

级联晶体倍频器件温度适应性扩展研究

刘恂¹, 沈学举¹, 殷建玲¹, 罗赓²

¹军械工程学院电子与光学工程系, 河北 石家庄 050003;

²武器测试中心, 陕西 华阴 714200

摘要 级联晶体能有效扩展倍频器件的温度适用范围。在考虑空气色散的基础上推导出了级联晶体倍频过程中的能量转换效率公式。根据该公式,通过仿真计算出了级联两 KTiOPO_4 晶体倍频 1064 nm 激光时转换效率随温度变化的特性,并进行了实验验证。实验结果表明:级联晶体中倍频光能量随晶体间距呈余弦分布,空气色散引起的相位失配量为 2π 的整数倍时,级联晶体的倍频温度特性最佳,最大转换效率可达 47.9%,比单个 KTP 晶体倍频时的最高效率高 12.9%,温度半宽度可达 78 °C,是单个 KTP 晶体倍频温度半宽度的两倍。提出的理论分析能合理解释级联晶体倍频过程中的实验现象,有助于提高倍频激光的温度稳定性。

关键词 非线性光学; 非线性频率变换; 级联晶体; 温度适应性; 空气色散

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0108001

Research on Extending Temperature Acceptance Bandwidth of Second Harmonic Generation in Cascaded Crystals

Liu Xun¹, Shen Xueju¹, Yin Jianling¹, Luo Geng²

¹Department of Electronics and Optics Engineering, Mechanical Engineering College, Shijiazhuang, Hebei 050003, China;

²Huayin Ordnance Test Center, Huayin, Shaanxi 714200, China

Abstract Extending temperature acceptance bandwidth in second harmonic generation (SHG) by cascading nonlinear crystals is a simple and efficient method. Based on the dispersion of air, a formula describing how dispersion of air affect the conversion efficiency is derived. Based on the formula, conversion efficiency of SHG of 1064 nm in cascaded KTiOPO_4 crystals versus temperature is simulated, and corresponding experiments are conducted. In the experiments, conversion efficient is cosine distribute versus the distance between two cascaded crystals, and when the phase mismatch caused by dispersion of air is integer times of 2π , the maximum conversion efficiency reaches 47.9%, which is 12.9% higher than the maximum conversion efficiency in a single KTP crystal, and the temperature acceptance bandwidth is 78 °C, which is two times broader than that in a single KTP crystal. The theoretical analysis is in good agreement with the experimental results. The research conclusions are conducive to extending temperature acceptance bandwidth for nonlinear frequency conversion by cascading crystals.

Key words nonlinear optics; nonlinear frequency conversion; cascaded crystal; temperature acceptance bandwidth; dispersion of air

OCIS codes 140.3515; 190.2620; 190.4223

1 引 言

非线性光学频率变换技术是一种简单、有效扩展激光波长的途径,广泛应用于工业生产、生物医疗以及军事等领域^[1-6]。当前,非线性光学频率变换主

要在非线性双折射晶体中进行,利用双折射效应实现相位匹配,提高能量转换效率^[7-10]。然而当晶体温度变化时,晶体的折射率将发生变化,产生相位失配,导致转换效率降低^[11-12],使频率变换器件的温度适应性在很多情况下不能满足实际需求。为改进频

收稿日期: 2017-07-20; 收到修改稿日期: 2017-08-28

作者简介: 刘恂(1991—),男,博士研究生,主要从事非线性频率变换方面的研究。E-mail: liuxunddm@qq.com

导师简介: 沈学举(1963—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事激光技术、光学信息安全方面的研究。

E-mail: shxjoptics@aliyun.com (通信联系人)

率变换器件的温度适应性,通常使用光束整形^[13]、电光调制^[14-15]以及晶体温控^[16-17]等方法来降低温度变化对转换效率的影响,然而这些方法需要额外的元件,从而使系统更复杂或消耗更多能量^[18]。

级联多块非线性晶体能有效提高频率变换适用温度范围,从而提高输出激光的温度稳定性,且该方法不需要额外温控,具有结构简单的特点。如级联两块切割角度分别为(90°,23.5°)和(90°,22.5°)的KTiOPO₄(KTP)晶体进行1064 nm激光倍频时,两块KTP晶体的切割角度差异导致两者相位匹配温度存在一定的偏离,从而使倍频过程在更宽的温度范围内有较大的转换效率,级联晶体倍频温度半宽约为单一晶体的两倍^[19]。该方法简单高效,适用范围广,具有重要的实用价值。然而目前还没有人对该方法进行深入的理论分析,未推导出能量转换效率和参与级联的各个晶体中的相位失配量的关系,未考虑晶体间空气色散对倍频过程的影响。本文以混频波耦合方程为基础,推导出了小信号近似条件下级联晶体倍频过程的能量转换效率公式,通过该公式以及1064 nm激光在KTP晶体中的倍频实验,分析了空气色散对倍频效率的影响,并根据公式设计了实验扩展倍频过程中的适用温度范围。

2 级联器件倍频转换理论分析

在慢变振幅近似和平面波近似下,倍频耦合波方程为^[20]

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{n_1 c} d_{\text{eff}} E_2 E_1^* \exp(-i\Delta k z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1 E_1 \exp(i\Delta k z), \quad (2)$$

式中 E_1 和 E_2 分别为基频光和倍频光的复振幅; ω_2 为倍频光频率; n_1 和 n_2 分别为基频光和倍频光在晶体中的折射率; c 为真空中的光速; d_{eff} 为有效非线性系数; Δk 为相位失配量,且 $\Delta k = k_2 - 2k_1$, k_1 和 k_2 分别为基频光和倍频光的波数; z 为混频波相互作用长度。当晶体之间的相位失配量 Δk 不相等时,不能通过直接积分(2)式得到级联晶体出射面倍频光复振幅的大小。此时,可以将晶体看成由多个长度相等的薄片构成,级联器件出射面上的倍频光为这些晶体薄片各自产生的倍频光在该平面上的相干叠加^[20]。两级联晶体分别标记为晶体1和晶体2,并各分为 m 等份,晶体1中各晶体薄片分别标记为1,2,⋯, m ,晶体2中各晶体薄片分别标记为 $m+1$, $m+2$,⋯, $2m$,如图1所示。若基频光通过第

j 个晶体薄片产生的倍频光传播到晶体2出射面时,复振幅为 E_j ,对应图中的相量 E_j ,相量长度代表复振幅的大小,相量间的相对偏转角度代表相邻晶体薄片产生倍频光的相位差;图中虚弧线段 E_L 偏转角度代表晶体间长度为 L 的空气隙产生的基、倍频光的相位差。本研究忽略基、倍频光通过空气隙时的能量变化,则相量 E_L 的模为零。

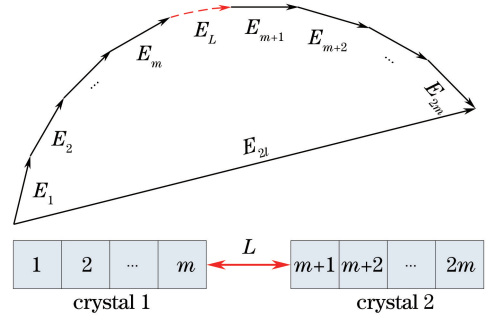


图1 倍频光相干叠加相量图

Fig. 1 Phasor diagram showing the harmonic net output field contributions from each segments

设晶体薄片1产生的倍频光传播到晶体2出射面时的相位为 φ_1 ,则晶体薄片 j 产生的倍频光传播到晶体2出射面时的相位为 φ_j ,则

$$\varphi_j = \begin{cases} \varphi_1 - \Delta k_1 \cdot \frac{j-1}{m} l, & 1 \leq j \leq m \\ \varphi_1 - \Delta k_1 \cdot l - \Delta k_a \cdot L - \Delta k_2 \cdot \frac{j-m}{m} l, & m < j \leq 2m \end{cases}, \quad (3)$$

式中 Δk_a 为基、倍频光通过空气隙产生的相位失配量, L 为两晶体间距, Δk_1 和 Δk_2 为基、倍频光在晶体1和晶体2中的相位失配量, l 为晶体1和晶体2的长度。由于两晶体的切割角近似相等,其有效非线性系数近似相等,在小信号近似下^[21],两晶体中每一晶体薄片产生的倍频光振幅相等,均为 E ,则对于第 m 个晶体薄片,由(2)式可得

$$E = i \frac{\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1 E_1 \frac{l}{m}, \quad (4)$$

因此,相量 E_j 可表示为

$$E_j = E \exp(i\varphi_j). \quad (5)$$

由于所有晶体薄片产生的倍频光的偏振方向相同,因此在晶体2出射面上倍频光复振幅 E_{2l} 为 $2m$ 个晶体薄片产生的倍频光场的相干叠加:

$$E_{2l} = \lim_{m \rightarrow \infty} \sum_{j=1}^{2m} E_j. \quad (6)$$

因相干叠加得到的倍频光复振幅的大小取决于各分

相量的相对相位差,与初始相位值无关。设 $\varphi_1 = 0$, 联立式(4)、(5)、(6)可得:

$$E_{2l} = i \frac{\omega}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1 E_1 \left\{ \frac{\sin\left(\frac{\Delta k_1 l}{2}\right)}{\frac{1}{2} \Delta k_1} \exp\left(-i \frac{\Delta k_1 l}{2}\right) + \frac{\sin\left(\frac{\Delta k_2 l}{2}\right)}{\frac{1}{2} \Delta k_2} \exp\left[-i \left(\frac{\Delta k_2 l}{2} + \Delta k_1 \cdot l + \Delta k_a \cdot L\right)\right] \right\}, \quad (7)$$

晶体 2 出射面倍频光的光强为

$$I_{2l} = \frac{2\omega_0^2 \mu_0 d_{\text{eff}}^2}{cn_1^2 n_2} I_1^2(0) l^2 \left[\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_1 l}{2}\right) + \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_2 l}{2}\right) + 2 \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_1 l}{2}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_2 l}{2}\right) \cos \varphi \right], \quad (8)$$

式中 μ_0 为真空磁导率, I_1 为输入基频光的光强, $\varphi = (\Delta k_1 + \Delta k_2)l/2 + \Delta k_a \cdot L$ 。由式(8)可得倍频转换效率为

$$\eta \propto \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_1 l}{2}\right) + \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_2 l}{2}\right) + 2 \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_1 l}{2}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_2 l}{2}\right) \cos \varphi. \quad (9)$$

从(8)式可以看出,两晶体中相位失配量及空气色散均会影响倍频光能量的大小。从(9)式可以看出,倍频过程的能量转换效率随晶体间距呈余弦函数分布。由公式推导出的结论将会在第 3 节和第 4 节中分别通过仿真和实验来验证。

3 级联倍频器件温度特性的仿真

级联倍频器件及倍频特性测试系统示意图如图 2 所示, f 和 s 分别表示快光和慢光方向。基频光波长为 1064 nm, 两 KTP 晶体的长度均为 6 mm, 切

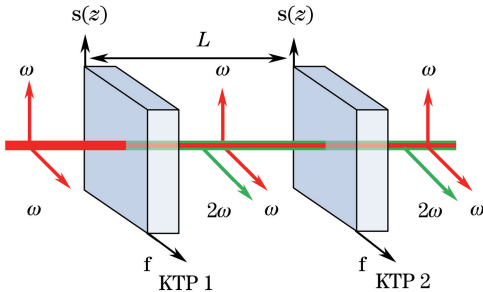


图 2 级联晶体倍频结构示意图

Fig. 2 Configuration of second harmonic generation in cascaded crystals

割角度分别为 $(90^\circ, 23.4^\circ)$ 和 $(90^\circ, 22.4^\circ)$, 均满足 II 类相位匹配条件。

倍频过程晶体中的相位失配量为

$$\Delta k(T) = \frac{\pi}{2\lambda_2} \cdot [2n_2(\theta, \varphi, T, \lambda_2) - n'_1(\theta, \varphi, T, \lambda_1) - n''_1(\theta, \varphi, T, \lambda_1)], \quad (10)$$

式中 n'_1 和 n''_1 分别为基频快光折射率和慢光折射率, n_2 为倍频光折射率, λ_1 和 λ_2 分别为基频光和倍频光在真空中的波长, T 为晶体的热力学温度, θ 为晶体中光传播方向与晶体 z 轴的夹角。当 KTP 晶体的热力学温度为 293 K 时, Sellmeier 方程^[22]为

$$\begin{cases} n_x^2 = 3.29100 + \frac{0.04140}{\lambda^2 - 0.03978} + \frac{9.35522}{\lambda^2 - 31.45571} \\ n_y^2 = 3.45018 + \frac{0.04341}{\lambda^2 - 0.04597} + \frac{16.98825}{\lambda^2 - 39.43799} \\ n_z^2 = 4.59432 + \frac{0.06206}{\lambda^2 - 0.04763} + \frac{110.80672}{\lambda^2 - 86.12171} \end{cases}, \quad (11)$$

式中 n_x, n_y, n_z 为晶体主轴折射率, $n_x < n_y < n_z$; λ 为光在真空中的波长, μm 。KTP 晶体的热光色散方程^[22]为

$$\begin{cases} \frac{dn_x}{dT} = \left(\frac{0.1717}{\lambda^3} - \frac{0.5353}{\lambda^2} + \frac{0.8416}{\lambda} + 0.1627 \right) \times 10^{-5} \\ \frac{dn_y}{dT} = \left(\frac{0.1997}{\lambda^3} - \frac{0.4063}{\lambda^2} + \frac{0.5154}{\lambda} + 0.5425 \right) \times 10^{-5} \\ \frac{dn_z}{dT} = \left(\frac{0.9221}{\lambda^3} - \frac{2.9220}{\lambda^2} + \frac{3.6677}{\lambda} - 0.1897 \right) \times 10^{-5} \end{cases}, \quad (12)$$

由(11)、(12)式可计算出温度为 T 时, 波长为 λ 的光波在 KTP 晶体中的主轴折射率:

$$n_i(T, \lambda) = \frac{dn_i}{dT} \cdot (T - 293) + n_i, \quad (T = 293 \text{ K}), \quad (13)$$

式中 i 表示 X、Y、Z 轴。已知晶体主轴折射率, 根据文献[21]可计算出晶体中传播方向为 (θ, φ) 的光波的快、慢光折射率。将求得的基频光的快、慢光折射率及倍频光的快光折射率代入(10)式, 就可以得到两晶体中的相位失配量 Δk_1 和 Δk_2 。根据文献[23], 1064 nm 激光倍频时, Δk_a 为 $0.478 \text{ rad} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。将 $\Delta k_1, \Delta k_2$ 和 Δk_a 代入(9)式可得小信号近似下倍频转换效率随温度和晶体间距变化的曲线, 如图 3 所示。在确定的温度下, 倍频转换效率与晶体间距近似呈余弦曲线分布。当晶体间距为 13 cm, $\Delta k_a L = 2\pi$, 晶体温度为 5°C 时, 由(10)式计算得 Δk_1 和 Δk_2 互为相反数, $\Delta k_1 + \Delta k_2 = 0$, 此时 $\varphi = 2\pi$, 倍频转换效率最大; 当

晶体间距为 6.5 cm, 晶体温度为 5 °C 时, $\varphi = \pi$ 时, 倍频转换效率最小; 另外, 当晶体间距为 13 cm 时, 倍频转换效率随温度变化的最大值和最小值均高于其它晶体间距的情况, 温度特性最好。

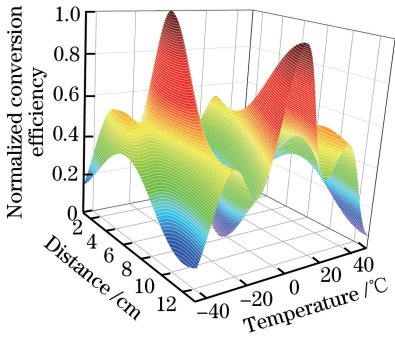


图 3 小信号近似下, 级联 KTP 器件倍频转换效率随晶体间距和温度的变化

Fig. 3 Normalized conversion efficiency in cascaded KTP versus temperature and distance between two cascaded crystals under the undepleted pump approximation

图 4 为不同晶体组合倍频时归一化转换效率随温度变化的曲线, 其中包括单一晶体 KTP1 和单一晶体 KTP2 的倍频, 以及两晶体相距 13 cm 时级联晶体的倍频。由图 4 可以看出: 单一晶体 KTP2 倍频时, 在 -15 °C 时转换效率取得最大值, 温度半宽度为 40 °C; 单一晶体 KTP1 在 25 °C 时转换效率取得最大值, 温度半宽度为 40 °C; 当两晶体级联时, 总的倍频光为两晶体产生倍频光的相干叠加。在 -35 ~ 40 °C 温度范围内, 倍频转换效率有三个极大值点, 即在 -22, 5, 31 °C 时分别取得极大值 51%、100% 和 53%; 相对转换效率有两个极小值点, 即在

-12, 21 °C 时均取得极小值 39%。在 -7 ~ 28 °C 温度范围内, 相对转换效率大于 50%, 即温度半宽度为 35 °C, 低于单一晶体倍频时的温度半宽度。然而, 单一晶体倍频时的最大转换效率的一半仅为 26.5%, 若将转换效率高于 26.5% 时对应的晶体温度定义为可接受温度, 则级联晶体倍频过程可接受的温度范围为 70 °C。

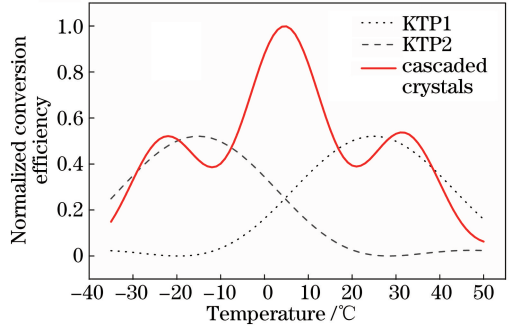


图 4 不同晶体组合倍频时归一化转换效率随温度变化的曲线
Fig. 4 Normalized conversion efficiency versus temperature for different crystal combinations

4 级联倍频器件温度特性的实验

实验装置如图 5 所示。基频激光器为氙灯抽运的 Nd:YAG 激光器, 激光波长 1064 nm, 脉宽 10 ns, 重复频率 1 Hz。在第 3 节所述的 KTP1 和 KTP2 的两端镀 1064 nm 和 532 nm 增透膜。分光镜对基频光全反, 对倍频光全透, 用于滤除基频光。能量计型号为 J-50MB-YAG。晶体置于温控箱中, 温控箱的温度调节范围为 -40 ~ 55 °C, 温控精度为 0.1 °C。

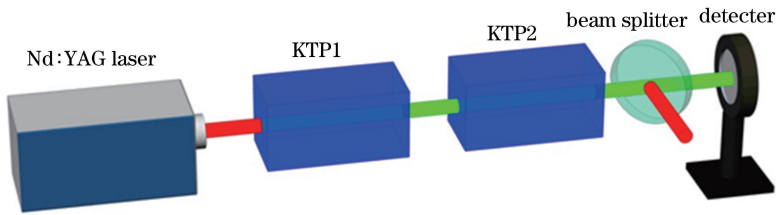


图 5 级联晶体倍频实验结构示意图

Fig. 5 Schematic of second harmonic generation in cascaded crystals

调节氙灯两端电压为 600 V, 激光器输出基频光脉冲能量为 18 mJ, 调节 KTP1 和 KTP2 的 z 轴平行, 并使基频光偏振方向与晶体快光和慢光方向的夹角均为 45°。当两晶体间距 L 分别为 3.3, 6.5, 9.8, 13 cm 时, 对应的空气色散引起的基、倍频光的相位失配量 $\Delta k_a \cdot L$ 分别为 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$ 和 2π ^[22]。对于每一晶体间距的器件, 测量倍频光脉冲能量随

温度的变化时, 先将温控箱内的空气排出(充入氮气), 然后调节温控箱内的温度至 -35 °C, 稳定 20 min 后, 用能量计测量 10 组倍频光脉冲能量数据, 取平均值作为测量结果。每次升高温控箱温度 5 °C, 稳定 20 min 后再次测量倍频光脉冲能量, 直至温度升到 50 °C, 完成该间距级联晶体温度特性的测量。改变晶体间距, 重复上述实验。

图 6 为不同间距级联器件及单一晶体的倍频光脉冲能量随温度的变化曲线,图中仿真曲线为小信号近似条件下的计算结果。从图 6(a)、(b)可知,实验中 KTP1 和 KTP2 转换效率最大值对应的晶体温度分别为 25 °C 和 -15 °C,温度半宽度分别为 45 °C 和 39 °C,与仿真结果基本一致。图 6 中实验结果曲线与仿真计算曲线峰、谷点对应的晶体温度基本一致,且两曲线的单调区间基本相同,两曲线的重复度高,说明实验结果与仿真计算结果相符。对比图 6(c)、(e)可以看出,在 5 °C 附近,级联晶体间距为 13 cm 时的倍频光能量为 8.62 mJ,是最高点,间距为 6.5 cm 时的倍频光能量为 0.76 mJ,是最低点,两组级联晶体间的空气色散引起的基、倍频光的相位失配量相差 π 。由(9)式可知,两者将在同一温度点分别取得最大值和最小值,此实验结果与第 3 节的仿真计算结果相同。同理,当级联晶体间距分别为 9.8 cm 和 3.3 cm

时,两者空气色散引起的基、倍频光的相位失配量也相差 π ,因此两实验曲线的峰、谷值也相对应,如图 6(d)、(f)所示。在 15 °C 的条件下,当级联晶体间距为 9.8 cm 时,倍频光脉冲能量取得最大值 8.25 mJ,当间距为 3.3 cm 时,倍频光能量取得极小值 1.15 mJ;在 -5 °C 的条件下,前者取得极小值 3.12 mJ,后者取得最大值 8.17 mJ。比较上述 4 种不同间距的级联器件的倍频特性可知,当晶体间距为 13 cm 时,温度的稳定性相对最好。因为在整个温度变化范围内,其倍频光脉冲能量最大,倍频转换效率最高,温度半宽度最大,最大转换效率可达 47.9%,比单个 KTP 晶体倍频时的最高效率高 12.9%,温度半宽度达到 78 °C,约为单个 KTP 晶体倍频温度半宽度的两倍。单一晶体倍频转换效率随温度呈 sinc 函数分布,而对于级联晶体,晶体间距不同,温度特性差异较大,即空气色散对级联倍频器件的倍频特性影响很大。

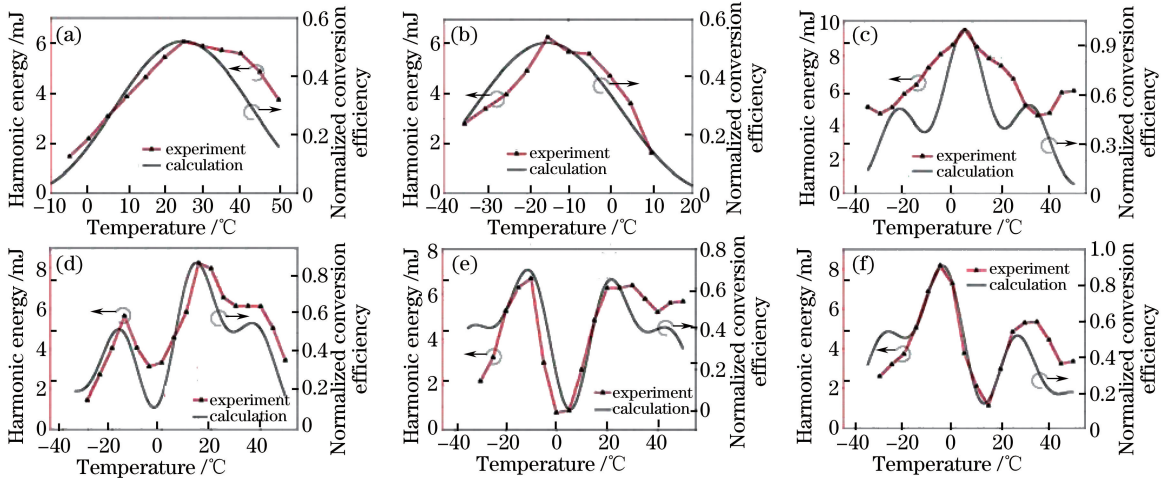


图 6 单一 KTP 晶体及不同间距 KTP 晶体级联时倍频光能量随晶体温度变化的曲线。

(a) KTP1; (b) KTP2; (c) 间距 13 cm; (d) 间距 9.8 cm; (e) 间距 6.5 cm; (f) 间距 3.3 cm

Fig. 6 Harmonic energy versus temperature in a single KTP crystal or cascaded crystals with different distances.

(a) single KTP1; (b) single KTP2; (c) cascaded crystals with distance of 13 cm; (d) cascaded crystals with distance of 9.8 cm; (e) cascaded crystals with distance of 6.5 cm; (f) cascaded crystals with distance of 3.3 cm

5 结 论

研究了利用级联晶体扩展倍频适用温度范围的方法,考虑了级联晶体中空气色散对倍频效率的影响,推导出了级联晶体倍频过程中能量转换效率的公式。通过仿真和实验研究了级联倍频器件的温度适应性扩展特性,并重点研究了两级联晶体间空气色散对级联倍频器件温度适应性的影响。结果表明,级联晶体间空气色散对级联器件的温度适应性影响较大,当晶体间空气色散引起的基、倍频光相位

失配量为 2π 的整数倍时,器件具有最高的倍频转换效率和最好的温度适应性。提出的理论分析方法及实验结果对利用级联晶体扩展倍频适用温度范围具有指导意义。此外,该理论分析方法还可用于利用级联晶体扩展和频、差频以及光参量振荡等非线性过程的温度、带宽、晶体匹配角等参量的适用范围。

参 考 文 献

[1] Nikitin D G, Byalkovskiy O A, Vershinin O I, *et al.* Sum frequency generation of UV laser radiation at

- 266 nm in LBO crystal[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1660-1663.
- [2] Xu X F, Lu Y H, Zhang L, *et al.* Technical study of 8.7 W continuous wave single frequency green laser based on extra-cavity frequency doubling[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 43(11): 1101010.
许夏飞, 鲁燕华, 张雷, 等. 外腔谐振倍频 8.7 W 连续单频绿光技术研究[J]. *中国激光*, 2017, 43(11): 1101010.
- [3] Wen X, Han Y S, He J, *et al.* Generation of 397.5 nm ultra-violet laser by frequency doubling in a PPKTP-crystal semi-monolithic resonant cavity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(4): 0414001.
温馨, 韩亚帅, 何军, 等. PPKTP 晶体半整体谐振腔倍频的 397.5nm 紫外激光输出[J]. *光学学报*, 2016, 36(4): 0414001.
- [4] Zhang Y T, Qu Q Z, Qian J, *et al.* Thermal effect analysis of 1560 nm laser frequency doubling in a PPLN crystal[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(7): 0708002.
张远涛, 屈求智, 钱军, 等. PPLN 晶体 1560 nm 激光倍频过程的热效应分析[J]. *中国激光*, 2015, 42(7): 0708002.
- [5] Huang J Z, Mao B L, Dai H, *et al.* Research on static frequency doubling in refractive-index modulated crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(9): 2634-2638.
黄金哲, 毛蓓丽, 戴菡, 等. 折射率线性调制晶体中的稳态倍频研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(9): 2634-2638.
- [6] Schulz W, Poprawe R. Manufacturing with novel high-power diode lasers[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron*, 2000, 6(4): 696-705.
- [7] Emery Y, Fleischhauer A, Walther T. Angle-tuned type II external-cavity frequency doubling without temperature stabilization[J]. *Applied Optics*, 1999, 38(6): 972-975.
- [8] Zhang X, Zhang H L, Mao Y F, *et al.* Efficient methods of green output by second harmonic generation with short pulse broad-band laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(2): 202003.
张新, 张恒利, 毛叶飞, 等. 高效短脉冲宽带倍频绿光实现方法[J]. *中国激光*, 2016, 43(2): 202003.
- [9] Li X M, Shen X J, Liu X, *et al.* Study on temperature adaptability extension of KTP frequency-doubling device [J]. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64(9): 094205.
李晓明, 沈学举, 刘恂, 等. KTP 倍频器件温度适应性扩展研究[J]. *物理学报*, 2015, 64(9): 094205.
- [10] Sabaeian M, Mousave L, Nadgaran H. Investigation of thermally-induced phase mismatching in continuous-wave second harmonic generation: A theoretical model [J]. *Optics Express*, 2010, 18(18): 18732-18743.
- [11] Barker C, Eimerl D, Velsko S. Temperature-insensitive phase matching for second-harmonic generation in deuterated *l*-arginine phosphate [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1991, 8(12): 2481-2492.
- [12] Zheng J A, Zhao S Z, Wang Q P, *et al.* Influence of thermal effect on KTP type-II phase-matching second-harmonic generation [J]. *Optics Communications*, 2001, 199(1): 207-214.
- [13] Hon D, Bruesselabach H. Beam shaping to suppress phase mismatch in high power second-harmonic generation[J]. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 1980, 16(12): 1356-1364.
- [14] Cui Z J, Liu D, Sun M Z, *et al.* Compensation method for temperature-induced phase mismatch during frequency conversion in high-power laser systems [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(4): 525-534.
- [15] Cui Z J, Liu D, Yang A H, *et al.* Temperature-insensitive frequency conversion by electro-optic effect compensating for phase mismatch [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(5): 6100308.
- [16] Liang Y C, Su R F, Lu L H, *et al.* Temperature non-uniformity occurring during the cooling process of a KDP crystal and its effects on second harmonic generation[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(23): 5109-5116.
- [17] Xu D G, Yao J Q, Zhang B G, *et al.* 110 W high stability green laser using type II phase matching KTiOPO₄ (KTP) crystal with boundary temperature control[J]. *Optics Communications*, 2005, 245(1): 341-347.
- [18] Liu X, Shen X J, Yin J L, *et al.* Three-crystal method for thermally induced phase mismatch compensation in second-harmonic generation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2017, 34(2): 383-388.
- [19] Zhang D X, Lu J, Feng B H, *et al.* Increased temperature bandwidth of second harmonic generator using two KTiOPO₄ crystals cut at different angles [J]. *Optics Communications*, 2008, 281(10): 2918-2922.
- [20] Smith A. *Crystal nonlinear optics*[M]. New Mexico: AS-Photonic, 2015, 58-59.
- [21] Yao J Q, Xu D G. *All solid laser and nonlinear optical frequency conversion technology*[M]. Beijing: Science Press, 2007: 652-664.
姚建铨, 徐德刚. *全固态激光及非线性光学频率变换*

- 技术[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 652-664.
- [22] Kato K, Takaoka E. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP [J]. Applied Optics, 2002, 41(24): 5040-5044.
- [23] Yarborough J, Falk J, Hitz C. Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air[J]. Applied Physics Letters, 1971, 18(3): 70-73.