 $R_2$ 镜处波面的 $\sigma$ 传播圆, 它们分别内切 $R_1$ 与 $R_2$ 镜于光轴处, 其直径分别等于两镜的曲率半径;  $\sigma_f^-, \sigma_1^+$ ( $\sigma_1^-$ )与 $\sigma_2^+$ ( $\sigma_2^-$ )圆分别为描写热透镜 $f$ 、 $R_1$ 与 $R_2$ 镜处的光斑尺寸的 $\sigma$ 传播圆, 它们分别切光轴于热透镜 $f$ 、 $R_1$ 与 $R_2$ 镜处, 其直径 $b_f, b_1^+(b_1^-)$

收稿日期: 1990年10月26日。

\* 本工作得到天津市自然科学基金的资助。

与  $b_2^\pm(b_2^-)$  和相应的光斑尺寸  $w_f$ ,  $w_1^\pm(w_1^-)$  与  $w_2^\pm(w_2^-)$  有如下的关系:

$$w_f = \sqrt{\frac{b_f \lambda}{\pi}}, \quad w_i^\pm = \sqrt{\frac{b_i^\pm \lambda}{\pi}}, \quad i=1, 2, \quad (1)$$

$\lambda$  为激光波长。为使谐振腔满足稳定条件,  $\pi_f$  圆应是与  $\sigma_1$  和  $\sigma_2$  圆相交, 它们的相交点  $F_1^+(F_1^-)$  和  $F_2^+(F_2^-)$  是为热透镜两边高斯光束的侧焦点。因为  $\sigma_1$  和  $\sigma_2$  圆均与  $\pi_f$  圆相交于两点, 因而用 '+'、'-' 两个角标来区分两个相交点。这意味着, 若要在热透镜处形成某一定值的光斑尺寸  $w_f$ , 则在  $R_1$  和  $R_2$  镜处应分别有两个可能的光斑尺寸  $w_1^\pm$  和  $w_2^\pm$ 。相应地, 在热透镜两侧也应各有两个可能的波面, 它们分别用  $\sigma_{1f}^+(\sigma_{1f}^-)$  和  $\sigma_{2f}^+(\sigma_{2f}^-)$  传播圆来描写, 它们是通过热透镜所在处和相关侧焦点, 圆心在光轴上的一些圆。

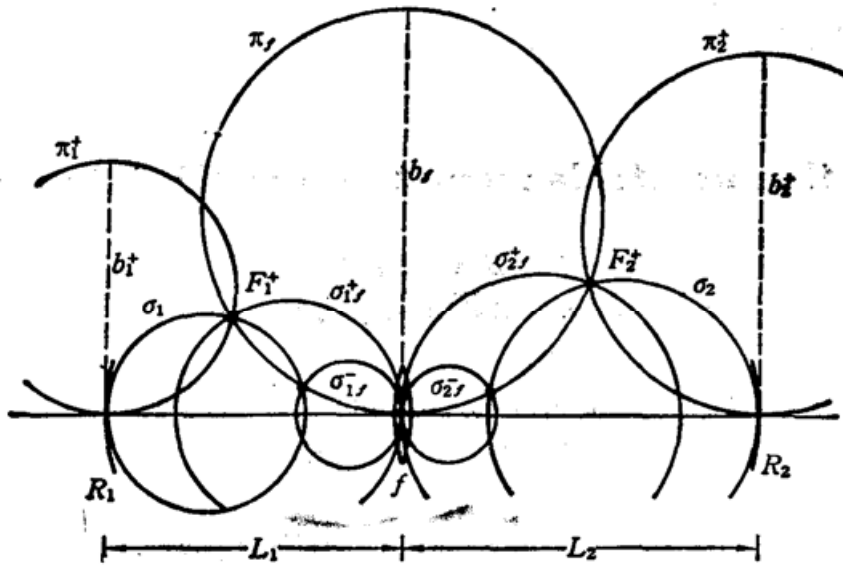


Fig. 1 Propagation-circle diagram for the solid laser resonator  
( $\pi_1^-, \pi_2^-$  circles are not draw in the figure)

根据模像理论<sup>[7]</sup>,  $\sigma_{1f}^+(\sigma_{1f}^-)$  圆的半径  $v_1^+(v_1^-)$  和  $\sigma_{2f}^+(\sigma_{2f}^-)$  圆的半径  $v_2^+(v_2^-)$  满足如下的关系:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2v_1^\pm} + \frac{1}{2v_2^\pm} \quad (2)$$

由  $\pi_f$ ,  $\sigma_1$  和  $\sigma_{1f}^+(\sigma_{1f}^-)$  圆相交于  $F_1^+(F_1^-)$  点的几何关系, 不难导出

$$v_1^\pm = \frac{(2L_1 - R_1) b_f^2 \pm b_f R_1 \sqrt{b_f^2 - 4u_1^2}}{4b_f^2 + 4R_1 u_1} \quad (3)$$

类似地, 由  $\pi_f$ ,  $\sigma_2$  和  $\sigma_{2f}^+(\sigma_{2f}^-)$  圆相交于  $F_2^+(F_2^-)$  点的几何关系, 可导出

$$v_2^\pm = \frac{(2L_2 - R_2) b_f^2 \pm b_f R_2 \sqrt{b_f^2 - 4u_2^2}}{4b_f^2 + 4R_2 u_2} \quad (4)$$

上面两式中

$$u_1 = \frac{L_1(L_1 - R_1)}{R_1}, \quad u_2 = \frac{L_2(L_2 - R_2)}{R_2} \quad (5)$$

为腔镜的  $u$  参数;  $L_1, L_2$  为两镜离热透镜的距离;  $R_1, R_2$  为两镜的曲率半径。

将(3)、(4)两式代入(2)式中, 经适当演算, (2)式可改写为



将此值代入(6)式,可求得有效动力学稳定区的边界所对应的动力学因子为

$$I \text{ 区 } \begin{cases} \frac{1}{f_a^*} = \frac{1}{f_0} - \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_1^2}}{2b_f^*u_1} - \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_2^2}}{2b_f^*u_2}, \\ \frac{1}{f_b^*} = \frac{1}{f_0} + \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_1^2}}{2b_f^*u_1} - \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_2^2}}{2b_f^*u_2}, \end{cases} \quad (17)$$

$$(18)$$

$$II \text{ 区 } \begin{cases} \frac{1}{f_\gamma^*} = \frac{1}{f_0} - \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_1^2}}{2b_f^*u_1} + \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_2^2}}{2b_f^*u_2}, \\ \frac{1}{f_\delta^*} = \frac{1}{f_0} + \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_1^2}}{2b_f^*u_1} + \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_2^2}}{2b_f^*u_2}, \end{cases} \quad (19)$$

$$(20)$$

两有效动力学稳定区的宽度为

$$\left| \frac{1}{f_b^*} - \frac{1}{f_a^*} \right| = \left| \frac{1}{f_\delta^*} - \frac{1}{f_\gamma^*} \right| = \frac{\sqrt{b_f^{*2} - 4u_1^2}}{b_f^*|u_1|}, \quad |u_1| > |u_2|. \quad (21)$$

由上式容易看出,当  $b_f^*$  (或  $\phi$ ) 无限大时,即导致通常稳定区的宽度,  $1/|u_1|$ 。图 2 中所示的  $\frac{1}{f_a^*}$ ,  $\frac{1}{f_b^*}$ ,  $\frac{1}{f_\gamma^*}$  和  $\frac{1}{f_\delta^*}$  值是在  $\phi = 4.4 \text{ mm}$  时计算而得。有效动力学稳定区的宽度随激光棒的有效孔径  $\phi$  的缩小而变小。当  $b_f^*$  缩小至接近  $2|u_1|$  值时,有效动力学稳定区变得十分地窄;当  $b_f^* < 2|u_1|$  时,激光腔将不能有效地稳定运行。

#### 四、固体激光腔的稳模式运行条件

当固体激光腔运行在两个有效动力学稳定区内时,  $w_f$  有一相同的最小值  $w_f'$  (见图 2)。由(8)式,求微分  $db_f/d(1/f) = 0$ , 可得  $w_f'$  所对应的动力学因子为

$$\frac{1}{f_I} = \frac{1}{f_0} - \frac{\sqrt{u_1^2 - u_2^2}}{2|u_1|u_2}, \quad (22)$$

$$\frac{1}{f_{II}} = \frac{1}{f_0} + \frac{\sqrt{u_1^2 - u_2^2}}{2|u_1|u_2}, \quad (23)$$

此时  $b_f = 2|u_1|$ , 因而有

$$w_f' = \sqrt{\frac{2|u_1|\lambda}{\pi}}. \quad (24)$$

对于  $w_f^*$ , 由(10)式可知,也同时有最小值或最大值。对于  $w_f^*$ , 在  $|u_1| > |u_2|$  的情况下,由于(2)式的要求,在  $1/f_I$  与  $1/f_{II}$  点发生‘+’, ‘-’的交换,在稳定区内没有极值(见图 2)。

因此,当激光腔运行在  $1/f_I$  或  $1/f_{II}$  动力学状态时,热扰  $\pm \Delta \frac{1}{f}$  对光模  $w_f$  和  $w_2$  的影响应是最小的。即以往人们所讨论的热稳腔所要求的条件。显然,这只是一种稳模式的热稳腔。

#### 五、固体激光腔的稳功率运行条件

当激光腔运行在上述动力学状态时,  $w_f$  和  $w_2^*$  对热扰是不敏感的。特别地,由  $w_f$  的稳定

性易知激光棒处的模体积  $V_f$  也是稳定的。然而,从  $w_f$  与  $V_f$  的稳定性,不足以得出,从激光棒抽取的激光功率在热扰情况下也是稳定的结论。应当看到,腔的动力学因子的变化主要是与光泵输入功率的变化相关的。光泵输入功率的增减意味着激活介质增益的相应增减。因此,尽管在稳模式状态运行时,  $w_f$  和  $V_f$  对热扰不敏感,但激活介质的增益仍然随热扰  $\pm \Delta(1/f)$  而变,因而激光输出功率并不稳定。

为了寻找激光腔稳功率运行的条件,有必要综合考虑增益与衍射损耗对输出功率的影响,以及它们随腔的动力学因子  $1/f$  的变化关系。我们知道,对于连续运行的固体激光器,其输出功率可表达为

$$P_{out} \sim \frac{G}{\alpha + \alpha_0} - 1, \quad (25)$$

此处  $G$  为单程增益,  $\alpha$  为激光棒的有限孔径的限制作用引起的衍射损耗,  $\alpha_0$  为输出耦合及激光棒的吸收、散射等引起的损耗,后者近似为常值,不随  $1/f$  而变。当增加光泵输入功率,使腔的动力学因子  $1/f$  从低值向高值变化时,在开始进入有效动力学稳定区的低值边界时,  $w_f$  减小至  $w_f^*$  (见图 2),  $\alpha$  迅速减小,这时激活介质的增益  $G$  的增加与  $\alpha$  的迅速减小一併起作用,使  $G \gg \alpha + \alpha_0$ , 遂使激光输出功率  $> 0$ , 并开始迅速上升,如图 3 所示。当光泵输入功率继续增加,使  $1/f$  值进入有效动力学稳定区内时,激光棒的有限孔径  $\phi$  足已容许  $w_f$  模低衍射损耗地振荡。这时,  $\alpha \approx 0$ , 激光输出功率的增加主要与激活介质的增益  $G$  的增加有关, 即有  $P_{out} \sim \frac{G}{\alpha_0} - 1$ , 因而  $P_{out}$  随  $G$  的增加呈线形增长的趋势。及至  $1/f$  增大至有效动力学稳定区的高值边界附近时,  $w_f$  又迅速地增大(见图 2)。当其开始超过激光棒的有限孔径所允许的上限  $w_f^*$  时,激光棒的有限孔径所引起的衍射损耗  $\alpha$  又迅速地增大,相应地激光输出功率的增加趋势很快地减慢; 继而转向下降; 及至  $G = \alpha + \alpha_0$  时,输出功率下降至零。在这之前,应出现激光输出功率的峰值转折点,这相当于激活介质增益  $G$  的增加作用恰好被衍射损耗  $\alpha$  的增加作用抵消之时。这个峰值转折点显然就发生在两个有效动力学稳定区的高值边界的动力学状态附近。当激光腔运行在这两个动力学状态时,激光输出功率处于峰值,此时  $dP_{out}/d(1/f) = 0$ , 激光输出功率最小受热扰的影响。这才是稳功率热稳腔。

顺便指出,由于  $\alpha(1/f)$  与  $\alpha_0$  等因素的复杂性,严格地计算输出功率曲线是困难的。在图 3 中我们是根据上述描述,定性地给出输出功率曲线的示意图,但这并不影响我们作出关于稳功率点发生在输出功率的峰值点,同时它们落在两个有效动力学稳定区的高值边界的动力学状态附近的论断。

当激光腔运行于这两个动力学状态时,不仅输出功率稳定,而且以高峰值功率输出; 同

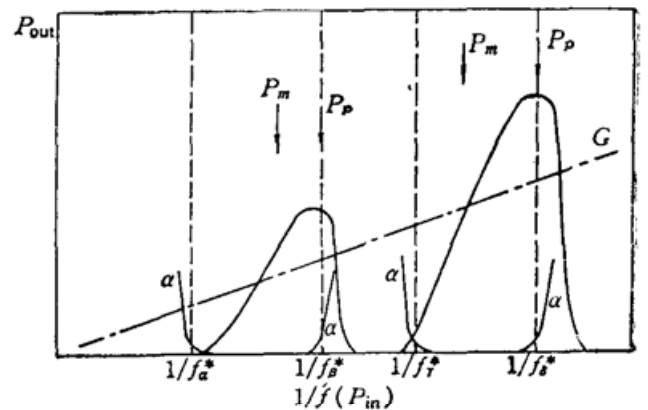


Fig. 3 Schematic curve of output power for the solid laser resonator

$P_m$ -steady-mode point,  $P_p$ -steady-power point

时, 还以自孔径限模下以最大基模光斑尺寸  $w_f^*$  运行。这有利于固体激光器以较大功率稳定基模输出。因此, 在主要只需计及稳功率基模运行的一些应用中, 应使激光器运行在稳功率状态, 而不宜运行在通常的稳模式热稳状态。

应当指出, 在激光棒的有限孔径较大与有效动力学稳定区的宽度较大时, 稳功率运行状态与稳模式运行状态的差异较大。但在激光棒的有限孔径较小, 只允许  $w_f'$  的基模低衍射损耗运行时, 两者的运行条件趋向一致。这时, 激光腔同时具有稳模式与稳功率的热稳特性, 但激光器的输出功率则受到激光棒的较小孔径的限制。

## 六、结 论

固体激光腔的动力学因子  $1/f$  对腔的运行特性具有关键的影响作用。应区分两种不同的热稳腔: 稳模式的与稳功率的, 它们分别对应于各自的动力学运行条件。对于前者,  $dw_f/d\left(\frac{1}{f}\right) = 0$ , 在这种条件下, 有利于从腔中获得模式稳定的激光输出; 对于后者  $dP_{out}/d\left(\frac{1}{f}\right) = 0$ , 在这种条件下, 有利于从腔中获得功率较大的功率稳定的基模输出, 因而更具有实际意义。在实验中, 只需找到最大输出功率点, 即找到了稳功率热稳运行点, 因而也是十分容易操作的。

## 参 考 文 献

- 1 J. Steffen, J. -P. Lörtscher *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-8**(2), 239(1972)
- 2 张光寅, *激光*, **4**(5), 41(1977)
- 3 王效敬, *中国激光*, **12**(5), 266(1985)
- 4 V. Magni, *Appl. Opt.*, **25**(1), 107(1986)
- 5 吕百达, 廖严 *et al.*, *光学学报*, **8**(11), 966(1988)
- 6 P. Laures, *Appl. Opt.*, **6**(4), 747(1967)
- 7 H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech J.*, **44**(3), 455(1965)
- 8 S. De Silvestri, P. Laporta *et al.*, *Opt. Commun.*, **57**(5), 339(1986)