

多热扰情况下的基模热稳腔

张 光 寅

(南开大学物理系)

1980年3月17日收到

提 要

利用变换圆图解法获得了腔内存在有多热扰中心情况下的基模热稳腔的一般解。在这种腔内,各热扰中心处的 π 圆相继相切;其中的 π_1 圆与腔的 R_1 镜的 σ_1 圆相切;而由 π 圆决定的基模光斑尺寸满足自孔径选基模的要求。同时,根据这个解,确定了这种腔,特别是倍频腔的简单设计方法与计算公式。

在内腔倍频、调 Q 、锁模、倒腔与多棒串接等固体激光器中,以及其它复杂激光器中,谐振腔内均包含有两个或两个以上的,由于热作用引起的热透镜。这些热透镜的等效焦距都具有无规起伏的特点,而且各自独立无关。它们成为腔内的一些热扰中心。存在于腔内的这种多热扰中心,如处理不当,无疑地会引起输出激光的模式特性与功率特性的严重不稳定性。关于腔内包含有单一热扰中心情况下激光输出的稳定性问题,已有不少工作进行过研究^[1-7]。这些研究表明,单热扰情况下的基模热稳腔是存在的,它对于改善激光器输出的稳定性具有良好的作用。在腔内存在有多热扰中心的情况下,是否仍存在有基模热稳腔的一般解,使能从这种腔中获得相对稳定的基模辐射输出?这是光学谐振腔研究中极需解决的一个实际问题与理论问题。

在我们的工作^[8]中,曾运用变换圆的图解法,以简明的图解形式,求得了单热扰情况下的基模热稳腔的一般解。本文运用同样的图解法,首先求出了双热扰情况下的基模热稳腔的一般解,并以内腔倍频固体激光腔为例,阐明了它的简易图解设计方法。进而将这一讨论推广到更一般的情况,获得了多热扰情况下的基模热稳腔的一般解。

一、双热扰情况下的基模热稳腔的一般解

如图1所示,设腔内包含有两个热扰透镜 f_1 和 f_2 。在这样的腔内,光模的特性需要用九个参数($R_1, R_2, L_1, L_{12}, L_2, f_1, \Delta f_1, f_2, \Delta f_2$)来描写。若要求基模辐射输出,则还要受到激活介质的有效孔径 ϕ 的制约。如何合理地选择这些多元参数,使其满足基模热稳腔的要求,按一般的矩阵变换的计算方法^[9]是甚难处理的。运用变换圆图解法,可容易地解决这一问题。

如图2所示,若谐振腔内能够实现稳定的激光振荡,则在反射镜 R_1 处的波面必是与 R_1 镜重合的,而且该波面的特性可用一 σ_1 圆(σ 圆和下面将要用到的 π 圆均为传播圆^[6])来描写。 R_1 镜处的 σ_1 圆,经热透镜 f_1 变换后,按模象变换关系^[9],可得它的“象” σ'_1 圆。根

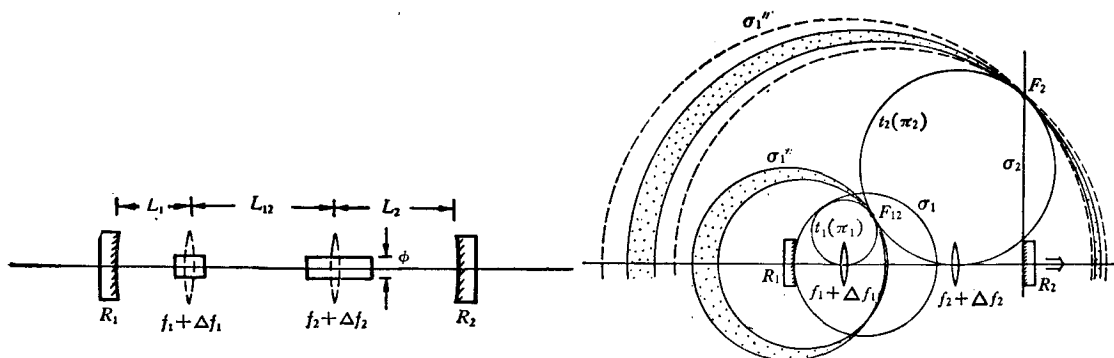


图1 双热扰腔与有关腔结构参数

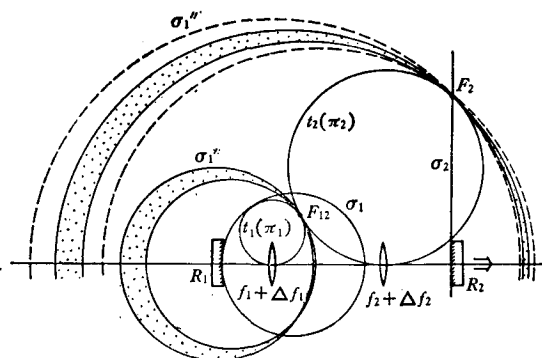


图2 双热扰情况下的基模热稳腔的图解

据变换圆图解法^[4]可知, σ'_1 圆与 σ_1 圆必同切于 f_1 处的 t_1 变换圆。由于 f_1 具有热扰的特点, 因而 σ'_1 圆也应是随时间变动的, 但它总保持与 t_1 变换圆相切的关系, 其切点在 F_{12} 点附近沿 t_1 圆圆周左右摆动。 F_{12} 点在 t_1 圆上的位置由 σ_1 圆与 f_1 值而定。由图 2 不难看出, 这个变动着的 σ'_1 圆在 F_{12} 点附近存在着它的相对不变区。

进而考虑 σ'_1 圆经透镜 f_2 的变换。若热透镜 f_2 的位置是这样选择的, 即使它的变换圆 t_2 恰好与 t_1 变换圆外切于 F_{12} 点。这时, 与 t_1 圆相切的 σ'_1 圆也必切 t_2 圆于 F_{12} 点附近。如此, 这个变动着的 σ'_1 圆, 再经热透镜 f_2 变换后得到的“象” σ'_1 圆也应与 t_2 圆相切。设切于图 2 中所示的 F_2 点(这个 F_2 点的位置与 f_2 值的大小及 σ'_1 圆的情况有关)。即使在 f_2 为定值时, 由于 f_1 的热扰作用, σ'_1 圆也应是随时间变动的。但变动着的 σ'_1 圆总保持与 t_2 圆相切的关系, 其切点在 F_2 点附近沿 t_2 圆的圆周摆动。这时, σ'_1 圆的变动情况限制在图中的阴影区的范围内, 并在 F_2 点附近有一相对不变区。如进一步考虑热透镜 f_2 的热扰作用, 则它仅仅是使 σ'_1 圆与 t_2 圆的切点在 F_{12} 点附近沿 t_2 圆的圆周有较大幅度的摆动而已; 同时 σ'_1 圆的变动范围相应地扩大, 如 σ'_1 圆的虚线圆所示。尽管如此, 然而在 F_2 点附近仍然有 σ'_1 圆的相对不变区。最后, 我们选择谐振腔的另一反射镜 R_1 的位置, 使其 σ_2 圆恰好通过 F_2 点, 则这个 F_2 点即为腔内可能振荡的激光束在 R_2 镜一端的一个侧焦点。显然, 这个侧焦点是不因 f_1 和 f_2 的热扰作用而明显地变动的。这就决定了从 R_2 镜一端可望获得模式特性稳定的激光输出。

若谐振腔的结构偏离上述要求, 如图 3 所示, 热透镜 f_2 的 t_2 变换圆不与 t_1 圆相切。这时, f_2 镜的 t_2 变换圆也将随 f_1 的热扰作用而变。再加上 f_2 本身的热扰作用, 最终导致 σ'_1 圆有如图 3 中所示的那样的较大变动, 特别是不再存在有如图 2 中所示的那样的相对不变区。在这种情况下, 不论 R_2 镜如何选择与如何设置, 在 R_2 镜一端均不可能获得稳定束参数的高斯光束。这就表明, 在非热稳腔中, 双热扰中心对激光输出的稳定性有明显的不良影响。谐振腔结构与图 2 所示的要求偏离愈大, 这种不良影响也就愈明显。

现在进一步考察图 2 所示的这种谐振腔结构的特点。由图 2 中可以看出, t_2 圆是通过侧焦点 F_2 的, 因而这个 t_2 圆也即为 f_2 镜处的 π_2 圆。 π_2 圆与 σ'_1 圆的相切点 F_{12} 也应为腔内高斯光束的另一个侧焦点。因而可知, 通过 F_{12} 点的 t_1 圆也即为热透镜 f_1 处的 π_1 圆。而由前面的分析已知, t_2 圆是与 t_1 圆相切的; 而 R_1 镜的 σ_1 圆则又是和 t_1 圆相切的。因此

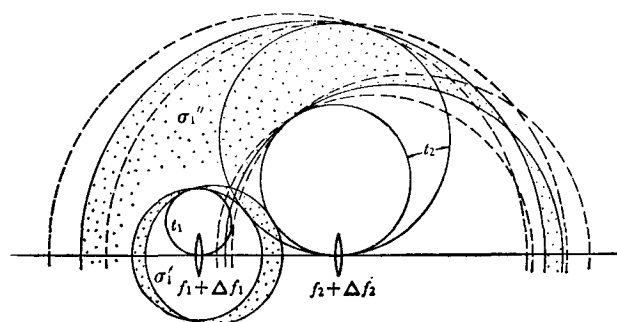


图3 双热扰情况下的非热稳腔的图解

不难明白,图2所示的腔结构具有一个重要的特征,即腔内双热扰中心处的 π_1 圆和 π_2 圆相切;而谐振腔的两反射镜之一的 R_1 镜的 σ_1 圆则又是与 π_1 圆相切。由于 σ_1 圆的“象” σ_1' 圆与 π_1 圆(即 π_1 圆)相切,同时必通过 F_{12} 点,因而上述特征还可用另一等价的说法描写,即 σ_1 圆的“象” σ_1' 圆与 f_1 处的 π_1 圆和 f_2 处的 π_2 圆三者同切于一点。

由腔结构的上述特征,还可以导出它的另一重要特征。正如前面的分析已经得出,在这种腔结构中,侧焦点 F_2 在 f_1 和 f_2 的热扰作用下是相对稳定不动的;而 f_2 处的 π_2 圆又是通过这个侧焦点的,这就决定了 π_2 圆不受 f_1 和 f_2 的热扰作用的明显影响。 f_1 和 f_2 间的另一个侧焦点 F_{12} 虽受 f_1 和 f_2 的热扰影响,但它在这种热扰作用下,只能是沿 π_2 圆的圆周,在 F_{12} 点附近摆动。 f_1 处的 π_1 圆必须是通过侧焦点 F_{12} 的,而 π_1 圆和 π_2 圆又是(近似)相切的,因此 π_1 圆也应是相对稳定不变的。 f_1 处的 π_1 圆和 f_2 处的 π_2 圆在 f_1 和 f_2 的热扰作用下均相对稳定不变,这对于保证激光器振荡功率的稳定性是十分必要的。因为在 f_1 和 f_2 处放置的是腔内的激活元件或功能元件,只有其中的模体积相对稳定不变,才能保证基频光或倍频光的稳定振荡功率。而 π_1 圆和 π_2 圆相对稳定不变,恰好保证了这一点。

为使激光器最终实现稳定的有效的基模辐射输出,有必要采取自孔径选基模的设计考虑,以抑制模竞争可能引起的激光输出的脉动现象。为此,只须在图2所示的腔结构中,按预定的要求,预先选好这两个相切的 π 圆的直径,使由它们决定的 f_1 和 f_2 处的基模光斑尺寸,满足自孔径选基模的匹配关系,这就可以达到我们的目的。

由上分析可知,在腔内存在有双热扰中心的情况下,激光器的基模热稳运转仍然是可能的。这要求谐振腔只须满足一个简单的关系,即腔内双热扰中心处的 π_1 圆和 π_2 圆相切;谐振腔的两反射镜之一的 R_1 镜的 σ_1 圆又与 π_1 圆相切;而双热扰中心处的 π_1 圆和 π_2 圆的直径所决定的各热扰中心处的基模光斑尺寸又满足自孔径选基模的匹配要求。这就是我们所要寻求的双热扰情况下的基模热稳腔的一般解。

二、基模热稳内腔倍频固体激光腔的图解设计方法和它的实验例证

利用前节的图解分析结果,不难拟定出内腔倍频固体激光器的基模热稳腔的最佳化设计方案和它的设计程序。在内腔倍频固体激光器中,除了腔内激光棒受光泵的作用形

成熟透镜外, 腔内倍频晶体也因吸收通过它的部分基频光而形成另一热透镜^[7]. 特别是由于倍频晶体通常置于腔内小束腰附近, 在其局部通光区域内, 受高能密度的基频光的聚焦作用, 热透镜效应是明显的. 由于这两个热透镜各自由不同原因引起, 它们的等效热焦距将各自独立地作无规的起伏变化. 因此, 内腔倍频固体激光腔是一典型的包含有双热扰中心的激光腔.

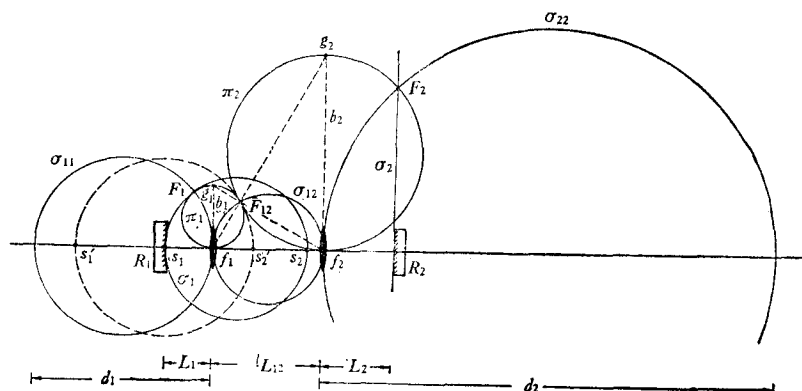


图 4 双热扰情况下基模热稳腔的传播圆的圆图关系

为了保证这种倍频激光器中基频光和倍频光的稳定有效基模振荡, 谐振腔采用图 2 所示的基模热稳腔的结构形式乃是必要的. 为了更好地阐明这种腔结构的设计方法, 我们按图 2 着重画出它的特征传播圆的圆图关系, 并示于图 4 中. 这里 f_2 表示激光棒的热透镜; f_1 表示倍频晶体的热透镜. f_2 处选用较大的 π_2 圆是为了更好地适合自孔径选基模的要求; f_2 处选用较小的 π_1 圆是为了更好地符合倍频晶体应位于小束斑处的要求. 由于这种腔结构中的 π_1 圆、 π_2 圆和 σ_1' 圆三者同切于一点这一十分简单的几何关系, 使得这种腔的设计变得十分简单. 其设计程序如下:

1. 首先按自孔径选基模的要求, 由已给的激光棒直径 ϕ , 按如下两式算出 π_2 圆的直径 b_2 :

$$\phi = 2 \sqrt{\pi} \omega_2, \quad (1)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{\lambda b_2}{\pi}}, \quad (2)$$

此处 ω_2 为 f_2 处的基模光斑尺寸.

2. 根据预先要求的倍频晶体处基模光斑尺寸 ω_1 , 按下式确定 π_1 圆的直径 b_1 :

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{\lambda b_1}{\pi}}. \quad (3)$$

3. 根据 π_1 圆和 π_2 圆相切于 F_{12} 点, 而它们又分别切光轴于 f_1 和 f_2 处的几何关系, 容易证明

$$\Delta g_1 f_1 F_{12} \sim \Delta g_2 f_2 F_{12}, \quad (4)$$

此处 $g_1 f_1 = b_1$, $g_2 f_2 = b_2$ 分别为 π_1 圆和 π_2 圆的与光轴垂直的直径. 由此不难导出 f_1 和 f_2

的距离为

$$\overline{f_1 f_2} = \sqrt{b_1 b_2}. \quad (5)$$

4. 根据 σ'_1 圆与 π_1 圆及 π_2 圆相切于 F_{12} 的几何关系, 不难导出 σ'_1 圆与光轴的相交点 s'_1 和 s'_2 的位置

$$\overline{f_1 s'_1} = \frac{b_1 \sqrt{b_1 b_2}}{\sqrt{b_1 b_2} - b_1}, \quad (6)$$

$$\overline{f_1 s'_2} = \frac{b_1 \sqrt{b_1 b_2}}{\sqrt{b_1 b_2} + b_1}. \quad (7)$$

由上面两式可以确定 σ'_1 圆的 s'_1 和 s'_2 离 f_1 的距离.

5. 若 f_1 的热透镜焦距是预先测定了的, 则利用已经测定了的 σ'_1 圆的 s'_1 和 s'_2 相对于 f_1 的位置, 由模象变换关系

$$-\frac{1}{\overline{f_1 s'_1}} + \frac{1}{\overline{f_1 s_1}} = \frac{1}{f_1}, \quad \frac{1}{\overline{f_1 s'_2}} - \frac{1}{\overline{f_1 s_2}} = \frac{1}{f_1},$$

即可确定 σ_1 圆与光轴的交点 s_1 与 s_2 离 f_1 的距离 $\overline{f_1 s_1}$ 与 $\overline{f_1 s_2}$, 进而确定 R_1 镜离 f_1 的距离

$$L_1 = \overline{f_1 s_1} = \frac{f_1 b_1 \sqrt{b_1 b_2}}{f_1 \sqrt{b_1 b_2} + b_1 (\sqrt{b_1 b_2} - f_1)} \quad (8)$$

与 R_1 镜的曲率半径

$$R_1 = \overline{f_1 s_1} + \overline{f_1 s_2} = \frac{2b_1 b_2 f_1^2}{f_1^2 b_2 - b_1 (\sqrt{b_1 b_2} - f_1)^2}. \quad (9)$$

L_1 与 R_1 还可由另一方法求得. 由于 π_1 圆与 π_2 圆相切, 则必有一 σ_{12} 圆通过 F_{12} 与 f_1, f_2 (见图 4). σ_{11} 圆为 σ_{12} 圆通过 f_1 变换后的“象”圆. 因此, σ_{11} 圆的直径 d_1 由如下关系决定:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{\sqrt{b_1 b_2}} = \frac{1}{f_1}. \quad (10)$$

其次, 由于 σ_{11} 圆必通过侧焦点 F_1 , 即 σ_1 圆与 π_1 圆的切点. 由这一关系, 可得

$$L_1 = \frac{b_1 d_1}{b_1 + d_1}, \quad (11)$$

$$R_1 = \frac{2b_1 d_1^2}{d_1^2 - b_1^2}. \quad (12)$$

将 (10) 式的关系分别代入 (11) 和 (12) 式, 亦可导致 (8) 和 (9) 式.

5. 最后的一步就是要确定 R_2 镜及 f_2 值. 为简单起见, 同时也是为了谐振腔的调整方便起见, R_2 镜取平面镜更为适宜. R_2 镜的位置与 f_2 值是互相关联的. 为推求其间的关系, 我们注意到, 图 4 中 σ_{22} 圆是 σ_{12} 圆通过 f_2 变换后的“象”圆. 由此, σ_{22} 圆的直径 d_2 由如下关系决定:

$$\frac{1}{d_2} + \frac{1}{\sqrt{b_1 b_2}} = \frac{1}{f_2}. \quad (13)$$

其次, 由于 σ_{22} 圆通过 π_2 圆上的侧焦点 F_2 和 π_2 圆与光轴的相切点 f_2 , 由此可得 R_2 镜离 f_2

的距离为

$$L_2 = \frac{d_2 b_2^2}{d_2^2 + b_2^2}. \quad (14)$$

将 (13) 式的关系代入上式, 可得

$$L_2 = \frac{f_2 b_2 \sqrt{b_1 b_2} (\sqrt{b_1 b_2} - f_2)}{f_2^2 b_1 + b_2 (\sqrt{b_1 b_2} - f_2)^2}. \quad (15)$$

这是 L_2 与 f_2 值之间的一般关系式。 f_2 一般地宜取稍少于 $\sqrt{b_1 b_2}$ 的量值。这时 $L_2 \rightarrow 0$, 也就是说, 平面镜 R_2 可尽量地靠近 f_2 。这对于获得较紧凑的腔结构是有利的。

为使腔内第二个透镜具有所期望的 f_2 值。一般地可将激光棒的一端修磨成一定的球面, 或在激光棒的紧邻附加一定焦距的透镜, 就可使附加透镜 f_0 和激光棒的热透镜 f' 的组合焦距达到期望的 f_2 值 (激光棒的热焦距 f' 值需要预先确定)。

以上就是基模热稳内腔倍频腔的全部设计程序。显然, 它的计算是十分简单的。这里给出按上述设计程序计算而得的基模热稳腔的一个数值例子: $\phi = 3.5\text{mm}$, $\omega_2 = 1\text{mm}$, $b_2 = 300\text{cm}$, $\omega_1 = 0.1\text{mm}$, $b_1 = 3\text{cm}$, $L_{12} = 30\text{cm}$, $L_1 = 3.5\text{cm}$, $R_1 = 6.1\text{cm}$, $f_1 = -100\text{cm}$, $f_2 = 29.9\text{cm}$, $L_2 = 10\text{cm}$, $R_2 = \infty\text{cm}$ (这里激光波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$; L_1 , L_{12} , L_2 还须按高斯光束在激光棒和倍频晶体中的有效传播程长加以修正)。

应当指出, 不少工作^[8-10]曾采用了与图 2 所示的十分相近的倍频腔结构; 同时实验表明了, 从这种腔内输出的倍频激光是十分稳定的。这是对我们上述分析结果的正确性的很好佐证。然而, 他们都未曾从理论上提出和解决过双热扰中心的影响问题。仅在文献[11]中分析了这种构型的谐振腔腔内插入透镜的位置移动对 f_1 和 f_2 处的基模光斑尺寸的影响问题。这只近似相当于考虑了特定构型的谐振腔内单一热扰中心 f_2 对腔内光模特性的影响问题。我们首先提出与解决了双热扰情况下的基模热稳腔的一般解问题, 从而更好地揭示了图 2 所示的这种腔结构的优异特性的理论依据。此外还应指出, 上述建议的设计程序不限于基模热稳倍频腔的设计, 它还适合于其它要求的各种双热扰情况下的基模热稳腔的设计。

三、多热扰情况下的基模热稳腔的一般解

在上面两节的分析基础上, 不难将双热扰情况下的基模热稳腔的一般解推广到更普遍的多热扰情况。在图 5 中我们示出三个热扰中心情况下的基模热稳腔的图解关系。这里 R_1 镜和 f_1 , f_2 的排布是与双热扰情况下的基模热稳腔相同的, 即 f_1 处的 π_1 圆和 f_2 处的 π_2 圆相切, 同时 R_1 镜的 σ_1 圆又与 π_1 圆相切。而第三个热扰中心 f_3 则是如此配置, 即其 t_3 圆切于 t_2 圆 (即 π_2 圆) 与 σ_1' 圆 (它是 R_1 镜的 σ_1 圆经 f_1 和 f_2 的相继变换后的“象”圆) 的相切点。最后, 平面镜 R_2 置于这样的位置, 即其 σ_2 圆恰好通过 σ_1'' 圆 (它是 σ_1' 圆经 f_3 变换后的“象”圆) 与 t_3 圆的相切点 F_2 。由于 σ_1'' 圆在 f_1 , f_2 , f_3 的热扰作用下在 F_2 点附近仍有一相对稳定不变区, 因而 σ_2 圆与 σ_1'' 圆的交点 F_2 是相对稳定不动的。而 F_2 是 R_2 镜一端高斯光束的一个侧焦点, 这就决定了从 R_2 镜一端可望获得模式特性稳定的激光输出。

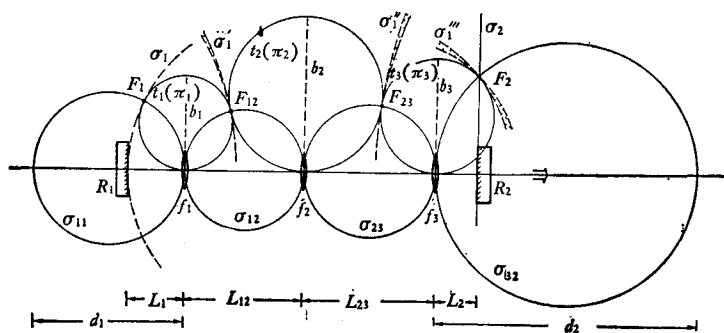


图 5 三热扰情况下基模热稳腔的图解

进而由 F_2 点不动这一特点可以推知, t_3 圆即为 f_3 处的 π_3 圆, 它也是相对稳定不变的. 再由 π_3 圆不变和各 π 圆相继相切的关系, 还可以推知 π_2 和 π_1 圆相对稳定不变. 这里的推理和第一节中论证 π_1 圆相对稳定不变的道理一样. 由 π_3, π_2 和 π_1 圆相对稳定不变这一特征可知, 这种腔不仅具有模式稳定的特性, 而且还具有振荡功率稳定的特性. 这正是热稳腔的重要特性.

由各 π 圆相继相切的关系容易证明, 通过 f_1 和 F_{12} 的 σ_{12} 圆必通过 f_2 , 通过 f_2 和 F_{23} 的 σ_{23} 圆必通过 f_3 ; 而 σ_{12} 圆与 σ_{23} 圆对于透镜 f_2 的变换作用来说, 又互为“物”、“象”关系, 即有

$$\frac{1}{L_{12}} + \frac{1}{L_{23}} = \frac{1}{f_2}. \quad (16)$$

由各 π 圆相切的关系还可以证明

$$L_{12} = \sqrt{b_1 b_2}, \quad L_{23} = \sqrt{b_2 b_3}. \quad (17)$$

再由图 5 可以看出, 通过 F_1 和 f_1 的 σ_{11} 圆, 对于透镜 f_1 的变换作用来说, 是为 σ_{12} 圆的“象”圆; 通过 F_2 和 f_3 的 σ_{32} 圆, 对于 f_3 的变换作用来说, 则是为 σ_{23} 圆的“象”圆. 因而, 可有相同于 (10)、(11) 与 (12) 式的关系, 和类似于 (13) 与 (14) 式的关系:

$$\frac{1}{d_2} + \frac{1}{\sqrt{b_2 b_3}} = \frac{1}{f_3}, \quad (18)$$

$$L_2 = \frac{d_2 b_3^2}{d_2^2 + b_3^2}. \quad (19)$$

若对于 π_1, π_2 和 π_3 圆的直径 b_1, b_2 和 b_3 预先考虑了自孔径选基模的匹配要求, 则由 (10) 至 (12) 和 (16) 至 (19) 诸关系式, 就不难对三热扰情况下的基模热稳腔进行设计计算.

在上述三热扰情况下的基模热稳腔的确定中, 它是以双热扰情况下的基模热稳腔为基础, 通过加进一个第三热扰中心 f_3 , 并使该处的 π_3 圆与 π_2 圆相切而求得的. 对于更多热扰中心的情况, 我们完全可以照此法类推, 而求得它的基模热稳腔的一般解. 由此不难得出结论, 若腔内多热扰中心处的各 π 圆相继相切; 谐振腔的两反射镜之一的 R_1 镜的 σ_1 圆又与 π_1 圆相切; 而各热扰中心处的各 π 圆所决定的各热扰中心处的基模光斑尺寸又同时满足自孔径选基模的匹配要求, 则这种谐振腔就是多热扰中心情况下的基模热稳腔.

总之,不论腔内存在若干个热扰中心,它们的基模热稳腔都是存在的,而且是不难设计的。

参 考 文 献

- [1] J. Steffen, J. P. Lörtscher and G. Herziger, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**(1972), 239.
- [2] R. B. Chesler and D. Maydan, *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 2254.
- [3] J. P. Lörtscher, J. Steffen and G. Herziger, *Optical and Quantum Electronics*, **7**(1975), 505.
- [4] 张光寅, 激光, (5) (1977), 41.
- [5] H. Kogelnik, *B. S. T. J.*, **44**(1965), 455.
- [6] G. A. Deochamps and P. E. Mast, In "Proceedings of the Symposium on the Quasi-Optics", Polytechnic Press, New York (1964), p. 379.
- [7] J. D. Barry, C. J. Kennedy, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**(1975), 575.
- [8] W. Culshaw, J. Kannelaud, J. E. Peterson, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-10**(1974), 253.
- [9] D. Radechi, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-11**(1975), 15D.
- [10] J. D. Barry, *Optics & Laser Technology*, **9**(1977), 207.
- [11] J. D. Barry, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-12**(1976), 254.

TEM₀₀-THERMO-INSENSITIVE CAVITY IN THE PRESENCE OF SEVERAL THERMO-PERTURBATIONS

ZHANG GUANG-YIN

(Department of Physics, Nankai University)

ABSTRACT

The general solution of TEM₀₀-thermo-insensitive cavity in the presence of several thermo-perturbation centers has been obtained by means of the transformation circle diagram. In this cavity the circles π in the places of thermo-perturbation centers are tangent successively; one of the circles π_1 is tangent to the circle σ_1 of the mirror R_1 of the cavity; and the spot sizes of the fundamental mode determined by the circles π satisfy the requirement selecting fundamental mode by self-diaphragm. At the same time, the simple designing process and calculating formulas of such cavity, particularly a frequency doubled cavity, has been established according to this solution.