

单模掺钕钇铝石榴石连续激光器

——含有类透镜介质的光学共振腔

中国科学院福建物质结构研究所二室一组

提 要

分析和计算了含有类透镜介质的光学共振腔中高斯光束的参数, 所得的结果以平凹型共振腔为例进行了实验验证。对于光斑大小, 理论值与实验值相差小于 15%。利用 $\phi 5 \times 46$ 毫米的掺钕钇铝石榴石晶体棒, 在上述共振腔中得到了 1.9 瓦输出, 总体效率接近 0.1%。文中还介绍了判定基模的光束扫描法。实践证明, 它对判定固体连续波器件的基模是一种有效的方法。

一、引 言

单模掺钕钇铝石榴石(Nd:YAG)激光器, 具有输出光束的空间相干性强、方向性好以及亮度高等特性, 因而在激光通信、非线性光学研究等应用中起着重要的作用。

为了获得连续或高重复率的单模器件, 必须考虑到激励过程中工作物质的热效应, 它将使基模的模体积减小。在共振腔中插入可变孔径光阑增加高阶横模的衍射损耗, 可以方便地在这种器件中得到单模输出^[1]。这种方法(光阑法)的最大弱点是不能充分利用工作物质中的反转储能。补偿工作物质的热效应可以适当地弥补这一不足, 提高基模在输出中的比重^[2~4]。为了扩大基模体积, 利用凹凸镜组成的共振腔是一种卓有成效的方法^[5~7], 合理地设计共振腔让基模光束充满工作物质(即自孔径), 不仅能够控制模式而且避免了光阑法的不足, 从而提高了单模器件的效率。

本文把薄透镜的成像法^[8]扩展到含有类透镜介质共振腔, 建立了这种共振腔中光束参数的关系式, 利用所得的关系计算了平凹型共振腔中高斯光束的参数。对计算的结果, 用光阑选模的单模掺钕钇铝石榴石激光器进行了实验验证。对于光斑大小, 理论值与实验值相差小于 15%。文中还介绍了判定基模的光束扫描法。

二、含有类透镜介质共振腔的分析

在连续或高重复率泵浦的固体激光器的激励过程中, 激光棒内部的热量由流经棒侧面的冷却液带走, 在棒中造成一定温度梯度的径向分布^[9,10], 使晶体棒变成端面曲率半径为 r_1 、 r_2 , 长度为 d 的类透镜介质(图 1), 其折射率径向分布为

$$n(\rho) = n_0 \left(1 - \frac{2\rho^2}{b^2} \right) \quad (1)$$

式中 n_0 是 $\rho=0$ 处 (即棒截面的中心) 的折射率, b 是描述类透镜介质折射率径向变化的参数。

这段类透镜介质在光学上相当于平均焦距为 f 、主平面到端面的距离分别为 h_1 、 h_2 的厚透镜, 利用光学元件的光线传递矩阵法^[8, 11]得到 (详见附录):

$$h_1 = h_2 = \frac{d}{2n} \quad (2)$$

$$\frac{1}{f} = \frac{2(n-1)}{r} + \frac{4nd}{b^2} \quad (3)$$

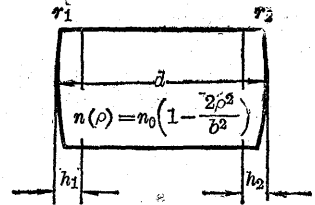


图1 类透镜介质的参数

利用成象法^[8]可以得到含有上述类透镜介质共振腔 (图2) 中光束的参数。腔镜2通过平均焦距 f 的类透镜介质在距主平面 l 为 d'_2 的地方成象。根据成象定律:

$$d'_2 = \frac{f \cdot d_2}{d_2 - f} \quad (4)$$

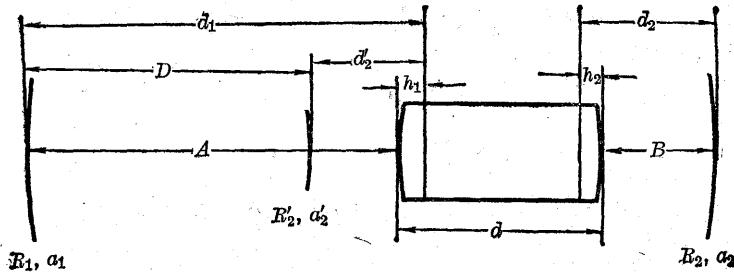


图2 含有类透镜介质的共振腔及其等价的空共振腔

象的大小根据放大定律为

$$\frac{a_2}{a'_2} = 1 - \frac{d_2}{d'_2} = 1 - \frac{d_2}{f} \quad (5)$$

腔镜 R_2 的象镜 R'_2 与腔镜 R_1 构成一对新的共振腔, 新腔的间距 D 为

$$D = d_1 - d'_2 \quad (6)$$

新的镜 R'_2 是腔镜 R_2 的象镜, 所以光线每次传播时, 在象镜 R'_2 和镜 R_2 上的场分布除了相位差 $K \left[d_2 \left(1 + \frac{f}{d_2 - f} \right) + d \left(n - \frac{1}{n} \right) \right]$ 以及光斑大小成比例外是一致的。在间距 D 内, 前后两个共振腔中的场分布除了位相差外是一致的, 所以这二个共振腔是等价的共振腔。新共振腔的非涅耳数 N 和 G 参数为

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{a_1 a'_2}{\lambda D} \\ G_1 &= \frac{a_1}{a'_2} \left(1 - \frac{D}{R_1} \right) \\ G_2 &= \frac{a'_2}{a_1} \left(1 - \frac{D}{R_2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

将(4)~(6)式结合后代入(7)式得到

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{a_1 a_2}{\lambda \left(d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f} \right)} \\ G_1 &= \frac{a_1}{a_2} \left[1 - \frac{d_2}{f} \cdot \frac{1}{R_1} \left(d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f} \right) \right] \\ G_2 &= \frac{a_2}{a_1} \left[1 - \frac{d_1}{f} \cdot \frac{1}{R_2} \left(d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

当图 2 中的 $d \approx 0$ 时, (8) 式就是薄透镜的非涅耳数 N 和 G 参数。对于厚透镜, 考虑 (2) 式后得

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= A + h_1 = A + \frac{d}{2n} \\ d_2 &= B + h_2 = B + \frac{d}{2n} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

将 (9) 式代入 (8) 式, 假定 $a_1 = a_2$, $nf \gg d$, 并忽略 $\left(\frac{d}{2n}\right)^2 \frac{1}{f}$ 项之后, 得到含有厚度为 d 的类透镜介质共振腔的非涅耳数 N 和 G 参数

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{a^2}{\lambda L} \\ G_1 &= \left(1 - \frac{d}{2nf} \right) - \frac{B}{f} - \frac{L}{R_1} \\ G_2 &= \left(1 - \frac{d}{2nf} \right) - \frac{A}{f} - \frac{L}{R_2} \\ L &= \left[(A+B) \left(1 - \frac{d}{2nf} \right) + \frac{d}{n} - \frac{AB}{f} \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

共振腔的非涅耳数 N 和 G 参数完全确定了腔中的场图样、振荡条件和各模的损耗^[12]。对于基模运转, G 参数和腔镜上的光斑半径 W 和光束远场发散角 θ 的关系为

$$W_1^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left[\frac{G_2}{G_1(1-G_1G_2)} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$$W_2^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left[\frac{G_1}{G_2(1-G_1G_2)} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

$$\theta \approx \frac{\lambda}{\pi W_0} = \left(\frac{\lambda}{\pi L} \right)^{1/2} \left[\frac{(G_1 + G_2 - 2G_1G_2)^2}{G_1G_2(1-G_1G_2)} \right]^{1/4}. \quad (13)$$

式中 W_0 是光束腰的光斑半径, λ 为光波长。

腔内距离腔镜 R_1 的 z 处, 基模光斑的大小可以通过高斯光束的传播定律^[8]:

$$q_1 = q_z + z \quad (14)$$

求得, 式中 q_1 与 q_2 分别是腔镜 R_1 和距离腔镜 R_1 的 z 处高斯光束的复数曲率半径, 它与光束参数的关系为

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi W^2}. \quad (15)$$

式中 R 和 W 分别是高斯球面波波前的曲率半径和光斑半径。将 (15) 式代入 (14) 式, 经过简单运算后, 取等式两边虚数部分相等, 得到

$$W_z^2 = W_1^2 \left[\left(1 - \frac{z}{R_1} \right)^2 + \left(\frac{z\lambda}{\pi W_1^2} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

对于单模器件, 为了充分利用工作物质中的储能, 应该尽可能使基模光斑充满棒截面。(16)式中, 当 $z=A$ 时可算得晶体端面上的光斑半径 W_A 。在实用的小器件中, W_A 随 W_1 的增加而加大, 相应地扩大了基模的模体积。根据 (10)、(11) 式可以选取适当的共振腔参数来获得大模体积的基模光束, 从而提高基模的输出功率。

图 3 实线给出了含有不同热焦距的类透镜介质的平凹型共振腔中, 距输出平面镜 z 处的基模光斑大小 ($4W_z$) 与全反射镜曲率半径 R_2 的关系。对于平凹型共振腔, G_1 和 W_z 分别为

$$G_1 = \left(1 - \frac{d}{2nf}\right) - \frac{B}{f} \quad (17)$$

$$W_z^2 = W_1^2 \left[1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi W_1^2}\right)^2\right] \quad (18)$$

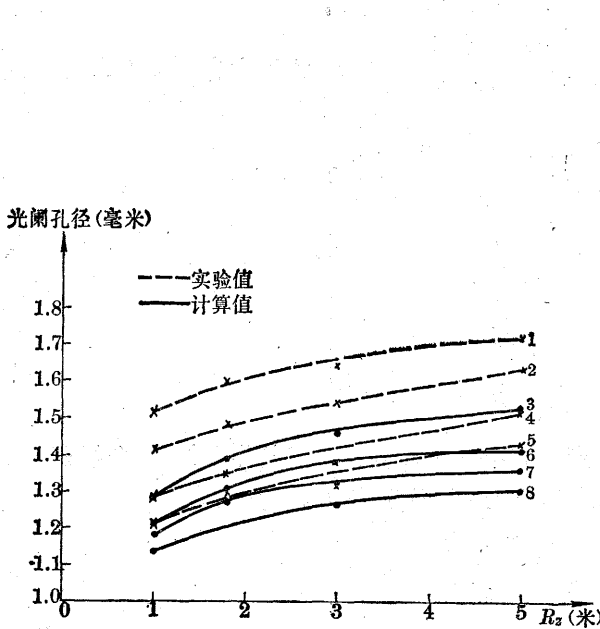


图 3 含有不同热焦距(曲线 1 和 3, $f=105.9$ 厘米; 2 和 6, $f=76.0$ 厘米; 4 和 7, $f=66.1$ 厘米; 5 和 8, $f=53.5$ 厘米)的类透镜介质的平凹型共振腔中, 距输出平面镜 z 处基模光斑大小 ($4W_z$) 或模选可变孔径光阑的孔径与全反射镜曲率半径的关系。图中实线是基模光斑大小 ($4W_z$), 虚线是模选可变孔径光阑的孔径

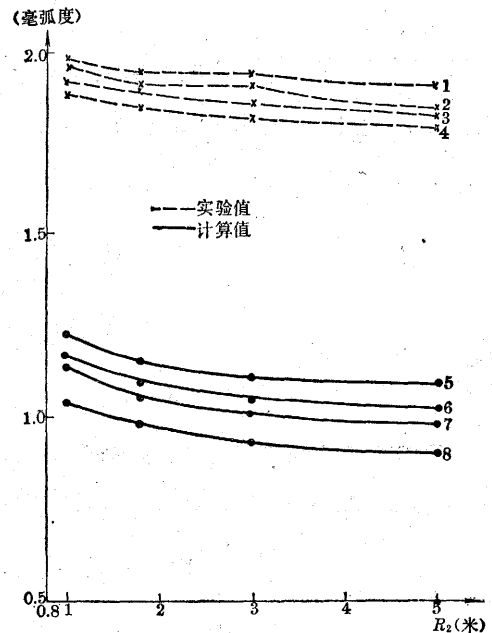


图 4 含有不同焦距(曲线 1 和 5, $f=53.5$ 厘米; 2 和 6, $f=66.1$ 厘米; 3 和 7, $f=76.0$ 厘米; 4 和 8, $f=105.9$ 厘米)的类透镜介质的平凹型共振腔中, 光束发散角与全反射镜曲率半径的关系。图中实线为计算值, 虚线是从单模 Nd: YAG 连续激光器测得的值

图中曲线是以下述参数进行计算的: $d=4.2$ 厘米, $n=1.82$, $z=1.3$ 厘米, $A=B=10.3$ 厘米, $f=53.5$ 厘米、66.1 厘米、76.0 厘米和 105.9 厘米, $R=1$ 米、1.8 米、3 米和 5 米。曲线上的每一点光斑直径以 $4W_z$ 计算, 因为高斯光束通过孔径为 $2a$ 的光阑后, 透射强度为总强度的 $1 - e^{-2a^2/W_z^2}$ 倍。当 $a=2W_z$ 时, 基模透过的强度已达 99.9877%。进一步增大光阑孔径, 基模透过的强度增加甚微而高阶横模开始起振, 而 $a < 2W_z$ 时基模透射强度损耗加大。

从图 3 中实线看到, 基模的光斑大小随着全反射镜曲率半径 R_2 以及类透镜介质的平均热焦距 f 的增加而加大。

另外,对于平凹型共振腔,输出光束的腰处在输出平面镜上,由(13)式,输出光束的远场发散角随基模光斑半径的增大而缩小。

图4实线给出上述共振腔中,光束远场发散度与全反射镜曲率半径 R_2 关系的计算结果。从图中实线看到,随着全反射镜曲率半径和类透镜介质热焦距 f 的增加,也即随着 W_1 的增加,光束远场发散角减小。

三、基模的判定

固体连续激光器的输出存在着严重的波动,使得模式的判定比气体激光复杂得多。采用通常的方法直接显示模式,往往不能分辨瞬间模式跳动引起的高阶横模。我们利用光束扫描法把光强的空间分布转化为时间分布,用示波器显示掺钕钇铝石榴石连续激光的基模,较好地解决了问题。

所用的实验装置示于图5。掺钕钇铝石榴石连续激光器的输出经光束分裂器 M_1 、 M_2 分束后,第I束射到炭斗4测量输出功率,第II束射到变象管5直接显示输出模式,第III束射到转镜M上,转镜M反射的光线每次扫过狭缝时,改变了放在狭缝后的硅光二极管6上的阻值,在负载电阻R上产生与光幅度相应的信号,此信号在SBM-14型示波器上显示。

基横模的径向幅度按高斯函数分布,即

$$\frac{I}{I_0} = \frac{2}{\pi W} \exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{W^2}\right] \quad (19)$$

式中 W 是光强下降到最大值 I_0 的 e^{-1} 处的光斑半径。当它扫过狭缝后,在示波器上显示单峰的波形。若激光输出是高级横模,那末,除了 TEM_{m0} 或 TEM_{0n} 模时几个光斑圆心的联线与狭缝重合外,在示波器上显示的波形将出现一个以上的峰。对于上述情况,只要将狭缝转动一下,就能在示波器上观察到几个峰。

光束扫描法判定单模的可靠性,与光束扫过狭缝的时间和周期,也即与示波器上显示的光脉冲的宽度和重复频率有关。若脉冲重复率太低,光束相继二次扫过狭缝的时间间隔太长,可能在两个脉冲的时间间隔内产生模式跳动,由于观察不到,把多模误认为单模。提高脉冲重复频率或延长观察时间可以增加判定的可靠性。我们实验中转镜的转速是123周/秒,观察时间在4~5分钟。

此外,由于掺钕钇铝石榴石激光器的输出是不稳定的,在光束扫描过狭缝的时间间隔内,输出光的瞬间幅度波动,使单模的高斯波形出现附加的峰,而误认为是高级横模。为了避免这种错误,采用缩短脉冲宽度,减小狭缝宽度,增加转镜的转速都能达到这个目的。

图6给出基模光束通过光束扫描法在示波器上得到的波形。所用实验条件为:转镜转速

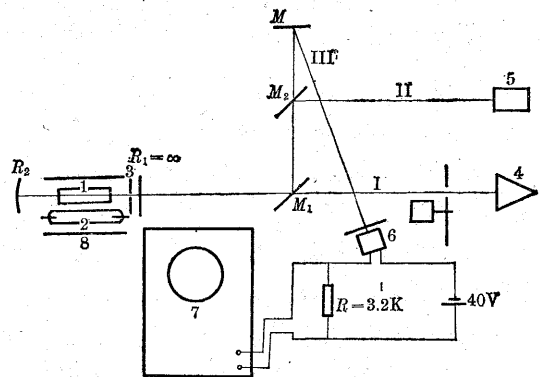


图5 研究单模输出所用的实验装置

- 1—Nd:YAG 晶体 2—氩弧灯 3—可变孔径光阑 4—炭斗 5—变象管 6—硅光二极管 7—SBM-14 型示波器
8—椭圆柱聚光腔 R_1, R_2 —光学共振腔 M_1, M_2 —光束分裂器 M—转镜

123 周/秒, 狭缝宽度 0.35 毫米, 输出平面镜到狭缝距离为 2 米。

示波观察中发现:

1) 多模: 示波器上波形有一个以上的峰, 这些峰的数目与形状快速地变化, 以致在示波照相时, 无法得到单一波形的照片(图 7)。这说明固体连续激光的多模输出存在着严重的波动, 且模式间存在着快速、不规则的跳动。



图 6 基模光束通过光束扫描法在示波器上显示的波形。图上时标为每大格 1 微秒



图 7 多模光束通过光束扫描法在示波器上显示的波形, 图上时标为每大格 5 微秒



图 8 光幅度和光斑大小存在波动的单模光束通过扫描法在示波器上显示的波形, 图上时标为每大格 1 微秒

随着激光输出功率的增加, 峰的数目增加, 且整个波形加宽。这可以用下面的原因来说明: 随着泵浦功率的增加, 晶体的热焦距 f 缩短, 使得基模体积缩小, 而越来越多的高阶模开始起振。可是多模的光斑半径是单模的 $\sqrt{2m+1}$ 、 $\sqrt{2n+1}$ 倍, 式中 m 和 n 是高级横模的阶数, 因而整个光斑的宽度增加。

2) 单模: 示波器上波形只有一个峰, 一般情况下峰的幅度和宽度都快速地变动(图 8)。这说明单模激光不仅幅度波动, 而且光斑大小也变化。后者可以由工作物质激射过程的热波动引起热焦距颤动, 因而表现为基模光斑的变化来说明。

实验系统的稳定性曾用单模 He-Ne 激光器作过验证, 此时采用硅光电池作接收器。单模 He-Ne 激光输出比固体激光稳定得多, 即使把转镜转速下降到 20 转/秒, 在示波器上观察到的波形不论是幅度还是宽度都是相当稳定的。

在模式判定时, 还同时用变象管直接显示进行核对, 发现变象管上出现模糊的几点时, 示波器上就显示多峰的波形。但示波器上观察到的模式的快速跳动, 在变象管上是观察不到的。

四、实 验

实验装置示于图 5。熔盐法培养的 $\phi 5 \times 42$ 毫米的掺钕钇铝石榴石晶体棒和 $\phi 5 \times 50$ 毫米的氩弧灯放在涂金椭圆柱聚光腔的两个焦轴上。掺钕钇铝石榴石晶体棒用循环流动的浓度为 0.3% 的重铬酸钾溶液冷却, 灯或聚光腔用自来水冷却。采用平凹型共振腔, 输出平面镜的透射率为 6.5%。全反射镜的曲率半径分别为 1 米、1.8 米、3 米和 5 米。选模通过改变距输出平面镜 1.3 厘米处的可变孔径光阑来完成, 光阑孔径可在 0.85 毫米到 8 毫米间变化。

实验中用发散度为 0.5 毫弧度的单模 He-Ne 激光测量不同泵灯功率泵浦下 Nd:YAG 晶体棒的平均热焦距。测得的平均热焦距代入(10)、(17)式, 并通过(11)、(18)式及(13)式计算 W_s 和 θ 。

为了验证计算结果, 利用图 5 装置在不同泵浦功率和后镜曲率半径的情况下, 测量腔内插入可变孔径光阑的掺钕钇铝石榴石激光器的多模和单模的输出功率以及单模输出的发散度。在测量单模功率和发散角前, 先用可变孔径光阑选模, 并用光束扫描法判定模式, 测量后用读

数显微镜确定可变孔径光阑的直径。为了测量发散角，用焦距为 550 毫米的透镜将输出光束转换后，在透镜的焦平面上用变象管测定光斑半径 W ，由 W/f 得到发散度。变象管的象放大倍数用 6328 埃 He-Ne 激光确定，未用 1.06 微米激光校验。

五、结果和讨论

图 9 给出了平均热焦距的测量结果。图中的结果是在灯输入功率为 1.245、1.540、1.860 和 2.134 千瓦时测得的，其他测量也都是在这些功率下进行的，以便比较。与参考资料[9]中棒轴沿 [111] 取向的 Nd:YAG 棒结果相比，在相同泵浦功率下，我们的平均热焦距要短些；这与棒取向有关，我们的棒取自熔盐法培养的晶体，棒轴一般难于有明确定向。根据第二节的结果，基模半径随热焦距的增加而加大，所以选择适当取向的 Nd:YAG 棒有助于提高基模输出的功率。

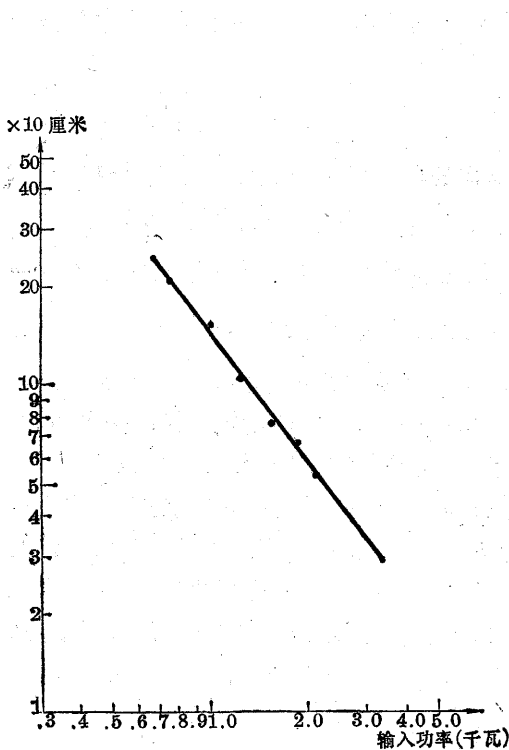


图 9 $\phi 5 \times 42$ 毫米 Nd:YAG 晶体棒平均热焦距与泵功率的关系，晶体棒取向未定

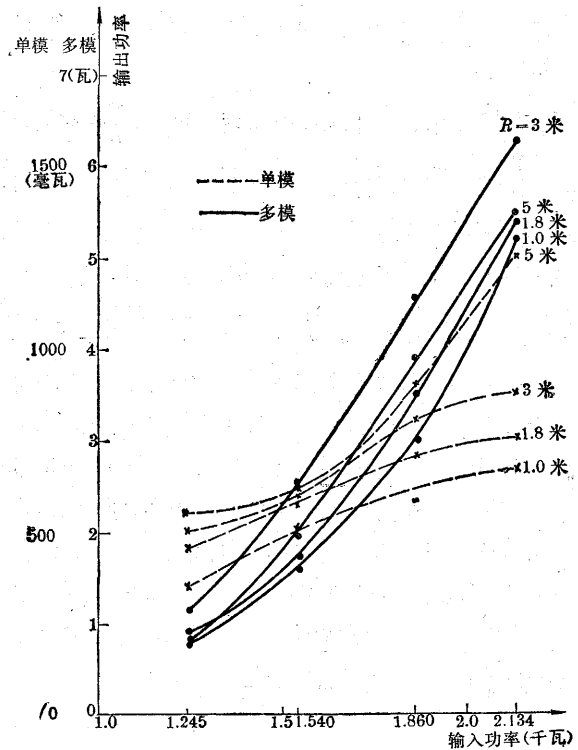


图 10 掺钕钷铝石榴石激光器多模和单模输出与输入功率的关系，所用掺钕钷铝石榴石晶体的尺寸为 $\phi 5 \times 42$ 毫米

图 3、4 虚线给出了含有不同热焦距的类透镜介质的平凹型共振腔中单模运转时，选模可变孔径光阑的直径及输出光束的远场发散角与全反射镜曲率半径的关系。从图看到实验值与理论计算结果的变化规律是一致的，对于光斑半径二者的误差小于 15%。发散角实验与计算结果误差较大，这与变象管的象放大倍数没有用工作波长测量有关。另外第二节的理论没有考虑晶体的不均匀性和激射过程不均匀的增益剖面的影响，这些影响在我们利用的 Nd:YAG 激光器中是存在的。

图 10 给出使用不同曲率半径的全反射镜时, 激光多模和单模输出功率与输入功率的关系。从图看到, 利用 $R_2=5$ 米的全反射镜, 多模输出功率较 $R_2=3$ 米的小, 这两块介质镜的反射率差异不大, 上述现象可能是因为 5 米镜孔径比 3 米镜小(只有 3 米镜孔径的 2/3), 而且在使用中为了光路调整之便, 使用在接近镜边缘的部分, 这相当于缩小镜孔径, 减小了菲涅耳数, 从而提高了衍射损耗, 同时, 随着镜曲率半径的增加, 衍射损耗也会增加。与其他镜相比较, 使用 5 米镜时阈值将近提高 70 瓦。

尽管如此, 单模输出随全反射镜曲率半径的增加而加大, 这说明模体积对单模输出的影响是重要的。从图 10 看到单模输出的斜率比多模输出的斜率小得多, 这是因为随着输入功率的增加, 在反转粒子数增加的同时, 热效应加剧, 晶体的平均热焦距也缩短, 减小了基模的模体积, 使基模的输出功率受到了抑制。从这里更清楚地看到使用大的平均热焦距的晶体或者补偿热效应对于提高基模输出是重要的。

在实验中我们曾用 $\phi 5 \times 46$ 毫米的掺钕钇铝石榴石晶体获得 1.9 瓦的单模输出, 总体效率接近 0.1%。在多模实验中曾用 $\phi 6 \times 67$ 毫米的掺钕钇铝石榴石获得 55 瓦的输出, 总体效率达 1.29%。

在第二节的分析中, 我们曾假定 $\frac{2d^2}{b} \ll 1$ 以及 $\frac{d(n-1)^2}{nr^2} \ll \frac{2(n-1)}{r}$ 。由参考资料[2], $\frac{1}{f} = \frac{2}{r} \left(n-1 + \frac{\alpha_n}{\alpha_d} \right)$; $\frac{r}{b^2} = \frac{\alpha_n}{2nd\alpha_d}$, 式中 r 为晶体端面的曲率半径, α_n 和 α_d 分别是晶体折射率的温度系数和热膨胀系数, 对掺钕钇铝石榴石分别是 7.3×10^{-6} 度⁻¹ 和 6.9×10^{-6} 度⁻¹[13]。在我们实验里, 当氩灯输入功率为 2.134 千瓦时, 平均热焦距为 53.5 厘米, 从上式得到 $r = 200.9$ 厘米, $\frac{1}{b^2} = \frac{1}{2902.9}$ 厘米⁻²。考虑到这些, 我们认为上述假定是合理的。

扩大基模的模体积是提高连续掺钕钇铝石榴石激光器单模输出的主要途径。本文通过增加后镜曲率半径 R_2 来扩大基模的光斑大小。当利用曲率半径为 5 米的后镜晶体的平均热焦距为 53.5 厘米(泵浦功率为 2.134 瓦)时, 基模的光斑大小只有 1.29 毫米, 只占棒孔径的 1/4 左右。进一步增加后镜的曲率半径, 光斑大小增加甚微, 对于平面镜 ($R_2 = \infty$) 光斑大小也只有 1.34 毫米。为了充分利用工作物质, 必须进一步扩大基模体积, 合理地使用晶体, 补偿晶体的热效应, 并考虑到热效应后设计大基模体积的共振腔都能达到扩大基模体积的作用, 后者可以利用第二节的理论分析进行。从经济实用的角度着眼, 设计大基模体积的共振腔比较可取, 这些问题我们将继续进行研究。

附 录

根据参考资料[8、11]可以用光线传递矩阵描述光通过厚透镜后光束参数的变化, 光学元件的焦距、主平面到棒端面的距离 h_1 、 h_2 与光线传递矩阵的关系为

$$\left. \begin{aligned} f &= \frac{-1}{c} \\ h_1 &= \frac{D-1}{c} \\ h_2 &= \frac{A-1}{c} \end{aligned} \right\} \quad (\text{附} 1)$$

式中 A 、 C 和 D 是光学元件光线传递矩阵 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ 的矩阵元。

图 1 所示的类透镜介质可以看成由三个光学元件组成的, 即空气与折射率为 n 的介质内表面, 界面为曲率半径 r_1 的凸面; 长度为 d 的一段类透镜介质以及折射率为 n 的介质和空气的内表面, 界面为曲率半径 r_2 的凹面。这三个光学元件的光线传递矩阵分别为

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{n-1}{nr_1} & \frac{1}{n} \end{pmatrix}, \quad (\text{附 2})$$

$$\begin{pmatrix} \cos \frac{2d}{b} & \frac{b}{2} \sin \frac{2d}{b} \\ -\frac{2}{b} \sin \frac{2d}{b} & \cos \frac{2d}{b} \end{pmatrix}, \quad (\text{附 3})$$

和

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{r_2} & n \end{pmatrix}. \quad (\text{附 4})$$

按照 (5)、(4)、(3) 式的次序进行矩阵乘法运算, 得到浸在空气中这段类透镜介质的光线传递矩阵

$$T_L = \begin{pmatrix} \cos \frac{2d}{b} - \frac{b}{2} \frac{n-1}{nr_1} \sin \frac{2d}{b}, & \frac{b}{2n} \sin \frac{2d}{b} \\ -\frac{n-1}{r_2} \left[\cos \frac{2d}{b} - \frac{b}{2} \frac{n-1}{nr_1} \sin \frac{2d}{b} \right] & -\frac{(n-1)}{r_2} \frac{b}{2n} \sin \frac{2d}{b} + \cos \frac{2d}{b} \\ -\frac{2n}{b} \sin \frac{2d}{b} - \frac{(n-1)}{r_1} \cos \frac{2d}{b} & \end{pmatrix}$$

当 $2d \ll b$ 时, 上式变成

$$T_L = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2d^2}{b^2} - \frac{n-1}{nr_1} d & \frac{d}{n} \\ \frac{d(n-1)^2}{nr_1 r_2} - \left(1 - \frac{2d^2}{b^2}\right) (n-1) \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) & \\ -\frac{4nd}{b^2} & 1 - \frac{2d^2}{b^2} - \frac{d(n-1)}{nr_2} \end{pmatrix} \quad (\text{附 5})$$

对于中心对称的泵浦源 $r_1 = r_2$, 将 (附 5) 式中的矩阵元代入 (附 1) 式, 并假定 $\frac{2d^2}{b^2} \ll 1, \frac{d(n-1)^2}{nr^2} \ll \frac{2(n-1)}{r}$, 即得到 (2) 和 (3) 式。

参 考 资 料

- [1] T. Li; *BSTJ*, **42**, 2601 (1963).
- [2] C. M. Stiekley; *J. IEEE*, **QE-2**, 511 (1966).
- [3] J. D. Fostr *et al*; *Appl. Phys. Let.* **12**, 168 (1968).
- [4] F. A. Lovine; *J. IEEE*, **QE-7**, 171 (1971).
- [5] R. B. Chesler *et al*; *J. IEEE*, **QE-7**, 298 (1971).
- [6] J. Steffen *et al*; *J. IEEE*, **QE-8**, 238 (1972).
- [7] R. B. Chester; *J. Appl. Phys.*, **43**, 2254 (1972).
- [8] H. Kogelnik; *BSTJ*, **44**, 455 (1965).
- [9] J. D. moster *et al*; *J. Appl. Phys.*, **41**, 3656 (1970).
- [10] W. Koehner; *Appl. Opt.*, **9**, 2548 (1970).
- [11] W. Brodwer; «光学仪器设计中的矩阵表示法» (1964).
- [12] FJ. P. Gordon *et al*; *BSTJ*, **43**, 2873, (1964).
- [13] J. D. Foster *et al*; *Appl. Opt.*, **7**, 2428 (1968).