

半导体激光泵浦各向异性介质的热效应

郑朝思 胡企铨

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

提要 在前人的端面泵浦固体激光材料的热效应研究基础上,提出了高斯光束端面泵浦各向异性介质的热效应。研究了各向异性的热效应对激光特性的影响。

关键词 端面泵浦, 各向异性, 热效应

1 引言

半导体泵浦的固体激光器与传统的灯泵浦激光器相比,具有高效、长寿命、全固化、热效应小等优点。半导体激光的发射谱与固体材料的吸收谱相匹配,从而热吸收减小,热效应较灯泵浦的激光器小得多,因而简化了激光器中的冷却系统,只需在传导冷却条件下即可实现连续稳定的运转。但客观存在的热效应毕竟对激光材料特性和激光特性具有一定的影响,因而研究半导体激光泵浦固体材料中的热效应,进一步提高激光器的输出光束质量也是十分必要的。灯泵浦的固体激光器的热效应研究多集中于侧面泵浦的激光器^[1-3]。随着半导体泵浦固体激光器的出现,由于端面泵浦具有良好的模式匹配,能够获得高效的单模输出,因而端面泵浦结构得到了广泛的重视^[4]。与此同时,有关端面泵浦的热透镜模型出现了不少报道^[5-7]。这些报道主要集中在端面泵浦的各向同性 Nd·YAG 材料上。而对于具有更高激光效率的 Nd·YVO₄ 的热模型却鲜有报道。Nd·YVO₄ 是一种各向异性的晶体,其热传导系数为各向异性。因而其热模型具有非轴对称性。我们对连续泵浦各向异性介质的热效应进行分析,目的在于研究其各向异性对激光束质量的影响,以期改善其激光输出特性提供理论和实验依据。

2 端面泵浦各向异性介质的热效应模型理论

LD 端面泵浦 Nd·YVO₄ 的结构如图 1 所示。LD 经光学准直与聚焦透镜后,选取圆形的像散光斑泵浦于激光介质表面。光斑大小约为 200 μm。Nd·YVO₄ 一面对 808 nm 镀增透膜,对 1064 nm 高反作为激光腔镜。另一面对 1064 nm 增透,输出腔镜为平面镜对 1064 nm 高反。腔长 $L = 13.8$ mm。LD 温控使其发射波长与 Nd·YVO₄ 吸收峰相匹配。

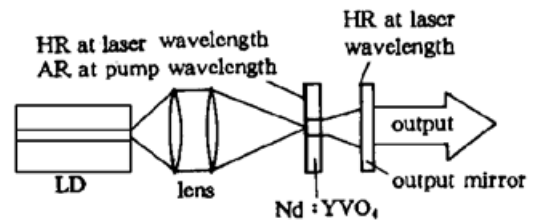


图 1 LD 端面泵浦 Nd·YVO₄ 的实验装置
Fig. 1 Scheme of LD end-pumped Nd·YVO₄

在理论分析之前先作如下假设: (1) 激光介质的物理特性不随温度变化; (2) 介质侧面为传导冷却, 与四周热沉的热交换系数很大, 且热沉散热足够快, 则介质侧面温度为常数(假设为 0); (3) 介质端面为空气对流冷却; (4) 泵浦光斑为圆形高斯分布; (5) 激光介质为各向异性, 且几何轴与导热率主轴重合。

根据傅里叶导热定律, 可以得出导热方程式的普遍形式^[8]:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} + q_v \quad (1)$$

其中, T 为激光介质的温度; q_x, q_y, q_z 分别为 x, y, z 方向的热通量, ρ 为物体的密度, c 为物体的比热, q_v 为热源的发热率。

在激光介质侧面传导冷却的情况下, 由于端面为空气对流冷却, 其边界热交换系数 h_D 远远小于传导冷却下的边界热交换系数 h_C 。因而, 由端面散发的热量远远小于侧面热传导散发的热量, 故而 q_z 可忽略不计, 则方程可写为二维热传导方程

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + q_v \quad (2)$$

在二维各向异性热传导问题中, 导热率的最大值和最小值称为主轴。物体其它方向上的导热率值介于这两个主值之间, 这些导热率数值的分布是一个以两主值为长轴和短轴的椭圆。

当各向异性介质的几何轴与导热率主轴相一致时, 其热传导方程可简化为

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = k_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_v \quad (3)$$

稳态时方程可写为

$$k_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + q_v = 0 \quad (4)$$

其中, k_x, k_y, k_z 为激光介质的导热系数; q_v 为泵浦产生的内热源的发热率。在圆对称高斯光束泵浦时, 内热源的发热率 q_v 可写为^[7]

$$q_v = \frac{2Q\alpha}{\pi w_p^2} (1 - e^{-\alpha d})^{-1} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2}\right] e^{-\alpha z} = \alpha q_0 e^{-\alpha z} \quad (5)$$

其中, Q 为介质中的总热耗, α 为介质的吸收系数, w_p 为泵浦光斑的半径; d 为激光介质厚度; r 为激光介质的径向坐标; q_0 为 $z = 0$ 处泵浦光入射的热流密度。则稳态时的热传导方程为

$$k_x \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial y^2} + \alpha q_0 e^{-\alpha z} = 0 \quad (6)$$

设 $T(x, y, z) = T(x, y)T(z)$, 由上式可得 $T(z) = e^{-\alpha z}$ 。所以热传导方程表示为求解 $T(x, y)$ 的方程

$$k_x \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} + \alpha q_0 = 0 \quad (7)$$

因为激光介质边缘与恒温的热沉(设为 0 度) 接触, 且散热足够快, 所以边界条件为

$$T(x, y) = 0, T(x, y) \in \partial D \quad (8)$$

∂D 为区域 D 的边界。

利用五点差分法, 可将方程写为离散方程形式

$$\frac{k_x}{h^2}(T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}) + \frac{k_y}{h^2}(T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1}) + \alpha q_0 = 0 \quad (x_i, y_i) \in D \quad (9)$$

$$T_{i,j} = 0 \quad (x_i, y_i) \in \partial D$$

其中, h 为网格点的步长。

用超松弛法可求解该式。一些参数为 $\alpha = 30 \text{ cm}^{-1}$, $w_p = 200 \text{ }\mu\text{m}$, $k_x = 0.0523 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$, $k_y = 0.0510 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$ 。

所得图形如图 2 所示。图 2 为温度在 x, y 面的二维分布 $T(x, y)$ 。由于 $T = T(x, y)e^{-\alpha z}$, 则温度分布 $T(x, y)$ 将沿 z 方向为指数衰减。这样, 我们可以得到温度三维分布图像: 在径向分布的 $T(x, y)$ 沿轴向 z 指数衰减。

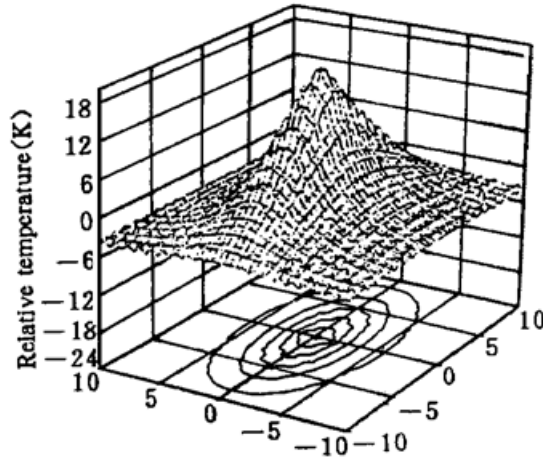


图 2 激光介质的温度分布

Fig. 2 The thermal distribution in a laser medium

3 激光介质热效应的测量及其对光束质量的影响

我们在实验中利用剪切干涉法对激光介质的温度分布引起的折射率分布进行测量。实验装置如图 3。用氦氖激光作为参考光束, 稍微倾斜入射到工作介质的前后表面。工作介质两表面反射后的光束干涉形成干涉条纹如图 4 所示。在无光泵浦时, 干涉条纹为直条纹, 而激光泵浦以后干涉条纹弯曲, 且泵浦功率越大, 条纹弯曲程度越厉害, 热效应越严重。当泵浦功率足够大时形成椭圆光斑, 如图 5 所示。此图

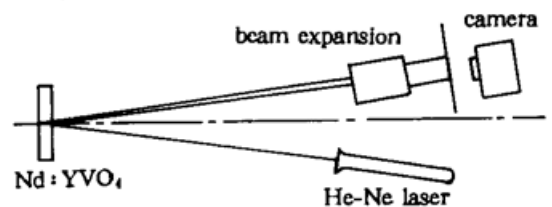


图 3 激光介质热分布的干涉测量

Fig. 3 Measurement of thermal distribution in the laser medium

与等温线分布具有类似的形状, x 方向的导热系数大, 干涉条纹密度稍小, 而 y 方向正好相反。说明非对称的导热系数, 造成了折射率分布的非圆对称。这必将引起热焦距在子午面和弧矢面

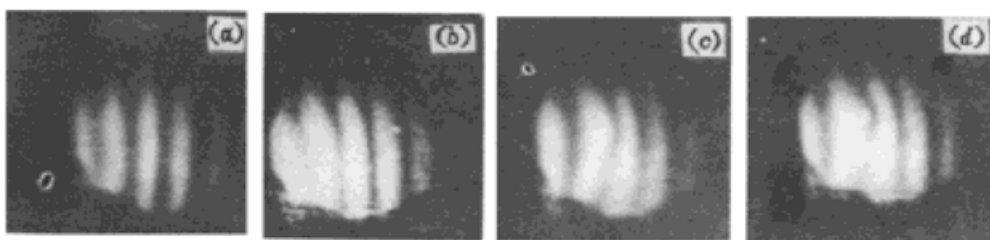


图 4 小功率泵浦下的激光介质热效应干涉图

Fig. 4 Thermal distribution for the low pump power

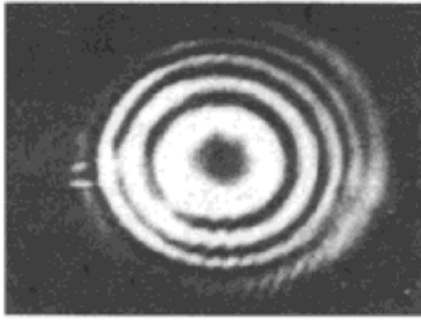


图 5 较大功率泵浦下的激光介质热效应干涉图

Fig. 5 Thermal distribution for the higher pump power

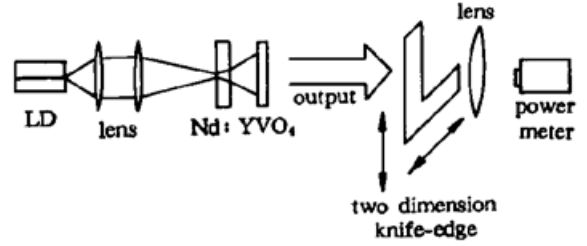


图 6 激光发散角的刀口测量法

Fig. 6 Measurement of laser beam divergence using knife-edge

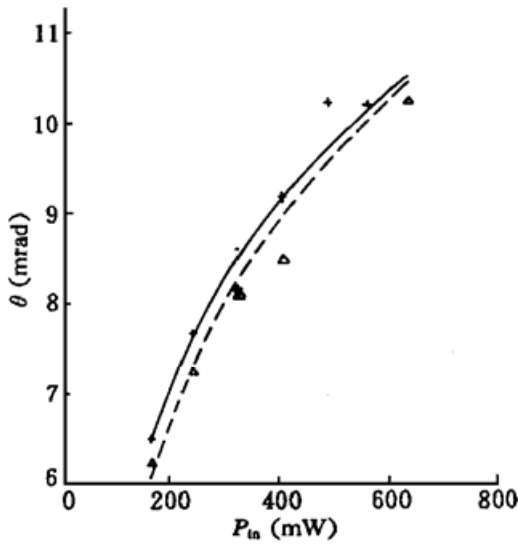


图 7 激光发散角随泵浦功率的变化 (X: 垂直截面; △: 平行截面)

Fig. 7 Laser beam divergence versus pump power (X: perpendicular; △: parallel direction)

的不同, 从而造成激光腔形在子午面和弧矢面的不同, 使得输出的激光光束在两方向的发散角不同。热影响大的截面, 热焦距小, 激光输出的发散角大; 反之正好相反。由图 5 可知 $x-z$ 截面(平行截面)的热影响稍小, 则激光光束在该方向发散角较小而热焦距较大。为此, 我们用刀口法对激光的光束发散角进行测量, 装置如图 6 所示。我们得出了光束发散角随泵浦功率的变化情况, 如图 7。随着泵浦功率的增加, 光束发散角增大, 且 $x-z$ 截面的发散角略小, 与前面的分析一致。

当工作物质的热效应产生热焦距时, 用腔内含有透镜的光学谐振腔矩阵, 计算基模高斯光束的出射光束发散角与腔内参数的关系。工作物质热透镜谐振腔可以等价于平凹腔。因为工作物质很薄靠近后腔片, 所以热效应引起的等效曲率半径为

$$R = 2f_{\tau} \tag{10}$$

此时, 光腰位于出射腔镜上且大小为

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} [L(R - L)]^{1/2} \tag{11}$$

其中, L 为平平腔腔长, w_0 为激光束光腰半径, R 为工作物质热效应引起的等效曲率半径。由高斯光束的远场发散角公式可得出输出激光束的发散角为

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0} = 2 \left[\frac{\lambda}{\pi [L(R - L)]^{1/2}} \right]^{1/2} = 2 \left[\frac{\lambda}{\pi [L(2f_{\tau} - L)]^{1/2}} \right]^{1/2} \tag{12}$$

通过此式可以由测得的光束发散角 θ 得出等效热焦距的近似值 f_{τ} , 如图 8 所示。随着泵浦功率的增加, 热效应越来越严重, 热焦距减小。 $x-z$ 截面由于散热较快, 热效应较小, 所以热焦距稍大于 $y-z$ 截面。这和我们前面的分析一致。

热效应不仅影响激光的发散角, 同时也影响器件的效率。激光的泵浦功率与输出功率的关系见图 9 所示。由图可知随着泵浦功率的增加, 热效应的加剧, 器件的斜效率降低。器件的斜效

率定义为 $E_f = \frac{P_{out}}{P_{in} - P_{th}}$ 。其中, P_{th} 为泵浦的阈值功率; P_{out} 为输出功率; P_{in} 为泵浦功率。

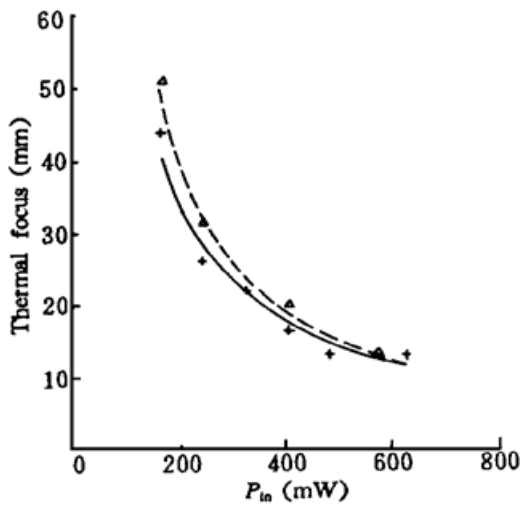


图 8 激光介质热焦距随泵浦功率的变化

Fig. 8 Thermal lens focus versus pump power

(×: perpendicular; △: parallel direction)

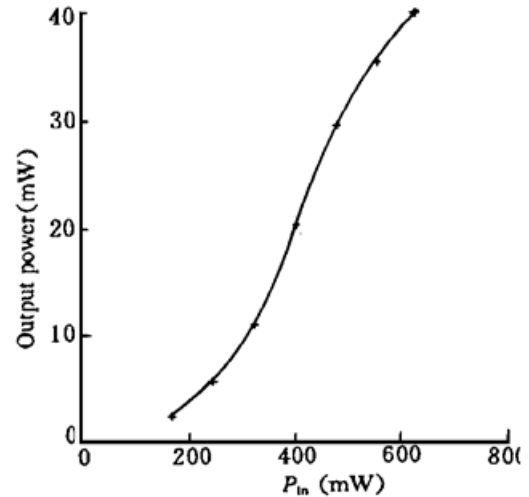


图 9 激光输出功率与泵浦功率的关系

Fig. 9 Relation between input and output power

上述现象可解释如下: 在实验中, 平平腔在热效应情况下为平凹腔, 根据式(11)热效应的加剧导致激光腔的模体积减小, 泵浦光与腔模的耦合率降低, 从而导致 P_{out} 减小, 而 P_{in} 较小。根据斜效率公式, E_f 的变化较为显著。所以随着热效应的加剧器件的斜效率降低。

4 结 论

各向异性的激光介质材料, 由于其子午面和弧矢面的热传导系数的差异, 造成两截面热流密度不一致, 从而温度分布为非圆对称, 影响了激光光束发散角的轴对称性, 而产生椭圆高斯光束。由于 $\text{Nd} \cdot \text{YVO}_4$ 的各向异性并不严重, 因而输出光束的非圆对称性并不明显, 对光束的轴对称性造成的影响较小。但是 $\text{Nd} \cdot \text{YVO}_4$ 的热传导系数较小, 因而造成了较为严重的热效应。

参 考 文 献

- 1 蔡伯荣. 激光器件. 长沙: 湖南科学技术出版社, 174
- 2 J. J. Kane, J. M. Eggleston, R. L. Byer. The slab geometry laser, Part I: Thermal effects in a finite slab. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1995, **QE-21**: 1195
- 3 David Welford, D. M. Rines, B. J. Dinerman. Observation of enhanced thermal lensing due to near-Gaussian pumped energy deposition in a laser diode side-pumped Nd:YAG laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, **QE-28**(4): 1075
- 4 D. W. Huges *et al.*. Laser diode pumped solid state laser. *Engineering Optics*, 1992, **5**: 205
- 5 M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher. Thermal modeling of continuous wave end pumped solid state laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**: 1831
- 6 U. V. Farruth, A. M. Buoncrisliani, C. E. Byvik *et al.*. An analysis of the temperature distribution in finite solid state laser rods. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1988, **QE-24**: 2253
- 7 J. Fauchier, P. Albers, H. P. Weber. Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end pumped CW Nd:YAG laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, **QE-28**: 1046
- 8 E. R. G. Eckert, R. M. Drake. Heat and Mass Transfer, McGraw-hill Book company, Inc. (中译本). 1959, 33

Thermal Effect of LD CW End Pumped Anisotropic Solid State Lasers

Zheng Chaosi Hu Qiquan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract The development of new laser media promotes the laser properties, but it brings some new problems. It can not be denied that the new laser medium such as Nd:YVO₄ improve the laser efficiency, but as we study its thermal effect, we find the non-axial symmetry for its anisotropic thermal conductivity. Basing on the early thermal effect study of the diode end-pumped laser medium, we put forward a mechanism of the thermal effect of the laser diode pumped anisotropic medium for the first time, and study the influence of the anisotropic thermal effect on laser properties.

Key words end-pumped, anisotropy, thermal effect

第十三届国际激光光谱会议在我国杭州萧山市举行

第十三届国际激光光谱会议于6月2~7日在杭州萧山市金马饭店举行。来自澳大利亚、奥地利、比利时、加拿大、法国、德国、意大利、日本、韩国、瑞典、荷兰、美国的80多位学者和来自国内研究院所和大学的著名学者60余人出席了会议。

国际激光光谱会议是系列国际学术会议,每两年召开一次。与会代表几乎都是这一领域世界著名的科学家。该会的国际指导委员会在上届会议上批准我国科学家的申请,同意第十三届会议在我国举行。随后国内有关专家在第八届全国激光物理讨论会上专门对会议组织工作进行了认真研讨和准备,委托中科院上海光机所为主办单位负责筹备,并成立了以徐至展教授(上海光机所所长、中科院院士)为主席、杨国桢教授(中科院物理所所长)为共主席的组织委员会,和以王之江教授(中科院院士)为主席、章志鸣教授(复旦大学)为共主席的节目委员会。秘书组设在上海光机所,由量子光学开放实验室主任王育竹教授负责,协同国内有关大学和研究所着手进行会议组织工作。会议重点讨论了激光光谱、激光物理、量子光学、激光源和激光材料等领域的最新进展,其中包括精密光谱学、激光冷却和捕获气体原子、原子干涉、量子光学、非线性光学、超快现象和强激光物理以及激光光谱的应用等。会议录取的论文共137篇,分15个会段的口头报告和一个会段的张贴报告进行交流。无论从参加会议的代表的组成看,还是从他们提交的论文质量看,本届会议都显示出当今这一领域的最高学术水平。

日本科学家 F. Shimizu 关于利用超冷亚稳态氦束的原子全息照相术;美国科罗拉多大学 J. Ye 关于超灵敏高分辨分子宽频光谱学及其在光学频率标准中的应用;法国科学家 Haroche 和 Leduc 关于腔内 QED 实验和自旋偏振³He 用于医疗诊断;以及德国科学家 Haensch 关于微陷阱中的原子晶格等报告,提供了很多引人注目的最新结果,标志着基础研究取得的新进展,并开拓具有应用前景的新领域。我国科学家在激光冷却原子、原子干涉、光子晶体、光-光双共振光谱和非线性光学等领域的研究水平也跻身国际先进行列。

该会国际指导委员会在会议期间召集了专门会议,宣布第十四届国际激光光谱会议将于1999年在奥地利因斯布鲁克举行。(田)