

# 若干固体激光腔的分析与评价

张 光 寅

(南开大学物理系)

## Analysis and assessment for a number of cavity configurations of solid state lasers

Zhang Guangyin

(Department of Physics, Nankai University)

By means of the transformation circle diagram, a number of universal cavity configurations for solid state lasers are analyzed and assessed from the aspects of thermal insensitivity, mode property, compactness of configuration and utilization ratio of active medium.

本文运用变换圆图解法<sup>[1]</sup>对一些常用的中小功率固体激光器的谐振腔作一概要的分析;同时从谐振腔的热稳性、模式特性、紧凑性及激活介质的利用率等方面的优劣性给出评价。

### 一、变换圆图解法

在固体激光器中,由于激光棒内热透镜效应的存在,各种固体激光腔实际上是一些包含热透镜的复杂谐振腔。为了更好地分析这些复杂谐振腔,我们引入两种变换圆,用来描写高斯光束通过透镜时的变换关系。

一是  $f$  变换圆。如图 1 所示,它是透镜焦距  $f$  的绝对值为半径所作的在透镜处与光轴相切的一个圆。 $f$  变换圆上标以右旋或左旋箭头,用来区分正负透镜两种情况。图中  $z$  轴既表示透镜光轴,又表示光波传播的方向。 $f$  变换圆可用来描写一点物经透镜的变换关系。设一点物  $s$  位于光轴上,通过透镜变换作用后,成为光轴上一点象  $s'$ ,则  $s'$  的

位置可通过作与  $f$  圆相切的半圆  $ss'$  而确定,原来它与光轴的另一交点即为所求的点象  $s'$  (见图 2)。 $ss'$  圆也标有箭头,指示从  $s$  到  $s'$  变换的方向。需要注意,在作  $ss'$  圆时,要求它和  $f$  圆的切点处两圆的箭头方向一致。这一图解关系实际上是如下的简单物象关系的一个图解表示:

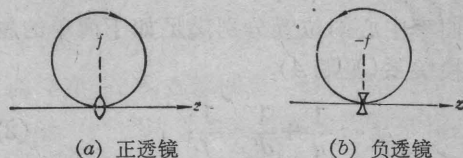


图 1  $f$  变换圆

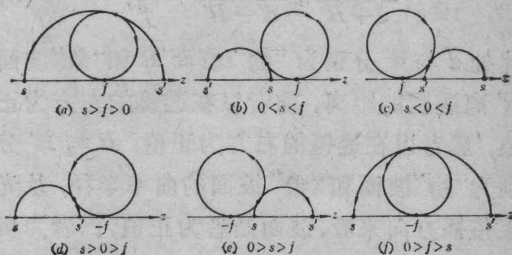


图 2 光轴上一物点通过透镜的变换

收稿日期: 1979年2月21日。

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}, \quad (1)$$

式中  $s$  和  $s'$  分别为物距和象距。

另一为  $t$  变换圆。如图 3 所示, 设光轴上有两点物  $s_1$  和  $s_2$ 。如以  $s_1s_2$  为直径作一“物”圆, 则  $t$  变换圆即为与此圆相切, 同时在透镜处与光轴相切的一个圆。利用  $t$  变换圆, 我们可以确定两点物通过透镜的一个特殊物象变换关系。不难证明, 不论透镜的焦距  $f$  为何值, 以两点物的象  $s'_1$  和  $s'_2$  为直径所作的“象”圆也必是和  $t$  圆相切的<sup>[1]</sup>。

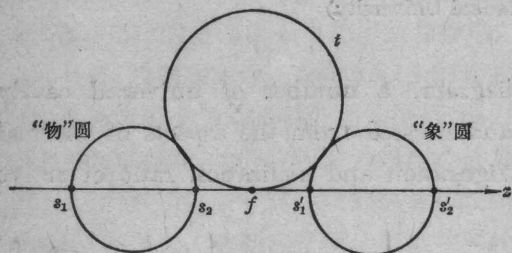


图 3  $t$  变换圆与光轴上两点物通过透镜的变换

上述变换圆图解法可方便地用来描写高斯光束通过透镜的模象变换。根据模象理论<sup>[2]</sup>, 一高斯光束, 当其通过透镜变换时, 在可以忽略衍射损耗的情况下, 对于“物”方高斯光束的任一“物”波面  $R$ , 均可以在“象”方找到与之对应的“象”波面  $R'$ , 两波面的位置及其曲率中心的位置分别满足如下简单的物象变换关系(见图 4):

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} = \frac{1}{f}; \quad (2)$$

$$\frac{1}{d+R} + \frac{1}{d'-R'} = \frac{1}{f}, \quad (3)$$

此处  $d$  与  $d'$  分别为“物”波面  $R$  和“象”波面  $R'$  离透镜的距离, 前者以在透镜的左方为正值, 后者以在透镜的右方为正值;  $R$  与  $R'$  分别为“物”波面和“象”波面的曲率半径, 从光束传播方向来看, 波面凸者为正值, 凹者为负值。由此可知, 高斯光束的任一波面的变换可以视为两点物, 一为波面位置  $d$ , 一为波面曲率中心  $O$  通过透镜的简单物象变换。因

此, 如图 5 所示, 高斯光束的“物”波面到“象”波面的变换, 既可以利用  $f$  变换圆, 通过作  $\widehat{dd'}$  圆和  $\widehat{OO'}$  圆而得以描写; 也可以利用  $f$  变换圆和  $t$  变换圆, 通过作  $\widehat{OO'}$  圆和  $\widehat{d'O'}$  圆而得以描写。

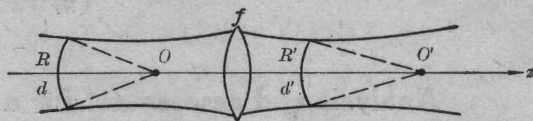


图 4 高斯光束通过透镜的模象变换

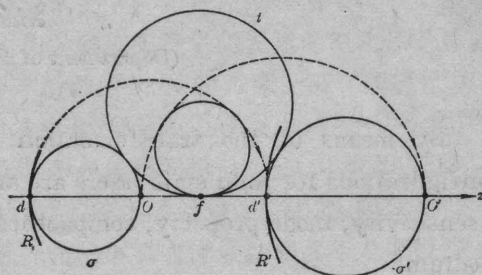


图 5 高斯光束的模象变换图解

基于上面所述, 我们还可以进一步推知高斯光束如下的一些特殊的模象变换关系:

(1) 由传播圆作图法<sup>[3]</sup>可知, 以  $dO$  为直径所作的“物”圆正是“物”波面  $R$  的  $\sigma$  圆, 而以  $d'O'$  为直径所作的“象”圆正是“象”波面  $R'$  的  $\sigma'$  圆。由此可知, 高斯光束通过透镜变换时, 其“物”波面的  $\sigma$  圆与对应的“象”波面的  $\sigma'$  圆同切于  $t$  圆(见图 5)。

(2) 若“物”波面的  $\sigma$  圆到“象”波面的  $\sigma'$  圆的变换是通过正透镜  $f$  的作用实现的, 则随  $\frac{1}{f}$  值的增大,  $\sigma'$  圆和  $t$  圆的切点是沿着  $t$  圆圆周按右旋方向移动, 最后, 当  $\frac{1}{f} \rightarrow \infty$  时, 终止于  $t$  圆和光轴的切点  $f$ (见图 6(a)); 反之若变换是通过负透镜  $f$  的作用实现的, 则随  $-\frac{1}{f}$  值的增大,  $\sigma'$  圆和  $t$  圆的切点是沿着  $t$  圆圆周按左旋的方向移动, 最后, 当  $-\frac{1}{f} \rightarrow \infty$  时, 终止于  $t$  圆和光轴的切点  $f$ (见图 6(b))。



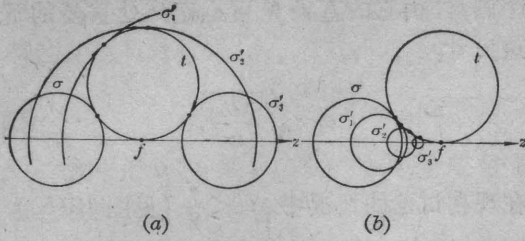


图6  $\sigma'$  圆随  $\frac{1}{f}$  值的变化

(3) 若透镜的  $f$  值在  $f_0$  附近有一扰动, 则将引起  $\sigma'$  圆的相应变动。如扰动不大, 则变动着的  $\sigma'$  圆仍有一对相对稳定点  $F$  和  $F'$ ; 而  $F$  点也即是  $\sigma'$  圆和  $t$  圆的切点。根据  $\sigma'$  圆与  $t$  圆相切的关系, 可求得  $\sigma'$  圆的稳定点  $F$  的位置为

$$x = \frac{d_1 d_2 (d_1 + d_2)}{d_1^2 + d_2^2}; \quad y = \frac{d_1 d_2 (d_2 - d_1)}{d_1^2 + d_2^2}, \quad (4)$$

此处  $d_1$  和  $d_2$  为  $\sigma'$  圆的实线圆在光轴上的截距。由此可知, 其位置仅与扰动透镜的位置有关, 而与  $f$  值及其扰动量的大小无关。

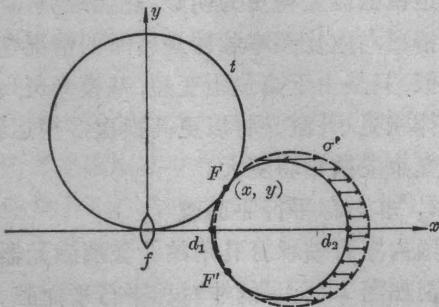


图7  $f$  值扰动下  $\sigma'$  圆的变动情况

## 二、固体激光腔的一般处理方法

各种固体激光腔, 在计及激光棒的热透镜效应时, 可简化为如图8所示的包含一热透镜的三镜腔。利用模象理论和变换圆图解法, 我们可以将三镜腔简化为一个等效两镜腔。由谐振腔理论可知, 若在这个腔内能够形成稳定的激光振荡, 那么光模在两端镜面处的波面必然是与镜面重合的。因而一旦选定了腔结构, 也就已知镜面处的波面  $R_1$  和

$R_2$ 。而由模象理论可知, 与“物”波面  $R_1$  对应的应有一“象”波面  $R'_1$ , 它就是高斯光束在该处的实际波面(见图8)。而由前节可知, 它是可以方便地利用变换圆作图法而求得的。若我们在波面  $R'_1$  处设置与它完全相重合的一镜面  $R'_1$ , 则由  $R'_1$  镜和  $R_2$  镜组成的谐振腔即为该三镜腔的一个等效两镜腔, 在其中可能形成的高斯光束与三镜腔在该区间内的高斯光束是完全一样的。这里  $R'_1$  镜称作  $R_1$  镜的等效镜。这样, 我们就将一个复杂的三镜腔问题化为一个便于处理的两镜腔问题。而我们知道, 后者可以利用传播圆作图法<sup>[3]</sup> 简便地加以处理。对于一个两镜腔来说, 如图9所示, 我们可以通过作两镜的  $\sigma$  圆, 求得该两镜腔内高斯光束的侧焦点  $F$ 、 $F'$  (即两  $\sigma$  圆的交点)。确定了侧焦点, 利用传播圆作图法即可确定等效两镜腔内的高斯光束, 进而可求出整个三镜腔内的光模特性。因而, 利用变换圆和传播圆作图法可方便地分析各种固体激光腔的光模特性。

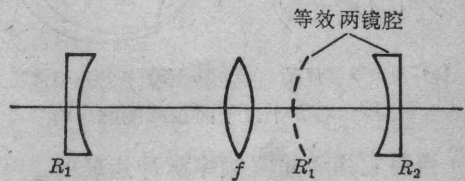


图8 三镜腔与它的等效两镜腔

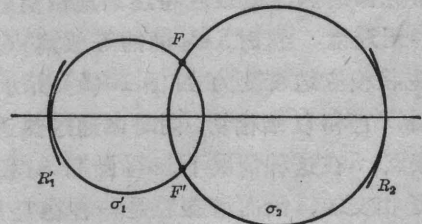


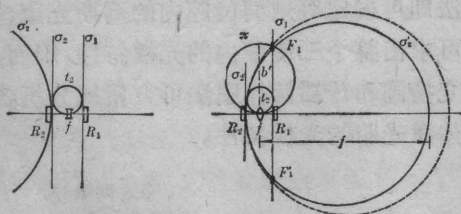
图9 两镜腔内光模的传播圆确定法

## 三、一些常用固体激光腔的图解分析

### 1. 对称平行平面腔

最常用的固体激光腔是一种简单的对称

平行平面腔(见图 10)。它的优点是简单、紧凑。但它有明显的缺点,即它的热稳性与输出的模式特性都不理想。当将它用于单脉冲运转时,在脉冲出光的瞬间,激光棒表现为负热透镜效应(在红宝石和钕玻璃激光棒中典型的焦距值分别为负 2~3 米和负几十米)。这时,  $R_2$  镜的等效镜  $R'_2$  的  $\sigma'_2$  圆可按如下作图法求得,即作  $R_2$  镜的  $\sigma_2$  圆,继作与  $\sigma_2$  圆相切的  $t_2$  圆,然后再利用  $\sigma_2$  圆、 $\sigma'_2$  圆与  $t_2$  圆的同切关系,和  $\sigma'_2$  圆必须通过透镜  $f$  的左焦点的关系(这是由  $R_2$  镜为一平面镜所决定),即可求得  $\sigma'_2$  圆。确定了  $\sigma'_2$  圆,再由它与  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆的相交特点,就可以判定谐振腔的光模特性。由图 10(a)不难看出,  $\sigma'_2$  圆和  $\sigma_1$  圆是不相交的,因而可知,这种谐振腔在作单脉冲运转时是一高损耗的非稳定腔。



(a) 负热透镜情况 (b) 正热透镜情况

图 10 对称平行平面腔的图解分析

当将它用于重复频率脉冲运转时,一般在激光器开始运转经历若干次脉冲工作后,激光棒的热透镜效应将逐渐地由负透镜转变为正透镜。这时,  $R_2$  镜的等效镜  $R'_2$  的  $\sigma'_2$  圆也将相应地转变为如图 10(b) 所示的一个圆。它和  $t_2$  圆相切,同时又通过热透镜的右焦点。在这种情况下,  $\sigma'_2$  圆和  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆是相交的,因而谐振腔是一种稳定腔。但热透镜的  $f$  值一般地具有扰动的特征,在这种情况下  $\sigma'_2$  圆将随之变动,因而  $\sigma'_2$  圆和  $\sigma_1$  圆的交点  $F_1$  和  $F'_1$  (即高斯光束的侧焦点)也将上下移动。由此可知,其对热扰动的影响还是有所响应的。现在我们来分析激光棒处基模的光斑尺寸。作激光棒处的  $\pi$  圆(它是通过侧焦点  $F_1$  切光轴于激光棒处的一

个圆),由它的直径  $b'$  可确定该处基模的光斑尺寸:

$$\omega = \sqrt{\frac{\lambda b'}{\pi}} \quad (5)$$

在现在讨论的情况中,  $b' < \frac{f}{2}$  (见图 10(b)),如取  $\lambda = 1.06\mu$ ,  $f = 6$  米(在钕玻璃激光棒中热焦距的典型值为 3~6 米),则  $\omega < 1$  毫米。由此可知,激光棒处基模光能集中在直径为  $3\omega < 3$  毫米的范围内,比通常的钕玻璃棒的直径 6~10 毫米要小得多,因而在这种激光器中通常是多模运转。多模激光器中,由于不同模式间的竞争,将引起激光输出的新的不稳定性,出现输出光强的尖峰脉动。为了获得基模运转,必须在腔内插入直径小于 3 毫米的合适的小孔光阑,以抑制高次模的振荡。但这将大大地减小对激活介质的利用率,激光输出功率也将成倍地下降。

当这种谐振腔用于连续运转时,激光棒的热透镜效应变得更为明显,热焦距更短。这里的情况与重复频率脉冲运转时的情况基本上相似,只是由于热焦距变短,基模光斑尺寸和模体积更小,激光将以更高模次多模运转,同时光束发散角将更大。

## 2. 非对称平行平面腔

国内宝石轴承打孔用的钕玻璃激光器通常采用如图 11 所示的非对称平行平面腔。这种谐振腔是前一种腔的改型,即  $R_2$  镜保持不动,使  $R_1$  镜适当地远离激光棒,两镜的间距约为 0.8~1 米,因此,谐振腔变得不紧凑。这种激光器通常以每秒 1~2 次的重复频率脉冲运转。在激光器开始运转时,激光棒的热透镜效应也经历从负透镜到正透镜的变化。在最初激光棒为负热透镜的情况下,与对称平行平面腔类似,谐振腔是一种非稳定腔,激光出光情况很不佳。当其转变为正热透镜后(约发生在近十个光脉冲之后),激光器进入正常运转,这时谐振腔是一稳定腔。在图 11 中示出正常运转后这种谐振腔的图解分析。



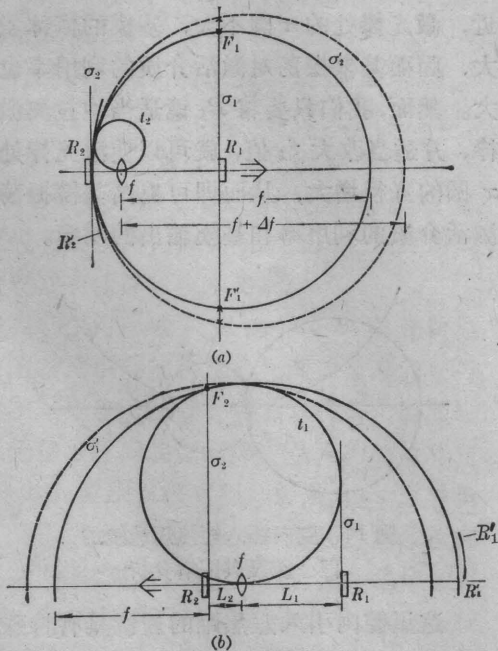
这里我们分别两种情况予以讨论。在图 11(a) 的情况中, 我们分析  $R_2'$  镜和  $R_1$  镜组成的等效两镜腔。由图中不难看出, 不论  $R_1$  镜位于何处, 由于  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆与  $R_2'$  镜的  $\sigma_2'$  圆的交点  $F_1$  和  $F_1'$  是随热透镜焦距  $f$  的扰动而上下变动的, 这就决定了从  $R_1$  镜一端输出激光的热稳性是不佳的。但如图 11(b) 所示, 如以  $R_2$  镜作为输出镜, 则在同样的热扰动下,  $F_2$  的变动要小得多。因而从  $R_2$  镜一端输出的激光的热稳性也就要好得多。特别是谐振腔的两腔臂长  $L_1$  和  $L_2$  满足如下关系时,  $\sigma_2$  圆和  $\sigma_1'$  圆的交点  $F_2$  稳定不动:

$$\frac{fL_1(2L_1-f)}{(f-L_1)^2+L_1^2}=L_2 \quad (6)$$

这时, 可望从  $R_2$  镜一端获得稳定的激光输出。在  $L_2 \approx 0$  的情况下, (6) 式可简化为

$$L_1 \approx \frac{f}{2} \quad (7)$$

在这种腔结构中虽然热稳性好, 但激光棒处  $\pi$  圆的直径  $b' \approx f$ , 在  $f$  值不大的情况下, 基模光斑尺寸较小, 容易多模运转。若  $f$  值较大, 基模光斑尺寸也较大, 易于实现基模运



(a) 等效两镜腔 ( $R_2', R_1$ ) (b) 等效两镜腔 ( $R_2', R_1$ )

图 11 非对称平行平面腔的图解分析

转, 但腔结构的紧凑性就要相应地变坏。总之, 在这种腔结构中, 基模运转和腔结构紧凑性, 两者的要求是互相矛盾的, 难以同时顾及。

### 3. 腔内包含一固定透镜的平行平面腔

国内通用的红宝石激光器通常是将激光棒的一端加工成一凸球面。这一方面是为了修正红宝石棒固有的负透镜作用 (由于晶体中铬离子分布的径向不均匀性所引起)。经验表明, 将红宝石棒一端的凸球面修过头一些, 使修磨后的激光棒具有正透镜的作用。这样, 有利于增大激光的输出功率; 同时, 通过适当调整光泵的输出功率, 可使激光器获得基模辐射输出, 打孔效果较好。

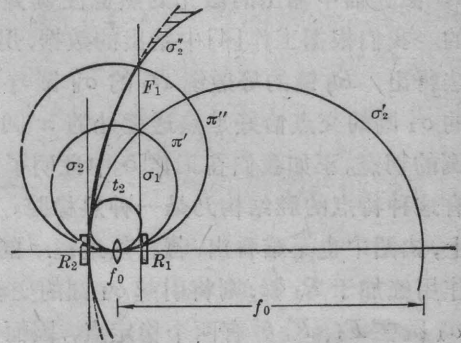


图 12 腔内包含一固定透镜的平行平面腔的图解分析

下面我们来分析这种腔结构的特点。这是腔内包含一正透镜  $f_0$  的平行平面腔, 如图 12 所示, 在激光棒的固定透镜  $f_0$  的作用下,  $R_2$  镜的等效镜  $R_2'$  可用  $\sigma_2'$  圆描写。红宝石激光器通常是单脉冲运转的, 在脉冲出光瞬间, 激光棒表现为负热透镜效应。红宝石棒的热透镜效应较大, 其热焦距  $f'$  的典型值为负 2~3 米。加上热透镜  $f'$  的作用,  $R_2$  镜的等效镜  $R_2'$  应用图中所示的  $\sigma_2''$  圆描写。由  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆和  $\sigma_2''$  圆的相交特点可确定腔内光模的特性。图中所示的相当于  $f_0 < f'$  的情况。在这种情况下,  $\sigma_2''$  圆与  $\sigma_1$  圆是相交的。由此可知, 这种腔是稳定腔。但这种腔并非热稳腔, 这是因为, 在热透镜  $f'$  的扰动下,

$\sigma_2'$  随之变动, 这就引起  $\sigma_1$  圆和  $\sigma_2'$  圆的交点  $F_1$  的上下移动, 因而模式特性不稳定。这里, 激光棒的负热透镜  $f'$  的作用起补偿固定透镜  $f_0$  的作用, 其结果是使激光棒处  $\pi$  圆增大, 从而使激光棒处基模光斑尺寸也相应地扩大。同时, 红宝石棒的负热透镜的焦距  $f'$  随光泵的输出功率而变, 因而通过调节光泵功率, 可调整热透镜的焦距  $f'$ , 使激光器有可能在激光棒的自孔径选模条件下实现基模运转。

#### 4. 凹凸腔

在工作[4]中曾利用解析的方法求得了谐振腔的热稳条件, 找到一种凹凸腔型的热稳腔(见图13)。实验表明, 从这种腔结构的YAG激光器中输出的激光的热稳性确是很好的。我们根据工作[4]中给出的数据, 用图解法得出,  $R_2$  镜的等效镜  $R_2'$  的  $\sigma_2'$  圆与  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆的交点恰好是热透镜处的  $\pi$  圆和  $\sigma_1$  圆的切点。正如我们在工作[5]中证明了的, 具有这种特点的腔结构乃是一种热稳腔。事实上, 由图中也不难看出, 若将热透镜  $f$  的热扰作用施加于  $R_1$  镜, 则将引起  $\sigma_1$  圆的变动。但  $\sigma_1$  圆在  $F_1$ 、 $F_1'$  处有两个稳定点, 因而  $\sigma_2'$  圆和  $\sigma_1$  圆有两个稳定的交点。这样, 从  $R_2$  镜一端输出的激光将不因热透镜的扰动而变化。

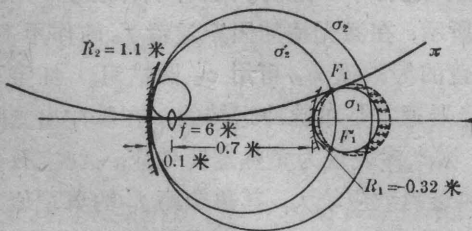


图13 凹凸腔及其图解分析

此外, 在这种腔结构中, 由于  $\sigma_1$  圆离热透镜  $f$  较远, 热透镜处  $\pi$  圆的直径较大, 因而激光棒处基模光斑尺寸也较大。利用图中所示的几何关系, 可求得热透镜处  $\pi$  圆的直径  $b' = 4.4$  米。再由(5)式, 可得热透镜处基模

光斑尺寸  $\omega = 1.23$  毫米。因此, 若激光棒的有效直径约为 4 毫米, 则便可获得基模振荡。然而, 工作[4]中给出的腔结构的紧凑性是不理想的。但它是可以改善的: 若  $R_1$  镜取较小曲率半径, 并使它适当移近激光棒, 同时相应地改用较小曲率半径的  $R_2$  镜, 并使  $\sigma_1$  圆仍和  $\pi$  圆保持相切的关系, 这样就可使这种基模热稳腔做得更为紧凑。

#### 5. 腔内插入短焦距透镜的凹凸腔

在工作[6]中报导了一种腔内插入短焦距透镜的凹凸腔。图14中给出它的图解分析。它是按工作[6]中图2(e)的腔结构及表1中的实验1的数据作出的。在这种腔结构中,  $R_1$  镜的  $\sigma_1$  圆也是与热透镜处的  $\pi$  圆相切的, 而  $R_2$  镜的等效镜的  $\sigma_2'$  圆(由热透镜和插入透镜  $f_1$  对  $\sigma_2$  圆的变换作用而得)又是通过这个相切点  $F_1$ , 因而这种腔结构也是一种热稳腔。实验表明<sup>[6]</sup>, 从这种腔输出的激光的热稳性是良好的(稳定性好于5%); 但基模振荡的功率则不够理想, 约只有多模振荡时的  $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}$ 。原因不难明白, 这是由于  $R_1$  镜离激光棒太近, 激光棒处的  $\pi$  圆不大, 基模的模式体积不大, 因而基模振荡对激活介质的利用率也不大。然而, 我们只要将  $R_1$  镜适当地拉离激光棒, 并适当改大  $f_1$  值, 就可以使激光棒处的  $\pi$  圆的直径增大, 从而即可提高基模振荡对激活介质的利用率和基模输出的功率。

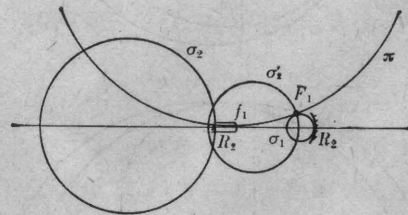


图14 腔内插入短焦距透镜的凹凸腔及其图解分析

这里腔内引入短焦距的透镜具有特殊作用。这时腔内的高斯光束的变换将主要由短焦距透镜所决定<sup>[5]</sup>, 热透镜的效应相对地减



弱。显然,这种热稳腔具有更好的适应性,只需稍作调整就可以适应不同热透镜效应情况下工作。

### 6. 近半共心倍频腔

在工作[7]中报导了一种内腔倍频用的近半共心腔,如图15所示。这里 $R_2$ 镜的 $\sigma_2$ 圆在热透镜 $f$ 的作用下变换为 $\sigma'_2$ 圆。由 $\sigma'_2$ 圆和 $R_1$ 镜的 $\sigma_1$ 圆的交点 $F_1$ 和 $F'_1$ 所确定的侧焦距决定 $R_1$ 镜处基模的小束腰。倍频晶体置于该小束腰的附近。然而,由图可连带见,热透镜的扰动所引起的 $\sigma'_1$ 圆的变动,将引起侧焦距 $F_1F'_1$ 的较大变化,致使 $R_1$ 镜处的小束腰明显地变化。因而,这种腔结构中光模的热稳性是很差的。实验结果[7]也正表明,从这种腔中输出的倍频激光功率的起伏高达平均功率的1~2倍。近半共心腔,由于其腔内具有光模小束腰的特点,曾被较早地用作倍频腔[8],但从热稳性的要求考虑,显然它是极不合适的。

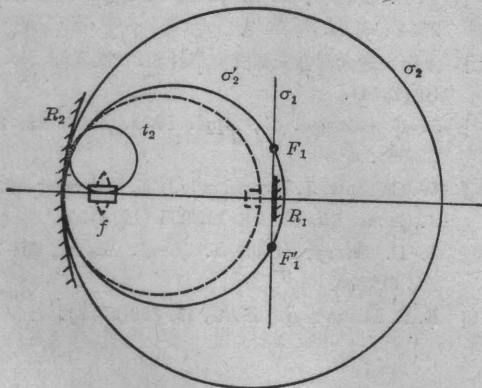


图15 近半共心腔及其图解分析

### 7. 腔内插入短焦距透镜的平凹腔

在工作[9,10]中报导了一种腔内插入短焦距透镜的平凹腔,如图16所示。这种腔结构也是一种热稳腔。这里热透镜处的 $\pi$ 圆与 $R_1$ 镜的 $\sigma_1$ 圆相切。但这种热稳腔的稳定输出端是在 $R_2$ 镜一端[5],而在工作[9,10]中是将它用作倍频腔,倍频晶体置于腔内 $R_1$ 镜附近的小束腰处,倍频激光从 $R_1$ 镜一端输出,由于激光棒与 $R_1$ 镜间的光模特性并不是最为稳

定,因而从这种倍频腔中不能获得最为稳定的倍频输出。尽管如此,但实际的倍频激光输出的稳定性并不坏,这主要是与大 $\sigma$ 圆和小 $\sigma_1$ 圆相切这一特点有关。在这种情况下,由热扰引起的 $\sigma'_2$ 圆的变化,主要是引起 $R_1$ 镜附近的小束腰位置的轻微移动,而束腰参数 $b'_1$ 几乎不变,因而还可望从 $R_1$ 镜一端获得次稳的倍频激光输出。

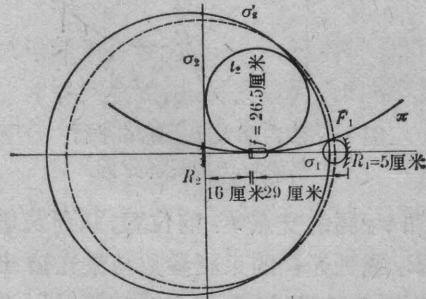


图16 腔内插入短焦距透镜的平凹腔及其图解分析  
(图中数据取自工作[9])

### 8. 腔内插入望远镜的平行平面腔

在工作[11]中提出一种腔内插入望远镜的平行平面腔结构,如图17所示。插入腔内的望远镜的两镜的间距是可调的,这样可根据激光器的不同运转条件,通过改变望远镜的组合焦距,使激光棒中的热透镜效应得到最佳的补偿。正如图中所示, $R_1$ 镜的 $\sigma_1$ 圆通过透镜 $f_1$ 的作用变换为 $\sigma'_1$ 圆( $\sigma'_1$ 圆通过透镜 $f_1$ 的右焦点 $O_1$ ); $\sigma'_1$ 圆再通过透镜 $f_2$ 的作用变换为 $\sigma''_1$ 圆;最后由 $\sigma''_1$ 圆和 $R_2$ 镜的 $\sigma_2$ 圆的相交特点,可决定输出镜 $R_2$ 一端的光模特性。如图所示,当透镜 $f_1$ 的左焦点 $O_1$ 位于透镜 $f_2$ 的左焦点 $O_2$ 右边,并邻近 $O_2$ 时, $\sigma''_1$ 圆是与 $\sigma_2$ 圆相交的。这表明,这时的谐振腔是一稳定腔。当调整透镜 $f_1$ 的位置,使 $O_1$ 逐渐接近 $O_2$ , $\sigma''_1$ 圆则逐渐变大( $\sigma''_1$ 圆与光轴的右交点位置基本不变),最后展成一直线,不再与 $\sigma_2$ 圆相交;当透镜 $f_1$ 的位置反向移动时, $\sigma''_1$ 圆则逐渐缩小,终于也不再与 $\sigma_2$ 圆相交。因此,调整透镜 $f_1$ 的位置灵敏地影响

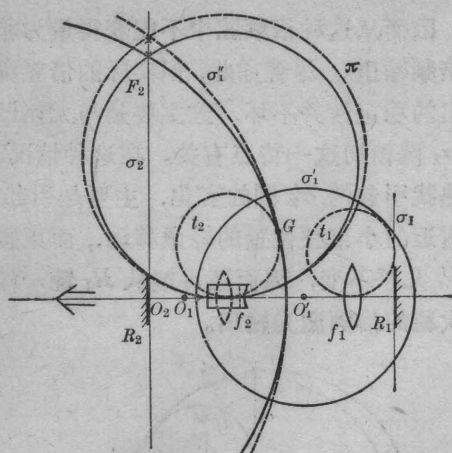


图 17 腔内插入望远镜的平行平面腔及其图解分析

$\sigma_1'$  圆和  $\sigma_2$  圆的交点  $F_2$  的位置, 从而灵敏地影响  $R_2$  镜处光模的束腰参数与激光输出特性。选择透镜  $f_1$  与  $f_2$  的合适间距  $d$  ( $d$  稍大于  $f_1+f_2$ ), 可望实现自孔径选模条件下的基模运转。这时光束的发散角最低, 同时由于基模对激活介质的充分利用, 输出功率也应是最大的。上述分析可以很好解释工作[11]的全部实验结果。然而应当指出, 这种腔结构的热稳性并不理想。正如图中所示, 在激光棒的热扰作用下,  $\sigma_1'$  圆的稳定点位于  $\sigma_1'$  圆和  $t_2$  圆的相切点  $G$  附近,  $\sigma_1'$  圆的其它部分都要发生变动, 因而, 它和  $\sigma_2$  圆的交点  $F_2$  要上下移动, 这就影响激光输出的模式和功率特性的热稳性。

#### 四、结 语

从上节的分析表明, 腔内插入短焦距透镜的凹凸腔(图 14)或平凹腔(图 16) 都是较为理想的, 在适当选择腔结构参数的情况下, 它们能同时满足热稳性、基模运转、紧凑性及激活介质的高利用率等要求。其次, 图 13 所示的凹凸腔也是较好的。图 17 所示的腔内插入可调望远镜的平行平面腔, 便于实现不同运转条件下的基模运转, 有它独到之处。

#### 参 考 文 献

- [1] 张光寅,《物理学报》, **27**, 413(1978).
- [2] H. Kogelnik; *BSTJ*, **44**, 455 (1965).
- [3] G. A. Deochamps, P. E. Mast; in "Proceedings of the Symposium on the Quasi-Optics", p. 379, Polytechnic Press, New York (1964).
- [4] J. Steffen, J. P. Dörtscher, G. Herziger; *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-8**, 239 (1972).
- [5] 张光寅,《激光》, No. 5, 41 (1977).
- [6] R. B. Chesler, D. Maydan; *J. Appl. Phys.*, **43**, 2254 (1972).
- [7] 上海交通大学激光研究室器件组,《激光》, No. 1, 10 (1974).
- [8] J. E. Geusic et al., *Appl. Phys. Lett.*, **12**, 306 (1968).
- [9] W. Culshaw, J. Kannelaud, J. E. Peterson; *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-10**, 253 (1974).
- [10] J. D. Barry; *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-12**, 254 (1976).
- [11] Б. Б. Бойко и др.; *ЖПС*, **19**, 808(1973).