

PPLN 晶体 1560 nm 激光倍频过程的热效应分析

张远涛 屈求智 钱 军 任 伟 项静峰 吕德胜 刘 亮

中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800

摘要 基于 1560 nm 激光单次通过 PPLN 晶体倍频到 780 nm 激光的实验, 分析了准相位匹配倍频过程中非线性转换系数与温度之间的关系。详细计算了考虑晶体极化周期的热膨胀时, 晶体非线性转换系数和匹配温度的变化。采用有限元的方法, 计算了激光穿过 PPLN 晶体时, 整个晶体和出射端面的温度场分布, 并由此给出了出射面的非线性转换系数的分布情况, 重点分析了晶体尺寸、光功率及散热方式对热效应的影响。仿真结果表明: 增加晶体的宽度、采用导热性能好的材料作散热材料, 并采用四面包围的散热方式有利于晶体的散热。

关键词 非线性光学; 热效应; 有限元分析; PPLN 晶体; 倍频

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0708002

Thermal Effect Analysis of 1560 nm Laser Frequency Doubling in a PPLN Crystal

Zhang Yuantao Qu Qiuzhi Qian Jun Ren Wei Xiang Jingfeng Lü Desheng Liu Liang

Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract Based on the frequency doubling mechanism of a continuous wave 1560 nm laser single-passing a PPLN crystal, the dependence of nonlinear conversion efficiency on temperature is investigated. The effects of thermal expansion of the crystal's polarization period on the nonlinear conversion efficiency and matching temperature have been studied in detail. By using finite element method, the temperature fields in the whole crystal and on the output facet are numerically calculated, and the nonlinear conversion efficiency is extracted when the laser passes through the crystal. The dependences of the crystal size, input laser power, and the strategy of heat dissipation on the temperature field are also presented, respectively. It is demonstrated that the performance of the PPLN crystal on frequency doubling can be improved by a wider crystal and the materials with good heat conductivity surrounding the crystal.

Key words nonlinear optics; thermal effect; finite element analysis; PPLN crystal; frequency doubling

OCIS codes 190.4400; 120.6810; 020.3320

1 引 言

780 nm 激光广泛应用于铷原子激光冷却与相关物理实验^[1], 而利用 1560 nm 激光经过周期性化铌酸锂(PPLN)晶体倍频得到的 780 nm 激光的方法也已经在此类实验中得到了应用^[2]。PPLN 晶体由于有比较高的有效非线性系数和高阈值, 在倍频实验中也得到广泛的使用^[3], Sané 等^[4]曾利用 PPLN 晶体倍频得到 11.4 W 的 780 nm 的连续激光。在入射光功率不断增大的同时, 晶体受激光加热的效果也就突显出来了^[5], 特别是晶体处在长期连续工作状态下, 这种热效应(TE)就不可避免。杨建峰等^[6]在倍频实验中就发现, 随着入射功率的增加, 晶体需要的实际匹配温度反而下降, 其实就是由于晶体的热效应引起。早在 2002 年, 桑梅等^[7]就研究过 PPLN 倍频与温度之间的关系, 并给出了倍频效率对应的温度带宽, 从中可以看出倍频效率对温度的变化很敏感, 可见温度在倍

收稿日期: 2015-01-13; 收到修改稿日期: 2015-02-14

基金项目: 国家重大科学仪器设备开发专项(2013YQ09094304)

作者简介: 张远涛(1991—), 男, 硕士研究生, 主要从事量子频标和非线性光学等方面的研究。E-mail: zyt2013@siom.ac.cn

导师简介: 吕德胜(1978—), 男, 博士, 研究员, 主要从事激光冷却与量子频标等方面的研究。E-mail: dslv@siom.ac.cn

频实验中的重要性。目前主要是通过 Ansys 等有限元软件来计算仿真晶体热效应^[8],2010年,邵婷等^[9]利用 Ansys 软件分析了高功率下磷酸钛氧钾(KTP)晶体的热效应,2011年,马兴寰等^[10]分析了 PPLN 的热效应对倍频效率的影响。本文介绍了准相位匹配与温度的关系,在此基础上,引入极化周期的受热膨胀对倍频的影响。通过 Comsol 有限元软件热学建模,精确地分析了激光穿过晶体后的温度分布,并深入研究了晶体尺寸、入射光束束腰半径、功率以及晶体散热方式对热效应的影响。

2 准相位匹配理论分析及其与温度之间的关系

2.1 准相位匹配及其与温度之间的关系

对于准相位匹配倍频过程,在小信号近似下,入射光为基模高斯光束时,非线性转换系数可以写成如下形式^[11]:

$$E_{nl} = \frac{16\pi^2 l d_{eff}^2}{n_1^2 n_2 c \lambda_1^2 \epsilon_0} \cdot \xi \cdot \left[\frac{\sin(\Delta k l / 2)}{\Delta k l / 2} \right]^2, \quad (1)$$

式中 l 为晶体长度, n_1 表示基频光的折射率, n_2 表示倍频光的折射率, c 表示光速, λ_1 为基频光波长, ϵ_0 为真空介电常数, $\Delta k = 2k_1 - k_2 - K_m$, 表示基频光与倍频光的相位匹配因子, k_1 和 k_2 分别为基频光和倍频光波矢, $K_m = m \cdot 2\pi / \Lambda$, Λ 为晶体的极化周期, m 为准相位匹配的阶数,一般使用一阶,即 $m = 1$,非线性转换系数的单位为 $\% / W$, $\xi = l / m$ 为聚焦参数,表征高斯光束的聚焦和晶体长度之间的制约关系,当 $\xi = 2.84$ 时^[12]有最优的束腰半径, $d_{eff} = 2d_{33} / \pi$, d_{33} 为 PPLN 晶体的有效非线性系数,这里的 $d_{eff} = 17 \text{ pm/V}$ 。从(1)式可以看到,转换效率和晶体长度、光束的束腰半径等有关。

除此之外, Δk 对非线性转换系数的影响很大,当 $\Delta k = 0$ 时,非线性转换效率达到最大,当 Δk 有一个偏移量时,倍频效率会快速地下降。

非线性转换系数中的折射率和温度直接相关,即 $n_e(T, \lambda)$, 根据经验公式^[13]:

$$n_e^2(T, \lambda) = 4.5567 + 2.605 \times 10^{-7} T^2 + \frac{0.970 \times 10^5 + 2.70 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.01 \times 10^2 + 2.7 \times 10^{-5} T^2)} - 2.24 \times 10^{-8} \lambda^2, \quad (2)$$

式中 n_e 表示异常光的折射率,一般在准相位匹配中使用的是异常光, T 表示晶体工作时的温度,单位为开尔文(K), λ 表示光波长,单位为纳米(nm)。

此时的相位匹配因子应表示为

$$\Delta k(T, \lambda) = k_2(T, \lambda) - 2k_1(T, \lambda) - K_m = \frac{2\pi n_2(T, \lambda_2)}{\lambda_2} - 2 \frac{2\pi n_1(T, \lambda_1)}{\lambda_1} - \frac{m 2\pi}{\Lambda}, \quad (3)$$

式中 Λ 为晶体的极化周期, m 一般取一阶,即 $m = 1$, λ_2 为倍频光的波长,通过调谐晶体的工作温度 T 就可以使得 $\Delta k = 0$, 即达到相位匹配。

2.2 考虑晶体极化周期受热膨胀下的温度分布

通过 2.1 节的分析可以看出,准相位匹配是通过调谐晶体的工作温度来实现相位匹配的。此时不得不考虑,晶体工作在匹配温度的时候,由于热胀冷缩,极化周期也会发生变化,又会影响晶体的匹配温度。钕酸锂晶体在 $0 \text{ }^\circ\text{C} \sim 600 \text{ }^\circ\text{C}$ 以内的热膨胀系数 $\alpha = 2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, 热膨胀方程为 $\alpha = \partial l / (l \cdot \partial t)$, 可以得到极化周期与温度之间的关系,即 $\Lambda(T) = \Lambda \cdot \exp[\alpha(T - T_0)]$, 其中, T_0 表示常温,取 273.15 K 。

此时非线性转换系数表达式也可以重新写成^[7]

$$E_{nl} = \frac{\eta}{P_1} = \frac{16\pi^2 l(T) d_{eff}^2}{n_1^2 n_2 c \lambda_1^2 \epsilon_0} \cdot \xi \cdot \left[\frac{\sin(\Delta k(T, \lambda) l(T) / 2)}{\Delta k(T, \lambda) l(T) / 2} \right]^2, \quad (4)$$

式中 $\eta = \frac{P_2}{P_1}$, 为转换效率, P_1 和 P_2 分别为入射光和出射光功率。

通过数值模拟,给出了晶体尺寸为 $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$, 在入射光波长 $\lambda = 1560.48 \text{ nm}$, 极化周期 $\Lambda = 19.2 \text{ } \mu\text{m}$, 考虑晶体的热膨胀效应时,非线性转换系数与温度的关系曲线如图 1 所示。

从图 1 中可以看出,在匹配温度附近,非线性转换效率对温度很敏感,当温度变化为 0.5 K 时,非线性转换系数就要降低 50% , 这也突出了分析晶体热效应的重要性;同时,考虑热膨胀效应后,非线性转换系数的分布

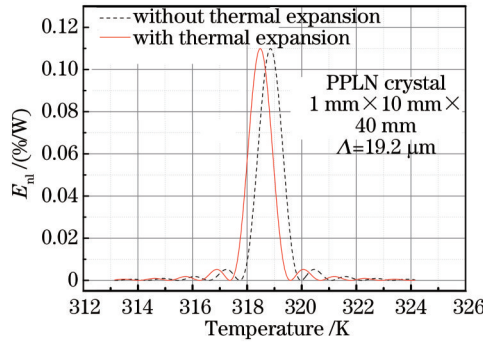


图1 非线性转换系数与温度的关系

Fig.1 Relationship between non-linear coefficients and temperatures

并未发生明显变化,只是有一个整体平移的效果,图1中极化周期 $\Lambda = 19.2 \mu\text{m}$ 时,匹配温度增加了 0.38 K 。

除此之外,出射光功率的稳定性也是倍频过程中的一个重要指标,根据上述非线性转换效率和温度之间的关系,可以算出,当要求的功率抖动小于 10 mW 时,温度的抖动就必须要在 1 mK 范围以内,可见温度的抖动对倍频光功率的影响很大,对温控器件的要求当然也非常的高。

同时,通过数值计算,还给出了入射光波长 $\lambda = 1560.48 \text{ nm}$,晶体长度 $l = 40 \text{ mm}$ 时,实验中常用的几个极化周期在考虑和不考虑热膨胀效应的情况下,对应的匹配温度,如表1所示。

表1 不考虑热膨胀效应和考虑热膨胀效应时不同极化周期对应的匹配温度

Poled period / μm	18.6	18.8	19.0	19.2
T_0 without TE /K	501.7252	448.2110	388.4302	318.8544
T_0 with TE /K	499.7574	446.5841	387.2846	318.4797

由上述的计算结果可以得出,考虑热膨胀对极化周期的影响时,晶体实际工作的匹配温度要高于不考虑时的匹配温度,而且随着极化周期的变短,这种热膨胀效应带来的匹配温度的修正也变得明显。这可能也是许多倍频实验未能取得和理论计算结果相近结果的一个原因,第3节中对于晶体的非线性转换系数的计算中均把热膨胀的影响考虑在内。

3 1560 nm 激光经过晶体的有限元分析

由第2节中理论分析可知,相位匹配要通过温度匹配来实现,同时非线性系数受温度变化的影响很大,那么除了有热胀冷缩的影响外,还不得不考虑入射光对晶体的加热效果,称之为激光加热晶体的热效应。

3.1 热学模型的建立和晶体的温度分布

当一束激光经过晶体的时候,会有部分的激光被晶体吸收。激光从入射端面照射入晶体后光强表达式为

$$I = (1 - R_c) I_{z_0} \exp(-\alpha z) = (1 - R_c) \frac{P_0}{\pi \omega(z)^2} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega(z)^2}\right] \exp(-\alpha z), \quad (5)$$

式中 R_c 表示入射端面的反射率,对于PPLN晶体, $R_c = 0.01$, α 为晶体对入射光的吸收系数, $\alpha = 0.1 \text{ \%}/\text{cm}$, I_{z_0} 表示与传播方向垂直的入射端面上的光强分布, P_0 表示入射光功率, $\omega(z)$ 表示 z 处的束腰半径, x, y 是垂直 z 方向的横截面坐标。

光在入射晶体后,传播 dz 距离,就会有部分的光被吸收,即

$$dI = I_{z_0} \{\exp(-\alpha z) - \exp[-\alpha(z + dz)]\} \approx I_{z_0} \exp(-\alpha z) dz. \quad (6)$$

被吸收的光中部分转换为热能,所以体热源可以写成

$$Q = \beta \frac{dI}{dz} = (1 - R_c) \beta \cdot \frac{P_0}{\pi \omega(z)^2} \cdot \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega(z)^2}\right] \cdot \exp(-\alpha z), \quad (7)$$

式中 β 表示转化为热能的光能占晶体吸收光能的比重,这里取 30% , $\omega(z)$ 在晶体长度的传输范围内可近似等于束腰半径 ω_0 。

在常温下 PPLN 晶体的密度为 4.64 g/cm^3 , 导热系数为 $38 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$, 力学比热为 $630 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ 。考虑到在实验中, 晶体一直处在工作状态下, 最终晶体的温度分布不会随时间变化, 所以这个过程可以看作是上述体热源作用下的一个稳态热传导过程, 则晶体内部的热传导遵守稳态热传导的 Poisson 方程为

$$\frac{\partial^2 T(r, \varphi, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T(r, \varphi, z)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 T(r, \varphi, z)}{\partial z^2} + \frac{Q}{K_c} = 0, \quad (8)$$

式中 $T(r, \varphi, z)$ 为晶体中的温度场分布, K_c 为晶体的热传导系数, Q 为晶体的体热源。

上述的稳态热传导方程只有在一定的边界条件下才有解, 结合实际实验中遇到的情况, 晶体的入射端面和出射端面直接暴露在环境中, 所以只与环境中的空气进行自然热对流交换。在这两个端面上可以用 Newton 冷却方程 $q = h(T_s - T_L)$ 来描述, 其中, q 表示热流密度, T_s 晶体的温度, T_L 为环境空气的温度, h 为对流交换系数, 空气的热交换系数为 $3 \text{ W/m}^2\text{K}$ 。其他的 4 个面都被晶体夹具包裹, 并连接有温控系统, 在建立热学模型时, 为了简单起见, 可以认为其他的 4 个面也是和某种温度固定的流体进行热交换, 只不过热交换系数和端面不一样, 结合材料本身和实验中的实际情况, 一般取 $h = 150 \text{ W/m}^2\text{K}$ 。

对于上述方程的求解是通过有限元分析完成的, 使用的软件是 Comsol。几何模型为 $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 的长方体, 材料的导热系数、密度和热容均按照晶体的属性来设定, 并将晶体的外表面参数按照上述分析进行设置。取晶体的入射端面中心为坐标原点。因为晶体在工作前, 温控系统会把晶体加热到匹配温度, 所以在有限元仿真时, 晶体的初始温度设置为匹配温度, 与晶体出射端面和入射端面接触的环境温度设置为 293.15 K , 温控系统在工作时会把夹具稳定在匹配温度, 所以除去端面的其他四个面的外界温度设置都为匹配温度。取晶体的极化周期 $\Lambda = 19.2 \mu\text{m}$, 此时的匹配温度 $T_0 = 318.48 \text{ K}$, 当入射光功率 $P_0 = 30 \text{ W}$, 束腰半径 $\omega_0 = 0.1 \mu\text{m}$ 时, 可得到晶体总体的温度分布和出射端面的温度分布如图 2 所示。

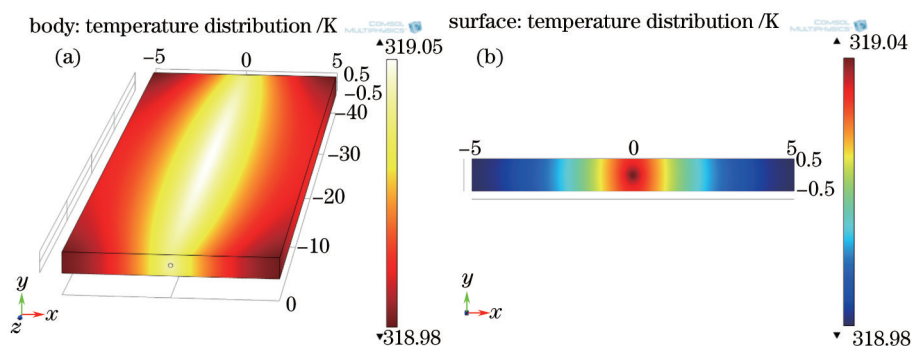


图 2 温度分布。(a) 整个晶体; (b) 出射端面

Fig.2 Temperature distribution. (a) Whole crystal; (b) output facet

从图 2 可以看出, 经过激光加热, 晶体整体的温度被提高了 0.5 K , 且分布不均匀, 激光穿过的部分, 温度被提高了 0.57 K 。在晶体的入射断面和出射端面上, 温度的分布同样也不均匀, 光束中心的温度最高, 达到 319.04 K , 离中心越远, 温度越低, 图 3(a) 为出射端面上 $y = 0$, 温度沿着宽度 (x 轴) 的分布, 图 3(b) 为出射端面上 $x = 0$, 温度在 y 方向的分布。可以看出温度沿着 x 或 y 方向成对称分布, 但温度分布在 x 方向和 y 方向不一样, 这是因为两个方向的尺度不一样, 导致散热存在不同。除此之外, 温度在 z 方向上也成类似的对称分布, 如图 3(c) 所示, 可以看到温度在晶体的中心达到最大, 这是因为, 随着激光穿过晶体, 在 z 方向不断吸收热量, 且在远离入射端面时, 散热只能通过入射端面和与夹具接触的几个侧面完成, 温度不断增加, 到晶体中央时达到最大, 但是过中央位置后, 出射端面的散热也开始起作用, 虽然仍然在吸收能量并转化为热量, 但散热相比之前要大, 所以在不断靠近出射端面的过程中, 晶体的温度又开始下降, 导致温度在轴向上呈现出以晶体中心线为对称轴的对称分布。

由于出射端面的温度存在一定的分布, 必会导致非线性转换系数也存在着一一定的分布, 由 3.1 节的分析可知, 温度提高 0.5 K 时, 转换效率会下降一半, 按照上述仿真结果, 在入射功率 $P_0 = 30 \text{ W}$ 并考虑热效应时, 晶体的非线性效率会下降一半。可见在大功率情况下热效应对晶体的倍频效率影响显著。

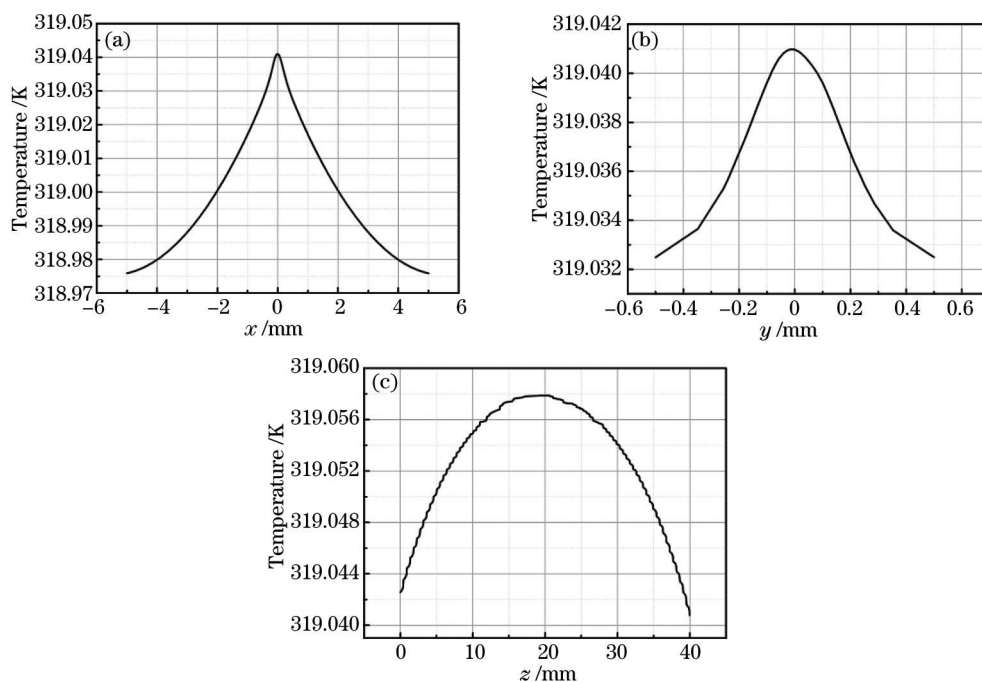


图3 出射端面(a) x 方向、(b) y 方向和 (c) 晶体轴向温度分布

Fig.3 Temperature distribution of output facet on (a) x dimension, (b) y dimension and (c) along with the axis direction of crystal

3.2 考虑热效应时束腰半径内的温度场和非线性转换系数的分布

激光的倍频只发生在基频光与倍频光重合的位置,所以转换效率只有在两束光重合的位置才有意义。假设基频光与倍频光在倍频过程中始终在束腰半径位置内重合,这种假设也是比较合理的,因为在准相位匹配过程中,走离效应很小。此时可以看出,只有分析束腰半径内的温度分布对非线性系数的影响才有实际的意义,而这一点在其他分析非线性晶体热效应的文章中并未被指出,现在重点看一下晶体出射端面在束腰范围内的温度分布情况。同样取入射光功率 $P_0 = 30 \text{ W}$,束腰半径 $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ 时,得到束腰半径内的三维温度分布如图 4(a)所示,通过数值计算,得到在这种温度分布下,转换效率的分布情况如图 4(b)所示。

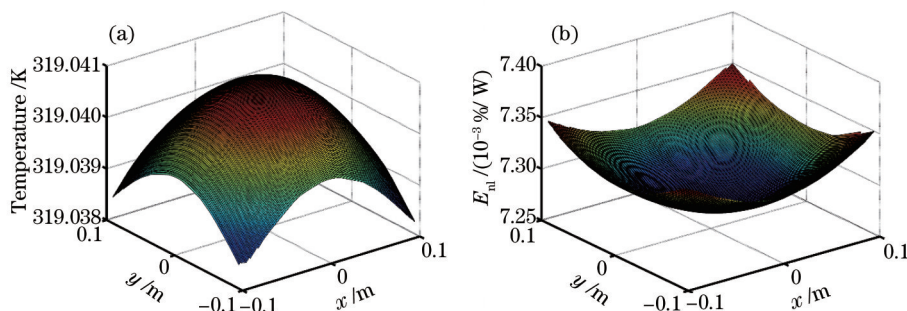


图4 束腰半径内的三维(a)温度分布和(b)非线性转换系数的分布

Fig.4 Three-dimension distribution of (a) temperature and (b) nonlinear conversion efficiency in the waist of laser in the output facet of crystal

从计算结果可以看出,在束腰半径范围内,温度也呈不均匀分布,在束腰的中心位置温度达到最高,当远离中心时,温度会变低,束腰边界位置与中心的温度差有 0.003 K,引起这样分布的一个很重要的原因是,入射光是基模的高斯光束。而这样的温度也足以引起转换效率的不同:从上述计算结果可以看出,在出射面的束腰半径内,非线性转换效率呈不均匀分布,束腰中心的非线性转换系数比边缘的低 0.1%。

3.3 晶体长度对晶体热分布和非线性转换效率的影响

晶体的尺寸是影响倍频效率的一个很重要的参数,首先考虑晶体的长度,同样在入射光功率 $P_0 = 30 \text{ W}$,束腰半径 $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$,采用相同的纵向扫描方式的情况下,可计算出在不同晶体长度下,晶体出

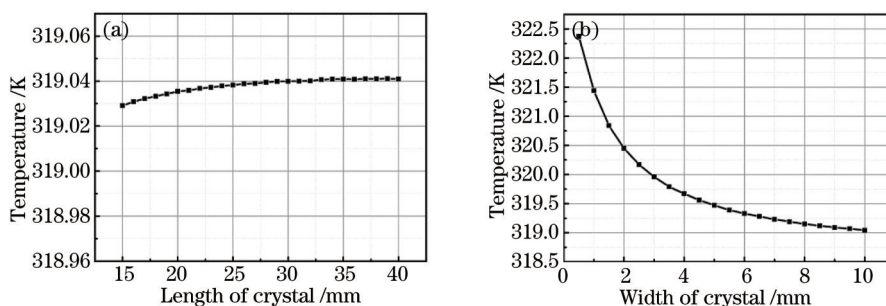


图 5 晶体温度与晶体(a)长度和(b)宽度的关系

Fig.5 Relationship between temperature and (a) length and (b) width of crystal

射端面中心的温度值如图 5(a)所示。

从图 5(a)可以看出,随着晶体长度的增加,晶体整体的温度会有略微的上升,因为晶体长度的增加后,激光穿过晶体时,晶体吸收的总热量增加,但同时随着晶体长度的增加,散热面的面积也在增加,所以在长度继续变长时,温度的增加趋势趋于变缓。这对倍频过程是有利的,因为非线性转换系数随着晶体的长度增加而变大,而在长度增加的情况下,热效应带来的温度变化却不是很明显,对非线性转换系数的影响也较小。

温度随晶体宽度的变化如图 5(b)所示,可以看出,晶体的温度随着宽度的增加而逐渐减小,这是因为晶体的主要散热是靠与夹具接触的上下面和侧面完成的,当晶体的宽度增加时,激光穿过晶体时被吸收的总热量并没有变化,但散热面却增加了,导致晶体的温度下降。在宽度到 9 mm 以后,温度随晶体宽度的增加趋于缓慢。

3.4 入射光功率对晶体的热分布的影响

在束腰半径 $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ 、晶体尺寸为 $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 的情况下,通过改变入射光功率,得到晶体出射端面中心温度的变化,如图 6(a)所示,在输入光功率为 2~60 W 的范围内,温度和光功率之间成线性关系,光功率每增加 1 W,温度就会上升 0.02 K,这样的线性关系有利于推算不同入射功率时,晶体的温度上升情况。除此之外,还能看到,在不同功率入射的情况下,束腰半径内的温度分布的变化,以 y 方向的温度分布代替整个束腰的温度分布,从图 6(b)可以看到,当入射功率变大,晶体整体温度提高的同时,晶体出射端面的温度差也在变大。而这种温度差的变大,必然会增大非线性转换系数在束腰范围内的不均匀性。

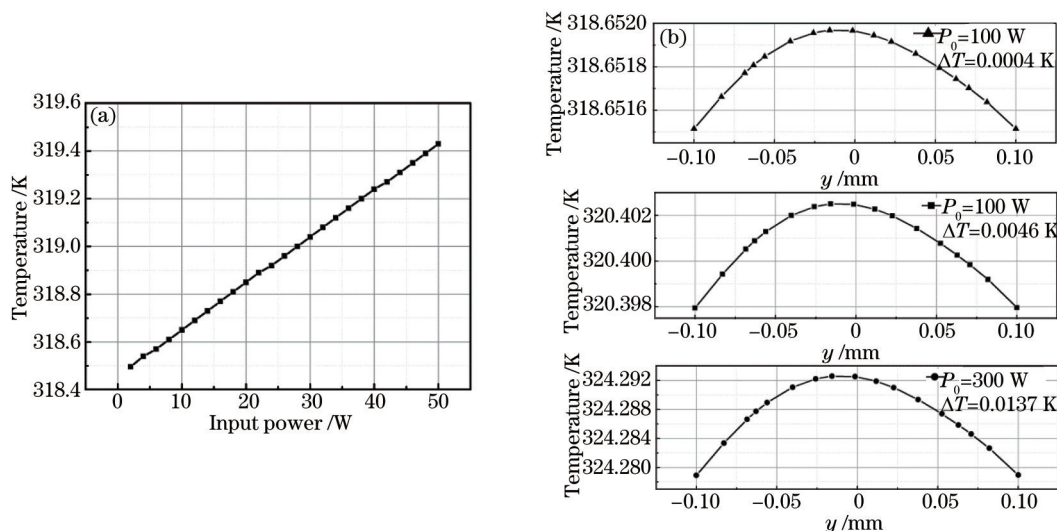


图 6 (a) 晶体温度与入射光功率的关系; (b) 不同入射光功率下束腰范围内温度分布

Fig.6 (a) Relationship between temperature and power of input laser; (b) temperature distributions inside the waist dimension under different input powers

3.5 晶体的散热方式对热分布和非线性转换效率的影响

常用的三种散热方式的入射端面和出射端面均直接和环境接触,通过与环境中空气的热对流进行散

热。第一种散热方式是晶体的上顶面和两个侧面均被导热性较差的物质包裹以保持晶体的温度,底面连接控温器件。第二种散热方式是晶体的上表面被导热性较差的物质覆盖,两个侧面和底面连接控温器件。第三种散热方式是晶体的上下表面和两个侧面都和控温器件连接。这三种方式对应的其实是不同的晶体夹具。在入射光功率 $P_0 = 30 \text{ W}$, 束腰半径 $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$, 晶体尺寸为 $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 的情况下, 晶体在出射端面上 $x = 0$, y 方向的温度分布如图 7(a) 所示。可以发现, 在三种方式中, 第一种散热方式下晶体的整体温度最高, 第二种其次, 第三种最小。这是因为就散热面而言, 第一种散热方式的散热面最少, 只有一个底面为主要的散热面, 第二种方式有三个散热面, 散热效果明显比第一种好很多, 第三种方式有四个散热面, 散热效果比前两种都要好。同时还可以看出, 由于第一种方式只有一个底面散热, 温度分布的对称性遭到破坏, 同样第二种也是因为有三个面散热, 温度分布的对称性同样遭到了破坏, 而且分布情况和第一种相反, 因为和第一种情况相比, 第二种的散热部分正好是第一种方式的不良导热部分, 这两种散热方式都会使温度分布更加不均匀。第三种散热方式则比较理想, 在 y 方向呈对称分布。综合上述的分析, 在晶体散热的方式选择方面, 应当选择第三种散热方式, 即晶体的 4 个面都连接有散热效果的控温器件。

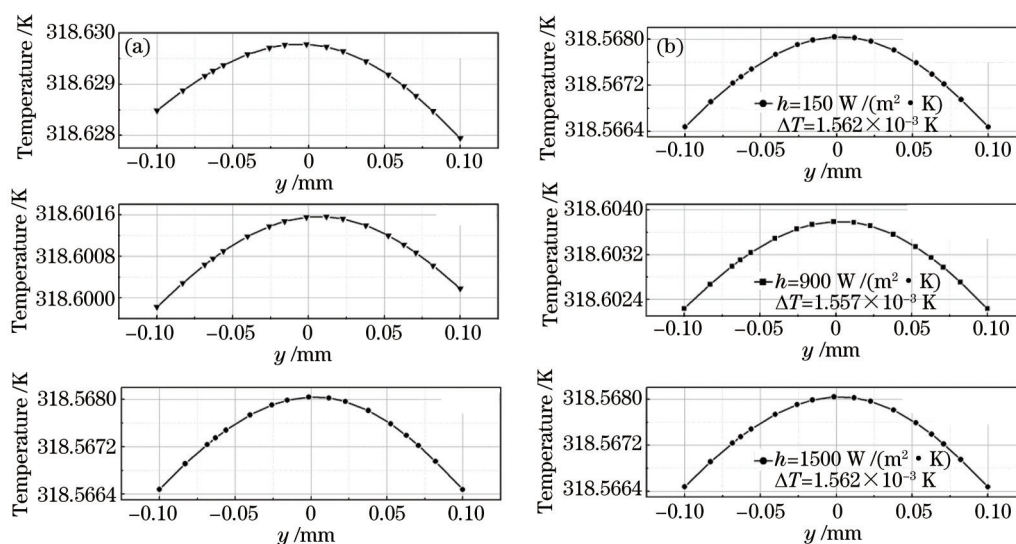


图 7 (a) 不同散热方式对应的束腰范围内的温度分布; (b) 不同传热系数对应的束腰范围内的温度分布

Fig.7 (a) Temperature distributions inside the waist dimension under different heat dissipations; (b) temperature distributions inside the waist dimension under different heat transfer coefficients

重点分析第三种散热方式中晶体与夹具接触 4 个面的散热情况, 即表面换热系数对热效应的影响, 取换热系数 h 为 150、900、1500 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 分别对应铝、紫铜和涂抹导热硅脂的散热材料。得到输出端面内 $x = 0$, y 方向上的温度分布, 如图 7(b) 所示。

由图 7 可以看出, 传热系数越大, 晶体整体的温度越低, 但出射端面上的最高温度和最低温度的变化不大, 即传热系数的大小并不会有效地改变晶体的温度分布情况。

因此, 在考虑晶体的散热时, 最好选用四面包围的散热方式和有比较好的散热特性的材料, 如在控温器件与晶体之间涂抹导热硅脂等。

4 结 论

结合 1560 nm 激光经 PPLN 晶体倍频至 780 nm 的实例, 精确计算了考虑晶体极化周期的热膨胀效应时非线性转换系数与温度之间的关系, 发现考虑热膨胀时, 晶体的匹配温度比没有考虑时要高, 并指出非线性转换系数受温度变化的影响比较大。通过有限元计算得到在入射光功率 $P_0 = 30 \text{ W}$, 晶体尺寸为 $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$, $\omega_0 = 0.1 \text{ mm}$ 情况下, 倍频过程中晶体的三维热温度布和出射端面的温度分布, 并分析计算了晶体尺寸、入射光束腰半径、入射光功率和三种不同散热方式对热效应的影响, 得出如下结论: 1) 晶体的温度呈一定的对称分布, 不均匀; 2) 晶体的长度对晶体温度增加的影响不明显, 宽度影响较大, 宽度越大, 散热越好, 在实验条件允许的

情况下,选用宽的晶体有利于散热;3)入射光功率和温度成正比;4)使用良导热的材料包裹晶体的上下面和两个侧面的散热方式有利于晶体的散热,且能使晶体的温度分布更加均匀。

所做计算和分析对提高倍频实验的转换效率和研究晶体在倍频过程中的温度分布有一定的参考意义。

参 考 文 献

- 1 Meng Yanling, Gao Yuanci, Zheng Benchang, *et al.*. Design for the integration of integrating sphere and microwave cavity[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(9): 0918001.
孟艳玲, 高源慈, 郑本昌, 等. 积分球与微波腔一体化装置的研制[J]. 中国激光, 2014, 41(9): 0918001.
- 2 Guo Shanlong, Han Yashuai, Wang Jie, *et al.*. Investigation of quasi-phase-matching frequency doubling of 1560 nm laser by use of PPLN and PPKTP crystals[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(3): 0319001.
郭善龙, 韩亚帅, 王 杰, 等. 1560 nm 激光经 PPLN 和 PPKTP 晶体准相位匹配倍频研究[J]. 光学学报, 2012, 32(3): 0319001.
- 3 Deng Huarong, Zhang Long, Xie Yuzhou, *et al.*. Low threshold 2 μm laser based on optical parametric oscillator using PPMgLN[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(7): 0702014.
邓华荣, 张 龙, 谢宇宙, 等. PPMgLN 用于光参量振荡实现低阈值 2 μm 激光[J]. 中国激光, 2013, 40(7): 0702014.
- 4 S S Sané, S Bennetts, J E Debs, *et al.*. 11 W narrow linewidth laser source at 780 nm for laser cooling and manipulation of rubidium[J]. Optics Express, 2012, 20(8): 8915-8919.
- 5 Wang Tingfeng, Tang Wei, Shao Junfeng, *et al.*. Analysis of temperature and damage characteristics of HgCdTe crystal on repetition frequency of CO₂ laser[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(2): 0206006.
王挺峰, 汤 伟, 邵俊峰, 等. 高重频 CO₂ 激光重复频率大小对 HgCdTe 晶体温升及损伤特性影响分析[J]. 中国激光, 2015, 42(2): 0206006.
- 6 Yang Jianfeng, Yang Baodong, Gao Jing, *et al.*. 1560 nm cw diode laser frequency doubling by using PPLN crystal and frequency locking via rubidium absorption spectroscopy[J]. Acta Quantum Optica Sinica, 2010, 16(1): 41-47.
杨建峰, 杨保东, 高 静, 等. 1560 nm 连续光半导体激光器经 PPLN 倍频及经铷吸收光谱稳频[J]. 量子光学学报, 2010, 16(1): 41-47.
- 7 Sang Mei, Xue Ting, Yu Jian, *et al.*. Temperature dependence of the second harmonic generation in periodically poled LiNbO₃ crystal[J]. Journal of Optoelectronics·Laser, 2002, 13(4): 343-348.
桑 梅, 薛 挺, 于 建, 等. PPLN 倍频效率与温度关系分析[J]. 光电子·激光, 2002, 13(4): 343-348.
- 8 Dai Shoujun, He Bing, Zhou Jun, *et al.*. Cooling technology of high-power and high-power fiber laser amplifier[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(5): 0502003.
代守军, 何 兵, 周 军, 等. 高功率散热技术及高功率光纤激光放大器[J]. 中国激光, 2013, 40(5): 0502003.
- 9 Shao Ting, Feng Guoying, Wei Yongtao, *et al.*. Thermal effect of high-power KTP crystal optical parametric oscillator[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2010, 22(9): 2008-2012.
邵 婷, 冯国英, 魏泳涛, 等. 高功率 KTP 晶体光参量振荡器热效应[J]. 强激光与离子束, 2010, 22(9): 2008-2012.
- 10 Ma Xinghuan, Liu Zhengying, Zhang Rongzhu, *et al.*. Influences of laser thermal effect on second harmonic generation in periodically poled lithium niobate crystal[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2011, 23(12): 3302-3306.
马兴寰, 刘正颖, 张蓉竹, 等. 激光热效应对 PPLN 晶体倍频效率的影响[J]. 强激光与离子束, 2011, 23(12): 3302-3306.
- 11 Wang Hao, Hui Yongling, Jiang Menghua, *et al.*. Research on preparation of quasi-phase-matched GaAs and pulsed CO₂ laser frequency doubling[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(10): 1006001.
王 昊, 惠勇凌, 姜梦华, 等. 准相位匹配砷化镓晶体制备工艺及脉冲 CO₂ 激光倍频研究[J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1006001.
- 12 G D Boyd, D A Kleinman. Parametric interaction of focused Gaussian light beams[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1968, 4(5): 353.
- 13 M V Hobden, J Warner. The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate[J]. Physics Letters, 1966, 22(3): 243-244.

栏目编辑: 史 敏