

文章编号: 1001-3806(2005)01-0005-04

## 偏心辐射 KTP 晶体温度场的解析分析

史 彭<sup>1</sup>, 李 隆<sup>1,2,3</sup> 李东亮<sup>1</sup>, 甘安生<sup>1</sup>, 白晋涛<sup>2</sup>

(1. 西安建筑科技大学 理学院, 西安 710055; 2. 西北大学 光子学与光子技术研究所 陕西省光电子重点实验室, 西安 710069; 3. 西安交通大学 电子与信息工程学院 陕西省信息光子技术重点实验室, 西安 710049)

摘要: 通过对于谐振腔内倍频晶体实际工作情况的分析, 利用解析法得出了倍频晶体 KTP 晶体在非中心辐射下内部温度场的解析解, 并计算了 KTP 晶体内部温度场分布, 为有效解决激光系统热效应问题提供了理论基础研究。

关键词: 非线性晶体; 温度场; 非中心辐射; 解析分析

中图分类号: TN248.1+3 文献标识码: A

### Temperature field analytical analysis of KTP crystal in laser system

SHI Peng<sup>1</sup>, LI Long<sup>1,2,3</sup>, LI Dong-liang<sup>1</sup>, GAN An-sheng<sup>1</sup>, BAI Jin-tao<sup>2</sup>

(1. Faculty of Science Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China; 2. Provincial Key Laboratory of Photoelectronic Technology, Institute of Photonics & Photo-Technology, Northwest University, Xi'an 710069, China; 3. Shanxi Province Key Laboratory of Photonics Technology for Information, School of Electronic & Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract** According to intracavity double frequency crystal customarily working state analysis, KTP crystal under non-central axis radiation interior precise temperature field is first obtained by analytical analysis method, and relevant parameters affecting crystal interior temperature field are analyzed. This research will be theoretically established for effectively resolve thermal effect problem in the laser system.

**Key words** nonlinear crystal; temperature field; non-central axis radiation; analytical analysis

## 引 言

自 1961 年 FRANKEN 等人成功地进行了光学二次谐波产生实验以来, 人们便将非线性光学效应作为激光器频率转换的重要手段进行研究<sup>[1]</sup>。目前发展较成熟的激光变频技术有: 谐波产生技术、和频和差频技术、光学参量振荡技术等, 其中利用非线性光学晶体产生谐波技术引起人们浓厚的兴趣。

在谐振腔内基频光有着较高的功率密度, 腔内倍频可获得高的谐波转换效率<sup>[2]</sup>, 但是倍频晶体不可避免地要吸收部分基频光能量, 引起晶体内非均匀温度分布, 产生的热效应破坏了晶体的本征位相匹配条件, 不仅影响激光系统的光光转换效率, 而且影响输出光束的质量<sup>[3,4]</sup>。

目前对于倍频晶体温度梯度场的研究很多, 但都限于基频光沿晶体中心辐射情况的分析<sup>[2,5]</sup>, 而在实

际激光系统中, 倍频晶体有时是处于非中心辐射工作情况下, 主要原因为: 空气中悬有浮尘埃颗粒, 在高功率基频光光压下将吸附的尘埃颗粒注入到晶体端面的介质膜内, 或直接使晶体镀膜面损伤, 使得激光系统出现输出功率降低、光束质量变差等现象。由于倍频晶体的造价昂贵, 通常的做法是调整倍频晶体的位置, 避开晶体破损的部位或膜面, 因此, 倍频晶体实际处于非中心辐射工作状态下。已有的讨论仅限于中心通光状态下晶体温度场的研究, 这样的计算分析与这一现实有着较大的差异。

笔者通过对于谐振腔内倍频晶体在非中心辐射一般情况的分析, 建立了符合工作条件下的温度场热模型, 利用解析法得出了一般工作状态下倍频晶体 KTP 晶体内部温度场的解析解, 并计算了 KTP 晶体内部温度场分布。本研究对于稳定激光系统输出功率和保持输出光束的质量将起到一定的指导作用, 为连续波腔内倍频全固态激光系统的稳定性设计提供了基础理论的依据。

## 1 偏心辐射倍频晶体温度场的解析计算方法

### 1.1 偏心辐射倍频晶体温度场的处理思路

光纤耦合激光二极管端面抽运腔内倍频的全固态

基金项目: 陕西省教育厅 2004 年专项科研基金资助项目 (04K129)

作者简介: 史 彭 (1956), 男, 教授, 现从事热分析及其应用的研究。

E-mail: psh56@sohu.com

收稿日期: 2004-01-18 收到修改稿日期: 2004-05-12

激光器,大多采用直腔式结构和三镜 V 型折叠腔结构或四镜 Z 型折叠腔结构<sup>[6,7]</sup>,其中三镜 V 型折叠腔结构如图 1 所示。

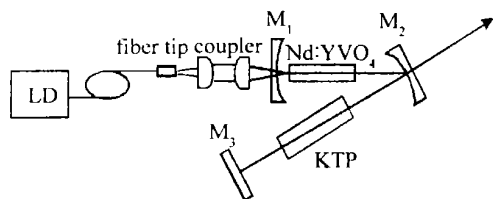


Fig 1 Schematic diagram of LD end-pumped three-mirror V-type fold-cavity Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP laser

将倍频晶体置于折叠腔的光腰处,可获得高的基频光功率密度,由于光腰处的激光束光斑大小与晶体的通光面积相比要小得多,因此,可忽略晶体边界效应对晶体温度场的影响,在热模型中将长方形的晶体作为半径为  $R$  的圆柱形晶体看待<sup>[2,5]</sup>。并且激光束的束腰区长度比晶体长度大得多,也可忽略在晶体内激光束光斑大小的变化,将通过晶体的光束做半径为  $a$  的平面平行光束处理。

在实际激光系统中,倍频晶体一般处于偏心辐射工作情况,由于辐射光束面与倍频晶体面处于偏心位置,没有对称性,无法得到倍频晶体的温度分布函数  $u(x, y)$ 。处于偏心通光辐射下在倍频晶体面(设为  $Z$  复数平面)内热源分布见图 2。辐射光束面是半径为  $a$ 、圆心点为  $O$  的热源圆域(简称内圆);倍频晶体通光面是半径为  $R$ 、圆心点为  $O'$  的晶面圆域(简称外圆)。内圆心  $O$  到外圆心  $O'$  的距离为  $d$ 。

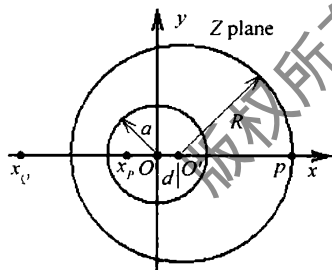


Fig 2 Model schematic diagram of off-center radiation double frequency crystal

偏心辐射倍频晶体温度场的处理思路为:(1)通过保角变换,将  $Z$  平面上两个不同心的圆域,变换到

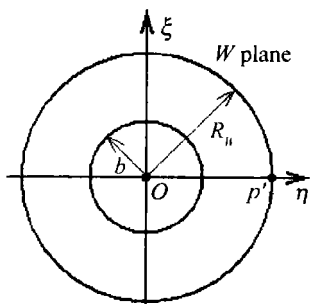


Fig 3 Model schematic diagram of center radiation double frequency crystal under isogonal transformation

新引入的辅助  $W$  复数平面上的两个同心圆域,如图 3 所示,在辅助  $W$  复数平面上,热源圆域半径为  $b$ 、晶面圆域半径为  $R_w$ ; (2) 利用解析分析方法,求出在  $W$  平面上的倍频晶体的温度分布函数  $u(\eta, \xi)$ ; (3) 通过保角逆变换将  $W$  平面上的温度场分布函数  $u(\eta, \xi)$  逆变换到  $Z$  平面,得出  $Z$  平面上的晶体的温度分布函数  $u(x, y)$ 。

## 1.2 偏心辐射倍频晶体温度场的计算

1.2.1  $Z$  平面到  $W$  平面坐标的保角变换公式 根据保角变换理论<sup>[8]</sup>可以得出  $Z$  平面到  $W$  平面坐标的保角变换公式为(以下推导过程从略):

$$\eta = \frac{1}{C_2} \frac{(x - x_p)(x - x_q) + y^2}{(x - x_q)^2 + y^2} \quad (1)$$

$$\xi = \frac{1}{C_2} \frac{y(x_p - x_q)}{(x - x_q)^2 + y^2} \quad (2)$$

式中,  $x_p$  和  $x_q$  为  $Z$  平面上两个偏心圆对应的“对称点对”的坐标:

$$x_p = -C_1 + \sqrt{C_1^2 - a^2} \quad (3)$$

$$x_q = -C_1 - \sqrt{C_1^2 - a^2} \quad (4)$$

式中,  $C_1 = \frac{R^2 - a^2 - d^2}{2d}$ ,  $C_2 = \frac{1}{R} \cdot \frac{R + d - x_p}{R + d - x_q}$  为常数。

$Z$  平面内圆变换到  $W$  平面上的内圆,  $Z$  平面内圆上的  $x = a, y = 0$  点,通过(1)式、(2)式保角变换到  $W$  平面上内圆上的  $\eta = b, \xi = 0$  点,可求出  $Z$  平面热源圆域半径  $a$  变换到  $W$  平面时的半径  $b$

$$b = \frac{1}{C_2} \frac{a - x_p}{a - x_q} \quad (5)$$

1.2.2  $W$  平面温度场的计算公式 (1)倍频晶体热模型的建立及其假设条件。倍频晶体吸收基频光能量,引起晶体内部温度的升高,为了降低晶体温升,对于晶体采用强冷却措施。在晶体的侧面涂抹银粉,再用铜膜包裹,放置到精心设计的四周通有冷却水的紫铜块中。用冷却器抽运冷却水对于紫铜块进行循环冷却。其倍频晶体的工作热模型示意图如图 4 所示。

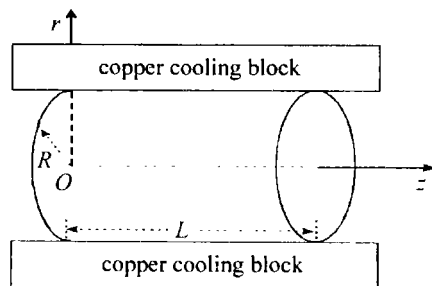


Fig 4 Schematic diagram of double frequency crystal thermal model

对倍频晶体工作状态分析,建立热模型条件:(a)倍频晶体的两个端面与空气接触,端面做绝热假设处理,由于倍频晶体的周边用紫铜块以热传导方式使晶体的热量扩散(紫铜的热传导系数远远大于晶体热传导系数),从晶体侧面热传导流出的热量远大于从端面和

空气热交换流出的热量,故可忽略从两端面流出的热量,假设晶体两端面绝热<sup>[9]</sup>; (b)假设基频光在谐振腔内光强保持不变,倍频晶体对于 1.064 $\mu\text{m}$ 的基频光和 0.532 $\mu\text{m}$ 的倍频光都有吸收,但由于谐振腔中基频光功率远远地大于倍频光功率,则可忽略晶体吸收倍频光产生的热量,仅计算 KTP 晶体吸收基频光能量产生的热量; (c)倍频晶体置于紫铜冷却块中,与紫铜保持良好的热接触,在工作中晶体侧面温度保持与铜块温度一致,在模型中先假设晶体侧面温度为 0(相对)。

(2)中心辐射倍频晶体温度场的计算公式。 $W$ 平面内,倍频晶体吸收基频光能量产生的热量,属于内部有热源问题,内部热传导遵守 Poisson 方程。在柱坐标系中 Poisson 方程表达式为:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (6)$$

式中,  $q_v$  为热功率密度,即单位体积内倍频晶体的发热率;  $\lambda$  为倍频晶体导热系数或称为热导率。

由于倍频晶体的热模型具有轴对称性,产生的热流线只沿晶体的径向传播<sup>[2]</sup>,则有:

$$\frac{\partial u}{\partial \varphi} = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

温度场函数  $u(r, \varphi, z)$  可简化为:

$$u(r, \varphi, z) = u(r) \quad (8)$$

内部有热源的 Poisson 方程可简化为:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (9)$$

利用数理解析法可以得出倍频晶体内的温度场分布的解析解表达式  $u(r)$ :

$$u(r) = \begin{cases} \frac{q_v}{4\lambda}(a^2 - r^2) - \frac{q_v a^2}{2\lambda} \ln \frac{a}{r} & (0 < r < a) \\ -\frac{q_v a^2}{2\lambda} \ln \frac{r}{R} & (a < r < R) \end{cases} \quad (10)$$

1.2.3 偏心辐射倍频晶体温度场的计算 得出  $W$  平面温度场分布函数  $u(\eta, \xi)$  后,需要逆变换到  $Z$  平面,得出  $Z$  平面上的温度场分布函数  $u(x, y)$ 。保角逆变换为:

$$x = \frac{C_2^2 x_Q (\eta^2 + \xi^2) - C_2 \eta (x_Q + x_P) + x_P}{(C_2 \eta - 1)^2 + C_2^2 \xi^2} \quad (11)$$

$$y = \frac{C_2 \xi (x_P - x_Q)}{(C_2 \eta - 1)^2 + C_2^2 \xi^2} \quad (12)$$

$W$  平面坐标  $(\eta, \xi)$  点的温度通过 (11) 式、(12) 式变换成  $Z$  平面坐标  $(x, y)$  点的温度。

利用所选用的保角变换式,对两个面温度场进行分析对比可得出以下结论。

### (1) 等温线的对比分析

$W$  平面上的等温线为一组同心圆线,逆变换到  $Z$  平面后,其等温线是一组偏心圆线。对于不同的  $r$  值,

其圆心和半径都是变化的,  $Z$  平面上,各圆心坐标和半径分别为:

$$x_0 = \frac{x_P - C_2^2 r^2 x_Q}{1 - C_2^2 r^2} \quad (y = 0) \quad (13)$$

$$r_Z = \frac{C_2 r}{1 - C_2^2 r^2} (x_P - x_Q) \quad (14)$$

$r_Z$  为  $W$  平面上半径为  $r$  的等温线逆变换到  $Z$  平面后的等温线的半径。

### (2) $Z$ 平面温度场在 $x$ 轴上变化情况

由 (2) 式得:  $\xi = 0$  时,  $y = 0$  说明  $W$  平面上  $\xi$  轴(横轴)上各点逆变换到  $Z$  平面  $x$  轴上相应点。由 (1) 式,且  $\xi = 0, y = 0$  时,得:

$$\eta = \frac{1}{C_2} \frac{x - x_P}{x - x_Q} \quad (15)$$

将 (14) 式代入 (10) 式,可以得出  $Z$  平面温度场在  $x$  轴上变化关系:

$$u(x) = \begin{cases} \frac{q_v}{4\lambda} \left\{ a^2 - \left[ \frac{x - x_P}{C_2(x - x_Q)} \right]^2 \right\} - \frac{q_v a^2}{2\lambda} \ln \frac{a}{R} & (-a < x < a) \\ -\frac{q_v a^2}{2\lambda} \ln \frac{x - x_P}{RC_2(x - x_Q)} & (x < -a, x < a) \end{cases} \quad (16)$$

利用上述所得出的计算公式和方法,可以求出偏心热源在晶体内部产生的温度场,利用 Mathematica 计算软件,可以计算出其温度场的各点温度数值,绘制出温度场的三维立体图。

## 2 偏心辐射腔内倍频 KTP 晶体温度场分析

非线性光学晶体 KTP (钛氧磷酸钾,  $\text{KTDP O}_4$ ) 具有非线性系数大、透光波段宽、不潮解、破坏阈值高等特点,被广泛应用于激光倍频、光参量振荡与放大和光波导等技术领域。在腔内倍频通常采用 II 类相位匹配方式(切割匹配角为  $\theta = 90^\circ, \varphi = 23.6^\circ$ ),并要求基频光在晶体中满足偏振匹配,此时 KTP 晶体有高的谐波转换效率<sup>[10]</sup>。高功率基频光辐射下产生的局部的温升改变了晶体的折射率,导致晶体最佳位相匹配状态的改变。

在热模型中, KTP 晶体可视为半径  $R = 1.5 \text{ mm}$ , 长  $L = 8 \text{ mm}$  的圆柱型晶体, KTP 晶体的径向导热系数  $\lambda = 0.13 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$ , 对 1064 nm 基频光的吸收率  $\beta = 0.6\% \text{ cm}^{-1}$ <sup>[2]</sup>。下面做基频光中心辐射和偏心辐射产生的温度场对比分析。

基频光中心辐射。在三镜 V 型折叠腔中,通过优化谐振腔腔参数使辐射倍频晶体端面的光束处于谐振腔束腰位置,根据谐振腔稳定条件,可计算得到通过倍频晶体的光束半径  $a = 0.08 \text{ mm}$ 。假设腔内振荡的基频光功率  $P = 500 \text{ W}$ , 强度均匀分布在辐射通光圆面上。由辐射面积为  $S = \pi a^2$ , 可得到辐射倍频晶体 KTP

的热源功率密度为:  $q_v = \beta P / S = \beta P / \pi a^2$ , 代入 (5) 式得到在基频光中心辐射下倍频晶体温度场三维立体图、等温线图、温度场随半径  $r$  变化图, 如图 5~图 7 所示。倍频晶体 KTP 中心最高温度  $12.60^\circ\text{C}$ 。

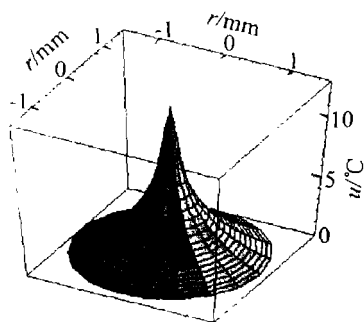


Fig 5 Three dimensional temperature field diagram of center radiation double frequency crystal

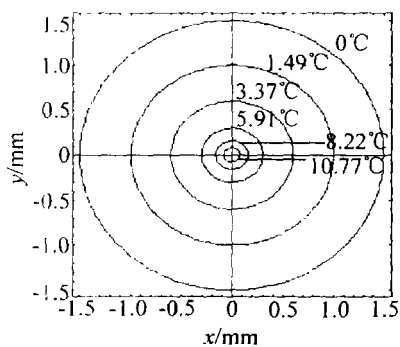


Fig 6 Isothem distribution diagram of center radiation double frequency crystal

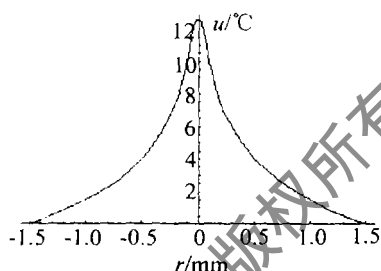


Fig 7 Diagram of center radiation double frequency crystal temperature distribution as function of the radius

从图 5~图 7 中可以分析得出, 在高功率基频光辐射下晶体强制冷却装置, 对于降低晶体的整体温升起了重要的作用。

基频光偏心辐射。晶体热模型同上, 辐射到晶体面的基频光偏心, 偏心距离  $d = 0.5 \text{ mm}$ 。按上述处理方法得出基频光偏心辐射时在晶体内部产生的温度场, 绘制出偏心辐射下晶体内部温度场的等温线图, 如图 8 所示。绘制出偏心辐射下晶体内部温度场在  $x$  轴上的温度分布图, 如图 9 所示。最高温度降低到  $12.17^\circ\text{C}$ 。比基频光中心辐射降低了  $0.43^\circ\text{C}$ , 降低了  $3.4\%$ 。

图 9 说明了基频光偏心辐射倍频晶体导致晶体内部温场的温升中心发生了移位。将进一步对偏心距离范围与晶体通光面进行研究, 这些研究将对于提高晶体利用率提供理论依据。

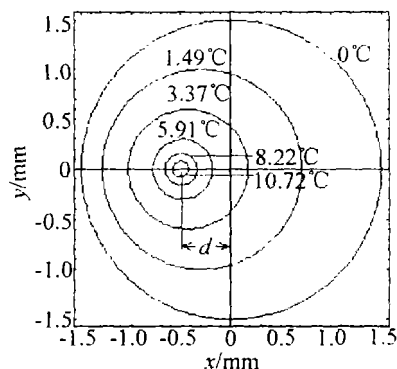


Fig 8 Isothem distribution diagram of off center radiation double frequency crystal

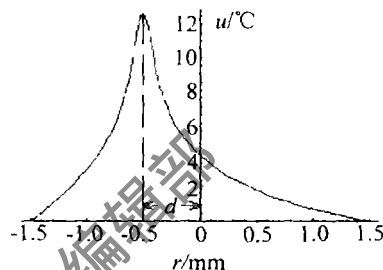


Fig 9 Diagram of off center radiation double frequency crystal temperature distribution as function of the off center distance

### 3 结束语

使用解析方法对于偏心辐射下腔内倍频晶体温度场分布问题进行了研究, 这种研究方法可以应用到其它实际情况。本研究不仅对如何提高倍频晶体利用率提供了理论基础, 而且为有效解决激光系统热效应问题提供了理论基础。同时对连续波腔内倍频激光系统的稳定性设计将起到一定的指导作用。

### 参考文献

- [1] 沈元壤. 非线性光学原理 [M]. 北京: 科学出版社, 1987. 1~125
- [2] 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术 [M]. 北京: 科学出版社, 1995. 1~108
- [3] 沈德元, 王长青, 邵宗书 *et al.* 晶体温度对 LD 泵浦的 Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP 腔内倍频激光器输出的影响 [J]. 中国激光, 1996, 23(5): 385~388.
- [4] WU Sh, BLAKE G A, SUN S *et al.* A multi-crystal harmonic generator that compensates for thermally induced phase mismatch [J]. Opt Commun, 2000, 173(1~6): 371~376
- [5] HAAS R A. Influence of a constant temperature gradient on the spectral bandwidth of second-harmonic generation in nonlinear crystals [J]. Opt Commun, 1995, 113(4~6): 523~529
- [6] 王鹏飞, 吕百达. 折叠腔腔参数对内腔倍频系统稳定性的影响 [J]. 激光技术, 2003, 27(4): 328~330.
- [7] 赵致民, 李隆, 田丰 *et al.* 高功率端面泵浦腔内倍频瓦级绿光激光器 [J]. 激光技术, 2003, 27(4): 331~333
- [8] 梁昆森. 数学物理方法 [M]. 3版. 北京: 人民教育出版社, 1998. 430~447.
- [9] 余锦. 纵向泵浦固体激光介质热透镜效应的理论研究 [J]. 强激光与粒子束, 2000, 12(1): 27~31
- [10] BA I JT, CHEN G F. Continuous wave diode laser end pumped Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP high power solid-state green laser [J]. Opt & Laser Technol, 2002, 34(4): 333~336