

# 用于光生毫米波的双频微片激光器 热致频差特性研究\*

胡淼<sup>†</sup> 张慧 张飞 刘晨曦 徐国蕊 邓晶 黄前锋

(杭州电子科技大学通信工程学院, 杭州 310018)

(2013年5月7日收到; 2013年6月13日收到修改稿)

研究了激光二极管端面抽运的双纵模双频微片激光器的热效应对其输出频谱的影响. 通过对端面抽运 Nd:YVO<sub>4</sub> 微片的热传导方程求解得出晶体内部的温度场分布; 并进一步对微片晶体热致折射率变化进行分析, 由此计算出双频微片激光器的热致频谱变化. 实验结果表明: 当抽运功率较小时得到稳定的双纵模双频激光输出; 当抽运功率增大时, 晶体热效应使双频激光频谱双峰之间的频差减小, 各纵模波长频谱宽度加宽, 实验结果与理论分析相符合.

**关键词:** 光载无线通信, 双频微片激光器, 热效应, 频率差

**PACS:** 42.55.Xi, 42.79.Sz, 44.05.+e

**DOI:** 10.7498/aps.62.204205

## 1 引言

近年来, 随着基于光纤通信与无线通信融合的光载无线通信 (radio-over-fiber, ROF) 领域的快速发展<sup>[1]</sup>, 光生毫米波技术作为 ROF 系统的一项关键技术受到越来越广泛的关注<sup>[2-4]</sup>, 目前在国内外流行的多种光生毫米波方案中, 采用激光二极管 (laser diode, LD) 抽运的双频激光外差产生毫米波的方法最为简单有效. LD 抽运的固体激光器具有结构紧凑、转换效率高、光束质量好<sup>[5,6]</sup>等优点, 将腔长缩至亚毫米量级更可以获得频差为几十 GHz 的双频激光输出, 可作为光生毫米波的光源. 尤其掺 Nd<sup>3+</sup>, Cr<sup>3+</sup>, Er-Yb 等粒子的微片激光器以其较大的增益带宽成为大频差双频激光器的主要研究对象.

1994 年 Czarske 和 Müller<sup>[7]</sup> 通过控制 Nd:YAG 晶体上的压力使单纵模分裂为两个不同的偏振态, 得到频差间隔为 155 MHz, 这是早期的双频激光器实验. 1996 年 Hyodo 等<sup>[8]</sup> 通过调节 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光

器的腔长获得了最大纵模间隔为 101.56 GHz 的双频激光输出. 2002 至 2012 年, 法国的 Marc Brunel 小组<sup>[9-11]</sup> 分别通过高频调制、晶体的热致双折射效应、频率漂移、偏振旋转、光学反馈和电压控制的锁相环等技术, 实现了 0—60 GHz 范围可调谐的双频激光输出. 2008, 2009 年 Mckay 和 Dawes<sup>[12,13]</sup> 通过调整腔内两块 1/4 玻片的夹角, 实现了频差在 0—150 GHz 范围可调的双频激光输出. 2011 年 Zhao 等<sup>[14]</sup> 设计了特殊的谐振腔, 通过将不同波长激光脉冲时间对齐, 获得脉冲 THz 信号输出. 在国内, 清华大学的张书练团队<sup>[15-17]</sup> 自 2001 年开始, 分别采用 Fabry-Perot (F-P) 标准具、加载可调液体压强和腔内插入 1/4 玻片等方法, 实现了频差可调的大频差双频激光输出. 北京理工大学的团队<sup>[18-20]</sup> 在 2006 至 2012 年, 分别通过 F-P 标准具选模、调整腔内两块 1/4 玻片的夹角等方法实现纵模分裂, 获得了几十 MHz 到 1.5 GHz 范围可调的双频激光输出. 其他还有浙江大学、西安理工大学的团队也在双频微片激光器产生大频差方面做了相应的研究. 虽然国内外研究团队提出了多种关于双

\* 浙江省自然科学基金 (批准号: LQ13F010012) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: miao.hu@foxmail.com

频输出特性及频差可调技术的研究, 但是对抽运过程中微片晶体的热效应影响双频激光频差稳定性的问题鲜有报道.

Nd:YVO<sub>4</sub> 是一种常用的激光晶体, 较大的受激发射截面使其容易制成腔长较短的微片激光器, 常温下 180—200 GHz 的增益带宽使其允许输出大频差的双频激光; a-cut 和 c-cut 的两种结构分别可输出偏振与非偏振激光, 可用于实现多种形式的双频激光输出. 但是 Nd:YVO<sub>4</sub> 的热传导系数比较小, 相比于 Nd:YAG 晶体的热效应比较严重, 目前已有报道对微片晶体的热效应及腔模、折射率和光程差变化进行分析<sup>[21–24]</sup>. 本文首先对连续抽运 a-cut 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体双频微片激光器的热温度分布进行数值建模求解, 得出抽运功率与折射率分布、频差之间的关系; 然后进一步仿真得出不同光斑半径时, 微片晶体的热致折射率与热致频差变化的三维图. 根据理论设计相应的双频微片激光实验, 通过改变抽运功率获得不同抽运功率下输出激光的频谱图, 分别对输出双频双峰、带宽等参数进行详细分析. 双频微片激光器的热致频谱特性研究对微片光生毫米波的发展和应用有现实意义.

## 2 热致折射率的理论分析及仿真

一般情况下, LD 抽运的固体激光器, 一部分抽运光转化为激光输出, 另一部分抽运光透过晶体直接输出, 剩余一部分抽运光将转化成热能累积在微片晶体内部. 抽运光的热沉积和晶体温控系统对晶体表面的冷却使得晶体内部形成温度梯度场分布; 继而产生的热效应和热形变, 改变激光谐振腔腔体和折射率等参数, 导致双频微片激光器输出的频谱变化.

对于 LD 端面抽运的 Nd:YVO<sub>4</sub> 微片晶体内部的温度分布, 很大程度上取决于抽运方式和微片一体式的腔体构造. 在端面连续抽运结构中, 晶体在连续抽运光作用下达到稳定时晶体温度分布也达到稳态, 热传导方程只与空间有关, 而与时间无关, 即

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{Q(r, z)}{K} = 0, \quad (1)$$

其中  $K$  为晶体的热导率,  $Q(r, z)$  为晶体内部的热密度, 与抽运光的分布直接相关; 对于高斯型抽运光, 其

激光晶体内部的热密度可表示为

$$Q(r, z) = \frac{P_a \alpha}{\pi \omega_p^2 (1 - \exp(-\alpha L))} \exp(-2r^2/\omega_p^2 - \alpha z),$$

其中  $P_a = \eta P_{in}$  为吸收的热功率,  $\eta$  为抽运功率转换为热功率的比例, 是一常数,  $P_{in}$  为抽运功率, 是一变量;  $\alpha$  为晶体的吸收系数;  $\omega_p$  为抽运光斑半径;  $L$  为微片晶体的长度.

此时, 考虑激光晶体的横向温度场取决于抽运光分布和径向热流, 而纵向温度场仅与热沉积的功率有关<sup>[25]</sup>, 即晶体仅存在径向热流,  $z$  方向的热梯度仅由不同位置晶体吸收的抽运功率不同造成, 简化 (1) 式可以得到:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{a}{r^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_p^2}\right) = 0, \quad (2)$$

其中  $a = \frac{\eta P_{in} \alpha}{\pi (1 - \exp(-\alpha L)) K} \exp(-\alpha z)$  为单位距离的热梯度, 它与晶体参数以及换成热量的抽运功率有关. 求解 (2) 式, 即可得到微片晶体的三维温度分布函数为

$$\begin{aligned} T(P_{in}, \omega_p, r, z) \\ = T(P_{in}, \omega_p, R, z) + \frac{\eta P_{in} \alpha}{4\pi K \omega_p^2 (1 - \exp(-\alpha L))} \\ \times \exp(-2r^2/\omega_p^2 - \alpha z)(R^2 - r^2), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $T(P_{in}, \omega_p, R, z)$  为抽运半径外微片晶体的温度,  $R$  表示微片晶体的半径, 由于微片晶体内部温度对称分布, 晶体中心的温度最高. 若晶体边沿与热沉积温度为  $T_0$ , 由 (3) 式可以得出微片晶体的中心的温度  $T(P_{in}, \omega_p, 0, z)$ , 而微片晶体中心与晶体边沿的温度差可表示为

$$\begin{aligned} T(P_{in}, \omega_p, 0, z) - T_0 \\ = T(P_{in}, \omega_p, R, z) + \frac{\eta P_{in} \alpha}{4\pi K \omega_p^2 (1 - \exp(-\alpha L))} \\ \times \exp(-\alpha z) \cdot R^2 - T_0. \end{aligned} \quad (4)$$

由于晶体的热传导系数较小, 热能量集中分布在光斑范围内, 抽运光斑外的温度增加量相对而言较小<sup>[26]</sup>.

微片晶体温度和热应力的变化将引起晶体折射率的变化, 具体可以分解为与温度、热应力有关的变量, 即  $n(r, T) = n + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_\varepsilon$ , 其中  $n$  表示常温下晶体的折射率,  $\Delta n(r)_T$  表示微片晶体温度变化带来的折射率变化量,  $\Delta n(r)_\varepsilon$  表示与热应力有

关的折射率变化量, 由于热效应引起的晶体折射率的变化量比较小, 可忽略不计. 因此仅留下与温度有关的折射率变化量为

$$\Delta n(r, z)_T = \left[ \frac{\eta P_{in} \alpha}{4\pi K \omega_p^2 (1 - \exp(-\alpha l))} \times \exp(-2r^2/\omega_p^2 - \alpha z)(R^2 - r^2) \right] \cdot \gamma, \quad (5)$$

其中  $\gamma = \frac{dn}{dT}$  表示微片晶体的折射率温度系数, 对 Nd:YVO<sub>4</sub> 来说是一固定的正数, 微片晶体的热致折射率与参数  $r, z, P_{in}, \omega_p$  有关. 图 1 显示了抽运光斑半径大小不一样时, 抽运光入射面 ( $z = 0$ ) 位置微片晶体折射率随抽运功率的变化.

图 1 所示为不同光斑半径下折射率的变化量随微片晶体半径、抽运功率变化的三维图, 计算时假设有 30% 抽运功率转化成了热能量. 图 1(a)—(d) 对应的抽运光斑半径分别为 100, 200, 400, 600  $\mu\text{m}$ .

如图 1(a) 所示, 当抽运光斑半径为 100  $\mu\text{m}$  时, 增大抽运功率观察到折射率变化量随着抽运功率的增大而增加, 折射率变化量沿晶体中心对称分布且中心处变化量最大, 这里取正向半径方向进行分析, 当抽运功率最大增加到 20 W 时, 微片晶体中心折射率增加了 0.19. 在图 1(b)—(d) 中, 观察到随着抽运功率的增加, 热致折射率的变化量也增加, 但增加量逐渐降低; 最大抽运功率保持不变, 抽运光斑半径为 200, 400, 600  $\mu\text{m}$  时, 晶体中心折射率最大分别增加了 0.047,  $12 \times 10^{-3}$ ,  $5.2 \times 10^{-3}$ , 这是因为晶体吸收的热能量主要分布在抽运光斑范围内, 抽运光斑范围外温度变化量较小, 因此抽运半径增大时, 晶体中心升高的温度相比抽运光斑较小时减小, 且沿径向方向的热梯度变小, 折射率增加量减小, 这也是晶体中心处折射率变化量最大, 而抽运半径外折射率变化较小的原因.

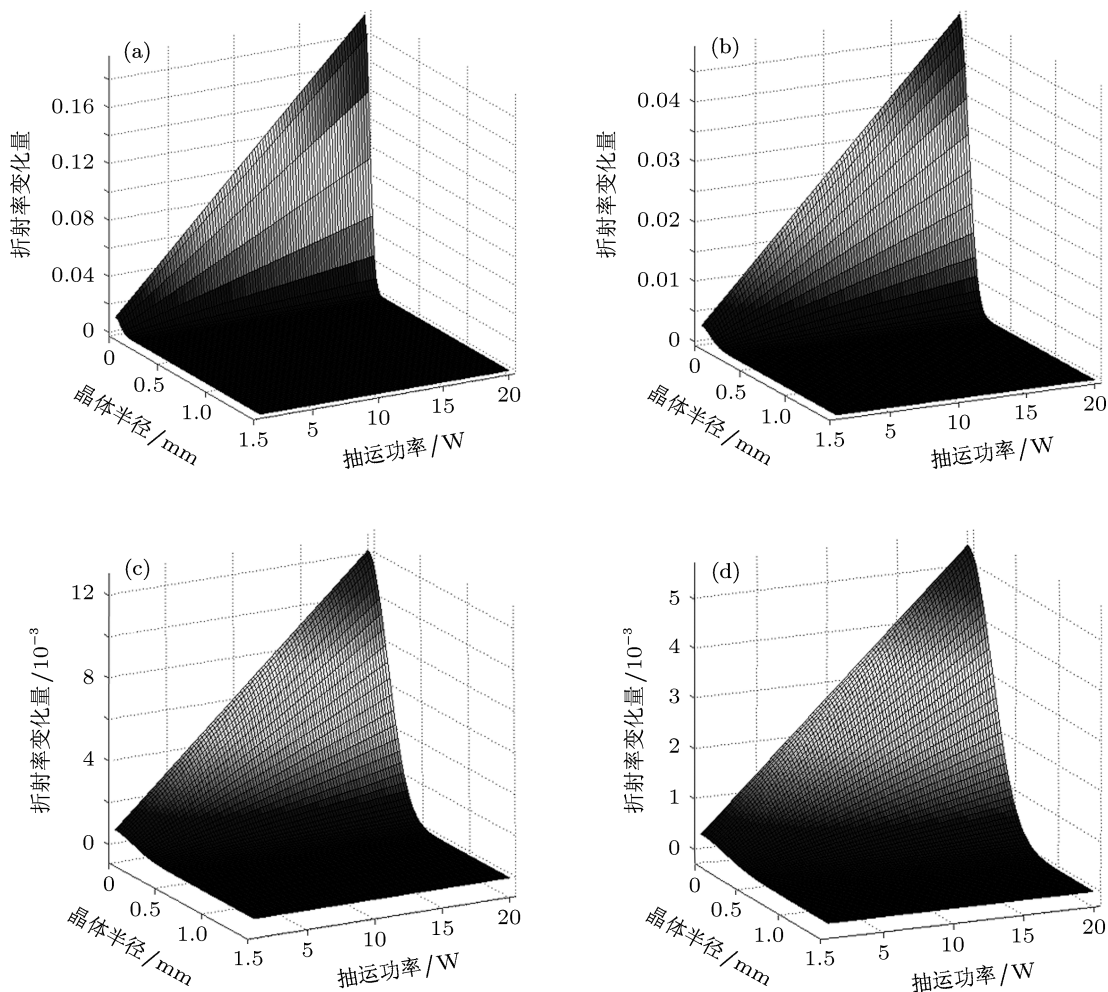


图 1 抽运光斑尺寸不同时热致折射率变化随抽运功率的关系 (a) 光斑半径  $\omega_p = 100 \mu\text{m}$ ; (b) 光斑半径  $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ ; (c) 光斑半径  $\omega_p = 400 \mu\text{m}$ ; (d) 光斑半径  $\omega_p = 600 \mu\text{m}$

### 3 热致频差的理论仿真及频谱加宽的分析

激光在腔内振荡形成驻波场时, 其本征频率满足  $\nu = qc/2nL$ , 其中  $q = 1, 2, 3, \dots$ , 为纵模的阶数. 显然相邻两个频率之间的间隔为:  $\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q = c/2nL$ , 其中  $c$  为光速,  $n$  为微片晶体折射率,  $L$  为谐振腔腔长, 因此双频间隔由腔长  $L$  和折射率  $n$  共同决定. 这里假设当连续抽运功率为, 腔内不存在热效应时, 微片激光器输出双纵模的本征频率间隔为热致折射率改变而导致的双频频差变化的原始基准. 在实验条件下, 抽运功率变化导致的晶体温度变化、谐振腔变形或振动等外界条件都可能使  $L$  和  $n$  发生变化, 继而使双频微片激光器的频差发生改变. 由于热致腔长变化量比较小, 可以忽略不计, 本文只考虑由于晶体的热致折射率变化对频差的影响. 在具体实验操作中, 控制抽运功率缓慢变化, 而且每次改变抽运功率之后都经过一段时间使抽

运源和热沉充分作用, 使激光晶体在不同抽运功率下的热效应达到稳定之后, 再通过光谱仪观测其输出频谱. 因此可以假设热致折射率变化量在任一时刻是稳定不变的. 因此, 结合 (5) 式可知频率间隔变为

$$\Delta\nu(r)_T = c \left\{ 2 \left[ nL + \int_0^L \frac{\eta P_{in} \alpha}{4\pi K \omega_p^2 (1 - \exp(-\alpha l))} \times \exp(-2r^2/\omega_p^2 - \alpha z) (R^2 - r^2) \cdot \gamma \cdot dz \right] \right\}^{-1}. \quad (6)$$

由上式可知, 热致频差的变化与抽运功率  $P_{in}$ 、抽运半径  $\omega_p$ 、双频微片晶体径向长度  $r$  有关. 热效应导致晶体的折射率增加时, 不同抽运光斑半径下微片晶体输出双频频差的变化不同. 图 2 所示为不同抽运光斑半径下, 频差随微片晶体的半径、抽运功率变化的三维图. 图 2(a)—(d) 对应的抽运光斑半径分别为 100, 200, 400, 600  $\mu\text{m}$ .

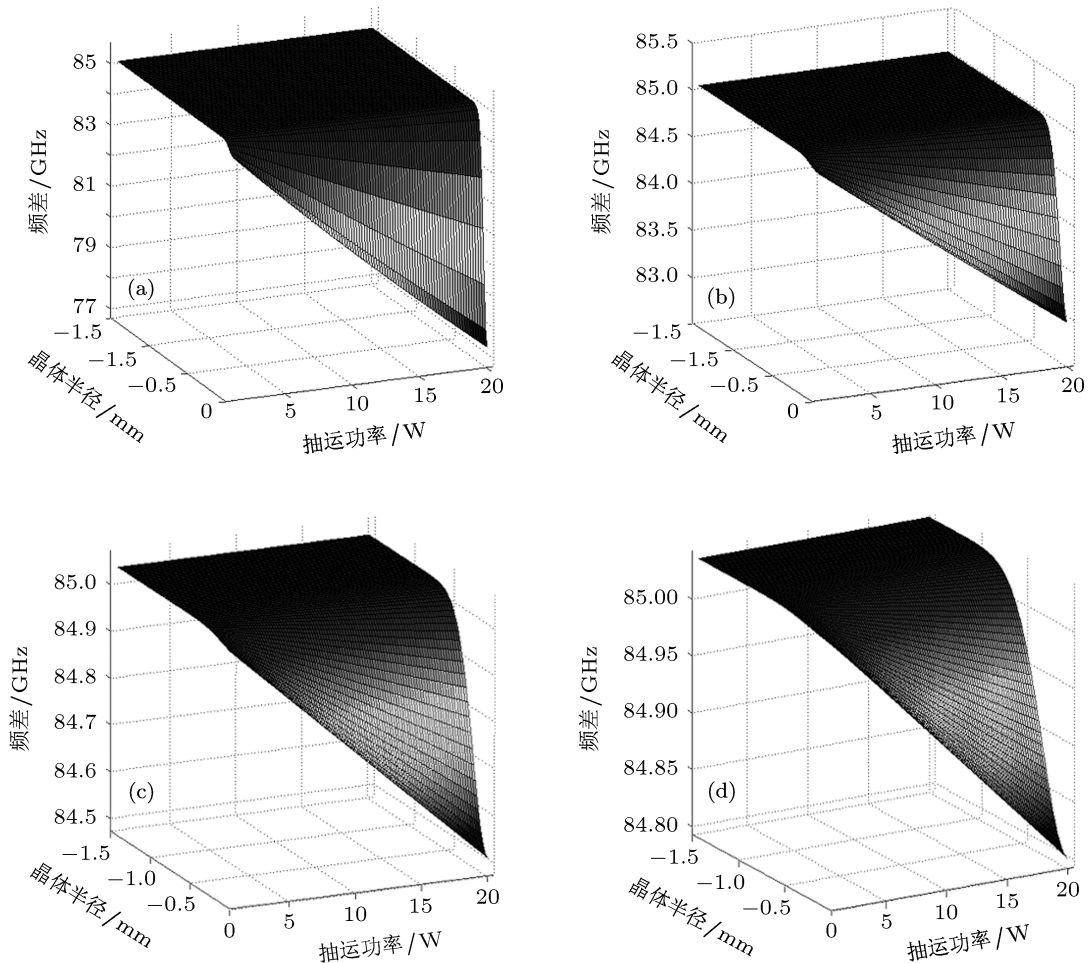


图 2 抽运光斑尺寸不同时热致频差随抽运功率的变化关系 (a)  $\omega_p = 100 \mu\text{m}$ ; (b)  $\omega_p = 200 \mu\text{m}$ ; (c)  $\omega_p = 400 \mu\text{m}$ ; (d)  $\omega_p = 600 \mu\text{m}$

由于端面的平平腔微片激光器激光发射区域半径主要由增益引导造成,因此实际发射双频激光主要集中在抽运半径内.如图 2(a)所示,当抽运光斑半径为  $100\ \mu\text{m}$  时热致频差的变化,增大抽运功率观察到频差随着抽运功率的增大而减小,频差沿晶体中心对称分布且中心处变化量最大.取半径方向进行分析,当抽运功率最大增加到  $20\ \text{W}$  时,晶体中心处输出频差由  $85\ \text{GHz}$  减小为  $77.5\ \text{GHz}$ ,且频差变化主要集中在抽运光斑中心附近,外围变化量较小.在图 2(b)—(d)中,观察到随着抽运光斑半径增大时,频差变化也呈减小趋势,但是减小量变小.当保持最大抽运功率不变,抽运光斑半径为  $200, 400, 600\ \mu\text{m}$  时,晶体中心处的热致频差分别减小到  $83, 84.5, 84.8\ \text{GHz}$ .这是因为晶体吸收的热能量主要分布在抽运光斑中心附近,抽运光斑外围温度变化量较小,因此抽运半径外围热效应也较小,频差变化较小;且抽运光斑半径增大时,晶体中心升高的温度相比抽运光斑较小时减小,因此折射率增加

量减小,导致热致频差的变化量减小.

尽管抽运功率增大时,晶体热效应导致频差减小;但是输出频谱的宽度随着抽运功率的增大而加宽.这是因为抽运功率导致微片晶体的温度升高时,晶体中心与径向  $r$  处温度增加量不同,导致晶体内部的温度梯度差增大,热梯度差将导致输出频谱的宽度加宽,下面的实验输出频谱图可观察到这一现象.

#### 4 实验装置与结果

由上述的理论分析,采用如图 3 所示的实验装置,图中增益介质为掺杂浓度为  $1\ \text{at.}\%$  的  $\text{Nd:YVO}_4$  晶体,尺寸为  $\Phi 3\ \text{mm} \times 0.9\ \text{mm}$ ,晶体折射率为  $1.96$ .晶体的前端面镀  $1064\ \text{nm}$  全反射膜 ( $R > 99.8\%$ ) 和  $808\ \text{nm}$  增透膜 ( $T > 96\%$ ),后端面镀  $1064\ \text{nm}$  高反膜 ( $R > 92\%$ ),作为谐振腔的输出镜,晶体通光方向两端面均为平面,平行度小于  $5''$ ,则谐振腔长度即为  $0.9\ \text{mm}$ ,微片放在温控槽中.

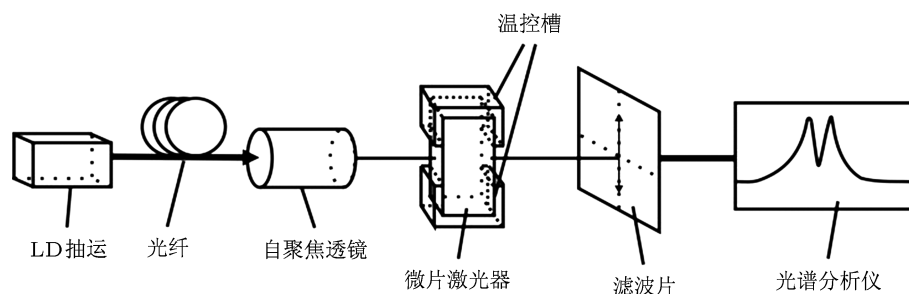


图 3 实验装置图

实验中抽运源是光纤耦合输出激光二极管,最大连续输出功率为  $30\ \text{W}$ ,发射波长为  $808\ \text{nm}$ ,抽运光耦合系统采用自聚焦透镜,耦合效率为  $85\%$ ;抽运光经自聚焦透镜会聚在  $\text{Nd:YVO}_4$  晶体中心的光斑半径为  $100\ \mu\text{m}$ .微片激光器输出的激光分光  $1\%$ ,通过光谱分析仪来观察,光谱分析仪的分辨率为  $0.02\ \text{nm}$ .

实验中,通过增加 LD 的抽运电流增大其输出光功率,得出归一化功率的频谱图.图 4 显示了归一化功率的频谱输出图,图中纵轴表示归一化功率,横轴表示输出脉冲的频率.当抽运电流较小时,双频微片激光器的输出双频频谱图如图 4(a)所示,开始时抽运功率比较小,输入电流为  $8.8\ \text{A}$  时,晶体的热效应影响不明显,输出双频的中心频率分

别为  $2.81795 \times 10^5$  和  $2.8188 \times 10^5\ \text{GHz}$ ,对应的中心波长为  $1064.60$  和  $1064.28\ \text{nm}$ ,频差为  $85\ \text{GHz}$ ;但是此时两个频谱间的光强差较大.增加抽运功率,输入电流为  $10.0\ \text{A}$  时,输出的双频频谱图如图 4(b)所示.此时两频率峰的激光脉冲能量相对比较稳定,光强差较小,输出双频的中心频率分别为  $2.8171 \times 10^5$  和  $2.81795 \times 10^5\ \text{GHz}$ ,对应的中心波长为  $1064.92$  和  $1064.60\ \text{nm}$ ,经过一段时间观察双频频差保持不变,仍为  $85\ \text{GHz}$ ,这是产生热效应较小时稳定的大频差双频输出.

双频激光达到相对稳定之后,增加抽运功率,晶体将进一步吸收一部分抽运能量导致温度升高.图 5 的归一化功率频谱输出图显示了该情况,图中纵轴表示归一化功率,横轴表示输出脉冲

的频率. 如图 5(a) 所示, 增加抽运电流到 15.0 A, 此时输出双频的中心频率分别为  $2.8168 \times 10^5$  和  $2.8176 \times 10^5$  GHz, 对应的中心波长为 1065.04 和 1064.74 nm, 热效应使双频频差由原来的 85 GHz 减小为 80 GHz; 而且两个频谱间的光强差变大. 继续增加抽运功率到 20.0 A, 微片晶体的热效应更加显著, 输出频差继续减小, 如图 5(b) 所示, 此时输出双频的中心频率分别为  $2.81693 \times 10^5$  和  $2.8177 \times 10^5$  GHz, 对应的中心波长为 1064.99 和 1064.70 nm, 双频频差减小为 77 GHz, 与理论分析的热致频差的改变相符合.

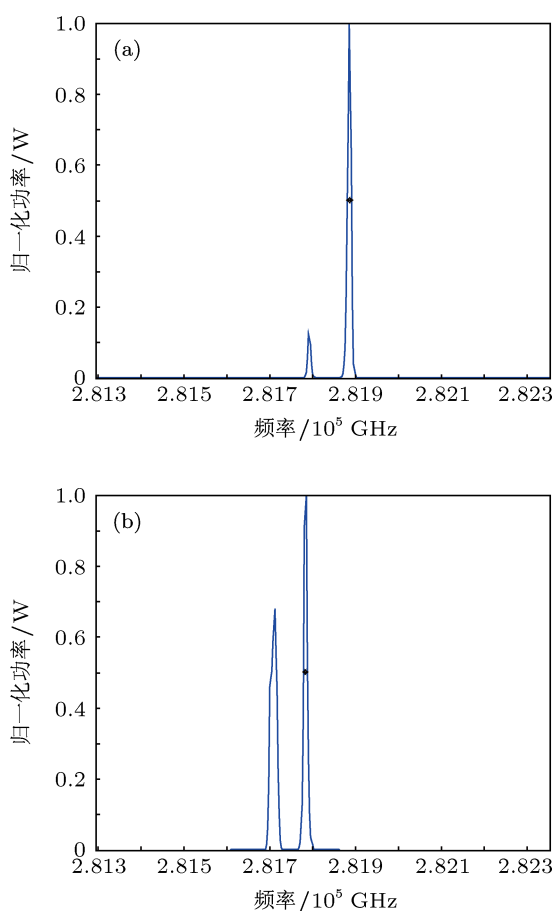


图 4 微片激光器输出光谱 (a) 抽运电流为 8.8 A 时双频微片激光器输出的光谱; (b) 抽运电流为 10.0 A 时双频微片激光器输出的光谱

此外, 随着抽运功率的升高, 双频激光谱宽都变宽. 由图 5(b) 可以看出, 双频变成了一个谱宽较宽、功率较大的频谱和一个谱宽较窄、功率较小的频谱. 这是因为抽运功率增大过程中, 微片晶体的温度升高, 使晶体中心与径向的热梯度差增大, 且不同发光区域处激光频率不同, 导致输出的双频谱宽展宽. 而热效应还导致输出的激光频率发生漂

移, 与此同时增益谱也发生移动, 由于增益带宽的限制, 使得增益带宽边缘处激光频谱能量较小, 产生了一个频谱的激光能量较大而另一频谱的激光能量较小的现象.

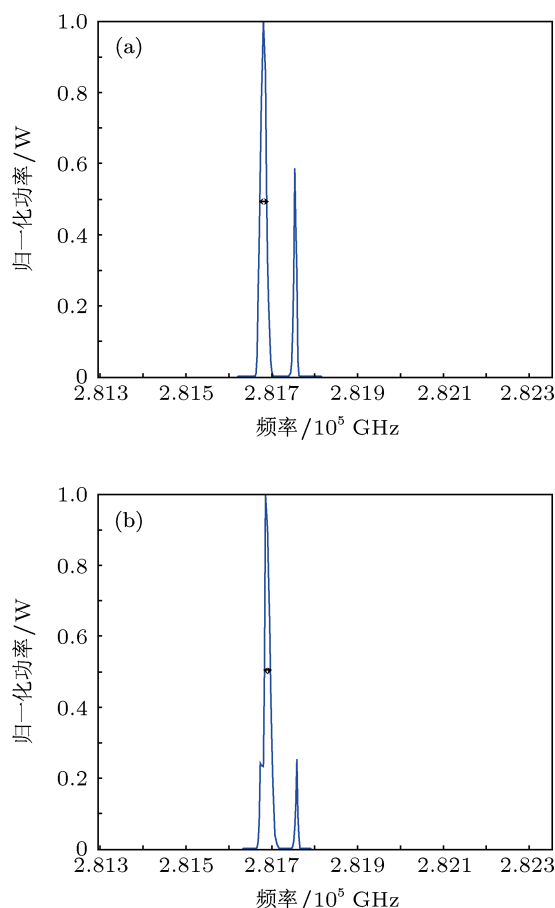


图 5 微片激光器输出光谱 (a) 抽运电流为 15.0 A 时双频微片激光器输出的光谱; (b) 抽运电流为 20.0 A 时双频微片激光器输出的光谱

由图 4 和图 5 可以看出光谱图中输出双频的频谱宽度随抽运功率的增大逐渐增加的过程. 图 4(a) 中抽运功率较小, 抽运电流为 8.8 A 时, 归一化功率 0.5 处的频谱宽度为 10 GHz, 对应 0.04 nm; 图 4(b) 中抽运功率增大, 当抽运电流为 10.0 A 时, 输出归一化功率 0.5 处的频谱宽度为 13 GHz, 对应 0.05 nm; 图 5(a) 中当抽运电流为 15.0 A 时热效应比较明显, 归一化功率 0.5 处的频谱宽度为 18 GHz, 对应 0.07 nm; 图 5(b) 中当抽运电流为 20 A 时, 热效应更加明显, 归一化功率 0.5 处的频谱宽度为 22 GHz, 对应 0.08 nm. 抽运功率增大过程中, 晶体的径向热梯度导致输出的双频宽度展宽, 归一化功率 0.5 处的频谱宽度可由初始的 10 GHz 增大到 22 GHz.

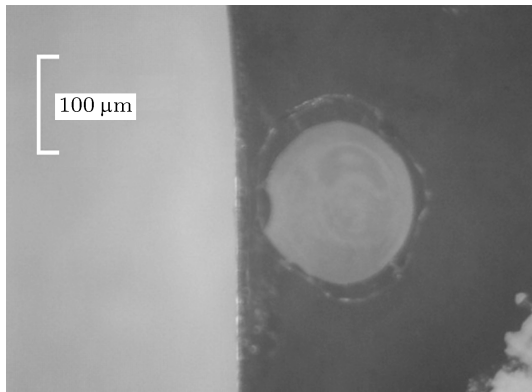


图6 抽运电流为 24.0 A 时微片晶体断裂图

虽然随着抽运功率的增加输出双频激光的功率也提高,但是并不能通过持续增加抽运功率以提高输出功率,因为微片晶体的厚度比较薄,抽运功率过大导致晶体温度超过一定值时,将引起微片晶体内部热应力超过可承受极限而断裂.图6所示为抽运电流为 24.0 A 时,晶体内部热梯度最大处超过可

承受的热应力而断裂,中间黑白间隔处为断裂位置,中心斑点为抽运光斑的位置,由于抽运功率过高导致抽运光斑范围内微片晶体的镀膜被损坏.因此在晶体可承受热应力范围内,热效应导致的热致频差并不会一直减小,而是在一定范围内变化的,与理论仿真结果相符合.

## 5 结论

本文在理论分析微片晶体温度变化导致折射率变化的基础上,建立了符合实际情况的装置图,证实了热效应将导致频差的变化.利用激光二极管抽运 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体,抽运功率较小时,热效应的影响比较小,实验获得了稳定的双频激光输出;抽运功率增大时,微片晶体吸收能量产生热效应使自身的折射率发生改变,继而导致双频激光特性发生改变.最后,实验结果与理论分析相比较,验证了理论分析的正确性.

- [1] Koonen A M, Larrodé M G, Ng'oma A, Wang K, Yang H, Zheng Y, Tangdongga E 2008 *Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference (OFC/NFOEC 2008)* San Diego, California, February 24, 2008 p1
- [2] Hu M, Tang Y P, An R D, Pan S Q, Liu C, Chen J 2011 *J. Optoelectron. Laser* **22** 1435 (in Chinese) [胡淼, 唐拥攀, 安汝德, 潘孙强, 刘崇, 陈军 2011 光电子·激光 **22** 1435]
- [3] Zhu H Y, Zhang G, Zhang Y J, Huang C H, Duan Y M, Wei Y, Wei P F, Yu Y L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094209 (in Chinese) [朱海永, 张戈, 张耀举, 黄呈辉, 段延敏, 魏勇, 尉鹏飞, 于永丽 2011 物理学报 **60** 094209]
- [4] Hu M, An R D, Zhang H, Huang Q F, Ge J H 2013 *Laser Phys. Lett.* **10** 1
- [5] Xu F H, Wang Z P, Zhang H J, Liu X M, Xu X G, Wang J Y, Shao Z S, Jiang M H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3950 (in Chinese) [徐方华, 王正平, 张怀金, 刘训民, 许心光, 王继扬, 邵宗书, 蒋民华 2007 物理学报 **56** 3950]
- [6] Rolland A, Frein L, Vallet M, Brunel M, Bondu F, Merlet T 2010 *Photon. Technol. Lett.* **22** 1738
- [7] Czarske J, Müller H 1994 *Electron. Lett.* **30** 970
- [8] Hyodo M, Tani M, Matsuura S, Onodera N, Sakai K 1996 *Electron. Lett.* **32** 1589
- [9] Lai N D, Brunel M, Bretenaker F, Ferrand B, Fulbert L 2003 *Opt. Lett.* **28** 328
- [10] Brubel M, Amon A, Vallet M 2005 *Opt. Lett.* **30** 2418
- [11] Rolland A, Brunel M, Loas G, Frein L, Vallet M, Alouini M 2011 *Opt. Express* **19** 4399
- [12] McKay A, Dawes J M 2008 2008 *International Topical Meeting on Microwave Photonics and 2008 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference* Gold Coast, Australia, September 30 – October 3 2008 p263
- [13] McKay A, Dawes J M 2009 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21** 480
- [14] Zhao P, Srinivasa R, Ding Y J, Zotova L B 2011 *Opt. Lett.* **36** 4818
- [15] Jiao M X, Zhang S L, Liang J W 2001 *Chin. J. Lasers* **28** 100 (in Chinese) [焦明星, 张书练, 梁晋文 2001 中国激光 **28** 100]
- [16] Huang C N, Li Y, Guo H, Zhu J 2002 *J. Optoelectron. Laser* **13** 229 (in Chinese) [黄春宁, 李岩, 郭辉, 朱钧 2002 光电子·激光 **13** 229]
- [17] Ren C, Zhang S L 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 1
- [18] Zhang P, Li L, Yang S H, Zhao C M 2006 *Infrared and Laser Engineering* **35** 129 (in Chinese) [张鹏, 李磊, 杨苏辉, 赵长明 2006 红外与激光工程 **35** 129]
- [19] Li L, Zhao C M, Zhang P, Yang S H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2663 (in Chinese) [李磊, 赵长明, 张鹏, 杨苏辉 2007 物理学报 **56** 2663]
- [20] Wu X, Yang S H, Chen Y, Zhao C M, Liu Z J 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 1 (in Chinese) [吴霞, 杨苏辉, 陈颖, 赵长明, 刘志杰 2012 光学学报 **32** 1]
- [21] Song X L, Guo Z, Li B B, Wang S Y, Cai D F, Wen J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1700 (in Chinese) [宋小鹿, 过振, 李兵斌, 王石语, 蔡德芳, 文建国 2009 物理学报 **58** 1700]
- [22] Kuzmina M S, Martyanov M A, Poteomkin A K, Khazanov E A, Shaykin A A 2011 *Opt. Express* **19** 21977
- [23] Zhao J T, Feng G Y, Yang H M, Tang C, Chen N J, Zhou S H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084208 (in Chinese) [赵建涛, 冯国英, 杨火木, 唐淳, 陈念江, 周寿桓 2012 物理学报 **61** 084208]
- [24] Zhou Y, Dai Y, Yao S N, Liu J, Chen J B, Chen S F, Xin J G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024210 (in Chinese) [周英, 戴玉, 姚淑娜, 刘军, 陈家斌, 陈淑芬, 辛建国 2013 物理学报 **62** 024210]
- [25] Innocenzi M E, Tura H T, Fincher C L, Fields R A 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
- [26] Shi P, Li J P, Chen W, Li L, Gan A S 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 1772 (in Chinese) [史彭, 李金平, 陈文, 李隆, 甘安生 2009 中国激光 **36** 1772]

# Thermally induced frequency difference characteristics of dual-frequency microchip laser used optical generation millimeter-wave\*

Hu Miao<sup>†</sup> Zhang Hui Zhang Fei Liu Chen-Xi Xu Guo-Rui  
Deng Jing Huang Qian-Feng

(College of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

(Received 7 May 2013; revised manuscript received 13 June 2013)

## Abstract

The thermal effect of laser diode end-pumped double longitudinal mode dual-frequency microchip laser on dual-frequency laser spectrum is investigated in detail. Through solving the heat conduction equation of isotropic material, a general expression of temperature field within Nd:YVO<sub>4</sub> microchip crystal is obtained, then the thermally induced refractive index change of microchip laser is analyzed, and thus the thermally induced frequency difference change of dual-frequency microchip laser is calculated. According to the theoretical results, an experiment is designed. The experimental results show that with a small pumping power, a stable double longitudinal mode dual-frequency is obtained; increasing the pumping power, the thermal effect of crystal makes the frequency difference decrease gradually, and the width of each mode spectrum broaden. The experimental results are in good agreement with the theoretical analyses.

**Keywords:** radio over fiber, dual-frequency microchip laser, thermal effects, frequency difference

**PACS:** 42.55.Xi, 42.79.Sz, 44.05.+e

**DOI:** 10.7498/aps.62.204205

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LQ13F010012).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: miao.hu@foxmail.com