

## 耦合级联光学差频高效产生太赫兹波的研究

李忠洋<sup>1\*</sup>, 颜铃泽<sup>1</sup>, 陈兴海<sup>2</sup>, 邢丕彬<sup>1</sup>, 袁胜<sup>1</sup>, 钟凯<sup>3</sup>, 姚建铨<sup>3</sup><sup>1</sup>华北水利水电大学电力学院, 河南 郑州 450045;<sup>2</sup>北京卓立汉光仪器有限公司, 北京 101102;<sup>3</sup>天津大学精密仪器与光电子工程学院, 激光与光电子研究所, 天津 300072

**摘要** 本文提出了一种耦合级联光学差频(CCDFG)高效产生太赫兹波的方法。利用耦合光学参量效应产生的双信号光和双闲频光在同一块非周期极化铌酸锂(APPLN)晶体中分别激励一套级联光学差频(CDFG)并产生太赫兹波。频率、偏振方向、传播方向完全相同的太赫兹波将两套 CDFG 强烈地耦合在一起。CCDFG 可以利用两套 CDFG 共同产生并放大太赫兹波,而产生的太赫兹波又反过来增强 CCDFG,进一步驱动 CCDFG 向更高阶斯托克斯差频扩展,从而大幅提高了太赫兹波能量转换效率。经计算可知,在 100 K 和 300 K 温度下,CCDFG 产生太赫兹波的能量转换效率分别为 37% 和 4.6%,比相同条件下双信号光和双闲频光激励的两套 CDFG 的能量转换效率之和分别提高了 40% 和 60% 以上。

**关键词** 非线性光学; 太赫兹波; 耦合级联光学差频

**中图分类号** O437.3

**文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL220656

## 1 引言

太赫兹(THz)波在高速无线通信<sup>[1-3]</sup>、材料无损检测<sup>[4-6]</sup>、大分子光谱分析<sup>[7-8]</sup>、生物组织医学检测<sup>[9-11]</sup>等领域均有重要的应用需求,但到目前为止,尚缺乏高功率、小型化、价格适中的 THz 辐射源,从而严重制约了 THz 波在上述领域的应用。典型近红外激光(1030, 1064, 1550 nm)的频率约为 THz 波频率的 100 倍,即 1 个近红外光子通过非线性光学效应能产生 1 个 THz 光子,在量子效率为 100% 的情况下能量转换效率仅为 1%,所以通过一次二阶非线性光学效应无法有效提高 THz 波能量转换效率<sup>[12]</sup>。在级联光学差频(CDFG)过程中,一个泵浦光子可以连续通过非线性光学效应产生多个 THz 光子,从而可以突破 Manley-Rowe 关系的限制,大幅提高 THz 波能量转换效率。2016 年, Ravi 等<sup>[13]</sup>在周期极化铌酸锂(PPLN)晶体中通过级联光学放大方法提升了 THz 波的量子转换效率。具体来说,他们在 77 K 温度下,通过 180 阶红移过程和 130 阶蓝移过程产生了频率为 0.5 THz 的 THz 波, THz 波能量转换效率的理论值超过了 8%。2018 年, Wang 等<sup>[14]</sup>利用多块 PPLN 晶体通过多级级联差频提升了 THz 波能量转换效率。具体来说,他们在 75 K 温度下,通过两级级联差频产生了频率为 0.3 THz 的 THz 波,而 1.1 J 泵浦能量能够产生 17.6 mJ 的 THz 波,因此,理论

上的能量转换效率为 1.6%。2020 年,李忠洋等<sup>[15]</sup>通过精确设计非周期极化铌酸锂(APPLN)晶体的极化波矢,使相位失配在晶体长度上从第 1 阶 Stokes 差频到第  $m$  ( $m$  为整数)阶 Stokes 差频逐阶等于 0,驱动泵浦光子从第 1 阶 Stokes 光子逐阶转移到第  $m$  阶 Stokes 光子,从而使得一个泵浦光子可以连续产生  $m$  个 THz 光子;与传统的基于 PPLN 晶体的级联差频方法相比,该方法的效率提升了 2.8 倍。

目前已报道的通过级联差频产生 THz 波的方案都需要两束频率差在 THz 波段且功率较高的近红外激光,而且对泵浦源的要求很高。此外,两束差频激光只能激发一套 CDFG,无法充分利用两束差频激光来提升 THz 波的功率。本课题组利用一束高能量激光和两束近红外种子光在无黏合剂黏结 KTP (AFB-KTP) 晶体中产生了两束信号光和两束闲频光,两束信号光和两束闲频光在同一块 APPLN 晶体中各激发一套 CDFG 并同时产生 THz 波, THz 波能有效地将两套 CDFG 耦合在一起共同放大 THz 波,从而大幅提高了能量转换效率。

## 2 理论模型

耦合级联光学差频(CCDFG)产生 THz 波的原理图如图 1 所示。一束偏振方向为  $y$  轴方向的泵浦光  $\omega_p^y$  与两束偏振方向为  $z$  轴方向的种子光  $\omega_{s1}^z$ 、 $\omega_{s2}^z$  入射

收稿日期: 2022-03-11; 修回日期: 2022-03-28; 录用日期: 2022-04-14; 网络首发日期: 2022-04-24

基金项目: 国家自然科学基金(31671580, 61735010)

通信作者: \*thzwave@163.com

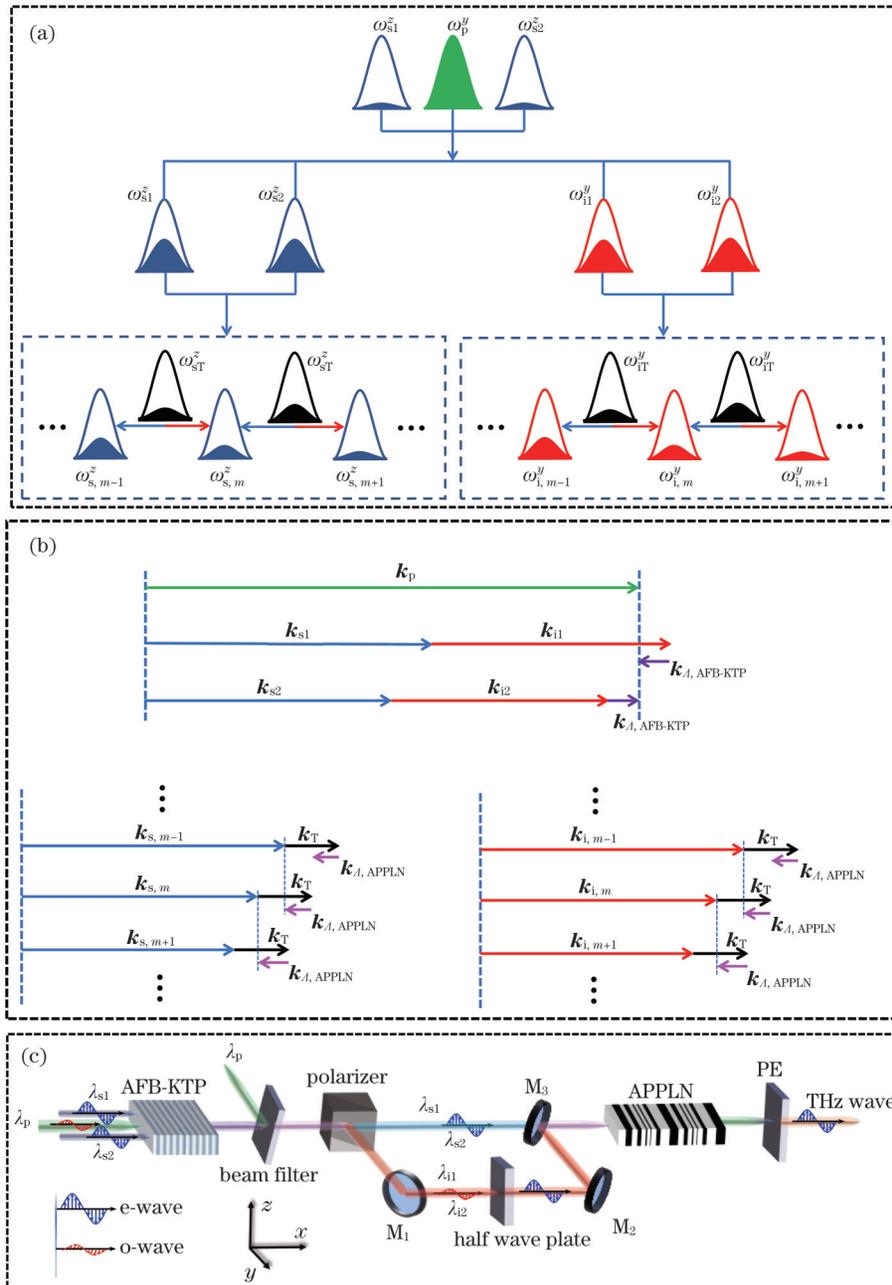


图 1 CCDFG 产生 THz 波的原理图。(a) 光子相互作用示意图, 图中的激光填充比例表示激光的强弱, 红色箭头表示级联光学差频红移过程, 蓝色箭头表示级联差频蓝移过程; (b) 光波矢量演化图; (c) 实验示意图,  $M_1$  和  $M_2$  对双闲频光全反射,  $M_3$  对双闲频光全反射且对双信号光全透射, 半波片将双闲频光从 o 光变为 e 光, 分光器将正交偏振的信号光和闲频光分开, PE 为聚乙烯滤波片 (滤除残余级联光波), 滤波器用于滤除残余泵浦光波

Fig. 1 Schematics of CCDFG generating THz wave. (a) Schematic of photon interactions, where laser fill ratio indicates intensity of laser, red arrow indicates red-shifted process of cascaded optical difference frequency, and blue arrow indicates blue-shifted process of cascade optical difference frequency; (b) evolution of wave vectors; (c) schematic of experiment, where  $M_1$  and  $M_2$  can realize total reflection to dual idler waves,  $M_3$  can realize total reflection to dual idler waves and full transmission to dual signal wave, half wave plate changes dual idler waves from o-wave to e-wave, polarizer separates orthogonally polarized signal wave from idler wave, PE is polyethylene filter plate to filter out residual cascaded optical waves, and beam filter is used to remove residual pump waves

AFB-KTP 晶体, 经耦合光学参量放大后<sup>[16]</sup>产生偏振方向为 y 轴方向的双闲频光  $\omega_{i1}^y$  和  $\omega_{i2}^y$ , 同时两束种子光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  被放大。上标 y 表示沿 y 轴方向偏振, 即 o 光; z 表示沿 z 轴方向偏振, 即 e 光; 光的传播方向沿 x 轴。双闲频光  $\omega_{i1}^y$ 、 $\omega_{i2}^y$  经半波片后偏振方向变为 z 轴方向,

即  $\omega_{i1}^z$ 、 $\omega_{i2}^z$ 。偏振方向均相同的双信号光  $\omega_{s1}^z$ 、 $\omega_{s2}^z$  和双闲频光  $\omega_{i1}^z$ 、 $\omega_{i2}^z$  入射 APPLN 晶体, 分别激励两套级联光学差频<sup>[15]</sup>。由于  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的频率差等于  $\omega_{i1}^z$  和  $\omega_{i2}^z$  的频率差, 所以两套级联光学差频产生的 THz 波  $\omega_T^z$  频率相同, 而且偏振方向和传播方向也均相同。THz 波  $\omega_T^z$  同

时参与上述两套 CDFG, 并将两套 CDFG 耦合起来。

如图 1(b) 所示, 双信号光、双闲频光在 AFB-KTP 晶体中的相位失配<sup>[16]</sup>分别为

$$\Delta k_{s1, i1} = k_p - k_{s1} - k_{i1} + k_{A, \text{AFB-KTP}}, \quad (1)$$

$$\Delta k_{s2, i2} = k_p - k_{s2} - k_{i2} - k_{A, \text{AFB-KTP}}, \quad (2)$$

式中:  $k$  为波矢, 下标  $p, s1, s2, i1, i2$  分别表示泵浦光、信号光  $\omega_{s1}^{\pm}$ 、信号光  $\omega_{s2}^{\pm}$ 、闲频光  $\omega_{i1}^{\pm}$ 、闲频光  $\omega_{i2}^{\pm}$ ;  $\Delta k$  为相位失配;  $k_{A, \text{AFB-KTP}}$  为 AFB-KTP 晶体的周期反转波矢。通过周期反转波矢为相位失配提供微扰, 可以产生两对偏振正交的信号光和闲频光。泵浦光、双信号光、双闲频光在 AFB-KTP 晶体中满足能量守恒条件

$$\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_{s1}} - \frac{1}{\lambda_{i1}} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_{s2}} - \frac{1}{\lambda_{i2}} = 0, \quad (4)$$

式中:  $\lambda$  为波长。当满足能量守恒和相位匹配条件时, 泵浦光、双信号光、双闲频光在 AFB-KTP 晶体中相互作用。相互作用过程可用耦合波方程表示为

$$\frac{dE_p}{dx} = -\frac{\alpha_p}{2} E_p + j \frac{\omega_p d_{\text{eff, KTP}}}{c n_p} \left[ E_{s1} E_{i1} \exp(j\Delta k_{s1, i1} x) + E_{s2} E_{i2} \exp(j\Delta k_{s2, i2} x) \right], \quad (5)$$

$$\frac{dE_{s1}}{dx} = -\frac{\alpha_{s1}}{2} E_{s1} + j \frac{\omega_{s1} d_{\text{eff, KTP}}}{c n_{s1}} \left[ E_p E_{i1}^* \exp(-j\Delta k_{s1, i1} x) \right], \quad (6)$$

$$\frac{dE_{s2}}{dx} = -\frac{\alpha_{s2}}{2} E_{s2} + j \frac{\omega_{s2} d_{\text{eff, KTP}}}{c n_{s2}} \left[ E_p E_{i2}^* \exp(-j\Delta k_{s2, i2} x) \right], \quad (7)$$

$$\frac{dE_{i1}}{dx} = -\frac{\alpha_{i1}}{2} E_{i1} + j \frac{\omega_{i1} d_{\text{eff, KTP}}}{c n_{i1}} \left[ E_p E_{s1}^* \exp(-j\Delta k_{s1, i1} x) \right], \quad (8)$$

$$\frac{dE_{i2}}{dx} = -\frac{\alpha_{i2}}{2} E_{i2} + j \frac{\omega_{i2} d_{\text{eff, KTP}}}{c n_{i2}} \left[ E_p E_{s2}^* \exp(-j\Delta k_{s2, i2} x) \right], \quad (9)$$

式中:  $c$  为真空中的光速;  $E$  为电场矢量;  $n$  为折射率;  $\omega$  为频率;  $\alpha$  为光波在晶体中的吸收系数;  $d_{\text{eff, KTP}}$  为 KTP 晶体的有效非线性系数。

在 AFB-KTP 晶体中放大的双信号光  $\omega_{s1}^{\pm}$ 、 $\omega_{s2}^{\pm}$  和双闲频光  $\omega_{i1}^{\pm}$ 、 $\omega_{i2}^{\pm}$  入射 APPLN 晶体, 激励产生两套级联光  $\omega_{i, m}^{\pm}$ 、 $\omega_{s, m}^{\pm}$ , 两套级联光及 THz 波的波矢演化情况如图 1(b) 所示。两套级联光相互作用过程可用耦合方程<sup>[17]</sup>表示为

$$\frac{dE_T}{dx} = -\frac{\alpha_T}{2} E_T + j\kappa_T \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \left[ E_{s, m} E_{i, m+1}^* \exp(j\Delta k_{s, m} x) + E_{i, m} E_{s, m+1}^* \exp(j\Delta k_{i, m} x) \right], \quad (10)$$

$$\frac{dE_{s, m}}{dx} = -\frac{\alpha_{s, m}}{2} E_{s, m} + j\kappa_s \left[ E_{s, m-1} E_T^* \exp(j\Delta k_{s, m-1} x) + E_{s, m+1} E_T \exp(-j\Delta k_{s, m} x) \right], \quad (11)$$

$$\frac{dE_{i, m}}{dx} = -\frac{\alpha_{i, m}}{2} E_{i, m} + j\kappa_i \left[ E_{i, m-1} E_T^* \exp(j\Delta k_{i, m-1} x) + E_{i, m+1} E_T \exp(-j\Delta k_{i, m} x) \right], \quad (12)$$

$$\kappa_{s, m} = \frac{\Omega_{s, m} d_{\text{eff, APPLN}}}{c n_{s, m}}, \quad (13)$$

$$\kappa_{i, m} = \frac{\Omega_{i, m} d_{\text{eff, APPLN}}}{c n_{i, m}}, \quad (14)$$

$$\kappa_T = \frac{\Omega_T d_{\text{eff, APPLN}}}{c n_T}, \quad (15)$$

$$\Delta k_{s, m} = k_{s, m} - k_{s, m+1} - k_T + k_{A, \text{APPLN}}, \quad (16)$$

$$\Delta k_{i, m} = k_{i, m} - k_{i, m+1} - k_T + k_{A, \text{APPLN}}, \quad (17)$$

$$I = \frac{1}{2} n c \epsilon_0 |E|^2, \quad (18)$$

$$\eta(\omega_T, x) = \frac{n_T(\omega_T) |E_T(\omega_T, x)|^2}{\sum_{i=-\infty}^{+\infty} n(\omega_{s, m}) |E_{s, m}(\omega_{s, m}, 0)|^2 + \sum_{i=-\infty}^{+\infty} n(\omega_{i, m}) |E_{i, m}(\omega_{i, m}, 0)|^2}, \quad (19)$$

式中: 下标 T 表示 THz 波;  $s, m$  表示双信号光产生的级联光波的阶数;  $i, m$  表示双闲频光产生的级联光波的阶数;  $\kappa$  为耦合系数;  $\Omega$  为角频率;  $k_{A, \text{APPLN}}$  为 APPLN 晶体的极化波矢;  $\Delta k_{s, m}$  和  $\Delta k_{i, m}$  分别为两套级联光学差频中第  $m$  阶差频的相位失配;  $d_{\text{eff, APPLN}}$  为 APPLN 晶体的有效非线性系数;  $c$  为真空中的光速;  $I$  为功率密度;  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $\eta(\omega_T, x)$  为 THz 波

能量转换效率;  $\alpha_T$  为 THz 波在 APPLN 晶体中的吸收系数。

CCDFG 中包含产生 THz 波的 Stokes 级联差频和消耗 THz 波的 anti-Stokes 级联差频<sup>[15]</sup>, 为了提高 THz 波强度, 必须在增强 Stokes 级联差频的同时抑制 anti-Stokes 级联差频。通过选择 APPLN 晶体的极化周期  $\Lambda_{\text{APPLN}}$  可以改变第  $m$  阶级联差频的相位失配, 从

而达到上述目的。第  $m$  阶差频到第  $m+N$  阶差频的极

化周期  $\Lambda_{\text{APPLN}}$  随晶体长度  $x'$  的变化为

$$\Lambda_{\text{APPLN}} = \frac{c}{-n_{m+\frac{x'}{L} \times N} \times \omega_{m+\frac{x'}{L} \times N} + n_{m+1+\frac{x'}{L} \times N} \times \omega_{m+1+\frac{x'}{L} \times N} + n_T \times \omega_T}, \quad (20)$$

式中:  $L$  为晶体总长度。式(20)描述的极化周期  $\Lambda_{\text{APPLN}}$  使第  $m$  阶 Stokes 差频到第  $m+N$  阶 Stokes 差频的相位失配沿晶体长度  $x'$  逐阶等于 0。

### 3 计算结果

输入的泵浦波长  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ , 两个种子光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的频率分别为 289.0173 THz 和 288.0173 THz。根据能量守恒条件, 双闲频光  $\omega_{i1}^y$  和  $\omega_{i2}^y$  的频率分别为 274.8924 THz 和 275.8924 THz。根据相位匹配条件, AFB-KTP 晶体的反转周期为 6104.9864  $\mu\text{m}$ 。泵浦光、信号光和闲频光在 AFB-KTP 晶体中的折射率可根据文献[18]计算得到, AFB-KTP 晶体的非线性光学系数为 2.37  $\text{pm/V}^{[19]}$ 。泵浦光的功率密度为 4000  $\text{MW/cm}^2$ , 种子光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度是泵浦光功率密度的  $1/10^{19}$ 。耦合波方程采用 Runge-Kutta-Fehlberg45 算法, 用 MABLAB 软件编程求解。通过求解式(5)~(9)得到了双信号光和双闲频光的功率变化情况, 如图 2 所示。双闲频光  $\omega_{i1}^y$  和  $\omega_{i2}^y$  的功率密度随 AFB-KTP 晶体长度  $x'$  增大而缓慢增大; 在  $x' = 23.36 \text{ mm}$  处, 泵浦光功率达到最大值, 双信号光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度分别增加到最大值 1022.77  $\text{MW/cm}^2$  和 1027.10  $\text{MW/cm}^2$ , 双闲频光  $\omega_{i1}^y$  和  $\omega_{i2}^y$  的功率密度分别增加到最大值 972.78  $\text{MW/cm}^2$

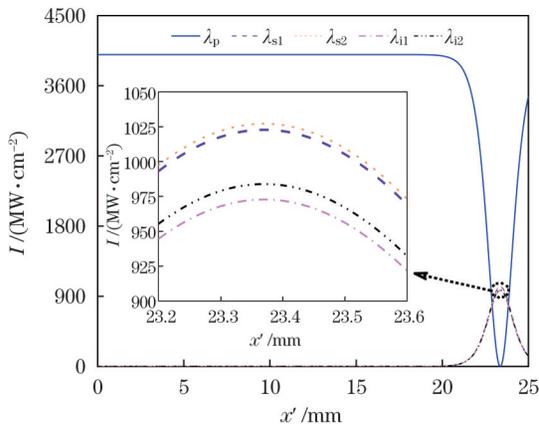


图 2 300 K 温度下, AFB-KTP 晶体经耦合光学参量放大产生的泵浦光、双信号光、双闲频光的功率密度(泵浦波长  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ , 泵浦功率密度  $I_p = 4000 \text{ MW/cm}^2$ , 种子光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度是泵浦功率密度的  $1/10^{19}$ )

Fig. 2 At 300 K temperature, power density of pump wave, dual signal waves, and dual idle waves generated by coupled optical parametric amplification in AFB-KTP crystal (pump wavelength  $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ , pump power density  $I_p = 4000 \text{ MW/cm}^2$ , power density of seed  $\omega_{s1}^z$  and  $\omega_{s2}^z$  is  $1/10^{19}$  of pump power density)

和 983.85  $\text{MW/cm}^2$ 。

双信号光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的频率差等于双闲频光  $\omega_{i1}^y$  和  $\omega_{i2}^y$  的频率差, 都等于 1 THz。双信号光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  耦合进入 APPLN 晶体, 双闲频光  $\omega_{i1}^y$  和  $\omega_{i2}^y$  经半波片后分别变为  $\omega_{i1}^z$  和  $\omega_{i2}^z$  耦合进入同一块 APPLN 晶体。双信号光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  激励 APPLN 晶体产生一套级联光  $\omega_{s,m}^z$  和频率为 1 THz 的 THz 波  $\omega_T^z$ , 同时双闲频光  $\omega_{i1}^z$  和  $\omega_{i2}^z$  激励 APPLN 晶体产生另一套级联光  $\omega_{i,m}^z$  和频率为 1 THz 的 THz 波  $\omega_T^z$ 。两套级联差频产生的 THz 波的频率、偏振方向、传播方向均相同, 所以 THz 波可以同时参与上述两套级联光的相互作用, 把两套级联光学差频耦合在一起。级联光在 APPLN 晶体中的色散系数可以根据文献[20]计算得到, 级联光在 APPLN 晶体中的吸收系数为 0  $\text{cm}^{-1}$ 。100 K 和 300 K 温度下频率为 1 THz 的 THz 波在 APPLN 晶体中的折射率分别为 4.76 和 4.98<sup>[21]</sup>, 吸收系数分别为 2.1  $\text{cm}^{-1}$  和 16  $\text{cm}^{-1}$ <sup>[21]</sup>。APPLN 晶体产生的 THz 波的非线性光学系数为 336  $\text{pm/V}^{[17]}$ 。文献[20]仅给出了 0.4~5  $\mu\text{m}$  波长范围的色散方程, 本文在计算时将级联光的频率范围设置为 60~500 THz。

100 K 温度下, 根据式(20)计算出了 APPLN 晶体的极化周期  $\Lambda_{\text{APPLN}}$ , 如图 3(a) 所示。  $\Lambda_{\text{APPLN}}$  在晶体长度上分为三部分: 第一部分,  $m=0, N=0, \Lambda_{\text{APPLN}} = 117.09 \mu\text{m}$ , 晶体长度为 3.02 mm; 第二部分,  $m=132, N=34, \Lambda_{\text{APPLN}}$  从 115.67  $\mu\text{m}$  变化到 116.02  $\mu\text{m}$ , 晶体长度为 3.77 mm; 第三部分,  $m=207, N=7, \Lambda_{\text{APPLN}}$  从 117.04  $\mu\text{m}$  变化到 117.58  $\mu\text{m}$ , 晶体长度为 1.16 mm。当  $\Lambda_{\text{APPLN}}$  按图 3(a) 变化时, 相位失配  $\Delta k_{s,m}$  和  $\Delta k_{i,m}$  的分布分别如图 3(b) 和图 3(c) 所示。从图 3(b)、(c) 中可以看出, 相位失配  $\Delta k_{s,m}$  和  $\Delta k_{i,m}$  随晶体长度增大从第 1 阶差频到第 222 阶差频逐阶取最小值, 驱动双信号光光子和双闲频光光子从第 1 阶 Stokes 光逐阶向第 223 阶 Stokes 光转移, 级联光演化情况如图 3(d) 所示。从图 3(d) 中可以看出, 大部分能量从初始双信号光和双闲频光向高阶 Stokes 光转移, 只有极少部分能量转移到 anti-Stokes 光。光子从频率约为 280 THz 的信号光和闲频光转移到频率约为 70 THz 的高阶 Stokes 光, 表示一个信号光或闲频光光子可以产生 210 个 THz 光子。当双信号光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度分别为 1022.77  $\text{MW/cm}^2$  和 1027.10  $\text{MW/cm}^2$ 、双闲频光  $\omega_{i1}^z$  和  $\omega_{i2}^z$  的功率密度分别为 972.78  $\text{MW/cm}^2$  和 983.85  $\text{MW/cm}^2$  时, 得到的 THz 波的功率密度为 1483.6  $\text{MW/cm}^2$ , 能量转换效率为 37%。由图 3(e)~(f) 可以进一步看出, 随着晶体长度

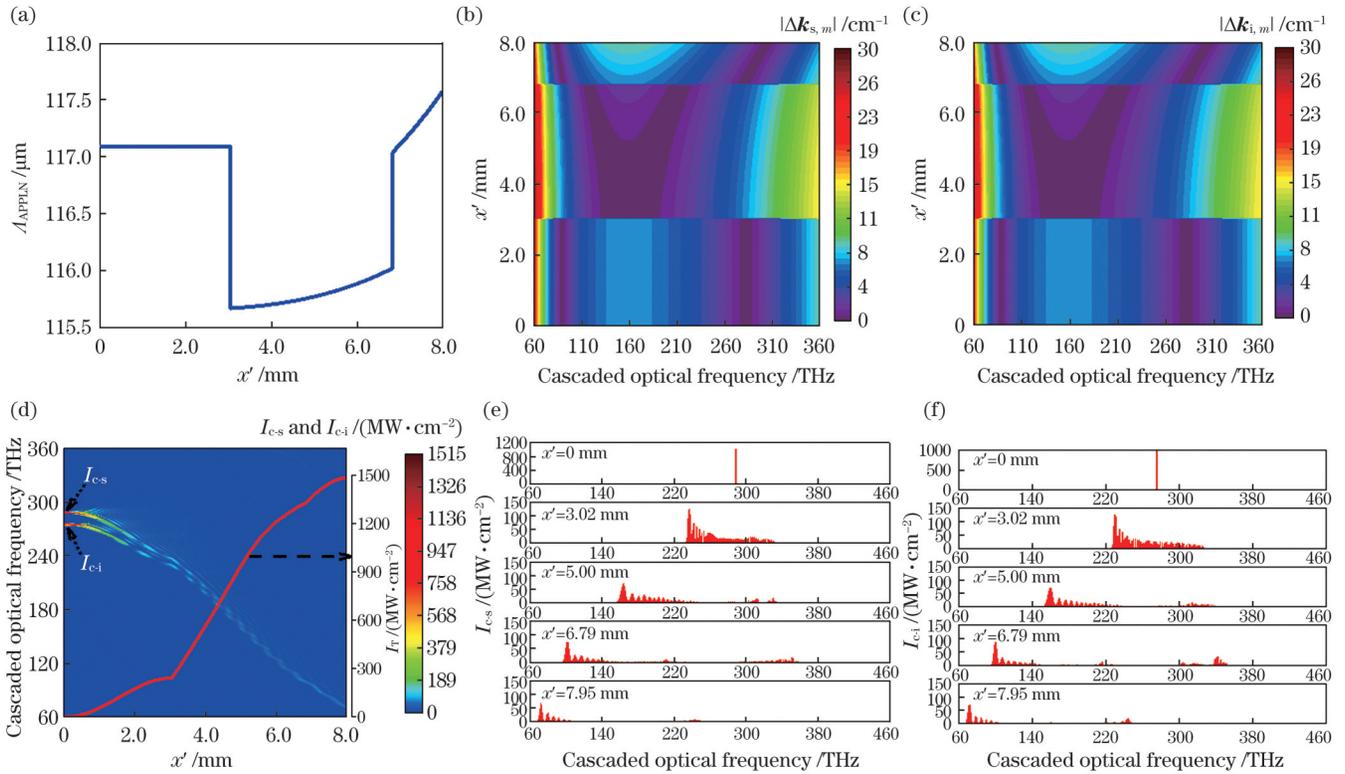


图 3 100 K 温度下, CCDFG 产生 THz 波和级联光, 其中  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度分别为 1022.77 MW/cm<sup>2</sup> 和 1027.10 MW/cm<sup>2</sup>,  $\omega_{i1}^z$  和  $\omega_{i2}^z$  的功率密度分别为 972.78 MW/cm<sup>2</sup> 和 983.85 MW/cm<sup>2</sup>。(a) 极化周期随晶体长度变化的曲线; (b) 双信号光激励的各阶 CDFG 的相位失配分布; (c) 双闲频光激励的各阶 CDFG 的相位失配分布; (d) 双信号光和双闲频光共同激励 CCDFG 产生的 THz 波及级联光  $\omega_{s,m}^z$  和  $\omega_{i,m}^z$  的演化情况,  $I_{cs}$  和  $I_{ci}$  分别表示级联光  $\omega_{s,m}^z$  和  $\omega_{i,m}^z$  的功率密度; (e) 级联光  $\omega_{s,m}^z$  在晶体长度  $x'=0, 3.02, 5.00, 6.79, 7.95$  mm 时的分布; (f) 级联光  $\omega_{i,m}^z$  在晶体长度  $x'=0, 3.02, 5.00, 6.79, 7.95$  mm 时的分布

Fig. 3 At 100 K temperature, CCDFG generates THz wave and cascaded optical waves, where power density of  $\omega_{s1}^z$  and  $\omega_{s2}^z$  is 1022.77 MW/cm<sup>2</sup> and 1027.10 MW/cm<sup>2</sup>, respectively, and power density of  $\omega_{i1}^z$  and  $\omega_{i2}^z$  is 972.78 MW/cm<sup>2</sup> and 983.85 MW/cm<sup>2</sup>, respectively. (a) Poling period versus crystal length; (b) phase mismatch distributions of each CDFG stimulated by dual signal waves; (c) phase mismatch distributions of each CDFG stimulated by dual idler waves; (d) evolution of THz wave,  $\omega_{s,m}^z$  and  $\omega_{i,m}^z$  generated by stimulating CCDFG with dual signal waves and dual idler waves, where  $I_{cs}$  and  $I_{ci}$  indicate the power density of  $\omega_{s,m}^z$  and  $\omega_{i,m}^z$ ; (e) distribution of cascaded optical waves  $\omega_{s,m}^z$  at crystal lengths  $x'=0, 3.02, 5.00, 6.79, 7.95$  mm; (f) distribution of cascaded optical waves  $\omega_{i,m}^z$  at crystal lengths  $x'=0, 3.02, 5.00, 6.79, 7.95$  mm

增大, CCDFG 中大部分的信号光子和闲频光子都转移到低频区域, THz 波被 CCDFG 有效放大。

为方便对比, 分别计算了相同条件下双信号光和双闲频光在 APPLN 中经级联光学差频产生的 THz 波的强度, 计算结果如图 4 所示。两套级联光学差频中的极化周期  $\Lambda_{APPLN}$  都由式 (20) 计算得到, 耦合波方程由文献 [15] 给出。从图 4(a)、(b) 可以看出, CCDFG 和单套 CDFG 的起始频率相同, 在相同条件下 CCDFG 和单套 CDFG 的级联光向高阶 Stokes 光转移的速率不相同, 最终转移到的 Stokes 光的频率也不相同。CCDFG 中的大部分信号光光子和闲频光光子转移到高阶 Stokes 区域, 最终可以转移到约 70 THz, 而单套 CDFG 中的大部分信号光光子和闲频光光子仅转移到约 120 THz, 所以 CCDFG 产生的 THz 波的功率更强。图 4(a)、(b) 中 CCDFG 产生的 THz 波的功率密度分别为 1484.72 MW/cm<sup>2</sup> 和 1465.13 MW/cm<sup>2</sup>, 单套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度分别为

577.2 MW/cm<sup>2</sup> 和 539.3 MW/cm<sup>2</sup>, THz 波的功率密度如图 4(c) 所示。在相同的条件下, CCDFG 产生的 THz 波的功率密度比双信号光激励 CDFG 产生的 THz 波的功率密度以及双闲频光激励 CDFG 产生的 THz 波的功率密度之和提高了 40%。相比于单套 CDFG, CCDFG 中的两套 CDFG 同时产生并放大 THz 波。被同时放大的 THz 波由于强度更大, 能够更有效地参与两套级联光相互作用并驱动 CCDFG 向高阶 Stokes 差频扩展, 从而大幅提高了 THz 波能量转换效率。

100 K 温度下得到的 THz 波能量转换效率较高, 但 APPLN 晶体需要冷却, 使用并不方便。接下来分析在 300 K 温度下耦合级联光学差频产生的 THz 波的功率密度。根据式 (20) 计算出了 300 K 温度下 APPLN 晶体的极化周期  $\Lambda_{APPLN}$ , 如图 5(a) 所示。 $\Lambda_{APPLN}$  沿晶体长度分为 4 部分: 第一部分,  $m=0, N=0, \Lambda_{APPLN}=108.31 \mu\text{m}$ , 得到  $x'=0$  mm 到  $x'=2.28$  mm

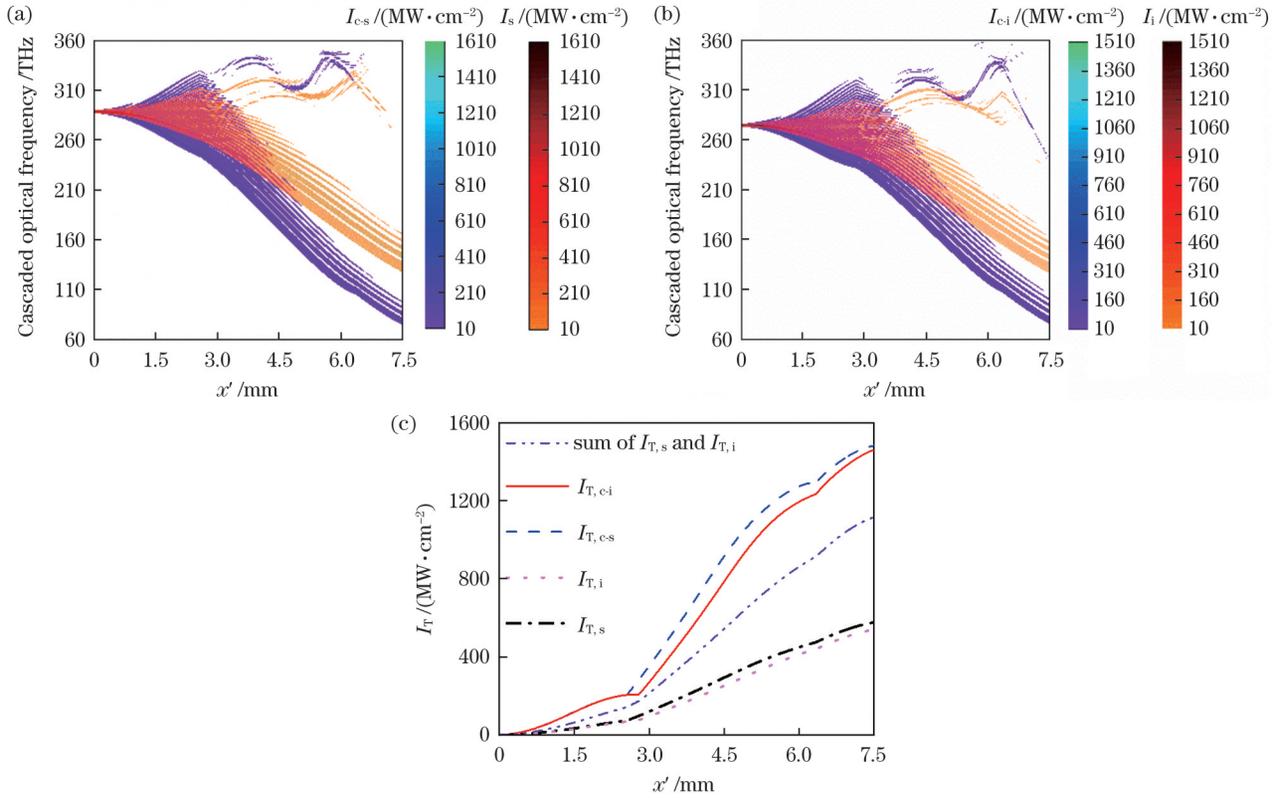


图 4 100 K 温度下,CCDFG 和单套 CDFG 产生的 THz 波以及级联光的演化,其中  $I_{s1}=1022.77 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{s2}=1027.10 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i1}=972.78 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i2}=983.85 \text{ MW/cm}^2$ 。(a)  $\omega_{s,m}^z$  在 CCDFG 和单套 CDFG 中的演化情况,  $I_{cs}$  表示双信号光和双闲频光共同激励 CCDFG 产生的级联光  $\omega_{s,m}^z$  的功率密度,  $I_s$  表示单套 CDFG 中  $\omega_{s,m}^z$  的功率密度; (b)  $\omega_{i,m}^z$  在 CCDFG 和单套 CDFG 中的演化情况,  $I_{ci}$  表示双信号光和双闲频光共同激励 CCDFG 产生的级联光  $\omega_{i,m}^z$  的功率密度,  $I_i$  表示单套 CDFG 中  $\omega_{i,m}^z$  的功率密度; (c) THz 波的功率密度随晶体长度的演化情况,其中  $I_{T,cs}$  表示 CCDFG 产生的 THz 波的功率密度,  $I_{T,ci}$  表示 CCDFG 产生的 THz 波的功率密度,  $I_{T,s}$  和  $I_{T,i}$  分别表示由双信号光和双闲频光激励单套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度

Fig. 4 At 100 K, evolution of THz wave and cascaded optical waves generated in CCDFG and CDFG, where  $I_{s1}=1022.77 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{s2}=1027.10 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i1}=972.78 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i2}=983.85 \text{ MW/cm}^2$ . (a) Evolution of  $\omega_{s,m}^z$  in CCDFG and CDFG, where  $I_{cs}$  denotes power density of  $\omega_{s,m}^z$  generated by stimulating CCDFG with dual signal waves and dual idler waves,  $I_s$  denotes power density of  $\omega_{s,m}^z$  generated by CDFG; (b) evolution of  $\omega_{i,m}^z$  in CCDFG and CDFG, where  $I_{ci}$  denotes power density of  $\omega_{i,m}^z$  generated by stimulating CCDFG with dual signal waves and dual idler waves, and  $I_i$  denotes power density of  $\omega_{i,m}^z$  generated by CDFG; (c) THz wave power density versus crystal length, where  $I_{T,cs}$  denotes power density of THz wave generated by CCDFG,  $I_{T,ci}$  denotes power density of THz wave generated by CCDFG,  $I_{T,s}$  and  $I_{T,i}$  denote power density of THz wave generated by stimulating CDFG with dual signal waves and dual idler waves, respectively

范围内的曲线;第二部分,  $m=32$ ,  $N=41$ ,  $\Delta_{\text{APPLN}}$  从  $107.80 \mu\text{m}$  变化到  $107.32 \mu\text{m}$ , 得到  $x'=2.28 \text{ mm}$  到  $x'=4.98 \text{ mm}$  范围内的曲线;第三部分,  $m=182$ ,  $N=2$ ,  $\Delta_{\text{APPLN}}$  从  $107.76 \mu\text{m}$  变化到  $107.82 \mu\text{m}$ , 得到  $x'=4.98 \text{ mm}$  到  $x'=5.56 \text{ mm}$  范围内的曲线;第四部分,  $m=192$ ,  $N=2$ ,  $\Delta_{\text{APPLN}}$  从  $108.21 \mu\text{m}$  变化到  $108.29 \mu\text{m}$ , 得到  $x'=5.56 \text{ mm}$  到  $x'=5.95 \text{ mm}$  范围内的曲线。当  $\Delta_{\text{APPLN}}$  按图 5(a) 所示变化时, 相位失配  $\Delta k_{s,m}$  和  $\Delta k_{i,m}$  随晶体长度增大从第 1 阶差频到第 111 阶差频逐阶取最小值, 驱动双信号光光子和双闲频光光子从第 1 阶 Stokes 光逐阶向第 112 阶 Stokes 光转移。级联光演化情况如图 5(d) 所示。在相同的泵浦功率下, 得到 THz 波的功率密度为  $183.7 \text{ MW/cm}^2$ , 能量转化效率为  $4.6\%$ 。300 K 温度下得到的 THz 波的功率密度比 100 K 温度下低的原因在于, 300 K 时

APPLN 晶体对 THz 波的吸收系数过大, 导致参与 CCDFG 的 THz 波的光子数过少, 从而限制了耦合级联差频向更高阶 Stokes 差频进行。如图 5(e)~(f) 所示, 级联光扩散到约 180 THz, 远大于图 3(e)~(f) 所示的约 70 THz。

为方便对比, 计算了双信号光和双闲频光分别经 CCDFG 和单套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度, 如图 6 所示。从图 6(a)、(b) 中可以看出, 300 K 温度下 APPLN 晶体对 THz 波吸收严重, CCDFG 中的大部分信号光光子和闲频光光子最终转移到约 200 THz, 而单套 CDFG 中的大部分信号光光子和闲频光光子转移到约 230 THz。图中 6(a)、(b) 中 CCDFG 产生的 THz 波的功率密度分别为  $177.9 \text{ MW/cm}^2$  和  $182.8 \text{ MW/cm}^2$ , 单套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度分别为  $58.8 \text{ MW/cm}^2$  和  $53.1 \text{ MW/cm}^2$ 。THz

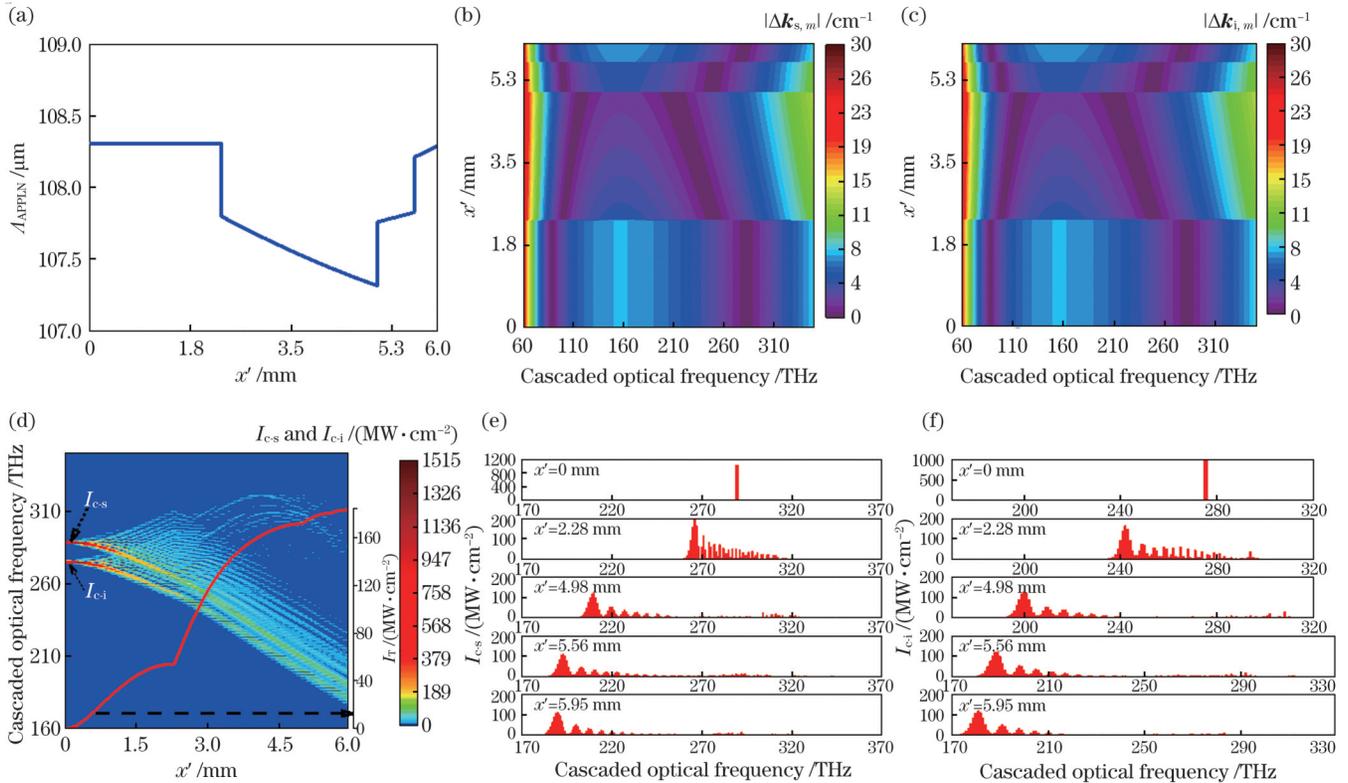


图 5 300 K 温度下, CCDFG 产生 THz 波和级联光,  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度分别为 1022.77 MW/cm<sup>2</sup> 和 1027.10 MW/cm<sup>2</sup>,  $\omega_{i1}^z$  和  $\omega_{i2}^z$  的功率密度分别为 972.78 MW/cm<sup>2</sup> 和 983.85 MW/cm<sup>2</sup>。(a) 极化周期随晶体长度变化的曲线; (b) 双信号光激励的各阶 CDFG 的相位失配分布; (c) 双闲频光激励的各阶 CDFG 的相位失配分布; (d) 双信号光和双闲频光共同激励 CCDFG 产生的 THz 波及级联光  $\omega_{s,m}^z$  和  $\omega_{i,m}^z$  的演化情况; (e) 级联光  $\omega_{s,m}^z$  在晶体长度  $x'=0, 2.28, 4.98, 5.56, 5.95$  mm 时的分布; (f) 级联光  $\omega_{i,m}^z$  在晶体长度  $x'=0, 2.28, 4.98, 5.56, 5.95$  mm 时的分布

Fig. 5 At 300 K temperature, CCDFG generates THz wave and cascaded optical waves, where power density of  $\omega_{s1}^z$  and  $\omega_{s2}^z$  is 1022.77 MW/cm<sup>2</sup> and 1027.10 MW/cm<sup>2</sup>, respectively, and power density of  $\omega_{i1}^z$  and  $\omega_{i2}^z$  is 972.78 MW/cm<sup>2</sup> and 983.85 MW/cm<sup>2</sup>. (a) Variation of poled period with crystal length; (b) phase mismatch distribution of each CDFG stimulated by dual signal waves; (c) phase mismatch distribution of each CDFG stimulated by dual idler waves; (d) evolution of THz wave,  $\omega_{s,m}^z$  and  $\omega_{i,m}^z$  generated by stimulating CCDFG with dual signal waves and dual idler waves; (e) distribution of cascaded optical waves  $\omega_{s,m}^z$  at crystal length  $x'=0, 2.28, 4.98, 5.56, 5.95$  mm; (f) distribution of cascaded optical waves  $\omega_{i,m}^z$  at crystal length  $x'=0, 2.28, 4.98, 5.56, 5.95$  mm

波的功率密度如图 6(c) 所示。CCDFG 产生的 THz 波的功率密度比双信号光和双闲频光激励的两套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度之和提高了 60% 以上。

在 4000 MW/cm<sup>2</sup> 泵浦功率密度下得到了高功率密度的 THz 波, 但是实验上难以提供太高的泵浦功率密度, 且高泵浦功率易导致晶体损伤。为此, 计算了 100 K 和 300 K 温度下泵浦功率密度在 400~4000 MW/cm<sup>2</sup> 范围内时 THz 波的功率密度  $I_{T,ci}$  以及对应的能量转换效率  $\eta$ , 计算结果如图 7 所示。当泵浦功率密度为 400 MW/cm<sup>2</sup> 时, 100 K 和 300 K 下 THz 波的功率密度分别为 32.62 MW/cm<sup>2</sup> 和 2.67 MW/cm<sup>2</sup>, 对应的能量转换效率分别为 8.15% 和 0.67%。THz 波功率密度和能量转换效率较低的原因是: 当泵浦功率密度较低时, 难以同时激发多阶级联差频。随着泵浦功率密度的提高, 更多阶级联差频被同时激励, 且低阶 Stokes 光子被有效转移到高阶 Stokes

光子, THz 波的功率密度和能量转换效率逐渐增大。

在 100 K 和 300 K 温度下, CCDFG 产生的 THz 波的功率密度均比双信号光和双闲频光激励的两套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度之和很高, 说明 CCDFG 中的两套 CDFG 共同产生并放大 THz 波, 而被放大的 THz 波又能对 CCDFG 提供正反馈, 进一步驱动 CCDFG 向更高阶的 Stokes 差频扩展, 从而大幅提高了能量转换效率。本方案所需激光光源及光学晶体易于得到, 高能量 532 nm 激光器可以通过 1064 nm 激光倍频得到, 两束近红外种子光可以通过 KTP-OPO 在近简并点附近得到, AFB-KTP 晶体<sup>[22]</sup> 和 APPLN 晶体<sup>[23]</sup> 制作工艺成熟, 且已被广泛应用于可见光、红外光和 THz 波的产生上。在本方案中, 通过改变 AFB-KTP 晶体的反转波矢可以调谐双信号光和双闲频光的频率, 从而得到频率可调谐的 THz 波。

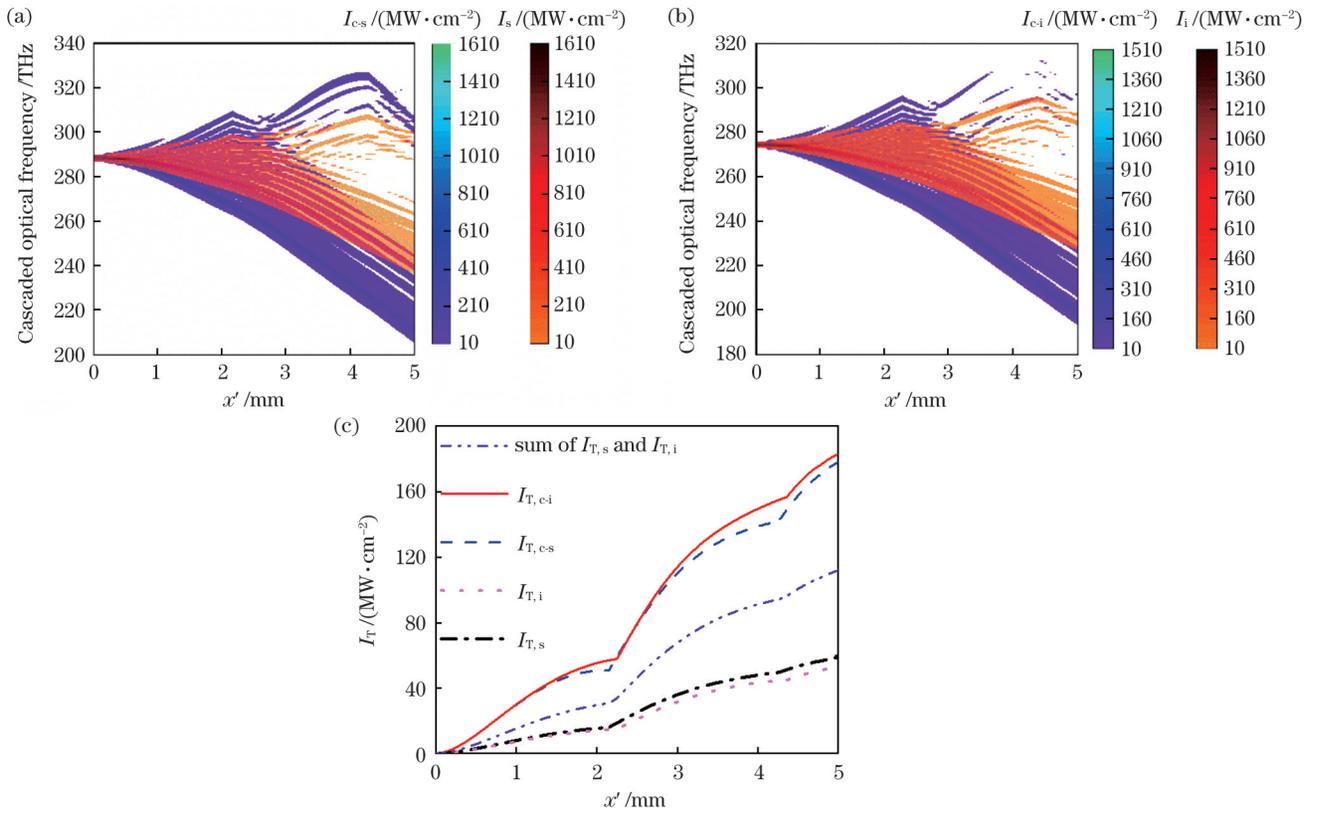


图 6 300 K 温度下, CCDFG 和单套 CDFG 产生的 THz 波以及级联光的演化,  $I_{s1}=1022.77 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{s2}=1027.10 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i1}=972.78 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i2}=983.85 \text{ MW/cm}^2$ 。(a)  $\omega_{s,m}^z$  在 CCDFG 和单套 CDFG 中的演化情况,  $I_{cs}$  表示双信号光和双闲频光共同激励 CCDFG 产生的级联光  $\omega_{s,m}^z$  的功率密度,  $I_s$  表示单套 CDFG 中  $\omega_{s,m}^z$  的功率密度; (b)  $\omega_{i,m}^z$  在 CCDFG 和单套 CDFG 中的演化情况,  $I_{ci}$  表示双信号光和双闲频光共同激励 CCDFG 产生的级联光  $\omega_{i,m}^z$  的功率密度,  $I_i$  表示单套 CDFG 中  $\omega_{i,m}^z$  的功率密度; (c) THz 波功率密度随晶体长度的演化

Fig. 6 At 300 K, evolution of THz wave and cascaded optical waves in CCDFG and CDFG, where  $I_{s1}=1022.77 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{s2}=1027.10 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i1}=972.78 \text{ MW/cm}^2$ ,  $I_{i2}=983.85 \text{ MW/cm}^2$ . (a) Evolution of  $\omega_{s,m}^z$  in CCDFG and CDFG, where  $I_{cs}$  denotes power density of  $\omega_{s,m}^z$  generated by stimulating CCDFG with dual signal waves and dual idler waves, and  $I_s$  denotes power density of  $\omega_{s,m}^z$  generated by CDFG; (b) evolution of  $\omega_{i,m}^z$  in CCDFG and CDFG, where  $I_{ci}$  denotes power density of  $\omega_{i,m}^z$  generated by stimulating CCDFG with dual signal waves and dual idler waves,  $I_i$  denotes power density of  $\omega_{i,m}^z$  generated by CDFG; (c) THz wave power density versus crystal length

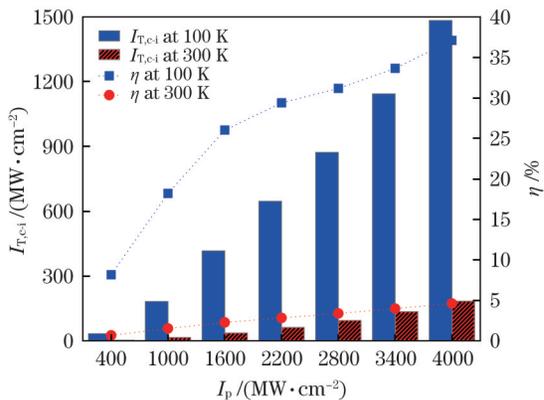


图 7 不同泵浦功率密度下 CCDFG 产生的 THz 波功率密度 ( $I_{T,ci}$ ) 和能量转换效率 ( $\eta$ ), 泵浦波长  $\lambda_p=532 \text{ nm}$ , 种子光  $\omega_{s1}^z$  和  $\omega_{s2}^z$  的功率密度是泵浦光功率密度的  $1/10^{19}$

Fig. 7 THz wave power density ( $I_{T,ci}$ ) and energy conversion efficiency ( $\eta$ ) generated by stimulating CCDFG at different pump power densities, where  $\lambda_p=532 \text{ nm}$ , power density of seeds  $\omega_{s1}^z$  and  $\omega_{s2}^z$  is  $1/10^{19}$  of pump wave power density

## 4 结 论

通过耦合参量放大过程产生的双信号光和双闲频光在 APPLN 晶体中激励了两套 CDFG, 通过 THz 波将两套 CDFG 耦合在一起以共同放大 THz 波。被放大的 THz 波能够对 CCDFG 提供正反馈, 进一步驱动泵浦光子向更高阶的 Stokes 光转移, 从而大幅提高了 THz 波能量转换效率。经计算可知, 当 532 nm 激光的功率密度为  $4000 \text{ MW/cm}^2$  时, 在 100 K 和 300 K 温度下经 CCDFG 得到的 THz 波的功率密度分别为  $1483.6 \text{ MW/cm}^2$  和  $183.7 \text{ MW/cm}^2$ , 相应的能量转化效率分别为 37% 和 4.6%, CCDFG 产生的 THz 波的功率密度比相同条件下双信号光和双闲频光激励的两套 CDFG 产生的 THz 波的功率密度之和分别提高了 40% 和 60% 以上。

## 参 考 文 献

[1] Kim M, Pallechi E, Ge R J, et al. Analogue switches made from boron nitride monolayers for application in 5G and terahertz

- communication systems[J]. *Nature Electronics*, 2020, 3(8): 479-485.
- [2] 丁俊杰, 王演祺, 张教, 等. W 波段 PS-PAM8 信号在太赫兹空芯光纤中的有线传输[J]. *光学学报*, 2021, 41(24): 2406003.  
Ding J J, Wang Y Y, Zhang J, et al. Wired transmission of PS-PAM8 signal at W-band over terahertz hollow-core fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(24): 2406003.
- [3] Yang Y H, Yamagami Y, Yu X B, et al. Terahertz topological photonics for on-chip communication[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(7): 446-451.
- [4] Ferguson B, Zhang X C. Materials for terahertz science and technology[J]. *Nature Materials*, 2002, 1(1): 26-33.
- [5] 钟一帆, 任姣姣, 李丽娟, 等. 基于条纹抑制技术的脉冲太赫兹无损检测层析成像[J]. *中国激光*, 2020, 47(10): 1014001.  
Zhong Y F, Ren J J, Li L J, et al. Pulsed terahertz nondestructive detection tomography based on fringe suppression technology[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(10): 1014001.
- [6] Wang J, Zhang J, Chang T Y, et al. Terahertz nondestructive imaging for foreign object detection in glass fibre-reinforced polymer composite panels[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2019, 98: 36-44.
- [7] Niessen K A, Xu M Y, George D K, et al. Protein and RNA dynamical fingerprinting[J]. *Nature Communications*, 2019, 10: 1026.
- [8] Vinh N Q, Sherwin M S, Allen S J, et al. High-precision gigahertz-to-terahertz spectroscopy of aqueous salt solutions as a probe of the femtosecond-to-picosecond dynamics of liquid water [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2015, 142(16): 164502.
- [9] Smolyanskaya O A, Schelkanova I J, Kulya M S, et al. Glycerol dehydration of native and diabetic animal tissues studied by THz-TDS and NMR methods[J]. *Biomedical Optics Express*, 2018, 9(3): 1198-1215.
- [10] 王与焯, 蒋博周, 徐德刚, 等. 基于焦平面阵列的连续太赫兹波生物组织成像技术研究[J]. *光学学报*, 2021, 41(7): 0711001.  
Wang Y Y, Jiang B Z, Xu D G, et al. Continuous terahertz wave biological tissue imaging technology based on focal plane array[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(7): 0711001.
- [11] Suzuki D, Oda S, Kawano Y. A flexible and wearable terahertz scanner[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(12): 809-813.
- [12] Fülöp J A, Ollmann Z, Lombosi C, et al. Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy[J]. *Optics Express*, 2014, 22(17): 20155-20163.
- [13] Ravi K, Hemmer M, Cirmi G, et al. Cascaded parametric amplification for highly efficient terahertz generation[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(16): 3806-3809.
- [14] Wang L, Fallahi A, Ravi K, et al. High efficiency terahertz generation in a multi-stage system[J]. *Optics Express*, 2018, 26(23): 29744-29768.
- [15] Li Z Y, Sun X Q, Zhang H T, et al. High-efficiency terahertz wave generation in aperiodically poled lithium niobate by cascaded difference frequency generation[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, 37(8): 2416-2422.
- [16] Li Z Y, Wang S L, Wang M T, et al. Theoretical analysis of terahertz generation from a compact optical parametric oscillator based on adhesive-free-bonded periodically inverted KTiOPO<sub>4</sub> plates[J]. *Journal of Optics*, 2017, 19(10): 105503.
- [17] Ravi K, Schimpf D N, Kärtner F X. Pulse sequences for efficient multi-cycle terahertz generation in periodically poled lithium niobate [J]. *Optics Express*, 2016, 24(22): 25582-25607.
- [18] Kato K, Takaoka E. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(24): 5040-5044.
- [19] Alford W J, Smith A V. Wavelength variation of the second-order nonlinear coefficients of KNbO<sub>3</sub>, KTiOPO<sub>4</sub>, KTiOAsO<sub>4</sub>, LiNbO<sub>3</sub>, LiIO<sub>3</sub>, beta-BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>, and LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub> crystals: a test of Miller wavelength scaling[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2001, 18(4): 524-533.
- [20] Jundt D H. Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction,  $n_e$ , in congruent lithium niobate[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(20): 1553-1555.
- [21] Pálfalvi L, Hebling J, Kuhl J, et al. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO<sub>3</sub> in the THz range[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 97(12): 123505.
- [22] Verma S, Bahuguna K C, Chitra, et al. Investigation of adhesive-free bonded potassium titanyl phosphate crystal based optical parametric oscillator for generation of 2.1 μm wavelength at high repetition rate[J]. *Infrared Physics & Technology*, 2018, 92: 244-248.
- [23] L'huillier J A, Torosyan G, Theuer M, et al. Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate—part 2: experiments[J]. *Applied Physics B*, 2007, 86(2): 197-208.

## Investigation of Efficient Terahertz Wave Generation by Coupled Cascade Difference Frequency Generation

Li Zhongyang<sup>1\*</sup>, Yan Qianze<sup>1</sup>, Chen Xinghai<sup>2</sup>, Bing Pibin<sup>1</sup>, Yuan Sheng<sup>1</sup>, Zhong Kai<sup>3</sup>, Yao Jianquan<sup>3</sup>

<sup>1</sup>College of Electric Power, North China University of Water Resources and Electric Power, Zhengzhou 450045, Henan, China;

<sup>2</sup>Zolix Instruments Co. Ltd., Beijing 101102, China;

<sup>3</sup>College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Institute of Laser and Opto-Electronics, Tianjin University, Tianjin 300072, China

### Abstract

**Objective** Terahertz (THz) waves are in demand for applications in high-speed wireless communications, nondestructive material testing, macromolecular spectral analysis, and medical detection of biological tissues. However, the lack of high-power, miniaturization, and affordable THz radiation sources has severely limited the application of THz waves in the above-mentioned fields. Cascaded difference frequency generation (CDFG), in which a pump photon can continuously generate multiple THz photons simultaneously through nonlinear optical effects, breaks the limits of the Manley-Rowe relationship and substantially improves the

energy conversion efficiency of THz waves. In this study, we propose a method for efficient THz wave generation by coupled cascaded difference frequency generation (CCDFG), which uses two sets of CDFG to jointly generate and amplify THz waves. The THz wave generated by this method can provide positive feedback to the CCDFG, further driving it to expand to higher-order Stokes differential frequencies, thus significantly improving the THz wave energy conversion efficiency. We hope that this new scheme will facilitate the generation of high-power efficient THz waves.

**Methods** A pump wave with a wavelength of 532 nm stimulated an adhesive-free-bonded  $\text{KTiOPO}_4$  (AFB-KTP) crystal generating dual signal waves and dual idler waves using a coupled optical parametric process. The dual signal waves and dual idler waves stimulated two CDFG in an aperiodic periodically poled lithium niobate (APPLN) crystal, generating two sets of cascaded optical waves and THz waves simultaneously. The above two CDFG were intensely coupled by THz waves with identical frequency, polarization direction, and propagation direction. The CCDFG generated and amplified the THz wave, and the amplified THz wave enhanced the CCDFG simultaneously, resulting in the further frequency transformation from dual signal waves and dual idler waves to high-order Stokes waves. Moreover, the cascaded optical waves were further transformed to high-order Stokes waves by depressing the phase mismatches of cascaded Stokes processes and enlarging the phase mismatches of cascaded anti-Stokes processes simultaneously, thus substantially improving the THz wave energy conversion efficiency.

**Results and Discussions** With a pump intensity of  $4000 \text{ MW/cm}^2$  and a poling period of  $6104.9864 \mu\text{m}$  of AFB-KTP, two signal waves with wavelengths of 289.0173 THz and 288.0173 THz respectively, and two idler waves with wavelengths of 274.8924 THz and 275.8924 THz are generated. The power densities of the two signal waves are  $1022.77 \text{ MW/cm}^2$  and  $1027.10 \text{ MW/cm}^2$  respectively, and the power densities of the two idler waves are  $972.78 \text{ MW/cm}^2$  and  $983.85 \text{ MW/cm}^2$  respectively (Fig. 2). At 100 K, a THz wave with a power density of  $1483.6 \text{ MW/cm}^2$  is realized, corresponding to energy conversion efficiencies of 37%. The frequencies of the cascaded optical waves are converted from 280 THz to about 70 THz, indicating that one signal or idler wave photon can produce 210 THz photons (Fig. 3). The majority of signal wave photons and idler wave photons in a single set of CDFG under the same conditions are transferred to approximately 120 THz (Fig. 4). At 300 K, the absorption coefficient of the APPLN crystal for THz waves is significantly large, limiting the transfer of CCDFG to higher-order Stokes waves. The generated THz wave, therefore, has a power density of  $183.7 \text{ MW/cm}^2$ , corresponding to energy conversion efficiencies of 4.6% (Fig. 5). The power densities of THz waves generated by CCDFG at the same temperature are  $177.9 \text{ MW/cm}^2$  and  $182.8 \text{ MW/cm}^2$ , and the power densities of THz waves generated by a single set of CDFG are  $58.8 \text{ MW/cm}^2$  and  $53.1 \text{ MW/cm}^2$ , respectively (Fig. 6). At both 100 K and 300 K, the THz wave power densities generated by the CCDFG is considerably higher than the sum of the THz wave power densities generated by the two sets of CDFG excited by dual signal waves and dual idler waves.

**Conclusions** In this paper, a scheme to efficiently generate THz waves by CCDFG is proposed that substantially improves the energy conversion efficiency of THz waves. Unlike the reported scheme using two near-infrared (NIR) laser beams for cascaded difference frequency generation of THz waves, we use one high-energy laser beam and two NIR seed beams to generate two signal waves and two idle frequency waves in an AFB-KTP crystal. The two signal waves and two idler waves are generated in the same APPLN crystal by exciting a set of CDFG processes to generate THz waves simultaneously. The THz waves can effectively couple two sets of CDFG together to amplify the THz waves, and the amplified THz waves can provide positive feedback to the CCDFG to further drive the pump photon to higher-order Stokes light transfer, which substantially improves the THz wave energy conversion efficiency.

**Key words** nonlinear optics; terahertz wave; coupled cascaded difference frequency generation