

约束条件下 KDP 晶体匹配角热敏感性分析方法

张 森^{1,2} 张军伟² 李恪宇² 李志军² 吴文龙² 栗敬钦² 林东晖² 周 忆^{1*}

¹重庆大学机械工程学院, 重庆 400030

²中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 约束方式和晶体温度是影响磷酸二氢钾(KDP)晶体性能的两个主要因素。晶体在约束条件下,温度的变化使晶体产生热应力和热形变,破坏晶体原有的相位匹配条件,从而致使谐波转换效率降低。为了获得约束条件下温度与晶体匹配角的关系,建立了约束条件下晶体匹配角热敏感性的分析方法。利用有限元分析法,计算约束条件下温度变化产生的热应力和热形变分布;将热光效应、弹光效应以及热形变引入到匹配角的计算之中,获得匹配角的变化规律。以神光Ⅲ原型装置采用的晶体约束方式对该方法进行了验证。结果表明,该方法计算得到的神光Ⅲ原型装置晶体在约束条件下三倍频效率与温度的关系符合效率变化的实际规律。

关键词 材料; 磷酸二氢钾晶体; 热敏感性; 约束方式; 温度; 三倍频效率

中图分类号 TB133

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0703002

Analysis Method on Phase Matching Angle Thermal Sensitivity of KDP Crystal under Constraint Conditions

Zhang Sen^{1,2} Zhang Junwei² Li Keyu² Li Zhijun² Wu Wenlong²

Su Jingqin² Lin Donghui² Zhou Yi¹

¹School of Mechanical Engineering, Chongqing University, Chongqing 400030, China

²Laser Fusion Research Center in China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract Constraint condition and crystal temperature are two mainly factors that affect the performance of potassium dihydrogen phosphate (KDP) crystals. Under constraint conditions, the original phase matching condition is destroyed and third harmonic conversion efficiency is decreased as a result of thermal stress and thermal deformation caused by temperature variation. An analysis method of crystals thermal sensitivity is established to find the relationship between the temperature and phase matching angle. The finite analysis is used to obtain the distributions of thermal stress and thermal deformation, and then thermal-optic effect, stress-optic effect and thermal deformation are considered to calculate the change law of phase matching angle. The validity and feasibility of method are verified by using crystal constraint condition of SG-III prototype laser facility. The case indicates that the efficiency calculation results of method are better conforming to the actual change law of phase matching angle.

Key words materials; potassium dihydrogen phosphate crystals; thermal sensitivity; constraint condition; temperature; third harmonic generation efficiency

OCIS codes 160.4330; 250.4390; 200.4880; 230.7405

1 引 言

惯性约束核聚变实验对激光驱动器三倍频的输出能力提出了很高的要求^[1-2]。磷酸二氢钾(KDP)晶体由于具有良好的谐波转换性能^[3-4],在钲玻璃激光器三倍频(THG)的产生过程中得到了广泛的应用^[1,4-5]。

收稿日期: 2016-02-01; **收到修改稿日期:** 2016-03-08

基金项目: 国家自然科学基金(61308040)

作者简介: 张 森(1990—),男,博士研究生,主要从事机电系统设计分析方面的研究。E-mail: zs2009071621@163.com

导师简介: 张军伟(1981—),男,博士,副研究员,硕士生导师,主要从事机电系统设计分析方面的研究。

E-mail: zjw425@163.com

* 通信联系人。E-mail: cdzy@cqu.edu.cn

在实际工程中,晶体生长过程的结构缺陷、应力产生的弹光效应、晶体的约束方式、安装精度以及晶体温度变化等都会影响 THG 转换效率^[4,6-9],其中晶体的约束方式和温度变化是影响其转换效率的两个非常重要的因素。为了减少两者对转换效率的影响,前人分析了不同的约束方式以及约束条件下重力、约束力和约束面的加工精度等对晶体性能的影响^[9-12],优化了约束方式;对晶体匹配角的热敏感性进行了理论计算和离线测量^[6-7],通过间接和补偿手段对温度变化产生的晶体匹配角失谐量进行了控制^[13],但在此过程中并未考虑晶体约束方式带来的影响,提高 THG 效率的作用不明显。

KDP 晶体在实际使用中必定受到约束的限制,晶体的温度也存在不稳定性。温度的变化和约束的限制会使晶体产生热应力和热变形,从而改变晶体的性能。以往的研究都未考虑两者耦合时对晶体的影响。针对这一问题,本文建立在约束条件下晶体匹配角热敏感性的计算方法,计算温度变化时产生的失谐角;通过案例对该方法进行验证,为 KDP 晶体约束方式的设计提供新的参考和思路,为控制和补偿约束条件下晶体温度变化产生的失谐角提供新的方法。

2 理论模型

2.1 光学模型

高功率固体激光驱动器的谐波转换单元通常由一块 I 类 KDP 晶体和一块 II 类 KDP 晶体构成,如图 1 所示。基频光 1ω 沿着倍频(SHG)KDP 晶体 o 轴方向偏振入射到 SHG 晶体中,产生频率为 2ω 的倍频光和剩余的基频光分别沿着 THG 晶体的 o 轴和 e 轴方向入射到 THG 晶体中,在 THG 晶体中相互作用产生了沿着 e 轴方向偏振的三倍频光 3ω ^[2-4,8]。

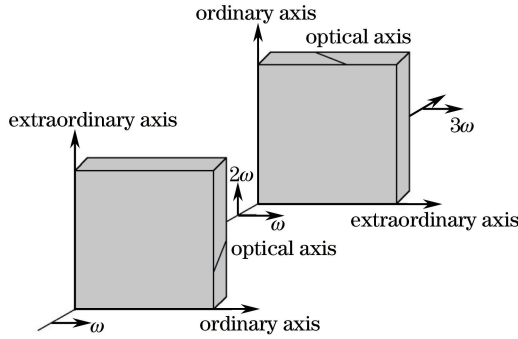


图 1 谐波转换单元示意图

Fig. 1 Diagram of harmonic conversion module

2.2 折射率变化引起的失谐角

在温度和约束的作用下,KDP 晶体会产生机械形变和热应力分布。由于晶体折射率是温度和应力的函数,其变化量为

$$\Delta n = \Delta n_T + \Delta n_\epsilon, \quad (1)$$

式中 Δn_T 为折射率随温度的变化量(热光效应),可以表示为

$$\Delta n_T = K \times \Delta T, \quad (2)$$

其中 K 为热光系数,因晶体的加工方法和生长方式不同而变化^[7], ΔT 为温度的变化量,单位为 $^\circ\text{C}$; (1)式的 Δn_ϵ 为折射率随热应力的变化量(弹光效应)。对于各向异性的 KDP 晶体,由胡克定律可得应力应变的关系为

$$\begin{pmatrix} \sigma_{XX} \\ \sigma_{YY} \\ \sigma_{ZZ} \\ \sigma_{YZ} \\ \sigma_{XZ} \\ \sigma_{XY} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_{XX} \\ \epsilon_{YY} \\ \epsilon_{ZZ} \\ 2\epsilon_{YZ} \\ 2\epsilon_{XZ} \\ 2\epsilon_{XY} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 σ_{ij} 为应力张量系数, c_{ij} 为弹性刚度系数, ϵ_{ij} 为应变张量系数,可以通过有限元计算得到。XYZ 为晶体

的材料坐标系, Z 轴与晶体的光轴同向。

由弹光效应引起的晶体介电阻隔张量 β 的变化为

$$\begin{pmatrix} \Delta\beta_{XX} \\ \Delta\beta_{YY} \\ \Delta\beta_{ZZ} \\ \Delta\beta_{YZ} \\ \Delta\beta_{XZ} \\ \Delta\beta_{XY} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_{XX} - 1/n_o^2 \\ \beta_{YY} - 1/n_o^2 \\ \beta_{ZZ} - 1/n_e^2 \\ \beta_{YZ} \\ \beta_{XZ} \\ \beta_{XY} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{31} & \pi_{31} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{XX} \\ \sigma_{YY} \\ \sigma_{ZZ} \\ \sigma_{YZ} \\ \sigma_{XZ} \\ \sigma_{XY} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

式中 π_{ij} 为 KDP 晶体的压光系数, $\pi_{11} = 4.15, \pi_{12} = 4.08, \pi_{13} = 1.12, \pi_{31} = 3.60, \pi_{33} = 0.44, \pi_{44} = -1.47, \pi_{66} = -10.26, n_o$ 为 o 轴折射率, n_e 为 e 轴折射率。KDP 晶体的折射率 $n_o(1\omega) = 1.49457, n_o(2\omega) = 1.51319, n_o(3\omega) = 1.53235, n_e(1\omega) = 1.46039, n_e(2\omega) = 1.47114, n_e(3\omega) = 1.48490$ 。

由弹光效应引起的 o 轴折射率的变化量 Δn_{oe} 和 e 轴折射率的变化量 Δn_{ee} 可表示为

$$\Delta n_{oe} = \frac{-n_o^3}{2(\sin^2\varphi\Delta\beta_{XX} + \cos^2\varphi\Delta\beta_{YY} - \sin 2\varphi\Delta\beta_{XY})}, \quad (5)$$

$$\Delta n_{ee} = -n_e^2 / [2(\cos^2\theta_m \cos^2\varphi\Delta\beta_{XX} + \cos^2\theta_m \sin^2\varphi\Delta\beta_{YY} + \sin^2\theta_m \Delta\beta_{ZZ} + \cos^2\theta_m \sin 2\varphi\Delta\beta_{XY} - \sin 2\theta_m \cos\varphi\Delta\beta_{XZ} - \sin 2\theta_m \sin\varphi\Delta\beta_{YZ})], \quad (6)$$

式中 θ_m 和 φ 分别为 KDP 晶体的相位匹配角和方位角, 对于 I 类 SHG 晶体, $\theta_m = 41.19^\circ, \varphi = 45^\circ$; 对于 II 类 THG 晶体, $\theta_m = 59.07^\circ, \varphi = 0^\circ$ 。

非常光的折射率 $n_e(\theta_m)$ 与匹配角 θ_m 的关系为

$$n_e(\theta_m) = \left(\frac{\cos^2\theta_m}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta_m}{n_e^2} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

由(7)式可得

$$\Delta n_e(\theta_m) = \left(\frac{\cos^2\theta_m}{n_o^2} + \frac{\sin^2\theta_m}{n_e^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{\cos^2\theta_m}{n_o^3} \Delta n_o + \frac{\sin^2\theta_m}{n_e^3} \Delta n_e \right). \quad (8)$$

对于 I 类 SHG

$$\Delta n = \Delta n_e(2\omega, \theta) - \Delta n_o(1\omega). \quad (9)$$

将(8)式代入(9)式可得

$$\Delta n = \left[\frac{\cos^2\theta_m}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2\theta_m}{n_e^2(2\omega)} \right]^{-\frac{3}{2}} \left[\frac{\cos^2\theta_m}{n_o^3(2\omega)} \Delta n_o(2\omega) + \frac{\sin^2\theta_m}{n_e^3(2\omega)} \Delta n_e(2\omega) \right] - \Delta n_o(1\omega) = \Delta N_\epsilon + \Delta N_T, \quad (10)$$

式中 ΔN_ϵ 为弹光效应产生的倍频光和基频光折射率变化量的差值, ΔN_T 为热光效应产生的倍频光和基频光折射率变化量的差值。

$$\Delta\theta(x, y) = \frac{\Delta n}{\partial n_e(2\omega, \theta)/\partial\theta|_{\theta=\theta_m}} = \frac{\Delta N_\epsilon}{\partial n_e(2\omega, \theta)/\partial\theta|_{\theta=\theta_m}} + \Delta\theta(x, y)_T, \quad (11)$$

式中 $\Delta\theta(x, y)_T$ 为不考虑热应力时, 热光效应产生的失谐角, 可以通过离线实验测量得到, 避免了晶体热光系数的差异给计算带来误差。

同理, 对 II 类 THG 有

$$\Delta\theta(x, y) = \frac{\Delta n}{[3\partial n_e(3\omega, \theta)/\partial\theta - n_e(1\omega, \theta)/\partial\theta]|_{\theta=\theta_m}} = \frac{\Delta N_\epsilon}{[3\partial n_e(3\omega, \theta)/\partial\theta - n_e(1\omega, \theta)/\partial\theta]|_{\theta=\theta_m}} + \Delta\theta(x, y). \quad (12)$$

通过(11)式和(12)式, 即可分别得到热光效应和弹光效应产生的 SHG 晶体和 THG 晶体匹配角的失谐量。

2.3 形变引起的失谐角

形变引起的入射光入射角的变化为

$$\Delta\beta \approx \tan(\Delta\beta) = \frac{d_1 - d_2}{l}, \quad (13)$$

式中 $\Delta\beta$ 为局部入射角的变化量,有 $\Delta\beta \approx \tan(\Delta\beta)$ 成立; d_1 、 d_2 为相邻两点沿入射光方向的位移, l 为 e 轴方向两点间的距离, d_1 、 d_2 、 l 都可由有限元模型得到。则由形变产生的失谐角为

$$\Delta\theta(x, y) = \Delta\beta \times \cos\theta_m \times \cos\varphi. \quad (14)$$

联立(11)、(14)式和(12)、(14)式就可分别求得在温度变化时约束条件下的 SHG 和 THG 晶体匹配角的热敏感性。

3 分析及验证

3.1 分析模型

神光Ⅲ原型装置 KDP 晶体的约束方式如图 2(a)所示。晶体通过压片安装在框体上,SHG 晶体的尺寸为 $330 \text{ mm} \times 330 \text{ mm} \times 11.8 \text{ mm}$,THG 晶体的尺寸为 $330 \text{ mm} \times 330 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$ 。压片和框体均为铝合金材料。图 2(b)为 SHG 晶体的有限元模型。表 1 中列出了铝合金和 KDP 晶体在常温下的物理特性。对压片施加垂直晶体表面方向的约束。在进行分析时,温度载荷施加到每个节点上。

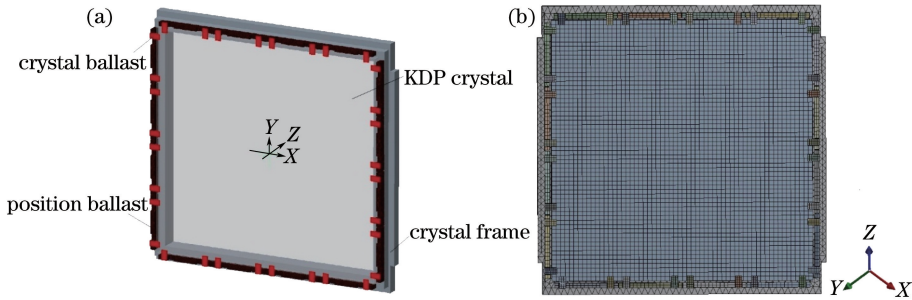


图 2 KDP 晶体(a)安装方式和(b)有限元模型

Fig. 2 (a) Mounting configuration and (b) finite element model of KDP crystal

表 1 常温下铝合金和 KDP 的材料参数

Table 1 Material parameters of aluminum alloy and KDP crystal at room temperature

Material	Aluminum alloy	KDP
Density / $[(\text{kg}/\text{m}^3)]$	2770	2338
Specific heat / $[(\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K}))]$	875	746
Thermal conductivity coefficient / $[(\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K}))]$	148.8	$\kappa_{11} = \kappa_{22} = 1.76, \kappa_{33} = 1.3$
Thermal expansion coefficient / $[10^{-5} (\text{m}/\text{C})]$	2.3	$a_{11} = a_{22} = 2.5, a_{33} = 4.4$
Elasticity coefficient /MPa	71000	$c_{11} = 71200, c_{12} = -5000$
		$c_{13} = 14100, c_{33} = 56800$
		$c_{44} = 12600, c_{66} = 6220$
Poisson's ratio	0.33	—

离线实验测量神光Ⅲ原型装置所采用的 SHG 晶体和 THG 晶体的匹配角热敏感性 $\Delta\theta(x, y)_T$ 分别为 $66 \mu\text{rad}/\text{C}$ 和 $195 \mu\text{rad}/\text{C}$ (内角)。

3.2 结果分析

3.2.1 弹光效应与失谐角

当温度变化 0.1 C 时弹光效应产生的全口径 SHG 晶体基频光折射率 $\Delta n_o(1\omega)$ 的分布如图 3 所示,在压片的作用下,晶体内部产生了相对较大的应力,在压片附近晶体折射率变化较大。神光Ⅲ原型装置的光束口径为 $290 \text{ mm} \times 290 \text{ mm}$,所以 KDP 晶体通光口径内晶体参数的变化才会对谐波转换产生影响。从图 3 可以看到,在晶体通光口径内,热应力产生的折射率变化相对较小,这对 SHG 过程是有利的。

通光口径内弹光效应产生的各折射率变化与温度的关系如图 4 所示,折射率的变化与温度的变化成正比,当温度变化较大时(大于 0.8 C),弹光效应产生了较大的折射率变化,超过了折射率变化的允许值(10^{-5}

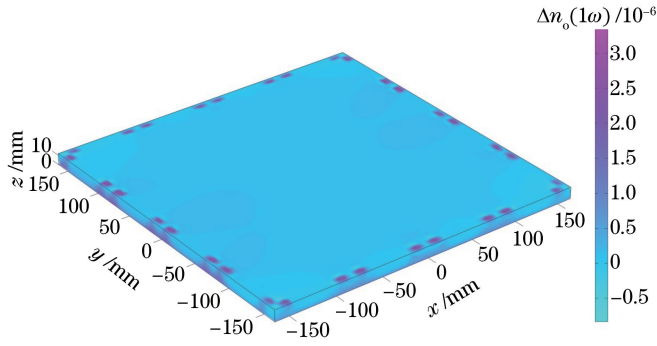


图 3 SHG 晶体全口径基频光折射率变化的分布

Fig. 3 Fundamental frequency refractive index variation distribution of full aperture SHG crystal

左右),需要严格控制。从图 4 可以得到,弹光效应产生的 SHG 和 THG 晶体的匹配角变化量分别为 $130 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ 和 $65 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ (内角),其中匹配角变化量取均方根值,即 $\Delta\theta_{\text{RMS}}$,弹光效应对 SHG 晶体匹配角的影响较大,与实验所测得 THG 晶体匹配角的热敏感性强于 SHG 晶体是相反的。

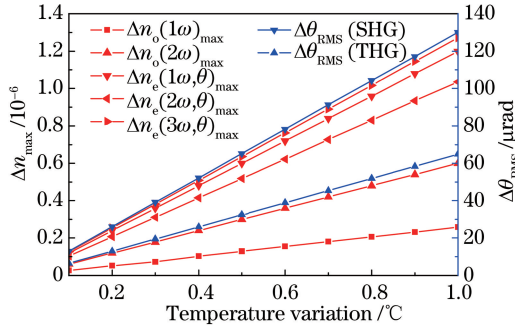


图 4 通光口径内弹光效应引起的折射率变化与失谐角

Fig. 4 Refractive index variation and detuning angle in the beam aperture caused by stress-optic effect

3.2.2 热形变与失谐角

当温度变化量为 0.1°C 时,SHG 晶体表面产生的热形变如图 5 所示,从图中可以看出,由于压片和晶体框的限制,晶体四周的形变量要小于中心的形变量,最大的形变点在中心附近,晶体形变等高图呈现中心椭圆、边缘矩形的图样。在谐波转化过程中,晶体表面的形变本身对谐波转换的影响不大,但形变引起的 e 轴方向的失谐角对谐波转换却有重要影响^[10,14]。

计算得到的通光口径内形变产生的失谐角与温度变化的关系如图 6 所示,失谐角与温度的变化成正比,两者匹配角的变化差异不大,分别约为 $31 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ 和 $30 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ (内角)。

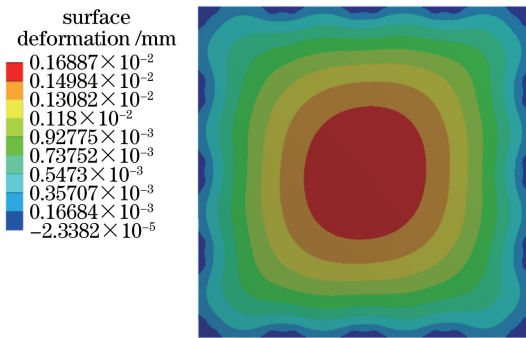


图 5 温度变化 0.1°C 时晶体表面的形变量

Fig. 5 Surface deformation distribution when the temperature changes 0.1°C

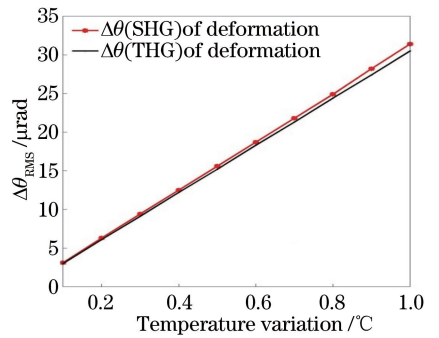


图 6 通光口径内形变引起的失谐角随温度的变化
Fig. 6 Detuning angle caused by deformation in the beam aperture versus temperature

3.2.3 THG 效率

该方法得到约束条件下 SHG 和 THG 晶体的失谐角与温度的关系如图 7 所示, SHG 晶体和 THG 晶体匹配角的热敏感性分别为 $227 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ 和 $290 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ (内角), 与实验所测得值相差较大, THG 晶体匹配角的热敏感性仍强于 SHG 晶体, SHG 晶体匹配角的热敏感性变化较大, 匹配角的变化与温度变化仍成正比。

当基频光能量为 1500 J 和 800 J 时, THG 转换效率与温度变化的关系如图 8 所示。在计算 THG 过程中, 综合考虑了衍射、离散、三阶非线性效应以及晶体的吸收和损耗等, 光束口径为 $290 \text{ mm} \times 290 \text{ mm}$, 脉宽为 1 ns, 8 阶超高斯分布。从图中可以得出, 晶体 THG 的效率随着温度的变化而逐渐降低, 当温度的变化较小时, 晶体形变和应力对 THG 转换效率的影响不大, 但随着温度变化的继续增加, THG 的效率急剧降低。当温度变化 1°C 、基频光能量为 1500 J 时, THG 转换效率下降了约 17%; 基频光能量为 800 J 时, THG 转换效率下降了约 15%。

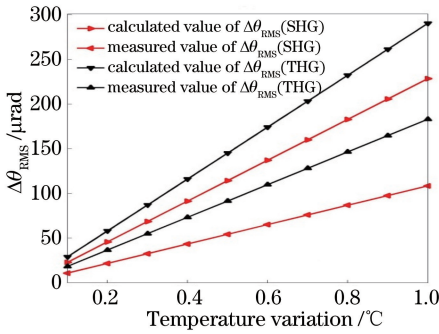


图 7 晶体匹配角的热敏感性

Fig. 7 Thermal sensitivity of crystal phase matching angle

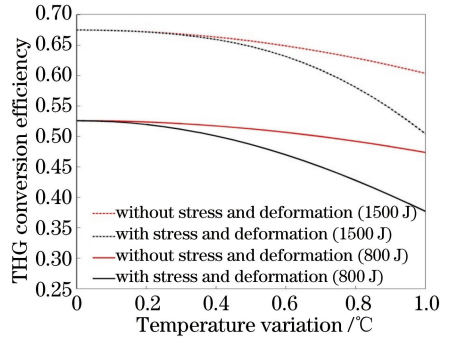


图 8 THG 转换效率

Fig. 8 Conversion efficiency of THG

在光束口径和脉宽一定的条件下, 在线获得了神光 III 原型装置在不同基频光能量时 THG 的效率和温度的关系, 如图 9 所示。当基频光能量为 1500 J、温度变化 0.7°C 和 0.8°C 时, 测得的三倍频效率分别下降了约 7.1% 和 10.4%; 考虑约束时, 通过计算得到的效率下降分别约为 6.5% 和 9.4%; 不考虑约束时, 计算得到的效率下降了 3.5% 和 4.61%。同样, 当基频光能量为 800 J、温度变化 0.5°C 和 0.8°C 时, 测得的三倍频效率分别下降了约 3.7% 和 9.3%; 考虑约束方式时效率下降分别约为 3.8%、9.6%; 不考虑约束方式时效率下降分别约为 1.3% 和 3.4%。显然, 只考虑热光效应时三倍频效率的变化不符合实际情况, 而本文所用方法得到的三倍频效率才符合实际, 验证了该方法的正确性。由于神光 III 原型装置的大口径晶体在实际使用过程中, 温度存在梯度分布, 而本文在计算过程中以及在线测量温度时晶体温度都近似呈均匀分布, 因此, 得到的效率与温度变化的关系与实际测量值存在一定差异。

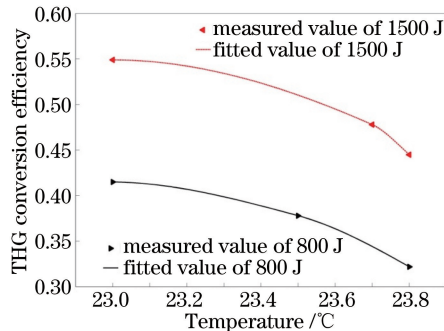


图 9 神光 III 原型装置晶体温度对三倍频效率转换效率的影响

Fig. 9 Effect of crystal temperature on THG conversion efficiency of SG-III prototype laser facility

4 结 论

针对玻璃激光器三倍频产生过程中晶体的约束方式和温度变化对其转换效率的影响, 提出了一种约

束条件下 KDP 晶体匹配角等效热敏感性的计算方法,除了考虑热光效应,还引入了弹光效应和热形变对晶体匹配角热敏感性的影响,量化了晶体在约束条件下性能随温度改变的评价指标。将热光效应产生的失谐角作为一个整体,避免了因为生长方式等不同而引起的晶体热光系数不同所带来的误差。对神光Ⅲ原型装置晶体的约束方式进行了具体分析,通过本方法计算得到的 SHG 和 THG 晶体匹配角的等效热敏感性分别为 $227 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ 和 $290 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ (内角),与离线测量值 $66 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ 和 $195 \mu\text{rad}/^\circ\text{C}$ (内角)区别较大;晶体温度变化 1°C 、计算得到的基频光能量为 1500 J 和 800 J 时,神光Ⅲ原型装置 THG 的效率分别下降了 17% 和 15% ,THG 转换效率与晶体温度变化的关系符合在线测量所得到的实际效率的变化规律,验证了该方法的可行性。本方法在计算中晶体温度近似呈均匀分布,但晶体实际的温度分布却相对复杂,在后续工作中需根据晶体实际的温度分布对该方法进行改进。

参 考 文 献

- 1 Wegner P J, Hennesian M A, Speck D R, *et al.*. Harmonic conversion of large-aperture $1.05 \mu\text{m}$ laser beams for inertial-confinement fusion research[J]. *Applied Optics*, 1992, 31(30): 6414-6426.
- 2 Li Fuquan, Han Wei, Wang Fang, *et al.*. Research status of final optics assembly in high-power laser facility[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(6): 060002.
李富全, 韩伟, 王芳, 等. 高功率激光驱动器终端光学组件研究现状[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(6): 060002.
- 3 Barker C E, Wontergthem B M, Auerbach J M, *et al.*. Design and performance of the beamlet laser third-harmonic frequency converter[C]. *SPIE*, 1995, 2633: 398-404.
- 4 Wegner P J, Auerbach J M, Barker C E, *et al.*. Frequency converter development for the national ignition facility[C]. *SPIE*, 1999, 3942: 392-405.
- 5 Pronko M S, Lehmborg R H, Obenschain S, *et al.*. Efficient second harmonic conversion of broad-band high-peak-power Nd:Glass laser radiation using large-aperture KDP crystals in quadrature[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1990, 26(2): 337-347.
- 6 Craxton R S, Jacobs S D, Rizzo J E, *et al.*. Basic properties of KDP related to the frequency conversion of $1 \mu\text{m}$ laser radiation[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1981, 17(9): 1782-1786.
- 7 Wang W, Li K Y, Wang J, *et al.*. Analysis on dependence of phase matching angle on temperature in KDP crystal[J]. *Optics & Laser Technology*, 2011, 43(3): 683-686.
- 8 Li Ting, Zhang Yang, Xu Xu, *et al.*. Prediction of optimum deflection angles and errors analysis for KDP crystals with large aperture[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(8): 0802003.
李婷, 张洋, 徐旭, 等. 大口径 KDP 晶体最佳偏转角预测误差分析[J]. *中国激光*, 2014, 41(8): 0802003.
- 9 Zhang Yang, Xiong Zhao, Xu Xu, *et al.*. Influence of structure parameters for two sides support on third harmonic conversion efficiency[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(6): 0602008.
张洋, 熊召, 徐旭, 等. 两端支撑夹持结构参数对三倍频转换效率的影响[J]. *中国激光*, 2014, 41(6): 0602008.
- 10 Auerbach J M, Barker C E, Couture S A, *et al.*. Modeling of frequency doubling and tripling with converter refractive index spatial nonuniformities due to gravitational sag[C]. *SPIE*, 1999, 3492: 472-479.
- 11 Jia Kai, Xiong Zhao, Yang Chuang, *et al.*. A mounting configuration for efficient third harmonic conversion of the KDP crystals with large aperture[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(7): 0702004.
贾凯, 熊召, 杨闯, 等. 大口径 KDP 晶体实现高效三倍频转换的新型支撑结构[J]. *中国激光*, 2013, 40(7): 0702004.
- 12 Su R F, Liu H T, Liang Y C, *et al.*. Mechanical and optical analysis of large-aperture optics mounted on a frame with a curved surface[J]. *Optics & Laser Technology*, 2014, 56(1): 189-195.
- 13 Zhao Runchang, Li Ping, Li Hai, *et al.*. Third harmonic efficiency control with crystal angular following[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26(10): 204-207.
赵润昌, 李平, 李海, 等. 晶体角度跟随三倍频效率控制技术[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26(10): 204-207.
- 14 Lubin O, Gouedard C. Modeling of the effects of KDP crystal gravity sag on third-harmonic generation[C]. *SPIE*, 1999, 3492: 802-808.