

文章编号: 1001-3806(2010)06-0861-04

流液体激光器的热流场对输出光场的影响

王鹏飞¹, 马再如^{1,2}, 李密³, 宋影松³, 魏泳涛⁴, 张玉明⁴, 冯国英¹, 陈建国^{1*}

(1. 四川大学电子信息学院, 成都 610064; 2. 西华大学理学院, 成都 610039; 3. 中国工程物理研究院应用电子学研究所, 绵阳 621900; 4. 四川大学建筑与环境学院, 成都 610064)

摘要: 为了研究液体流速对输出光场的影响, 采用数值模拟的方法, 模拟了硬边正支非稳腔的有源液体激光器的输出场, 并用有限元差分法分析了不同流速条件下热流场分布, 得到了在平面波抽运光抽运, 并考虑介质的增益饱和时其输出光场的光束质量和光斑中心(峰值强度), 在实验观察到了液体流动时光斑中心发生了偏移。结果表明, 当液体流速大于 1m/s 时, 光束质量趋于定值, 激光光斑中心偏向于受抽运面的侧面。

关键词: 激光器; 液体激光器; 激光二极管; 非稳腔; 光斑中心

中图分类号: TN248.3 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.06.037

Effect of thermal flow field on the output field distribution of liquid lasers

WANG Peng-fei¹, MA Zai-ru^{1,2}, LI Mi³, SONG Ying-song³, WEI Yong-tao⁴,
ZHANG Yu-ming⁴, FENG Guo-ying¹, CHEN Jian-guo¹

(1. College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Institute of Applied Physics, Xihua University, Chengdu 610039, China; 3. Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China; 4. College of Architecture and Environmental, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: In order to study the effect of liquid velocity on laser output field, the output characteristics for hard-edge positive branch unstable resonators in transverse-flow liquid lasers were simulated with finite element difference method algorithm. The thermal flow field for different liquid velocities was analyzed by means of finite element method. The beam quality and laser spot center (peak intensity) were studied when the pump light was plane wave. The offset of spot center was observed in the experiment. The result is that the laser quality is tending to the constant and the laser spot center is biased to the pumped side when the liquid velocity is larger than 1m/s.

Key words: lasers; liquid laser; laser diode; unstable resonator; laser spot center

引言

近年来,随着激光二极管技术的迅速发展,目前已经可以人为地控制其输出波长和输出线宽,成为优质的抽运光源,为高能液体激光技术的发展提供了坚实的基础^[1]。因而对掺 Nd³⁺ 的无机液体激光技术的研究重新兴起,并取得了重大进展^[2-3]。2003年,美国利弗莫尔实验室报通了采用激光二极管抽运掺 Nd³⁺ 无机液体激光系^[4]。

目前研究液体激光介质温度场分布,通常将液体激光器抽运区的流动简化成2维流动^[5-7],并且忽略了壁面的影响,使得分析温度场分布难度大量降低,然而却无法

准确地反映液体介质在抽运过程中的温度场分布。

通过对液体介质在抽运过程中涉及的流动、对流扩散和瞬态传热过程采用热-流-固耦合场模型,基于有限元差分法对温度场进行了模拟,针对具体参量分析了介质流速对激光系统性能的影响,并计算了输出场的光斑中心。

1 计算理论与模型

1.1 温度分布计算模型

考虑无机液体为不可压缩粘性流体,其流动基本方程如下。

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

式中, \mathbf{v} 为速度矢量。

动量微分方程即 Reynolds 方程:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot (\nabla \mathbf{v}) = \mathbf{F} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\tau}') \quad (2)$$

式中, ρ 为密度; \mathbf{F} 为单位体积流体所承受的体积力; $\boldsymbol{\sigma}$

基金项目:国家自然科学基金资助项目(10976017)

作者简介:王鹏飞(1985-),男,硕士研究生,主要从事激光系统方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail:optics_lab@163.com

收稿日期:2009-11-16;收到修改稿日期:2010-03-11

为 Cauchy 应力张量; τ' 为考虑了湍流效应的 Reynolds 应力张量, t 为时间。

$$\sigma = -pI + 2\mu_0 S \quad (3)$$

式中, p 是流体压力, I 是 2 阶单位张量, $S = 0.5[\nabla v + (\nabla v)^T]$ 是应变率张量, μ_0 是流体的动力粘性系数。

流体的温度分布服从对流-扩散方程, 即:

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \nabla T \right) = \kappa \nabla^2 T + 2\mu_0 S : S + Q \quad (4)$$

式中, c 为流体的比热容, κ 为流体的热导率, Q 为流体内的体热源, “:” 表示双重点积。

根据流动 Reynolds 数来判定无机液体激光介质处于层流或湍流的状态。管流的 Reynolds 数的定义为 $Re = \rho \bar{v} d / \mu_0$, 其中 \bar{v} 为平均流速, d 为管径 (对方管则约为 $2 \times \sqrt{A/\pi}$, A 为面积)。通常认为对管流, 当 $Re < 2000$ 时, 为层流状态, $Re > 4000$ 则为湍流^[8]。

则折射率变化与温度场的关系可以表示如下:

$$\Delta n = \frac{dn}{dT} \cdot \Delta T \quad (5)$$

式中, $dn/dT = -500 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ ^[2]。

1.2 快速傅里叶变换

对于液体激光器, 增益介质可以等价于等间距分布的几个增益薄片, 激光光束在薄片之间自由传输。因为只有部分谐振腔被增益介质占用, 如图 1 所示, 其

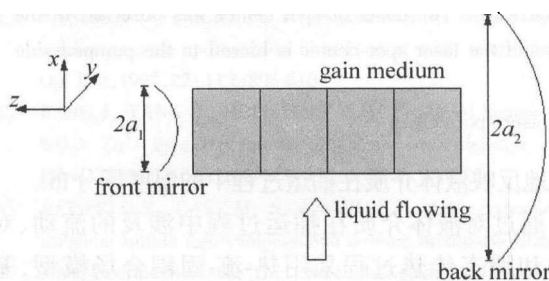


Fig. 1 Schematic diagram of laser with positive branch unstable resonator 中 a_1 为前端镜半径, a_2 为后端镜半径, 谐振腔被分成两部分考虑。一部分是增益介质, 此部分考虑增益饱和效应; 另一部分是自由空间, 可以利用快速傅里叶变换来求解光场光强^[9]。

由傅里叶光学可知, 对空域中的光场分布为:

$$u_1(x, y) = \iint P_1(\nu_x, \nu_y) \exp(j2\pi\nu_x x + j2\pi\nu_y y) d\nu_x d\nu_y \quad (6)$$

式中, ν_x, ν_y 为平面波空间频率, $P_1(\nu_x, \nu_y)$ 为频谱分布。

非稳腔是具有大 Fresnel 数的不稳定共振腔, 可以使最初在共振腔中心附近发生的辐射充满整个激光介质, 而其相位控制发生在共振腔中心部分, 故能保持低阶模(单模)运转和高质量的输出光束, 因此, 对具有大的横向尺寸的激活介质, 一般都采用非稳腔使激光器获得近似衍射极限的光束输出^[10]。

1.3 增益分布

抽运光近似为平面波, 则抽运光具有如下的光强分布:

$$I = I_0 e^{-\alpha y} \quad (8)$$

式中, α 为介质对抽运光的吸收系数, y 为光传播方向, I_0 为抽运光在垂直于 y 方向的平面内的分布。

小信号增益系数为^[11]:

$$g_0 = \sigma \beta I \eta \eta_q \tau_f / (h\nu_0) \quad (9)$$

σ 为粒子受激发射界面, β 为液体吸收系数, η 为光耦合系数, η_q 为量子效率, ν_0 为频率, h 为普朗克数, τ_f 为荧光寿命。

饱和增益系数为:

$$g = g_0 / (1 + I/I_s) \quad (10)$$

此时, 激光器中的光强 $I = C \Phi h\nu$, 定义饱和光强 $I_s = h\nu / (\sigma \tau_f)$, 其中 Φ 为谐振腔中的光子通量密度, C 为光速^[12]。

光束质量的计算由 2 阶矩的方法得出半径, 然后采用 2 次曲线拟合的方法得到, 由于非稳腔输出的光束存在硬边衍射, 利用 2 阶矩的方法求得的光束质量 M^2 因子偏大, 但计算值可以反映出光束质量的相对好坏。

在折射率分布不对称、增益分布不均匀情况下, 采用 1 阶矩的方法能衡量光斑中心相对于中心的偏移情况。光斑的 1 阶矩的求法为:

$$x_0 = \iint x P(x, y) dx dy / \iint P(x, y) dx dy \quad (11)$$

$$y_0 = \iint y P(x, y) dx dy / \iint P(x, y) dx dy \quad (12)$$

式中, $P(x, y)$ 为光束功率密度。

2 计算结果与分析

假定处在稳定流场, 根据(5)式计算折射率变化时主要考虑垂直于光束传播方向截面内的温度梯度分布^[5], 所以用 2 维温度梯度分布近似为增益薄片上的温度梯度分布。抽运方式为频率为 100Hz 的侧面抽运, 抽运脉宽为 300 μs , 抽运强度为 0.6kW/cm², 光强分布为平面光波, 室温为 20 $^\circ\text{C}$, 石英管道壁厚均为 2mm, 计算所用其它参量如表 1 所示。根据 Reynolds

Table 1 Parameters in the calculation^[5]

wavelength/ μm	1.053
absorbing coefficient β/cm^{-1}	3
fluorescence lifetime τ_f/s	3×10^{-4}
quantum efficiency η_q	95%
excited emission cross-section σ/cm^2	9×10^{-20}
dynamic loss coefficient α/cm^{-1}	0.5%
gain length l/cm	0.8
specific heat capacity $c/(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	1.302×10^3
liquid density $\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	1.80
thermal conductivity $\kappa/(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	0.0067
spectrum coupling coefficient η	$\approx 90\%$

数判定流速为 1m/s 时流动状态为层流状态,大于 2m/s 时流动状态为湍流状态。四周壁面采取空气自然冷却,空气冷却的换热系数为 50W/(m²·K)。利用有限元分析软件 ANSYS 计算所得的温度场分布如图 2a 所示。

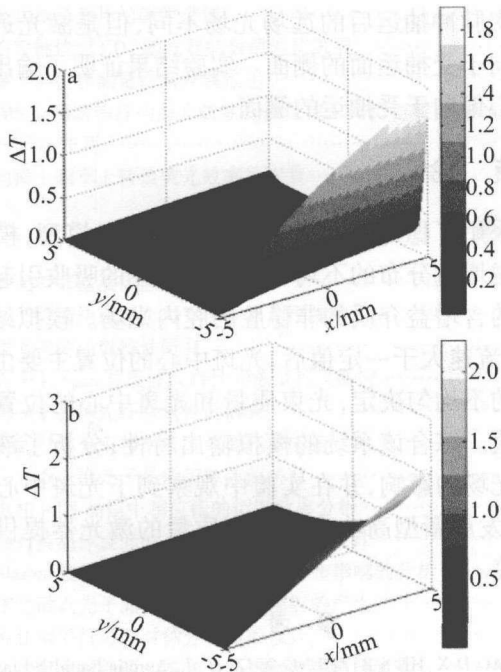


Fig.2 Schematic diagram of the distribution of ΔT

a—when the velocity is 0.5m/s b—when the intensity of pump light is 0.6kW/cm²

与根据参考文献[5]中计算得到的温度场相比,最高温度差减小,并且在未抽运的侧面出现温度梯度分布。这是由于考虑了壁面对流场温度分布的影响,液体在腔壁处有粘滞,液体流速减慢,液体中沉积的热量被带走减小,所以在未抽运的侧面出现温度梯度分布。

采用正支非稳腔,后端镜半径 $a_2 = 0.5\text{cm}$,放大率 $M = 2.5$,有效折射率为 $N_{\text{eff}} = 20$,前腔曲率半径 R ,模拟计算结果如表 2 所示。图 3 是液体流速 $u = 0.5\text{m/s}$ 、抽运光强为 0.6kW/cm^2 时的腔内光强分布。抽运光传过增益介质时,由于吸收,光强将逐渐变小,引起增益横向分布不均匀;同时,还由于液体的流动,引起介质的温度变化的不均匀,导致了介质的热致折射率的分布的不均匀,从而改变了腔内光强分布和相位分布。

Table 2 The result of calculation when the pump intensity is 0.6kW/cm²

$u/(m \cdot s^{-1})$	0.2	0.5	1	2	5	7.5	10
x_0/mm	0.0143	-0.6359	-0.0937	0	0	0	0
y_0/mm	-0.2807	0.2574	-0.1420	-0.1633	-0.1655	-0.1659	-0.1660
M_x^2	44.4865	24.2955	25.0938	23.4298	24.3684	23.9698	23.9458
M_y^2	29.1476	17.7589	23.5403	23.6849	23.6812	23.6808	23.6808

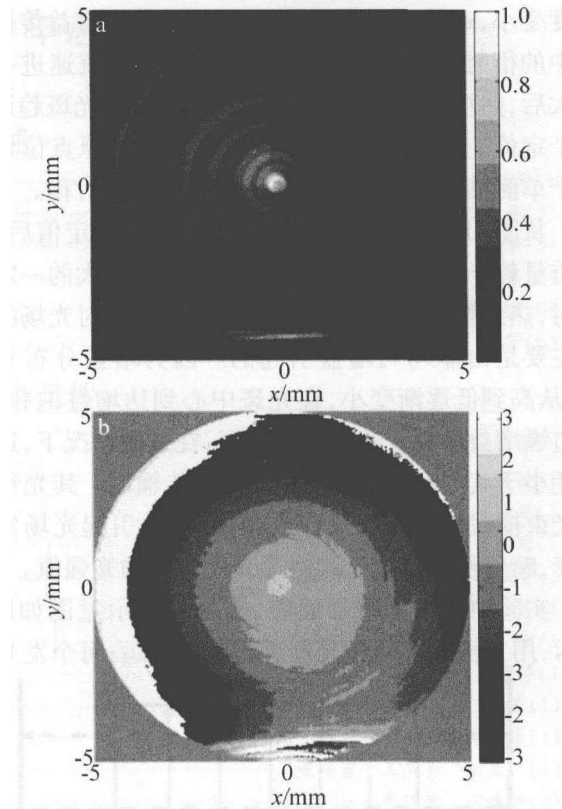


Fig.3 Loaded unstable resonator when the velocity is 0.5m/s and the intensity of pump light is 0.6kW/cm²

a—plots of wave intensity b—phase just inside the output mirror

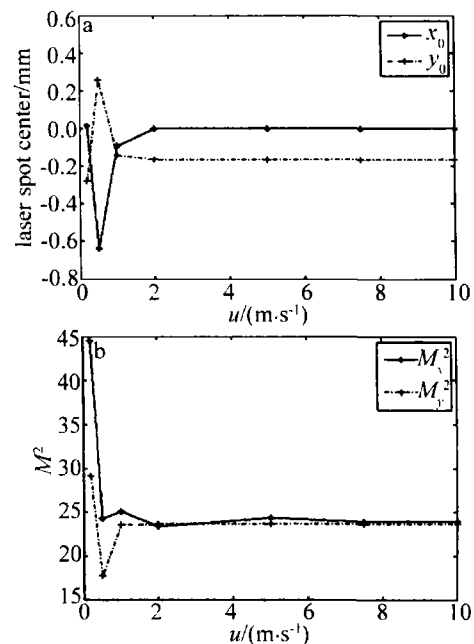


Fig.4 The effect of velocity of liquid on laser spot center of the near field profile and M^2 when the pumping intensity is 0.6kW/cm²

从图 4a 可以看出,当液体流速大于 2m/s 后,光斑中心趋于定值,光斑中心偏向于受抽运的侧面。在液体流速比较小时,光斑中心位置 x_0 主要受热致折射率的影响,在抽运光抽运过程中,流速越大,液体中沉积的热量能更快的被带走,因而介质横截面内的折射率

梯度变小, x_0 趋近于原点。 y_0 是由介质的增益传播过程中的衍射和增益分布特点共同决定, 当流速进一步增大后, 热沉积导致的折射率改变量很小, 光斑趋近于一个定值。此时, 近场光斑中心位置偏离原点位置是由于单侧抽运时的增益分布不是关于原点对称。

从图 4b 也可以看出, 液体流速大于一定值后, 光束质量趋于定值。这是因为当液体流速增大的一定程度时, 热致折射率变化对光场的影响减少, 对光场的影响主要是由非均匀增益引起的。因为增益分布不对称, 从高到低逐渐变小, 在光斑中心到达增益饱和后, 其边缘增益还处于非饱和增益区, 在这种情况下, 边缘损耗小于其增益, 当光束通过介质传输时, 其光程差在光束横截面上有一个合成相位畸变, 引起光场发生畸变, 畸变程度依赖于相对于介质饱和的光强值。

实验中采用平行平面腔, 实验装置示意图如图 5 所示, 用二极管阵列激光器进行脉冲抽运; 每个发光单

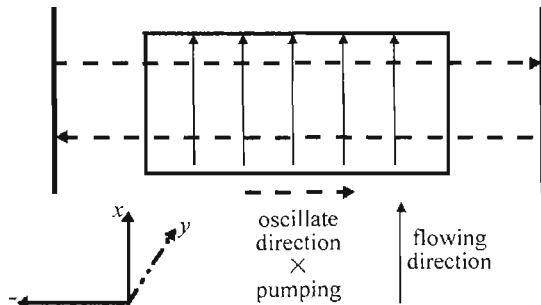


Fig. 5 Sketch of experimental setup

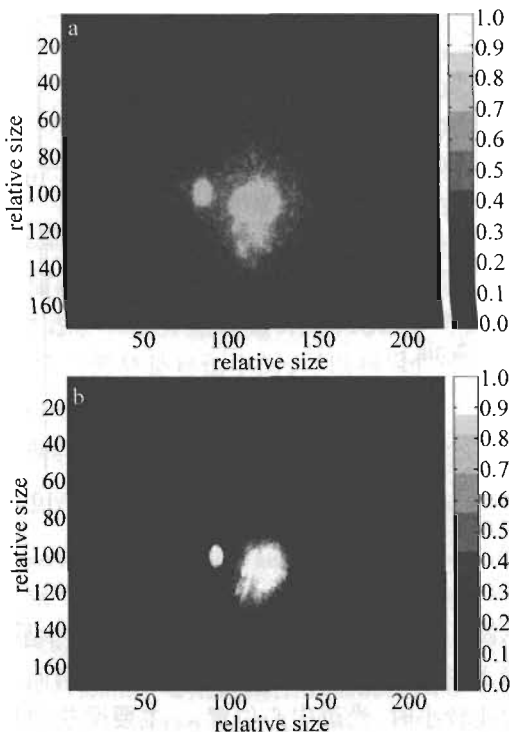


Fig. 6 Far field profile of the laser when pumping in different pluses (the smaller is the profile of He-Ne laser, the other is the output of the laser)

元的输出功率为 100W, 总 24 个发光单元, 输出总功率为 2400W, 采用柱透镜整形抽运光, 抽运光的面积为 $5\text{mm} \times 10\text{mm}$ 。利用氩氟激光器进行光路准直。液体流自下而上流动, 流速为 1m/s 。从图 6 可以看出, 尽管每次脉冲抽运后的远场光场不同, 但是激光远场光斑偏向于受抽运面的侧面。实验结果证明了输出场光斑中心偏向于受抽运的侧面。

3 结论

采用了稳定流场的热-流-固耦合场模型, 模拟了只考虑增益分布的不均匀是由抽运光的吸收引起情况下的含增益介质的非稳腔的腔内光场。模拟结果表明, 当流速大于一定值后, 光斑中心的位置主要由增益分布的不均匀决定, 光束质量和光斑中心的位置趋近于定值。综合该系统的模拟输出特性, 分析了液体流速对光场的影响, 并在实验中观察到了光斑中心的偏移, 为发展新型高功率高光束质量的激光器提供有益的借鉴。

参考文献

- [1] CAO D X, HE S B, ZHENG W G, *et al.* Aprotic liquid Nd laser[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2005(8):17-21(in Chinese).
- [2] COMASKEY B J, WNUT C, AULT E R, *et al.* High average power laser gain medium with low optical distortion using a transverse flowing liquid host: U S,6914926[P]. 2005-06-05.
- [3] PENG B. Research on a novel flow laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, 37(8):9(in Chinese).
- [4] AULT E R. High average power laser using transverse flowing liquid host: U S,6600766[P]. 2003-06-09.
- [5] LI M, XU Z, CHEN X W, *et al.* Performance simulation of laser diode two-sides-pumped transverse flow continuous liquid laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(9):1653-1657(in Chinese).
- [6] LI M, XU Z, CHEN X G, *et al.* Performances compare of laser diode-pumped liquid laser between single gain host and double gain host [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, 28(3):722-725(in Chinese).
- [7] XU Z, SU Y, LI C L, *et al.* Experimental study on diode pumping inorganic liquid laser output [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(12):1941-1943(in Chinese).
- [8] BELYTSCHKO T, LIU W K, MORAN B. *Nonlinear finite elements for continua and structures*[M]. New York: John Wiley, 2000:48-70.
- [9] SZIKLAS E A, SIEGMAN A E. Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain 2: fast fourier transform method [J]. *Appl Opt*, 1975, 14(8):1874-1889.
- [10] ZHANG H, PENG Y F, CHENG Z H. Effect of inhomogeneity gain on mode of laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2002, 31(6):685-688(in Chinese).
- [11] PENG Y F, CHEN J, LU Z L, *et al.* Outputmode simulation for high-energy CO₂ laser with mirror deformation by means of FFT[J]. *Laser Technology*, 2007, 31(1):106-108(in Chinese).
- [12] SUN W, JIANG Z W, CHENG G X. *Solid state laser engineering* [M]. Beijing: Science Press, 2003:82-85(in Chinese).