

# 特殊望远镜腔的热聚焦—轴移补偿 特性与宽域热稳性

张光寅

(南开大学物理系, 天津, 300071)

本文提出了用一种特殊配置的望远镜腔和它的调整方法, 使用它可以使固体激光器在激光棒热焦距宽域变化情况下, 保持激光棒处较大基模光斑尺寸不变, 同时具有良好的热稳运行特性。

**关键词:** 谐振腔, 热稳性, 固体激光器。

## 1 引言

在较高功率的连续或高重复率运行的固体激光器中, 固体激光棒的热聚焦透镜的焦距值随着光泵功率的变化而有较大的变化(可从数米变至数十厘米)。为了保证固体激光器在激光棒热焦距变化情况下稳定地输出基模, 在不少研究工作<sup>[1~7]</sup>中曾采用望远镜固体激光腔, 在一定的泵功率下运行, 可以获得较大基模体积的稳定激光输出。本文采用特殊配置的望远镜腔, 进一步解决固体激光器在保持激光棒处较大基模光斑尺寸不变的情况下宽域热稳运行的问题。

## 2 高斯光束通过透镜变换时的一个轴移不变性

可以证明: 一束腰共焦参数为  $b_0$  的高斯光束, 通过一焦距为  $f$  的透镜变换时, 不论其物方束腰位置离透镜多远, 象方高斯光束在透镜前方的焦点处的光束参数总保持一不变值, 即  $b'_0 = \frac{2f^2}{b_0}$  (见图 1)。

在物方高斯光束的束腰附近引入一对等效共焦波面和它们的一个公共  $\sigma$  圆 ( $\sigma$  圆为传播圆<sup>[8]</sup>)。两等效共焦波面的曲率半径等于  $b_0$ , 它们对称地分布在束腰的两边, 并分别交光轴于  $S_1$ 、 $S_2$  点, 两点的距离等于  $b_0$ ;  $\sigma$  圆的直径亦等于  $b_0$ 。当该束腰离透镜  $f$  的焦点  $O$  的距离为任意  $l$  时,  $S_1$ 、 $S_2$  点离  $O$  点的距离分别为  $\frac{b_0}{2} + l$ 、 $\frac{b_0}{2} - l$ 。根据模象理论<sup>[9]</sup>,  $\sigma$  圆通过透镜  $f$  变换后的象  $\sigma'$  圆与光轴的交点  $S'_1$  和  $S'_2$  分别与  $S_1$  和  $S_2$  点的物象关系为

$$\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S'_1} = \frac{1}{f}; \quad (1)$$

即为象方高斯光束的一个侧焦点。因此, 通过  $F'$ , 切光轴于  $O'$  处的圆即为描写高斯光束在  $O'$  处的光斑尺寸的  $\pi'$  圆, 它的直径  $b'_0$  与  $O'$  处高斯光束的光斑尺寸  $w'_0$  的关系为

$$w'_0 = \sqrt{\frac{b'_0 \lambda}{\pi}}. \quad (7)$$

式(7)中  $b'_0$  为  $O'$  处的光束参数。利用  $\pi'$  圆内切于  $\sigma'$  圆, 同时切光轴于  $O'$  处的几何关系, 以及式(3)、(4)的关系, 可求得  $\pi'$  圆的直径为

$$b'_0 = \frac{2(S'_1 - f)(S'_2 - f)}{(S'_2 - f) - (S'_1 - f)} = \frac{2f^2}{b_0}. \quad (8)$$

注意到, 式(8)中不包含有  $l$  的变量。这意味着, 不论物光束的束腰离透镜多远, 象方高斯光束在透镜前方焦点处的光束参数  $b'_0$  总保持一不变值。这就证明了轴移不变性的关系。

由上述不变性的关系推论: 当一给定高斯光束沿光轴移动时, 其共焦  $\sigma$  圆的象  $\sigma'$  圆总保持与  $\pi'$  圆相切的关系。当高斯光束右移时,  $\sigma'$  圆与  $\pi'$  圆的切点沿  $\pi'$  圆圆周逆时针方向移动; 反之, 切点沿  $\pi'$  圆圆周顺时针方向移动。

### 3 特殊望远镜腔的热聚焦—轴移补偿特性

#### 3.1 高斯光束通过特殊透镜组变换时的变焦距—轴移补偿

透镜组由附加一可変焦距的透镜  $f'$  于透镜  $f$  的右焦点  $O'$  处组成, 如图 2 所示。透镜组合焦距为

$$f_s = \frac{1}{\frac{1}{f} + \frac{1}{f'} - \frac{d}{ff'}} = f; \quad (9)$$

式(9)中  $f'$  为变焦距透镜  $f'$  的焦距,  $d$  为透镜  $f'$  离透镜  $f$  的距离,  $d=f$ 。

透镜组的第一主平面  $H_1$  位于透镜  $f$  的右方, 离后者的距离为

$$x_1 = \frac{f_s}{f'} d = \frac{f^2}{f'}; \quad (10)$$

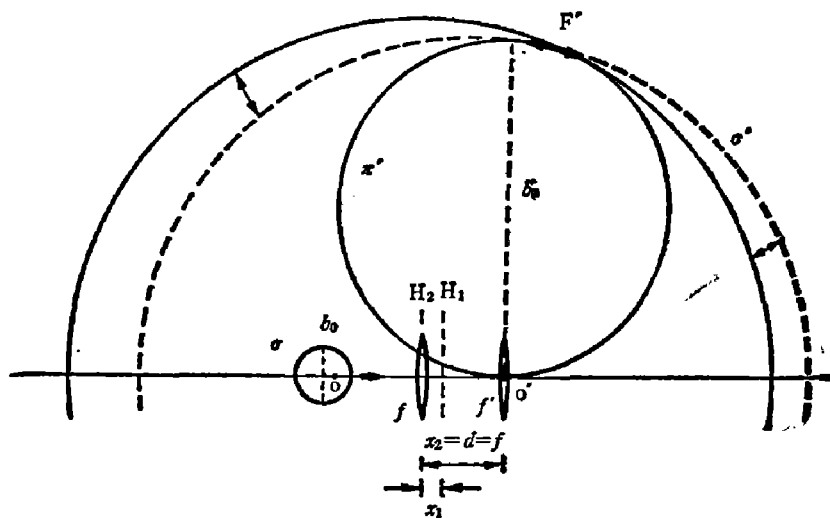


图 2 特殊两透镜组的变焦距—轴移补偿特性的图解

Fig. 2 Diagrammatic analysis for variable focal length-axial shift compensation character of the special two-lens set

透镜组的第二主平面  $H_2$  位于透镜  $f'$  的左方, 离后者的距离为

$$x_2 = \frac{f_s}{f} d = f, \quad (11)$$

即位于透镜  $f$  处. 由式(9)~(11)可见,  $f'$  不出现在  $f_s$  与  $x_2$  中, 因而  $f'$  值的改变不引起  $f_s$  值与  $H_2$  位置的变化, 只有  $H_1$  离开透镜  $f$  的距离  $x_1$  随透镜  $f'$  的光焦度的增大正比地增大. 因此, 当高斯光束通过这一透镜组变换时, 不论透镜  $f'$  的焦距值如何变化, 只要将物方高斯光束沿光轴右移  $x_1 = \frac{f^2}{f'}$ , 则在透镜组的象方即可获得与未加透镜  $f'$  和未轴移物方高斯光束时同样特性的高斯光束.

上述变焦距—轴移补偿特性可以更直观地用传播圆来描写. 正如前一节中所述的, 物方高斯光束沿光轴右移, 使  $\sigma'$  圆切着  $O'$  处的  $\pi'$  圆按逆时针方向旋转变换. 而  $O'$  处透镜  $f'$  的加入, 按照变换圆方法<sup>[10]</sup>, 也使  $\sigma'$  圆切着  $\pi'$  圆旋转变换, 但向着顺时针方向. 因而, 只要物方高斯光束的轴移满足  $x_1 = \frac{f^2}{f'}$  的关系, 就可使两相反方向的旋转变换相互抵消, 因而可使象方高斯光束恢复到原来状况.

### 3.2 特殊望远镜腔的热聚焦—轴移补偿特性

基于前面的分析, 我们设计了一种特殊望远镜腔, 使激光棒的热聚焦作用得以完全补偿. 其结构如图3所示. 由透镜  $f_1$  与  $f_2$  组成的望远镜置于平面镜  $R_1$  与  $R_2$  组成的平行平面腔内; 激光棒用一热透镜  $f'$  来表示, 它置于透镜  $f_1$  的右焦点  $O'_1$  处;  $R_1$  镜离  $O'_1$  的距离  $L'$  尽可能短;  $R_2$  镜离透镜  $f_2$  的距离  $L_2$  适当地长.

先考虑不包含热聚焦透镜的空望远镜腔, 当该腔满足稳定条件时, 应能建立起稳定的激光振荡. 这时, 高斯光束在  $R_2$  镜处的波面的  $\sigma_2$  圆实为一直线. 当高斯光束通过透镜  $f_2$  变换后, 它的象  $\sigma'_2$  圆, 根据模象理论<sup>[3]</sup>, 是一通过透镜  $f_2$  左焦点  $O_2$  的一个圆, 其直径为

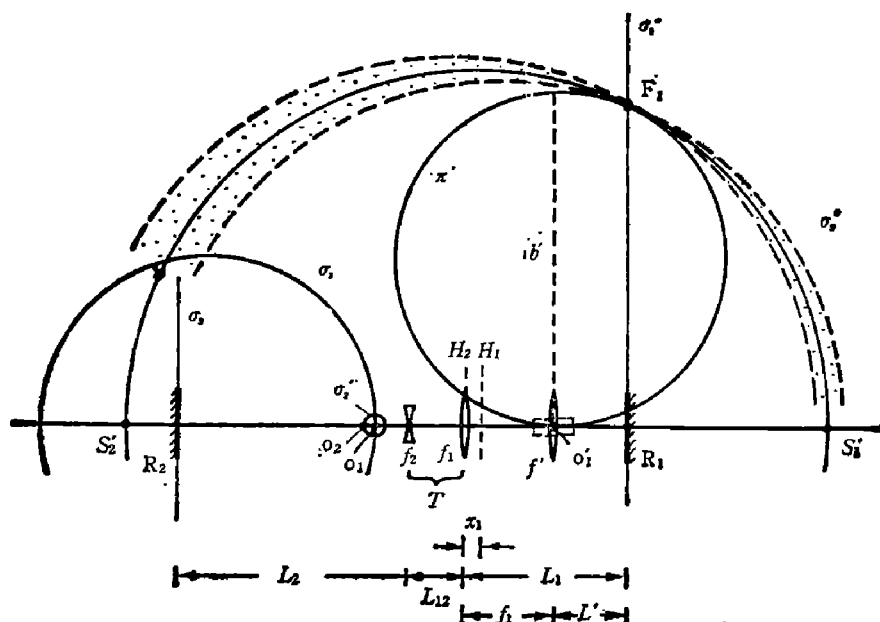


图3 特殊望远镜腔的结构示意图

Fig. 3 The structure schematic of the special telescopic resonator

$$d = \frac{f_2^2}{L_2 - f_2}. \quad (12)$$

设  $\sigma'_2$  圆与光轴相交于  $S_1$  和  $S_2$  两点, 其圆心离透镜  $f_1$  的左焦点  $O_1$  的距离为  $l$ , 则当其经透镜  $f_1$  进一步变换后, 应有一对应的象  $\sigma'_2$  圆, 它与光轴交于  $S'_1$  和  $S'_2$  点. 类似于式(3)、(4),  $S'_1$  和  $S'_2$  离透镜  $f_1$  的距离由下面的两式确定:

$$S'_1 - f_1 = \frac{f_1^2}{\frac{d_2}{2} + l}, \quad (13)$$

$$S'_2 - f_1 = \frac{f_1^2}{-\frac{d_2}{2} + l}. \quad (14)$$

这时, 在透镜  $f_1$  右焦点  $O'_1$  处的  $\pi'$  圆为一与  $\sigma'_2$  圆内切的圆. 类似于式(8), 它的直径由下式确定:

$$b' = \frac{2f_1^2}{d_2}. \quad (15)$$

若设置平面镜  $R_1$ , 使其  $\sigma_1$  圆恰好通过  $\pi'$  圆与  $\sigma'_2$  圆的相切点  $F_1$ , 则  $F_1$  点即为透镜  $f_1$  右侧高斯光束的一个侧焦点; 而且该高斯光束的束腰即落在  $R_1$  镜处, 离  $O'_1$  点的距离为  $L'$ . 该光束束腰共焦参数  $b_1$  为切点  $F_1$  至光轴距离的二倍. 于是, 类似于式(5)、(6), 应有如下的关系:

$$L' = \frac{lf_1^2}{\left(\frac{d_2}{2}\right)^2 + l^2}; \quad (16)$$

$$b_1 = \frac{d_2 f_1^2}{\left(\frac{d_2}{2}\right)^2 + l^2}. \quad (17)$$

反过来, 从  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆出发, 考虑它经透镜  $f_1$  变换, 可求得它的象  $\sigma'_1$  圆, 它是通过透镜  $f_1$  的左焦点  $O_1$  的一个圆, 其直径为

$$d_1 = \frac{f_1^2}{L'}. \quad (18)$$

将式(16)代入式(18), 可得

$$d_1 l = (d_2/2)^2 + l^2. \quad (19)$$

这一点关系表明,  $\sigma'_1$  圆恰好相交于  $\sigma'_2$  圆的中顶点  $M$  与  $M'$ . 由此可知, 透镜  $f_2$  与透镜  $f_1$  之间高斯光束的束腰共焦参数应为  $d_2$ , 其束腰应位于透镜  $f_1$  左焦点  $O_1$  左方, 离后者距离为  $l$  之处.

由式(19)还可求得

$$l = \frac{d - \sqrt{d_1^2 - d_2^2}}{2}. \quad (20)$$

由此可知, 望远镜两透镜的间距为

$$L_{12} = f_1 + f_2 + \frac{d_2}{2} + l. \quad (21)$$

当高斯光束再经透镜  $f_2$  变换, 根据模象理论<sup>[8]</sup>, 在  $R_2$  镜处的束腰共焦参数为

$$b_2 = \frac{2f_2^2}{d_2} - 2(L_2 - f_2). \quad (22)$$

由式(17)与式(22)可求得

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{f_2^2}{2f_1^2} \left[ 1 + \left( \frac{l}{d_2/2} \right)^2 \right]. \quad (23)$$

至此, 我们已获得了空望远镜腔内高斯光束的主要特征与腔结构参数之间的一组关系式.

现在进一步考虑在透镜  $f_1$  的右焦点  $O'_1$  处加入一热聚焦透镜  $f'$  后的情况. 正如前面的分析表明, 在  $O'_1$  处加入透镜  $f'$ , 使透镜  $f_1$  与  $f'$  组成的透镜组的组合焦距保持为  $f_1$ ; 透镜组的第二主平面  $H_2$  总固定于透镜  $f_1$  处; 第一主平面  $H_1$  离透镜  $f_1$  的距离  $x_1$  随  $f'$  值而变. 类似于式(10), 这里

$$x_1 = \frac{f_1^2}{f'}. \quad (24)$$

在这种情况下,  $\sigma_1$  圆的象  $\sigma'_1$  圆应沿光轴右移  $x_1$ . 为此, 只要将  $R_2$  镜与透镜  $f_2$  同时沿光轴右移  $x_1$ , 则  $\sigma_2$  圆的象  $\sigma'_2$  圆也随之右移  $x_1$ . 这样,  $\sigma'_1$  圆仍相交于  $\sigma'_2$  圆的中顶点  $M$ 、 $M'$ . 这相当于透镜  $f_1$  左侧束腰共焦参数为  $d_2$  的高斯光束向右轴移  $x_1$ . 结果, 从透镜组( $f_1$ 、 $f'$ )右端出射的高斯光束特性与前述空望远镜腔完全相同. 因此, 不论加入的热聚焦透镜的焦距值  $f'$  多大, 只要按式(24)的关系, 向右轴移平面镜  $R_2$  与透镜  $f_2$ , 则从平面镜  $R_1$  一端均可获得同样束腰共焦参数  $b_1$  的高斯光束; 同时, 在激光棒处也总保持同样的光束参数  $b'$ . 上述热聚焦—轴移补偿是在不改变其它腔结构参数, 仅改变  $L_{12}$  的情况下实现的, 因而可以同样使用式(12)~(20)与式(22)、(23)的关系, 只须将式(21)修改为

$$L_{12} = f_1 + f_2 + \frac{d_2}{2} + l - \frac{f_1^2}{f'}, \quad (25)$$

即可用来描写具有热聚焦—轴移补偿特性的特殊望远镜固体激光腔及其中的高斯光束特性.

#### 4 特殊望远镜腔的宽域热稳性

上述望远镜腔在一定光泵功率下运行时, 热透镜的焦距  $f'$  有一相应的定值. 由于它难以避免因光泵功率的波动而发生微扰变化, 因此在激光器的运行中将引起腔内激光特性的波动. 在讨论热稳腔的工作<sup>[10]</sup>中已证明, 若热透镜处的  $\pi'$  圆与  $\sigma'_2$  圆具有相切的关系, 则当热透镜的焦距发生微扰变化时,  $\sigma'_2$  圆总是切着  $\pi'$  圆, 在它们的相切点  $F_1$  附近沿  $\pi'$  圆圆周无规则地来回移动. 从图3中容易看出, 在  $F_1$  点附近区域,  $\sigma'_2$  圆的变化乃是最小的, 因而  $\sigma'_2$  圆与  $\sigma_1$  圆的相交点(它决定着  $R_1$  镜一端高斯光束的侧焦点)也是很小的变动的, 由此可知, 从  $R_1$  镜一端输出的激光的模特性具有良好的热稳性. 而当光泵功率改变较大时,  $f'$  的平均值也将有较大的变化. 但我们总可以通过轴移改变  $L_{12}$ , 使  $\sigma'_2$  圆与  $\pi'$  圆的相切点  $F_1$  落在  $\sigma_1$  圆上, 因而可以从  $R_1$  镜一端输出同样模特性与同样良好热稳性的激光.  $f'$  值的可变范围是较大的, 只要轴移调整后的  $L_{12} \geq 0$ , 即

$$f_1 + f_2 + \frac{d_2}{2} + l - \frac{f_1^2}{f'} \geq 0, \quad (26)$$

都可实现稳定的不变模特性的激光输出。

## 5 特殊望远镜腔的数值分析举例

取望远镜的  $f_1=25\text{ cm}$ ;  $f_2=-10\text{ cm}$ ;  $L_2=50\text{ cm}$ ;  $L'=10\text{ cm}$ (见图 3), 由式(12)与式(18), 分别可得  $d_2=1.67\text{ cm}$ ;  $d_1=62.50\text{ cm}$ ; 进而由式(20)与式(25)分别可得  $l=0.02\text{ cm}$ ;  $L_{12}=14.86\text{ cm}$  (这里使用了  $f'=625\text{ cm}$  的焦距值), 再有式(15)、(17)和(22)分别可得  $b'=749.85\text{ cm}$ ;  $b_1=1498.67\text{ cm}$ ;  $b_2=120\text{ cm}$ ; 进而可求得激光棒处的光斑尺寸为  $w'=\sqrt{\frac{b'\lambda}{\pi}}=1.59\text{ mm}$ ; 两端镜处束腰光斑尺寸分别为  $w_1=\sqrt{\frac{b_1\lambda}{2\pi}}=1.59\text{ mm}$ ;  $w_2=\sqrt{\frac{b_2\lambda}{2\pi}}=0.45\text{ mm}$  ( $\lambda=1.06\text{ }\mu\text{m}$ )。于是, 激光器的主要模特性已确定。若取激光棒的有效孔径  $\phi=\pi w'=5\text{ mm}$ , 可使激光器基模运行。通过适当增长  $L_2$ , 还可以增大激光棒处的基模光斑尺寸。在上述选定的腔结构中, 激光器可以在较大基模体积的情况下运行, 同时,  $R_1$  镜一端的光斑尺寸  $w_1$  也较大, 从该端输出的激光束具有较小的发散角。还须指出, 这里采用了较小放大率 ( $M=f_1/f_2=2.5$ ) 的望远镜, 是为了避免该镜易受光伤。

利用式(26)计算  $f'$  的可变范围。将上面已求得的  $d_2$  与  $l$  值代入该式可知, 只要  $f'>39.40\text{ cm}$ , 该不等式的要求均可满足。可知,  $f'$  从负值变化至  $\infty$  及至  $39.40\text{ cm}$  的宽域变化范围内均可通过调节  $L_{12}$ , 达到热聚焦—轴移补偿, 并在  $w_1$  不变的情况下热稳地运行。若用凸面镜代替平面镜  $R_1$ ,  $f'$  的可变范围还可扩大。

总之, 采用特殊望远镜腔, 固体激光器在较大基模体积保持不变情况下宽域热稳运行是可行的。

## 参 考 文 献

- 1 Sarkies P H. *Opt. Commun.*, 1979; **31** (2): 189
- 2 Hanna D C, Sawyers C G, Yuratich M A. *Opt. Commun.*, 1981; **37** (5): 359
- 3 Zhang G. *Opt. Commun.*, 1981; **36** (4): 334
- 4 Barry A J, Hanna D C, Sawyers C G. *Opt. Commun.*, 1981; **40** (1): 54
- 5 Hanna D C, Sawyers C G, Yuratich M A. *Opt. Quantum Electron.*, 1981; **13** (6): 493
- 6 张光寅. 激光与红外, 1980; **10** (11): 7
- 7 陆祖康 et al. 光学学报, 1987; **7** (10): 879
- 8 Laues P. *Appl. Optics*, 1967; **6** (4): 747
- 9 Kogelnik H. *Bell Syst. Tech. J.*, 1965; **44** (3): 455
- 10 张光寅. 激光, 1977; **4** (5): 41

## THE THERMOFOCUSING—AXIAL SHIFT COMPENSATION CHARACTER AND THE THERMO—STABILITY IN WIDE REGIME OF THE SPECIAL TELESCOPIC RESONATOR

ZHANG GUANGYIN

*(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)*

Using the proposed telescopic resonator with a special configuration and its adjusting method, the solid lasers may maintain constant spot sizes with the relatively large fundamental mode in the wide regime of variation of the focal length of the laser rod, while having good thermo-stable operation characters.

**Key words:** resonator, thermo-stability, solid lasers.