

文章编号: 1001-3806(2002)04-0244-02

## 运转过程单斜晶系激光晶体的温度分布\*

沈鸿元 张 戈 黄呈辉 位 民 陈振强

(中国科学院福建物质结构研究所, 福州, 350002)

摘要: 计算了第 I 类、第 III 类边界条件下灯泵浦单斜晶系激光晶体垂直棒轴截面上的温度分布, 结果表明, 在第 I 类边界条件下, 温度分布为径向抛物线函数, 等温线是圆; 对于第 III 类边界条件, 温度分布是椭圆或双曲线函数, 等温线是椭圆或双曲线。主热导率差别越大, 冷却剂冷却效率越弱, 偏离圆越严重, 提高冷却剂的冷却效率将减小这种偏离。

关键词: 运转过程; 单斜晶系激光晶体; 温度分布

中图分类号: O711+.4 文献标识码: A

## Temperature distribution of monocline laser crystal in operation process

Shen Hongyuan, Zhang Ge, Huang Chenghui, Wei Min, Chen Zhenqiang

(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, The Chinese Academy of Sciences, Fuzhou, 350002)

**Abstract:** For first and third class boundary condition the temperature distribution of monocline laser crystal in a cross section perpendicular to rod axis during the lamp pumping process is calculated in this paper. It is shown that the temperature distribution exhibits radial parabola function and the isothermal line is circularity for first class boundary condition, whereas it is elliptic or hyperbolic function and the isothermal line is ellipse or hyperbola for third class boundary condition. The larger the difference between the principal thermal conductivity is and the lower the cooling efficiency of cooling agent is, the larger the difference with circularity is. Increasing cooling efficiency of cooling agent the difference with circularity will be decreasing.

**Key words:** operation process; monocline laser crystal; temperature distribution

### 引 言

激光工作过程、工作物质产生的温度分布严重地影响了激光器的性能, 在立方晶系<sup>[1]</sup>和各向同性的玻璃<sup>[2]</sup>中, 其理论计算表明, 垂直棒轴截面的温度分布是径向抛物线函数, 等温线是圆。近年来, 低对称性激光晶体日益受到人们的重视, 如稀土离子掺杂的空间群为  $C_s^3$ -cm 的单斜晶系  $Gd_x: Y_{1-x}Ca_4(BO_3)_3$  晶体是近年来发现的一种有前途的复合功能激光晶体<sup>[3]</sup>, 但是, 这类晶体工作过程物理性能的动态变化还未见报道, 笔者将从理论上计算不同冷却条件下, 单斜晶系激光晶体垂直棒轴截面上的温度分布。

### 1 计 算

类似文献 [1] 和文献 [2], 考虑灯泵浦激光棒是一根细长圆棒, 忽略端面效应, 假定棒轴方向温度相等, 泵浦时晶体中均匀产生热量, 产生的热量由流经棒侧壁的冷却液带走, 分别采用无限冷却效率的强冷却剂和有限冷却效率的冷却剂两种不同的冷却条件, 计算  $b$  轴单斜晶系激光棒垂直棒轴截面上的温度分布(对  $a$  轴和  $c$  轴棒有类似结果)。由各向异性材料的热导方程出发:

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T(x_1, x_2, x_3)}{\partial t} - h = & \\ K_{11} \frac{\partial^2 T(x_1, x_2, x_3)}{\partial x_1^2} + K_{22} \frac{\partial^2 T(x_1, x_2, x_3)}{\partial x_2^2} + & \\ K_{33} \frac{\partial^2 T(x_1, x_2, x_3)}{\partial x_3^2} + (K_{23} + K_{32}) \frac{\partial^2 T(x_1, x_2, x_3)}{\partial x_2 \partial x_3} + & \\ (K_{13} + K_{31}) \frac{\partial^2 T(x_1, x_2, x_3)}{\partial x_1 \partial x_3} + & \\ (K_{12} + K_{21}) \frac{\partial^2 T(x_1, x_2, x_3)}{\partial x_1 \partial x_2} & \end{aligned} \quad (1)$$

\* 国家自然科学基金资助项目。

作者简介: 沈鸿元, 男, 1937 年 8 月出生。研究员, 博士生导师。主要从事激光材料物理、新型激光器和激光医疗机的研究和应用工作。

收稿日期: 2001-12-03

式中,  $\rho$  为晶体密度,  $c$  为比热容,  $h$  为单位时间单位体积内热的产生率:  $h = \eta P_{in} / (\pi V_0^2 L)$ , 其中  $P_{in}$  是灯的输入功率,  $\eta$  是输入灯功率后在棒中热的产生率, 在直角坐标条件中, 让  $y$  轴与晶轴  $b$  重合,  $z$  轴与晶轴  $c$  重合,  $x$  轴垂直于晶轴  $b, c$  组成的平面,  $K_j$  是热导分量。对单斜晶系, 考虑对称性后, 热导张量为:

$$\begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} & 0 \\ K_{21} & K_{22} & 0 \\ 0 & 0 & K_{33} \end{pmatrix} \quad (2)$$

连续激光达到热平衡后, 对于  $b$  轴棒, 由(1)式和(2)式得到:

$$-h = K_{11} \frac{\partial^2 T(x_1, x_3)}{\partial x_1^2} + K_{33} \frac{\partial^2 T(x_1, x_3)}{\partial x_3^2} \quad (3)$$

$$\text{令解为: } T(x_1, x_3) = A_1 x_1^2 + A_3 x_3^2 + A_0 \quad (4)$$

$$\text{代入(3)式得到: } -h = 2A_1 K_{11} + 2A_3 K_{33} \quad (5)$$

为了确定(4)式中的系数, 考虑以下两种初始条件。

(1) 第 I 类边界条件

若激光器采用具有无限冷却效率的强冷却剂冷却激光棒, 使得棒侧壁的温度为一固定的温度  $T_0$ , 即数学上的第 I 类边界条件:

$$\text{在 } r = r_0 \text{ 处, } T = T_0 \quad (6)$$

由(4)式和(6)式, 经简单计算得到:

$$A_1 = A_3 = -h/2(K_{11} + K_{33}) \quad (7)$$

$$A_0 = T_0 + hr_0^2/2(K_{11} + K_{33}) \quad (8)$$

所以

$$T(x_1, x_2) = T_0 + \frac{h}{2(K_{11} + K_{33})} (r_0^2 - r^2) \quad (9)$$

(2) 第 II 类边界条件

在通常条件下, 冷却剂具有有限冷却效率, 此时, 晶体产生的热量由流经棒侧壁的温度为  $T_0$  的冷却剂带走, 在晶体棒与冷却剂的交界面上, 单位时间沿法线方向从单位面积上传到冷却剂的热量与晶体和冷却剂沿法线方向的温度差成正比, 即数学上的第 II 类边界条件:

$$A_1 = \frac{-h(r_0/2 + K_{33}/H)}{2[K_{11}(r_0/2 + K_{33}/H) + K_{33}(r_0/2 + K_{11}/H)]} \frac{H \rightarrow \infty}{2(K_{11} + K_{33})} \frac{-h}{2(K_{11} + K_{33})} \quad (11')$$

$$A_3 = \frac{-h(r_0/2 + K_{11}/H)}{2[K_{11}(r_0/2 + K_{33}/H) + K_{33}(r_0/2 + K_{11}/H)]} \frac{H \rightarrow \infty}{2(K_{11} + K_{33})} \frac{-h}{2(K_{11} + K_{33})} \quad (12')$$

$$A_0 = T_0 + \frac{-hr_0(r_0/2 + K_{33}/H)(r_0/2 + K_{11}/H)}{[K_{11}(r_0/2 + K_{33}/H) + K_{33}(r_0/2 + K_{11}/H)]} \frac{H \rightarrow \infty}{2(K_{11} + K_{33})} T_0 + \frac{hr_0^2}{2(K_{11} + K_{33})} \quad (13')$$

$$\text{长短轴之比为: } \frac{1}{\sqrt{(r_0/2 + K_{33}/H)}} : \frac{1}{\sqrt{(r_0/2 + K_{11}/H)}} \xrightarrow{H \rightarrow \infty} 1 \quad (15')$$

此时, (11) 式、(12) 式和 (13) 式退化为 (7) 式和 (8) 式, 长短轴相等, 椭圆退化为圆, 得到的结果与第 I

$$-q \cdot \vec{r} |_{r=r_0} = H(T - T_0) |_{r=r_0} \quad (10)$$

式中,  $\vec{q}$  为热流矢量  $iK_{11}[\partial T(x_1, x_3)/\partial x_1] + kK_{33} \times [\partial T(x_1, x_3)/\partial x_3]$ ,  $\vec{r}$  为单位矢量 ( $i \cos \theta + k \sin \theta$ ), 其中,  $i \cdot i = k \cdot k = 1, i \cdot k = 0$ 。由(4)式和(10)式, 经适当计算后得到:

$$A_1 = \frac{-h \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{33} \right]}{2 \left[ K_{11} \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{33} \right] + K_{33} \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{11} \right] \right]} \quad (11)$$

$$A_3 = \frac{-h \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{11} \right]}{2 \left[ K_{11} \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{33} \right] + K_{33} \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{11} \right] \right]} \quad (12)$$

$$A_0 = T_0 + \frac{hr_0 \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{33} \right] \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{11} \right]}{H \left[ K_{11} \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{33} \right] + K_{33} \left[ \frac{Hr_0}{2} + K_{11} \right] \right]} \quad (13)$$

2 讨 论

从第 1 节的计算看到, 在采用无限冷却效率的强冷却剂时, 垂直棒轴截面上的温度分布是径向抛物线函数, 等温线是同心圆, 这一结果与立方晶系激光晶体和各向同性的激光玻璃中得到的结果相似。

对于常用的有限冷却效率的冷却剂, 温度分布是椭圆或双曲线函数, 等温线是椭圆或者双曲线, 此时:

$$\frac{x_1^2}{\frac{T(x_1, x_3) - A_0}{A_1}} + \frac{x_3^2}{\frac{T(x_1, x_3) - A_0}{A_3}} = 1 \quad (14)$$

由(11)式和(12)式, 长短轴之比为:

$$\sqrt{\frac{1}{A_1}} : \sqrt{\frac{1}{A_3}} = \sqrt{\frac{1}{H(r_0/2 + K_{33})}} : \sqrt{\frac{1}{H(r_0/2 + K_{11})}} \quad (15)$$

为了检验结果的正确性, 考察改用无限冷却效率的强冷却剂的情况, 此时,  $H$  趋于  $\infty$ , 把(11)式和(12)式的分子和分母同除以  $H$ , (13)式同除以  $H_2$ , (15)式根号中分母同除以  $1/H$ , 得到:

类边界条件的结果相同。另一方面, 将第 I 类边界 (下转第 249 页)

的枝晶间距也相对较小, 所以, 具有很好的晶界强化与韧化、微畴强化与韧化作用。这使得硬度随着扫描速度的增加而提高。但是另一方面, 扫描速度增加会造成熔池存在时间过短, 熔池中陶瓷反应相相互碰撞结合发生反应的机率下降, 生成比  $B_2O_3$  和  $TiO_2$  更硬的  $\alpha-Al_2O_3$  和  $TiB_2$  陶瓷颗粒相相应地减少, 使得硬度下降, 这一方面的影响在陶瓷反应物量较少时更为突出, 而陶瓷反应物较多时, 这一影响便不再明显。另外, 扫描速度的增加使得熔覆过程中产生的气体不易排出, 使得气孔率增加, 也使得硬度下降。综合这几方面的因素, 可以得出结论: 激光熔覆“原位生成”金属陶瓷的过程中, 熔覆层的硬度由两个因素所决定, 一是晶粒的尺寸, 二是熔覆层中陶瓷的生成量, 前者小后者大, 则覆层硬度便高, 反之硬度便低, 扫描速度对覆层硬度的影响规律实际上便是其对这两个因素影响的综合反映, 表现在图 6 中就是硬度上升到一定值后, 继续增加激光扫描速度, 硬度出现下降的趋势。

磨损试验  
在自制仿销盘  
式磨料磨损实  
验机上进行, 用  
分析天平测量  
试样失重量  
 $W$ 。图 7 为相  
同尺寸但陶瓷  
反应物添加量

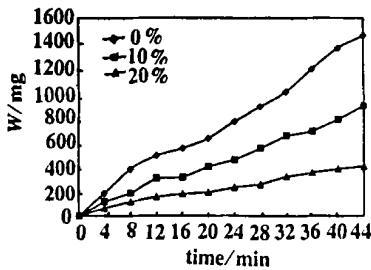


Fig. 7 Friction and wear curves of cladding zone

分别为 0, 10% 和 20% 的试样熔覆层的磨损实验曲线,  $x$ ,  $y$  轴分别表示磨损时间及失重量。从曲线可以看出, 加入陶瓷添加物的熔覆样品的磨损失重量明显小于未加陶瓷的 Ni-Cr-Al 熔覆层, 且陶瓷添加量越多, 这种效果越明显。结果表明, 陶瓷相的引入

使涂层耐磨性能得到很大提高。

### 3 结 论

(1) 熔覆层的组织呈典型的分层凝固特征, 组织变化主要决定于  $G/R$  的值。陶瓷相的引入, 使得晶粒细小, 枝晶生长方向发生紊乱; 此外, 还明显改善涂层/基体界面过渡区状况, 呈现犬牙交错状; 上述特征的出现, 使得界面应力得到缓解, 裂纹倾向变小。陶瓷相沿深度方向呈现一定的梯度分布。

(2) 物相分析及元素分布分析表明, 熔覆层的相组成以  $\gamma$ ,  $\gamma'$ ,  $Al_2O_3$  和  $TiB_2$  相为主。原位生成的  $Al_2O_3$  和  $TiB_2$  陶瓷相分布在晶内, 形成晶内复合, 添加进去的陶瓷相  $TiO_2$  和  $B_2O_3$  陶瓷相主要分布在晶间, 是阻碍枝晶生长, 造成枝晶生长出现无序、紊乱的主要原因。

(3) 随着扫描速度的增加, 熔覆层的显微硬度呈现先上升后下降的趋势。这是由于扫描速度增加一方面可减小晶粒尺寸, 但另一方面却使得原位反应进行得不彻底, 使得原位生成的陶瓷相减少。

(4) 改性后的熔覆层耐磨性能大大提高。陶瓷添加量越多, 提高耐磨性能的效果越明显。

### 参 考 文 献

- [1] 王毛球, 曾大文, 宋武林 *et al.* 激光技术, 1999, 23(3): 149~153.
- [2] 武晓雷, 陈光南. 金属学报, 1998, 34(12)
- [3] Agarwal A, Dahotre N B. *Advanced Materials & Processes*, 2000, 8: 43~45.
- [4] Kurz W, Fisher J. *Fundamentals of Solidification*. Aedermannsdors, Switzerland: Transactions Technical Publications, 1989.
- [5] 裴宇韬, 李冬琪, 雷廷权 *et al.* 中国激光, 1996, 23(3): 265~268.
- [6] 李 强, 陈彦斌, 雷廷全 *et al.* 中国激光, 1999, 26(2): 186~192.
- [7] 张 坤, 纪 全, 陈光南. 应用激光, 1999, 19(5): 250~252.

(上接第 245 页)

条件得到的解(9)式和第 II 类边界条件得到的解(4)式、(11)式、(12)式和(13)式代入(3)式, 原方程成立。检验表明, 在两种边界条件下得到的解是正确的。在通常情况下冷却剂的冷却效率是有限的, 因此, 单斜晶系激光晶体垂直棒轴截面的温度分布是椭圆或双曲线函数。主热导率差别越大, 冷却剂冷

却效率越弱, 等温线偏离圆越严重, 对于确定的晶体, 提高冷却剂的冷却效率这种偏离将减小。

### 参 考 文 献

- [1] Foster J D, Osterink L M. *J A P*, 1970, 41(19): 3656.
- [2] Patek K. *Glass Laser*. London: Hliffe Book, 1970.
- [3] Yoshimura M, Furuya H, Kobayashi T *et al.* *Opt Lett*, 1999, 24: 193.