

基于热效应的 4F 简并腔时空输出特性分析

张昆鹏^{1,2}, 张笑琪^{1*}, 冯滔¹, 张艳丽¹, 韦辉¹, 杨方伦^{1,3}, 朱健强¹¹中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800;²上海科技大学物质科学与技术学院, 上海 201210;³中国科学技术大学物理学院, 安徽 合肥 230026

摘要 研究了当激光增益介质存在热效应时,腔长变化对 4F 简并激光腔最大横模阶数及光谱结构的影响。计算和实验结果表明,当简并腔中存在热效应时,腔长偏离理想位置会引起横模拍频带宽变宽,输出光谱的精细结构发生变化;同时腔中光阑位置处的基模半径随之变大,最大横模阶数减小,光场空间相干性增大。进一步分析发现,最大横模阶数对激光腔长非常敏感,腔镜与理想位置的微小距离会导致最大横模阶数的显著减少。通过在腔内加入负透镜或者将增益介质端面加工成曲面并对热效应进行补偿,可以增加腔内模式数量,这有利于降低激光光场的空间相干性。

关键词 激光器; 空间低相干; 简并腔; 热效应

中图分类号

文献标志码

DOI: 10.3788/CJL202249.z220599

1 引言

空间相干性是传统激光器的特性之一,高空间相干性使激光具有很好的方向性,能够以极小的发散角实现长距离传输,但较高的激光相干性会产生散斑现象^[1],不利于实现图像的清晰成像^[2-3]、材料加工以及惯性约束中的靶丸压缩^[4]。因此,为了抑制散斑噪声的出现,人们发展出多种降低激光空间相干性的方法,主要有机械振动法和光电法。机械振动法是通过引入时变的相位延迟来降低光束的空间相干性,具体方法有旋转毛玻璃法^[5-6]、动态液晶光调制器^[7]、高频振动扫描显微镜^[8]等,但这些方法都涉及机械移动,速度相对缓慢,无法实现短时间的散斑抑制。光电法则采用声光调制晶体对激光进行相位调制,激光产生声光衍射,降低了激光的空间相干性^[9-10],它能够克服机械法散斑抑制缓慢的缺点,但是阈值功率低,成本高。1969年,Arnaud^[11]提出了简并腔结构的激光器,该激光器能够产生具有时空低相干特点的激光。由于简并腔的完美成像特性,大量横模可同时在腔内谐振,且兼具多纵模谐振特性,因此 4F 简并激光器同时拥有低时间相干性和低空间相干性^[12-13],这一特点对惯性约束核聚变光场的匀滑尤为重要^[14]。2013年,Nixon等^[15]发现,可以通过改变 4F 简并腔内频谱面的大小来控制简并腔的空间相干性。2015年,Chriki

等^[16-17]研究发现,横模数量的增加可以降低成像中的散斑对比度,10⁵个横模数量可使散斑对比度降低到 2%。2020年,Mahler等^[18]在腔内插入相位散射片,在不改变简并腔光谱总带宽的情况下改变简并腔的光谱精细结构,纳秒时间内散斑对比度降低到 3%,使得 4F 简并激光器的散斑抑制效果得到大幅提高。这些研究分析了 4F 简并激光器时空相干特性的影响因素,但均忽略了激光增益介质中热效应对 4F 简并腔的影响,而在固体激光器中热效应是一个不可忽略的问题。激光增益介质热透镜效应的存在会破坏 4F 简并腔的完美成像特性,进而改变 4F 谐振腔的简并特性。本文从简并腔增益介质存在热透镜效应的角度出发,使用传输矩阵和 G 参数等价腔分析法分析了腔长变化对时空输出特性的影响,并进行了实验验证。研究结果为低时空相干激光器的研究提供了理论和实验参考。

2 4F 简并激光腔解析及热透镜影响分析

2.1 4F 简并激光腔解析

4F 简并激光腔的简并特性体现在两个方面,一是数万个横模可以在腔内同时起振,二是横模频率与纵模频率是简并的。这种简并特性是由 4F 简并腔的结构所决定的,4F 简并腔原理图如图 1 所示,其由增益介

收稿日期: 2022-02-24; 修回日期: 2022-04-19; 录用日期: 2022-05-07

基金项目: 中国科学院战略先导科技专项 A 类(XDA25020203, XDA25020301)、国家自然科学基金(11804318)、中国科学院重点实验室创新基金(CXJJ-21S015)

通信作者: *skcheung@siom.ac.cn

质和一个 4F 成像系统组成,两个端镜位于成像系统两端的透镜焦面上,其中 f 为 4F 简并腔透镜焦距。根据 Fox-Li 衍射理论,由于 4F 成像结构,完美的 4F 简并激光腔端镜 M1 上的光场单次渡越可在端镜 M2 上实现光场自再现,避免了横模在普通腔中来回渡越时发生的衍射损耗,这是区别于一般谐振腔的根本特点。通常使用菲涅耳数 (N_f) 来表征衍射损耗,即 $N_f = a^2 / (L\lambda)$,其中 a 为端镜半径(或光阑半径), L 为腔长, λ 为波长。Siegman^[19] 已论证了菲涅耳数 N_f 与基模半径 ω_0 及最大横模阶数 N_{\max} (一维) 三者的关系:

$$\pi N_f = \frac{a^2}{\omega_0^2} = N_{\max} \quad (1)$$

若激光腔内的最高阶横模是 TEM_{mn} , 则 $(N_{\max})_m = m$, $(N_{\max})_n = n$, 其中 m, n 为横模指数。因此激光腔内横模

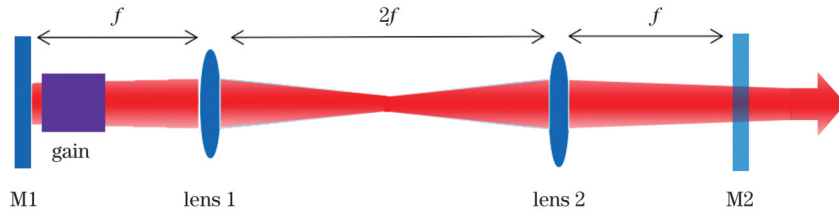


图 1 4F 简并腔原理图

Fig. 1 Schematic of 4F degenerate cavity

4F 简并激光腔的横模频率特性可以通过传输矩阵^[20]进行分析,谐振腔参数 (g_1 和 g_2) 与谐振腔传输矩阵元 (A 和 D) 的关系为

$$g_1 g_2 = \frac{1 + (A + D) / 2}{2} \quad (2)$$

横模频率间隔 $\Delta\nu_\epsilon$ 为

$$\Delta\nu_\epsilon = \frac{c}{2\pi L'} \arccos \sqrt{g_1 g_2}, \quad (3)$$

式中: c 为光速; L' 为谐振腔实际光程。

完美 4F 简并激光腔单程 ABCD 矩阵为

$$\vec{m}_1 = \begin{bmatrix} a_1 & b_1 \\ c_1 & d_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

往返一周总变换矩阵为

$$M_1 = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \vec{m}_1 \times \overleftarrow{m}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中: \overleftarrow{m}_1 是反向单程矩阵。 $A_1 = D_1 = 1$, 4F 简并激光腔属于临界腔, 根据式 (2)、(3) 可知横模频率与纵模频率是简并的。简并激光腔腔长改变 Δz 时 (文中腔长变化特指输出耦合镜 M2 相对腔镜 M1 的成像位置平移 Δz , 其他元件位置不变, 保证激光腔的光阑一直为激光棒端面), 激光腔单程 ABCD 矩阵为

的数量为 $m \times n$, 当 $m = n$ 时横模数量为 N_{\max}^2 。假若图 1 中 4F 简并腔的腔长为 1 m, 增益介质 ($\varphi 8 \text{ mm} \times 105 \text{ mm}$) 是激光腔光阑, 则菲涅耳数计算公式 $N_f = a^2 / (L\lambda)$ 中的 L 是增益介质的长度, 计算可得 4F 简并腔的 N_f 为 143, 横模数量约为 20.2 万。在相同增益介质、相同腔长的平平腔中, L 为谐振腔腔长, 则菲涅耳数 N_f 为 15, 菲涅耳数约为 4F 简并腔的 1/10。由此看出 4F 简并激光腔的高阶模的衍射损耗非常小, 可同时产生数十万个横模。激光光场的空间相干性可用散斑对比度 C 来表征, 根据文献 [16], 散斑对比度 C 与横模数量 N 的关系是 $C = N^{-1/2}$ 。因此, 当各阶横模的占比基本一样时, 散斑对比度与最大横模阶数的关系满足 $C = 1/N_{\max}$, 可以看出 4F 简并激光腔可以有效地降低激光空间相干性。

$$\vec{m}_2 = \begin{bmatrix} a_2 & b_2 \\ c_2 & d_2 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f + \Delta z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

往返一周总变换矩阵为

$$M_2 = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} = \vec{m}_2 \times \overleftarrow{m}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 2\Delta z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7)$$

$A_2 = D_2 = 1$, 可以看出, 改变激光腔腔长后, 激光腔恒为临界腔。根据式 (3) 可知, 腔长变化 Δz 不会影响简并腔的横模频率简并性。

2.2 热透镜影响分析

存在热透镜时简并激光腔的 ABCD 传输矩阵为

$$M' = \begin{bmatrix} A' & B' \\ C' & D' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{f_t^2 - 2d_t^2}{f_t^2} & \frac{2d_t^2(f_t - d_t)}{f_t^2} \\ -\frac{2d_t - 2f_t}{f_t^2} & \frac{f_t^2 - 2d_t^2}{f_t^2} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中: f_t 为热透镜焦距; d_t 为热透镜与 M1 的距离。从式 (8) 中可知, $A' = D' \neq 1$, 4F 简并激光腔的完美成像遭到破坏。当 d_t 大于 0 时, $(A' + D') / 2 < 1$, 4F 简并激光腔由临界腔退化为稳定腔, 横模频率与纵模频率退简并。

根据 G 参数等价腔分析法可计算腔内基模光束的传输特性。具体分为三步: 第一步, 计算出简并腔内往返变换矩阵 M' , 并推导出简并腔的 G 参数; 第二步, 根

据高斯光束自再现公式 $\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R_i} - i \frac{\lambda}{\pi \omega_i^2} = \frac{D' - A'}{2B'} \pm i \frac{\sqrt{4 - (A' + D')^2}}{2B'}$ [21], 求出简并腔端镜处的基模光斑

半径, 其中 q_1 为高斯光束在端镜处的参数值, ω_i 和 R_i 分别为谐振腔端镜上的高斯光束的光斑半径和等相面曲率半径; 第三步, 从腔端面出发, 根据高斯光束传输特性计算出简并腔内任意位置处的基模光斑大小, 即可得到热透镜影响下增益介质棒(即谐振腔光阑)处的基模半径 ω_0 。根据式(1)便能够估算出热透镜影响下腔内能够产生的最大横模阶数以及热透镜对激光光场空间相干性的影响。

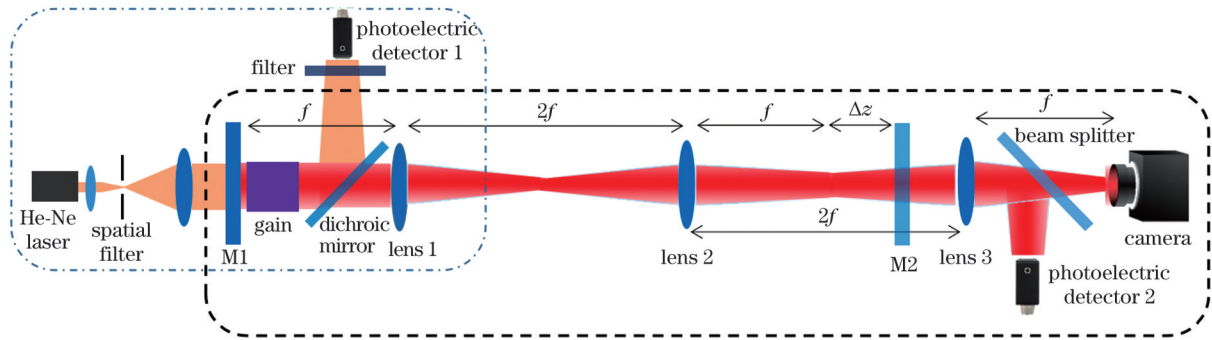


图2 实验装置图

Fig. 2 Experimental configuration

图2左侧的虚线框展示了4F简并腔激光器的热透镜测量光路。准直后的氦氖光束通过具有热透镜效应的增益介质, 经过二向色镜从激光腔中反射出来并进入光电探测器2。其中扩束后的氦氖光束面积远大于光电探测器的探测面积。在测量距离确定的情况下, 光电探测器探测到的激光功率随热焦距变化。热透镜计算公式[21]为

$$f_t = l \left(1 - \sqrt{\frac{P_0}{P}} \right)^{-1}, \quad (9)$$

式中: P_0 为无热效应时(简并腔激光器不工作)测量得到的氦氖激光功率; P 为简并腔激光器工作时测量得到的氦氖激光功率; l 为探测面与热透镜主面的距离。

4 实验结果分析

通过图2所示的光路测量了4F简并激光器工作时的热透镜焦距。热透镜的大小与泵浦波长及输出功率水平呈正相关, 本实验中热透镜是在泵浦功率为17 kW(3倍阈值功率)时测得的, 结果如图3(a)所示, 腔长变化时热透镜焦距在9~13 m区间波动。热透镜焦距波动的原因有两点: 一是激光器模式数量巨大, 模式之间的竞争导致空间能量随机分布; 二是测量使用的氦氖激光器本身的能量波动也会影响测量。

为了研究存在热透镜的情况下腔长对激光器总带

3 实验装置

4F简并腔激光器的结构如图2所示, 4F成像系统由两个焦距为 $f=250$ mm、直径为25.4 mm的BK7平凸透镜组成; 增益介质是掺杂浓度(原子数分数)为1.2%的Nd:YAG, 尺寸为 $\varphi 8$ mm \times 105 mm; 端镜M1为全反镜@1064 nm, 输出镜M2的透过率为 $T=30\%$ @1064 nm; 泵浦半导体激光器(LD)的波长为802 nm, 最大泵浦峰值功率为17.5 kW, 泵浦脉宽为360 μ s, 泵浦频率为1 Hz。采用电荷耦合器件(CCD)扫描测量输出光束在不同位置处的光场分布, 用光电探测器1测量激光的时间波形, 并对其进行傅里叶变换以获得4F简并腔的拍频信号。

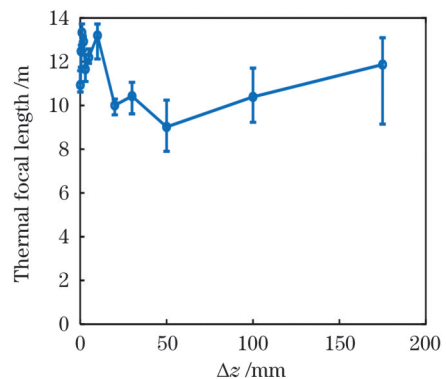


图3 腔长变化对热透镜焦距的影响

Fig. 3 Influence of cavity length variation on focal length of thermal lens

宽及横模拍频带宽的影响, 利用光电探测器测量了激光的时间波形。对时间波形的数据进行傅里叶变换, 获得了4F简并腔的拍频信号。其中激光器总带宽根据纵模拍频的数量来确定, 横模拍频带宽由横模频率间隔和横模最大阶数确定。图4(a)展示了 $\Delta z=0.5$ mm时的归一化拍频信号分布。对于激光器总带宽, 纵模拍频信号的强度大于10%的拍频数量是13个, 强度小于10%的拍频数量是8个, 4F简并腔的带宽约为2.7 GHz, 且实验发现总带宽在腔长变化过程中基本保持不变。图4(a)插图是泵浦功率为3倍阈值功率且

$\Delta z=0.5$ mm 时横模的拍频信号,其横模拍频全带宽 $\Delta\nu=20$ MHz。可以看出,当腔内存在热透镜时,腔长变化会导致横模频率退简并。图 4(b)展示了横模拍频全带宽随腔长的变化,变化趋势是先下降后上升最后再下降。这一现象的原因是:腔长变化引起横模频率间隔和横模最大阶数变化,最终影响横模拍频全带

宽的变化,当腔长增大时,横模频率间隔随之增大,但横模最大阶数随之减小,因此横模拍频带宽随腔长的变化而波动变化。当 $\Delta z=1$ mm 时,横模拍频带宽下降到 20 MHz;当 $\Delta z=10$ mm 时,横模拍频带宽达到最大值 33 MHz;当 $\Delta z=175$ mm 时,横模拍频带宽再次下降到 19 MHz。

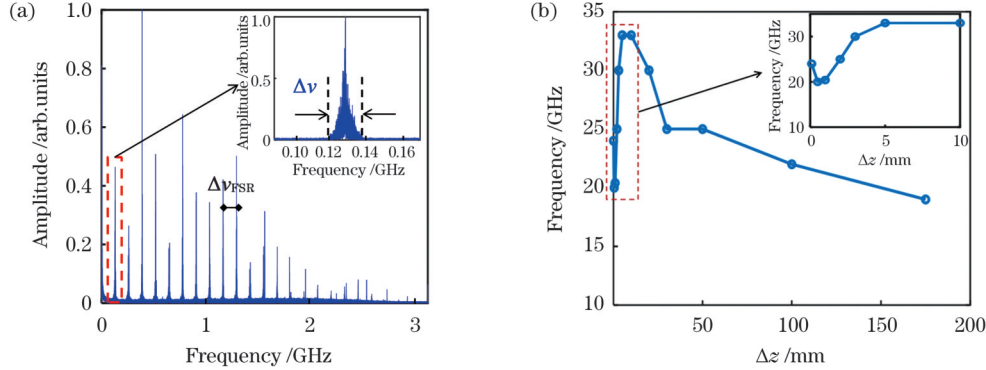


图 4 简并腔腔长对时间分布特性的影响。(a)简并腔拍频分布;(b)腔长变化对横模拍频带宽的影响

Fig. 4 Influence of degenerate cavity length on time distribution characteristic. (a) Beat frequency distribution of degenerate cavity; (b) influence of cavity length variation on beat bandwidth of transverse mode

为了研究存在热透镜时腔长变化对激光光场的空间相干性的影响,我们对光束的最大横模阶数进行了实验测量。采用图 2 中的 CCD 测量不同位置处的光斑直径(直径是指全宽,能量占比约为 99%),对测量得到的直径数据进行双曲线拟合计算,可以获得激光最大阶横模的远场发散角和束腰半径。激光最大阶横模的光束质量因子数即为激光最大横模阶数 N_{\max} ,测量结果如图 5 所示。可以看出,当 $\Delta z=0$ 时,束腰位置处的激光光场分布为边缘陡直的平顶分布, $N_{\max}=205$,对应横模数量 $N\approx 42000$,散斑对比度 $C=0.5\%$;当 Δz 小于 10 mm 时, N_{\max} 下降非常快,当 $\Delta z=10$ mm 时, $N_{\max}=33$,对应横模数量 $N\approx 1089$, $C=3.3\%$,即简并激光腔的空间相干性急剧上升;当 Δz 大于 10 mm 后, N_{\max} 的变化明显变缓;当 $\Delta z=0.7f(175$ mm) 时, N_{\max} 下降到 7,横模数量 $N=50$,下降了 99.5%,此时束腰位置处的光场分布更接近高斯分布。

为了分析存在热透镜时腔长变化对横模最大阶数的影响,分别采用菲涅耳数(空间域)及横模拍频带宽(时间域)两种方法对最大横模阶数 N_{\max} 进行估算。根据测量得到的热透镜焦距计算出谐振腔的传输矩阵,并使用 G 参数等价腔分析法^[19]计算出腔内光阑处的基模半径和横模频率间隔,结果如图 6 所示。可以看出,由于热透镜的存在,在腔长变化较小(<10 mm)阶段,光阑处基模半径和横模频率间隔的增长速度非常快。 $\Delta z=0$ 时,光阑处的基模半径 ω_0 约为 $217 \mu\text{m}$,横模频率间隔为 0.18 MHz; $\Delta z=10$ mm 时,光阑处的基模半径约为 $346 \mu\text{m}$,横模频率间隔为 1.13 MHz。通过测量得到的横模拍频带宽与计算出的横模频率间隔的比值,可以从时间域的角度获得横模最大阶数,计算结果如图 5 所示。可以看出,时域估算的最大横模阶数 N_{\max} 与测量值非常接近,说明热透镜理论模型与时域的测量结果相吻合。根据式(1),可以从空间域的角度估算出最大横模阶数,结果如图 5 所示。根据空间域估算出的最大横模阶数则与实际测量值的偏离较大。以 $\Delta z=0$ 为例,光阑处的基模半径 ω_0 约为 $217 \mu\text{m}$,最大横模阶数 N_{\max} 约为 340,而实验测量的结果是 205。原因有两点:一是激光腔内器件的光轴无法实现理想情况下的一致,导致衍射损耗增加,例如激光增益棒的光轴与两个透镜的光轴不一致,两个腔镜 M1、M2 的光轴与两个透镜的光轴不一致(4F 简并腔的激光能量输出对腔镜的光轴不敏感,这点与普通腔明显不同);二是实验中腔镜 M2 的位置应该没有处于最理想的位置,即实际腔长和预想腔长存在偏差。但是从空间域角度估算的最大横模阶数随距离的变化规律与实验测量是一致的,说明热透镜的理论模型有实际的指导意

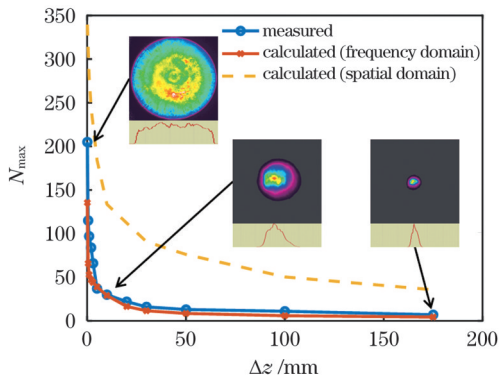


图 5 腔长变化对横模最大阶数的影响

Fig. 5 Influence of cavity length variation on maximum order of transverse mode

义。在存在热透镜效应的情况下,最大横模阶数对腔长距离的变化非常敏感,通过仔细调节腔长,可获得散斑对比度小于 0.3% 的激光光场。因此,改变激光腔长可以作为调节激光空间相干性的一种有效方法,简单快捷。另外,可以从两个角度来提高最大横模阶数以降低光场空间相干性:一是增大增益介质口径;二是补偿热透镜,在腔内加入负透镜或者将增益介质端面加工成曲面^[22-23]。

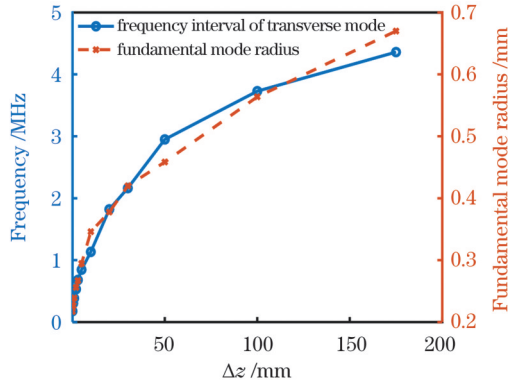


图 6 热透镜下腔长变化对横模频率间隔及基模半径的影响
Fig. 6 Influence of cavity length variation on frequency interval of transverse mode and fundamental mode radius under thermal lens

5 结 论

研究了在激光增益介质热效应下腔长变化对简并激光腔最大横模阶数及光谱结构的影响。热透镜的存在会破坏 4F 简并腔的完美成像特征及横模与纵模频率的简并特性。在泵浦功率为 3 倍阈值功率时,实验测得热透镜焦距约为 10 m,同时获得了在热透镜影响下腔长变化时简并激光腔的拍频信号及最大横模阶数。结果表明,简并激光腔的总光谱带宽约为 2.7 GHz,基本不随热透镜焦距和腔长发生变化,说明存在热透镜效应时,腔长变化对简并激光腔的时间相干性影响不大。在热透镜影响下,当腔长增加时,横模频率间隔从 0.18 MHz 增大到 3.7 MHz,横模拍频带宽在 20 ~ 33 MHz 区间波动,说明腔长变化会影响光谱中的模式分布。最大横模阶数 N_{\max} 的实验结果表明,由于热透镜的存在,腔镜 M2 与理想位置的微小距离会对最大横模阶数产生显著影响。实验获得的最大横模阶数 $N_{\max} = 205$,散斑对比度 $C = 0.5\%$;在 $\Delta z = 10$ mm 时, $N_{\max} = 33$,散斑对比度 $C = 3.3\%$ 。理论模拟了热透镜影响下腔长变化时的最大横模阶数,时域的模拟结果与实验结果吻合,表明热透镜的理论模型对 4F 简并腔时空输出特性的研究具有实际指导意义。分析表明,调节激光腔长是控制激光空间相干性的一种有效方法。

参 考 文 献

[1] Freund I, Joseph W, Goodman: speckle phenomena in optics:

theory and applications[J]. Journal of Statistical Physics, 2008, 130 (2): 413-414.

[2] Akram M N, Chen X Y. Speckle reduction methods in laser-based picture projectors[J]. Optical Review, 2016, 23(1): 108-120.

[3] Chellappan K V, Erden E, Urey H. Laser-based displays: a review [J]. Applied Optics, 2010, 49(25): F79-F98.

[4] Labaune C, Bandulet H, Depierreux S, et al. Laser - plasma interaction experiments in the context of inertial fusion[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2004, 46(12B): B301-B312.

[5] Lowenthal S, Joyeux D. Speckle removal by a slowly moving diffuser associated with a motionless diffuser[J]. Journal of the Optical Society of America, 1971, 61(7): 847-851.

[6] Wang F, Cai Y J. Experimental generation of a partially coherent flat-topped beam[J]. Optics Letters, 2008, 33(16): 1795-1797.

[7] Ostrovsky A S, Garcia E H. Modulation of spatial coherence of optical field by means of liquid crystal light modulator[J]. Revista Mexicana De Fisica, 2005, 51: 442-446.

[8] Akram M N, Tong Z M, Ouyang G M, et al. Laser speckle reduction due to spatial and angular diversity introduced by fast scanning micromirror[J]. Applied Optics, 2010, 49(17): 3297-3304.

[9] Tervonen E, Turunen J, Friberg A T. Gaussian Schell-model beams generated with synthetic acousto-optic holograms[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1992, 9(5): 796-803.

[10] 陈亚红, 蔡阳健. 激光相干性调控及应用[J]. 光学学报, 2016, 36 (10): 1026002.

Chen Y H, Cai Y J. Laser coherence modulation and its applications[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026002.

[11] Arnaud J A. Degenerate optical cavities[J]. Applied Optics, 1969, 8(1): 189-196.

[12] 徐林海, 王宇飞, 贾宇飞, 等. 低相干性激光的研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823008.

Xu L H, Wang Y F, Jia Y F, et al. Research progress of low-coherence laser[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823008.

[13] Pole R V. Conjugate-concentric laser resonator[J]. Journal of the Optical Society of America, 1965, 55(3): 254.

[14] 谢永杰, 刘晶儒, 赵学庆. ICF 中光束平滑及靶面辐照均匀性技术评述[J]. 激光技术, 2001, 25(6): 454-459.

Xie Y J, Liu J R, Zhao X Q. Laser beam smoothing and uniform illumination in ICF[J]. Laser Technology, 2001, 25(6): 454-459.

[15] Nixon M, Redding B, Friesem A A, et al. Efficient method for controlling the spatial coherence of a laser[J]. Optics Letters, 2013, 38(19): 3858-3861.

[16] Chriki R, Nixon M, Pal V, et al. Manipulating the spatial coherence of a laser source[J]. Optics Express, 2015, 23(10): 12989-12997.

[17] Chriki R, Mahler S, Tradonsky C, et al. Spatiotemporal supermodes: rapid reduction of spatial coherence in highly multimode lasers[J]. Physical Review A, 2018, 98(2): 023812.

[18] Mahler S, Eliezer Y, Yilmaz H, et al. Fast laser speckle suppression with an intracavity diffuser[J]. Nanophotonics, 2020, 10(1): 129-136.

[19] Siegman A E. Lasers[M]. New York: Oxford University Press, 1986: 30-68.

[20] Born M, Wolf E. Principles of optics[M]. New York: Pergamon Press, 1980: 460-520.

[21] 吕百达. 激光光学: 激光束的传输变换和光束质量控制[M]. 2 版. 成都: 四川大学出版社, 1992.

Lü B D. Laser optics: Laser beam propagation and beam quality control[M]. 2nd ed. Chengdu: Sichuan University Press, 1992.

[22] 马惠军, 孟俊清, 李小莉, 等. 高功率高重复频率全固态激光器热透镜效应补偿与分析[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(S1): 175-179.

Ma H J, Meng J Q, Li X L, et al. Study on compensation of thermal lens in high power high repetition solid-state laser[J]. High Power Laser & Particle Beams, 2005, 17(S1): 175-179.

[23] Schwarz J, Ramsey M, Headley D, et al. Thermal lens compensation by convex deformation of a flat mirror with variable annular force[J]. Applied Physics B, 2006, 82(2): 275-281.

Spatio-Temporal Output Characteristics of 4F Degenerate Cavity Based on Thermal Effect

Zhang Kunpeng^{1,2}, Zhang Xiaoqi^{1*}, Feng Tao¹, Zhang Yanli¹, Wei Hui¹, Yang Fanglun^{1,3},
Zhu Jianqiang¹

¹*National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;*

²*School of Physical Science and Technology, ShanghaiTech University, Shanghai 201210, China;*

³*School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China*

Abstract

Objective Spatial coherence is one of the characteristics of traditional lasers. High spatial coherence enables good directivity in lasers; however, it also results in speckles. Thus, to suppress speckle noise, many methods have been developed to reduce the spatial coherence of lasers, including the mechanical vibration and photoelectric methods. Specifically, the mechanical vibration method is relatively slow and fails to achieve speckle suppression within short periods; alternatively, the photoelectric method suffers from problems pertaining to low threshold power and high cost. Notably, the laser with a degenerate cavity structure proposed by Arnaud in 1969 features low temporal and spatial coherence. Over recent years, factors influencing the spatio-temporal coherence characteristics of 4F degenerate cavity lasers have been studied; however, the influence of the thermal effect in the laser gain medium on the 4F degenerate cavity has been neglected. The thermal effect in solid-state lasers is a problem that cannot be ignored; this thermal lens effect of the laser gain medium degrades the perfect imaging characteristics of 4F degenerate cavity lasers and also alters the degenerate characteristics of the 4F resonant cavity. Accordingly, considering the thermal lens effect in the degenerate cavity gain medium, the influence of cavity length variations on the space - time output characteristics is analyzed and experimentally verified in this work. These results provide theoretical and experimental supports for research on low space-time coherent lasers.

Methods In this study, the transmission matrix and G-parameter equivalent cavity analysis methods are used for analyzing the spatio-temporal spectrum distribution characteristics of the beam in lasers considering the thermal lens effect in the degenerate cavity. The existence of the thermal lens, which degrades the degeneracy of the transverse mode spectrum in the degenerate cavity, is analyzed. In this experiment, a set of thermal lens measurement optical paths based on the 4F degenerate cavity laser is built. The focal length of the thermal lens, laser beat frequency signal, and maximum transverse mode order of the 4F degenerate cavity laser are measured. Additionally, considering a thermal lens in the cavity, the influence of cavity length variations on the maximum transverse mode order and the transverse mode beat frequency bandwidth in the cavity is theoretically calculated and experimentally verified.

Results and Discussions A set of thermal lens measurement optical paths based on the 4F degenerate cavity laser is built in this experiment (Fig. 2). The influence of cavity length variations in the 4F degenerate cavity laser on the focal length of the thermal lens (Fig. 3), laser beat signal (Fig. 4), and maximum transverse mode order (Fig. 5) is studied. Experimental results reveal that the total spectral bandwidth of the degenerate laser cavity does not vary with the focal length and cavity length of the thermal lens. Further, as the cavity length of the thermal lens increases, the frequency interval of the transverse mode increases, the beat frequency bandwidth of the transverse mode fluctuates, and the maximum transverse mode order, N_{\max} , decreases significantly. Moreover, this study theoretically simulates the maximum transverse mode order with cavity length variations under the influence of a thermal lens, and the simulation results in the time domain are consistent with the experimental results.

Conclusions Here, the influence of cavity length variations on the maximum transverse mode order and spectral structure of a degenerate laser cavity is studied considering the thermal lens effect in the laser gain medium. The existence of a thermal lens degrades the perfect imaging characteristics of the 4F degenerate cavity and the degenerate characteristics at the transverse and longitudinal mode frequencies. In this work, under the influence of a thermal lens, the beat frequency signal and maximum transverse mode order of a degenerate laser cavity are measured considering changes in the cavity length. Results indicate that the total spectral bandwidth of the degenerate laser cavity does not vary with the focal length

and cavity length of the thermal lens. As the cavity length under the thermal lens increases, the transverse mode frequency interval increases and the transverse mode beat frequency bandwidth fluctuates. This suggests that changes in the cavity length affect the mode distribution in the spectrum. Further, experimental results for the maximum transverse mode order show that, owing to the existence of the thermal lens, a small distance of cavity mirror from the ideal position has a significant impact on the maximum transverse mode order. The maximum transverse mode order under the influence of a thermal lens is also theoretically simulated with changes in the cavity length. Notably, simulation results in the time domain are consistent with the experimental results, indicating that the theoretical model of the thermal lens has a practical significance for research on the spatio-temporal output characteristics of 4F degenerate cavity lasers. Analyses also indicate that adjusting the laser cavity length is an effective method for controlling the spatial coherence of these lasers.

Key words lasers; low space coherence; degenerate cavity; thermal effect