

热透镜的球差效应对大基模体积 激光谐振腔模式的影响^{*}

刘 崇 葛剑虹[†] 项 震 陈 军

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

(2007 年 4 月 17 日收到, 2007 年 6 月 18 日收到修改稿)

固体激光器在强抽运的条件下, 激光晶体热透镜的球差效应是不容忽视的, 尤其是在大基模体积的动态稳定腔中, 会影响谐振腔的振荡模式, 进而影响腔内损耗和输出功率. 通过 Fox-Li 的衍射迭代算法, 分析了谐振腔的自再现模, 表明在热透镜球差效应作用下, 基模的光强分布出现了旁瓣, 并由此带来了光束质量的下降, 最后通过实验结果验证了理论分析, 指出光束填充因子是激光器设计的一个重要因素, 其最佳值需要根据球差效应的强弱, 通过实验的方法来确定.

关键词: 热透镜, 球差效应, 谐振腔模式

PACC: 4260H, 4260D

1. 引 言

固体激光器中的热效应一直是激光技术中的一个重要课题, 其对激光器性能的影响主要表现为热透镜效应^[1-3]和热致双折射效应^[4,5], 尤其是在大功率连续抽运的情况下, 热效应的影响尤为显著. 所谓的热透镜效应在文献 [5] 中已经有了详细地讨论, 但是这种效应只是对热透镜光焦度随径向变化的一级近似, 忽略了热导率和热光系数 dn/dT 等参数随温度的变化.

如果对热透镜效应进行二级近似, Hodgson 等人的研究表明^[6], 考虑热导率和热光系数随温度的变化, 热透镜光焦度随径向变化的关系出现了四次项, 这相当于在一个理想的热透镜上增加了球差效应. 同时, 文献 [6] 也研究了这种球差效应对多模激光器性能的影响, 在接近稳定区的边界时, 会使得激光输出功率明显降低. 热透镜的球差效应不仅表现在采用闪光灯漫反射抽运方式的激光器中, 而且对于激光二极管抽运的情况也具有重要的意义, 因为随着半导体工艺的发展, 大功率激光二极管被越来越多的用作固体激光器的抽运源, 总的抽运功率可以达

到千瓦量级^[7], 激光二极管侧向抽运更易于在晶体内部形成温度分布不均匀, 从而加剧了热透镜的球差效应^[7].

为了获得大功率高质量的激光输出, 大基模体积的动态稳定腔近年来被越来越广泛地应用^[8-10], 腔内使用双棒串接来补偿热致双折射效应, 而且通过设计可以使基模在腔内具有比较大的模体积. 本文主要讨论球差效应对大基模体积动态稳定腔的影响, 这种谐振腔的设计通常使得激光振荡稳定区的范围比较小, 在这种情况下, 球差效应对激光器的输出功率、光束质量等性能产生了重要影响. 文中首先给出热透镜球差效应的原理, 然后使用衍射迭代算法分析了球差效应对激光器输出模式的影响, 最后通过氪灯连续抽运的双棒串接动态稳定腔实验验证了理论计算的结果, 并讨论了球差比较强的情况下基模动态稳定腔的设计中需要注意的问题.

2. 热透镜球差效应的原理

所谓的热透镜球差效应是指由于激光器抽运不均匀带来的增益介质温度沿径向分布不均匀, 从而使得晶体的热传导系数 K 和热光系数 dn/dT 也沿

^{*} 国家自然科学基金委—中国工程物理研究院联合基金(批准号:10376033)资助的课题.

[†] E-mail: jianhong@zju.edu.cn

径向分布不均匀,最终导致热透镜的光焦度 D 也成为径向坐标 r 的函数 $D(r)$,这样,热透镜就成为一个具有像差(球差)的透镜.下面给出表征热透镜球差效应的公式.

对于大部分激光器的而言,抽运方式的设计使得在介质截面上的增益分布不可能是均匀的,从而使介质中吸收热量的分布也存在不均匀性.设增益介质截面半径为 r_0 ,长度为 L ,其单位体积内吸收的热量 Q 沿径向的分布函数为^[6]

$$Q(r) = \frac{1}{(1-\beta/2)} \frac{P_h}{\pi r_0^2 L} \left(1 - \frac{\beta}{r_0^2} r^2\right), \quad (1)$$

其中 P_h 为介质中总的热沉积量, β 参数为抽运不均匀度.再考虑到热传导系数 K 和热光系数 dn/dT 随温度 T 的变化,分别如下式所示:

$$K(T) = K_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^\varepsilon, \quad T_0 = 300 \text{ K}, \quad (2)$$

$$\frac{dn}{dT}(T) = \frac{dn}{dT}\Big|_{T=300\text{K}} + \frac{d^2n}{dT^2}(T-300), \quad (3)$$

其中 K_0 是 $T=300 \text{ K}$ 时介质的热传导系数,通过求解热传导方程,最终得到晶体内部温度 T 和折射率 n 沿径向的变化关系为^[7]

$$T(\rho) = T_c - A\rho^2 + B\rho^4, \quad \rho = r/r_0, \quad (4)$$

$$n(r) = n_0(1 - \gamma r^2) + \Gamma r^4, \quad (5)$$

其中 T_c 是介质中心处的温度, A 、 B 是与抽运和温度的不均匀度有关的参数^[7], γ 和 Γ 是与热光效应和应力双折射效应有关的参数^[7].观察(4)式和(5)式发现,温度和折射率的分布中都出现了四次项,而不再是理想的抛物线式分布.在表达折射率分布的(5)式中,二次项的系数 γ 表示了热透镜效应的强弱,四次项的系数 Γ 则表示了球差效应的强弱.

准确的表达热透镜球差效应的强弱,可以通过一束无像差的平面波经过热透镜以后,具有球差效应的波前与理想球面波波前的光程差(optical path difference, OPD)来表示,对于内部折射率分布函数如(5)式所示的激光晶体,其热透镜的球差效应可以表示为^[7]

$$\text{OPD}(r) = \varepsilon(\gamma)\Gamma L r^4, \quad (6)$$

其中 $\varepsilon(\gamma)$ 是与激光晶体内部光束分布有关的因子.可见,球差效应的强弱主要是由折射率分布函数(5)式中的四次项系数 Γ 所决定的,另外还与晶体的长度 L 及因子 $\varepsilon(\gamma)$ 有关.

3. 球差效应对基模动态稳定腔模式的影响

传统的激光谐振腔由于受到热透镜效应的影

响,基模的模体积很小,为了获得基模输出,需要在腔内加入小孔光阑,从而限制了基模输出功率的提高.为了获得大功率的基模输出,Magni^[11]提出了动态稳定腔的概念,这种谐振腔具有以下特点:基模具有比较大的模体积,并且增益介质内的光束半径在一个动态范围内对热透镜的光焦度不敏感.同时,腔镜具有最低的失调灵敏度.在这种谐振腔中,由于基模具有较大的模体积,所以热透镜的球差效应对谐振腔的模式产生比较大的影响,下面就通过 Fox-Li 的衍射迭代算法来分析球差效应作用下谐振腔模式的变化.用于计算的动态稳定腔结构如图 1 所示,两个腔镜均为平面镜,激光晶体由图中虚线框内的部分来等效,即两个光焦度为 $D/2$ 的理想透镜表示了光焦度为 D 的热透镜效应,在中间是一个表示像差效应的波前畸变函数,小孔光阑的半径为 3 mm ,表示了晶体的截面半径,另外还在腔内放置了一个焦距为 75 mm 的辅助透镜 L_3 ,用于扩大基模体积.

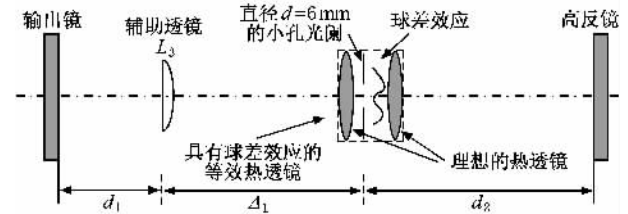


图 1 计算中使用的含有辅助透镜的动态稳定腔原理图

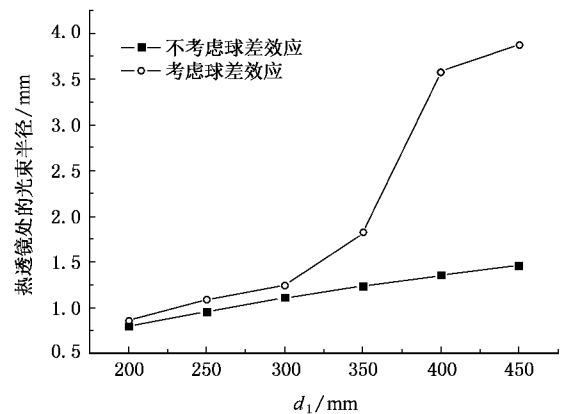


图 2 热透镜处的光束半径随 d_1 的变化关系

通过对上述谐振腔的研究发现,在参数 Δ_1 和 d_2 固定不变的情况下,通过改变 d_1 的值可以改变热透镜处的光束半径大小,图 2 给出了 $\Delta_1 = 302.5 \text{ mm}$ 和 $d_2 = 370 \text{ mm}$ 的情况下,不考虑球差效应时高

斯光束在热透镜处的光束半径随 d_1 的变化关系, 计算中热透镜焦距的选择总是保证激光器的工作点在稳定区的中间, 即满足动态稳定的条件. 从图中可以看出, 在 d_1 从 200 mm 变化到 450 mm 的过程中, 光束半径从 0.79 mm 变化为 1.46 mm. d_1 的值分别为 250 mm, 350 mm 和 450 mm 时, 高斯光束在热透镜处的光束半径分别为 0.95 mm, 1.10 mm 和 1.46 mm, 相应的光束填充因子 (光束半径和激光棒半径的比值) 为 0.32, 0.37 和 0.49.

如果考虑球差效应, d_1 取不同的值时, 谐振腔的自再现模分布就会有不同的光强分布, 同时腔内

光束半径也会产生变化. 图 3 示出了热透镜球差效应作用下谐振腔的自再现模, 图中分为左右两列, 其中的左侧一列为理论计算得到的输出镜上的模式分布, 右侧一列为实验测量的光束的近场分布. 计算中的球差系数取为 2λ , 其中激光波长 λ 为 1064 nm, 图 3(a)(b) 和 (c) 的 d_1 分别为 250 mm, 350 mm 和 450 mm. 理论计算的图中实线表示了光强分布, 虚线表示了相位分布. 从图 3 中可以看出, 在填充因子比较小时 (图 3(a)), 腔模受到的影响不大; 但是随着填充因子的增加, 激光模式开始出现旁瓣, (如图 3(b)) 所示. 随着填充因子的进一步增加, 旁瓣变得更加明

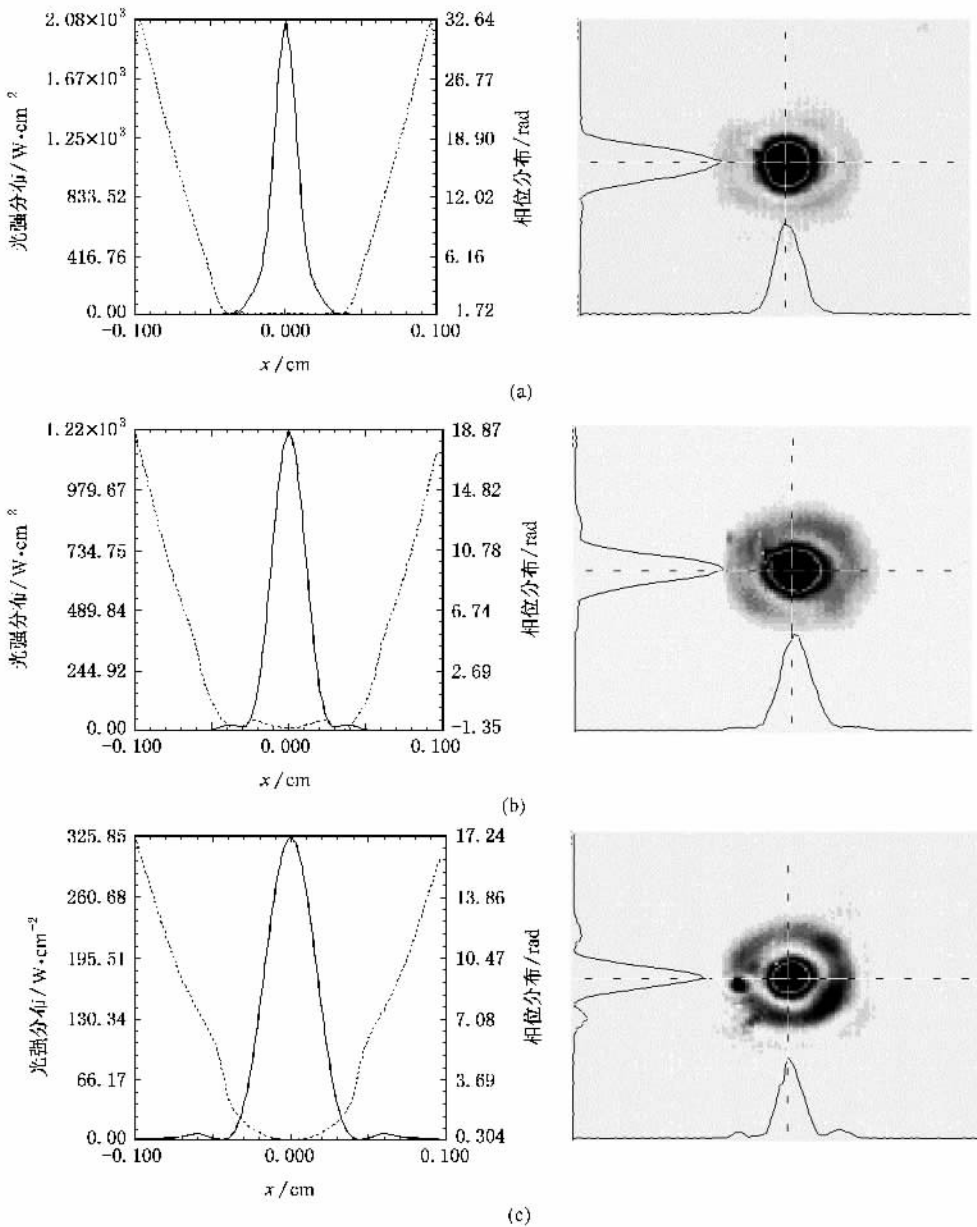


图 3 热透镜球差效应作用下谐振腔的自再现模 (左侧为理论计算结果: 实线为光强分布, 虚线为相位分布; 右侧为实验测量结果, 其中输出镜到辅助透镜 L_3 的距离分别为 (a) $d_1 = 250$ mm (b) $d_1 = 350$ mm (c) $d_1 = 450$ mm)

显. 这样, 腔内实际振荡光束的半径要大于不考虑球差效应时高斯光束的半径, 作为对比, 球差效应作用下腔内光束在热透镜处的半径也在图 2 中示出. 上述现象的产生会对激光器的性能产生两种影响, 一是输出光束质量下降, 这一方面是由于光强分布出现了旁瓣, 另一方面是由于球差效应的存在使波前产生了畸变; 二是腔内光束衍射损耗的增加, 从图 2 中可以看出, 当 $d_1 > 350$ mm 时, 热透镜处的光束半径迅速增加, 由于激光晶体的边界成为了限制激光模式的有效光阑, 所以会带来衍射损耗的增加.

球差效应对谐振腔模式的影响可以定性地解释如下, 球差效应可以看作是对谐振腔本征模的一种微扰, 当该微扰为零时, 谐振腔的本征模为理想的高斯光束, 用 $\psi_{m,n}(x,y)$ 来表示, 下标 m,n 表示了横模的阶数; 当微扰不为零时, 谐振腔的自再现模可以写为上述高斯本征模的线性叠加

$$\Psi_{m,n}(x,y) = \sum_{k=0}^M a_{k,n} \psi_{k,n}(x,y), \quad (7)$$

其中 M 是谐振腔所能允许振荡的最高横模阶数. 在仿真计算的过程中, 所使用的初始场为基模高斯光

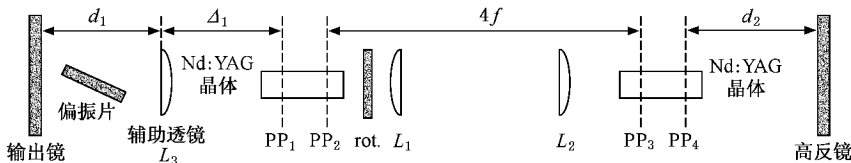


图 4 实验中动态稳定谐振腔设计示意图(PP₁—PP₄ 为热透镜主平面, rot 为石英旋光器; L₁—L₃ 为透镜)

束. 实验中测量了 d_1 的值分别为 300 mm, 350 mm 和 450 mm 时, 激光输出模式的近场光强分布, 如图 3 中的右侧一列所示, 从图中可以明显看出, 随着 d_1 的增加, 模式中旁瓣所占的功率在逐渐增强. 对于图 3(a) 中所示的输出光束, 测量得到的光束衍射倍率因子 $M_2 = 1.6$, 从图中看其光强分布接近理想的高斯分布, 但是实验中无法得到更小的 M^2 值, 其原因正是由于球差效应的存在导致了波前畸变, 从而降低了光束质量. 将图 3 中所示的左右两列结果对比发现, 理论计算与实验结果符合得很好, 证实了热透镜的球差效应是导致输出光束质量降低的主要原因.

实验中还测量了图 3 中所示的三种情况下, 激光器的输出功率分别为 61 W, 54 W 和 42 W, 虽然图 3(c) 中对应的光束填充因子较高, 但是在球差效应作用下, 其腔内光束的单程损耗也增加了, 所以表现出输出功率的降低. 在热透镜球差效应比较小的情

况下, 当球差系数为零时, 高斯光束正是谐振腔的本征模, 所以其功率不会向高阶横模耦合, 在(7)式中的系数只有 $a_{0,0} = 1$, 其余的全都为零. 随着球差系数的增加, 基模的功率开始向高阶模耦合, 基模功率在场 $\Psi_{m,n}(x,y)$ 中所占的比例逐渐减小, 高阶模功率所占的比例逐渐增加, 其表现就是光强分布中出现了旁瓣.

4. 实验结果

实验中所使用的动态稳定腔结构如图 4 所示, 激光器采用双氙灯连续抽运方式工作, 激光晶体尺寸为 6 mm × 177.8 mm. 腔内使用两个激光晶体串接, 中间加入 4f 成像系统和石英旋光器用来补偿热致双折射作用, 理论分析表明^[4], 如果两个激光晶体的热透镜效应相同, 光焦度均为 $D/2$, 这样的光学系统可以等效为一个光焦度为 D 的薄透镜. 图 4 中 Δ_1 和 d_2 的值与上节计算中所取的值相同, 辅助透镜 L_3 的焦距也与上节计算的相同, 所以图 4 中的谐振腔可以近似地由图 2 来等效.

况下, 文献中一般取光束填充因子为 0.7 左右, 这样既有效地利用了基模体积, 又不至于带来较大的腔内损耗. 但是在球差效应比较严重的情况下, 光束填充因子的选择应该根据球差效应的强弱, 通过实验的方法来确定其最佳值. 本文的实验中, 填充因子的最佳值是在 $d_1 = 300$ mm 时, 高斯光束填充因子为 0.37, 实际振荡光束的填充因子为 0.62, 在这种情况下, 基模既具有较大的模体积, 同时腔内光束又具有较低的损耗和较好的光束质量.

5. 结 论

使用 Fox-Li 的衍射迭代算法计算了热透镜的球差效应对大基模体积激光谐振腔模式的影响, 在球差效应作用下, 谐振腔的模式分布出现了旁瓣, 并由此带来了光束质量的降低和光束半径的增加. 通过氙灯连续抽运的双棒串接动态稳定腔的实验结果对上述

计算进行了验证,理论计算与实验结果符合得很好,并且指出,在球差效应比较强的谐振腔中,光束填充

因子是激光器设计的一个重要因素,其最佳值需要根据球差效应的强弱,通过实验的方法来确定.

- [1] Wang S Y ,Guo Z ,Fu J M ,Cai D F ,Wen J G ,Xue H Z ,Tang Y D 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 355 (in Chinese) [王石语、过 振、傅君眉、蔡德芳、文建国、薛海中、唐映德 2003 物理学报 **52** 355]
- [2] Wu D E ,Zhou R ,Zhang X H ,Ding X ,Yao J Q ,Yan C F ,Zhang G Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1196 (in Chinese) [武丁二、周 睿、张晓华、丁 欣、姚建铨、颜彩繁、张光寅 2006 物理学报 **55** 1196]
- [3] Guan J ,Li J P ,Cheng G H ,Chen G F ,Hou X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1804 (in Chinese) [关 俊、李金萍、程光华、陈国夫、侯洵 2004 物理学报 **53** 1804]
- [4] Lü Q ,Kugler N ,Weber H ,Dong S ,Müller N 1996 *Opt. Quant. Electron.* **28** 57
- [5] W Koechner 1999 *Solid-state Laser Engineering* fifth edition (Berlin : Springer Press) § 7.1
- [6] N Hodgson , H Weber 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 2497
- [7] Bonnefois A M , Gilbert M , Thro P Y , Weulersse J M 2006 *Opt. Commun.* **259** 223
- [8] Bo Y ,Geng A C ,Bi Y ,Sun Z P ,Yang X D ,Li R N ,Cui D F ,Xu Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1171 (in Chinese) [薄 勇、耿爱丛、毕 勇、孙志培、杨晓东、李瑞宁、崔大复、许祖彦 2006 物理学报 **55** 1171]
- [9] Frede M , Wilhelm R , Brendel M , Fallnich C 2004 *Opt. Express* **12** 3581
- [10] Hua R , Wada S , Tashiro H 2004 *Opt. Commun.* **232** 333
- [11] Magni V 1986 *Appl. Opt.* **25** 107
- [5] W Koechner 1999 *Solid-state Laser Engineering* fifth edition (Berlin :

Influence of spherical aberration of the thermal lens on the mode profile of a large-volume TEM₀₀-mode resonator^{*}

Liu Chong Ge Jian-Hong[†] Xiang Zhen Chen Jun

(The State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

(Received 17 April 2007 ; revised manuscript received 18 June 2007)

Abstract

The spherical aberration of the thermal lens of the active media is obvious when the solid state lasers are strongly pumped. It can change the mode profile , the single-pass loss , the output power and so on , especially in a large-volume TEM₀₀-mode resonator. The self-consistent mode is calculated using Fox-Li diffraction iterative algorithm. There are side lobes with the fundamental mode when the spherical aberration is introduced , hence the beam quality is degraded. The calculation results agree well with the experimental results. The beam filling factor plays an important role in the design of a laser system. The optimized value of the beam filling factor should be determined experimentally according to the spherical aberration.

Keywords : thermal lens , spherical aberration , cavity mode

PACC : 4260H , 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation--the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (NSAF) (Grant No. 10376033).

[†] E-mail : jianhong@zju.edu.cn