

在极化声子共振区基于级联差频产生高频太赫兹波

李忠洋^{1*}, 颜铃泽¹, 张格格¹, 赵佳¹, 焦彬哲¹, 孙向前¹, 邴丕彬¹, 袁胜¹, 姚建铨²¹华北水利水电大学电力学院, 河南 郑州 450045;²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 提出了一种在晶体极化声子共振区利用级联差频在 MgO:LiNbO₃ 平板波导中产生高频太赫兹波的方法。不同于传统的基于两束近红外光直接差频产生太赫兹波, 本文首先利用两束近红外光在周期极化钽酸锂 (PPLN) 晶体中产生低频太赫兹波和一系列级联光, 然后将上述级联光耦合导入平板波导中, 通过改变平板波导的尺寸优化各阶差频的相位失配分布, 经级联差频高效产生高频太赫兹波。借助 MgO:LiNbO₃ 晶体极化声子共振区巨大的非线性光学系数, 以及 MgO:LiNbO₃ 平板波导中被降低的太赫兹波吸收系数, 在室温下通过输入两束强度均为 100 MW/cm² 的差频光, 得到了频率为 5 THz 的高频太赫兹波, 太赫兹波强度为 88.2396 MW/cm², 能量转换效率为 44.12%。本文为产生高频、高功率太赫兹波提供了一种全新方法, 可以推动高频太赫兹波在未来高速无线通信领域的应用。

关键词 非线性光学; 太赫兹波; 级联差频; 极化声子共振区; 平板波导

中图分类号 O437.3

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0714002

1 引言

太赫兹波在光学成像、光谱分析、安全检测、生物医学、材料分析、通信雷达等领域显示出了巨大的应用前景^[1-9]。在无线通信领域, 近年来移动设备和多媒体业务的快速发展使得人们对通信传输速率的要求越来越高。基于高频太赫兹波的无线通信能够达到几百 Gb/s 的无线传输速率, 能够满足人们对高速无线通信的需求^[10-12]。高功率、高效率、小型化、低成本的高频太赫兹辐射源是太赫兹波在无线通信上应用的关键。目前, 实现高功率的高频 (>5 THz) 太赫兹波辐射源具有极高的难度。太赫兹量子级联激光器是产生太赫兹波最有效的电抽运半导体辐射源, 在 1~5 THz 范围具有固态易集成和转换效率高等优点, 但当频率高于 5 THz 时, 其功率和效率急剧下降^[13]。利用光学外差法并联合单行载流子光电二极管技术可以高效率产生太赫兹波, 但目前其频率在 1.5 THz 以下, 无法产生高频太赫兹波^[14]。基于 MgO:LiNbO₃ 晶体光学参量振荡技术的太赫兹辐射源在 0.5~4.5 THz 范围内具

有高功率、小型化、可调谐等优点, 在 1.5 THz 附近其功率达到最大值, 但当频率高于 4.5 THz 时, 其功率和效率急剧下降两个数量级以上^[15]。有机晶体中基于光学差频技术的太赫兹辐射源的频率范围可以覆盖 0.1~30 THz, 但由于差频光的频率约为太赫兹波的 1/100, 其能量转换效率低于 10⁻⁴^[16], 特别是在高频太赫兹波段 (晶体晶格振动的频率在高频太赫兹波段), 晶体剧烈吸收太赫兹波, 使得差频产生的高频太赫兹波的能量转换效率急剧下降。近年来, 基于超快激光泵浦的光子学方法发展迅速, 涌现出了许多宽波段高效率新型太赫兹材料, 如铁磁异质结^[17-18]、拓扑材料等^[19-20]。基于磁性材料的太赫兹波发射器具有超宽带、低成本、易集成等优点, 可以实现高质量的椭圆和圆偏振太赫兹波产生, 并能够调控太赫兹波的偏振, 但目前其功率还有待提升。目前, 太赫兹固态器件 (如基于肖特基二极管技术的 0.1~3 THz 的太赫兹倍频器和混频器) 发展迅速, 但当频率高于 3 THz 时, 其功率和效率急剧下降^[21]。

综上所述, 目前的光子学方法和电子学方法均

收稿日期: 2021-08-20; 修回日期: 2021-09-19; 录用日期: 2021-09-29

基金项目: 国家自然科学基金 (3167158, 61735010)

通信作者: *thzwave@163.com

无法产生高功率的高频太赫兹波。本文提出了一种在晶体极化声子共振区利用级联差频于 MgO:LiNbO₃ 平板波导中高效产生高频太赫兹波的方法。晶体中的横向晶格振动模与电磁波相互耦合形成电磁耦子,频率接近横向晶格振动模的电磁耦子所在的频域称为晶体极化声子共振区^[15]。晶体极化声子共振区具有巨大的非线性光学系数和太赫兹波吸收系数。本课题组利用 MgO:LiNbO₃ 晶体极化声子共振区巨大的非线性光学系数以及 MgO:LiNbO₃ 平板波导来降低太赫兹波的吸收系数,在室温下经级联差频产生了高功率的高频太赫兹波。

2 理论模型

在光学差频产生太赫兹波过程中,一个泵浦光子最多只能产生一个太赫兹光子。由于太赫兹光子的频率与泵浦光子的频率相差两个数量级,所以光学差频产生的太赫兹波能量转换效率很低。提高能量转换效率的有效方法是利用级联光学差频,如图 1 所示。两个输入的差频光子 ω_0 和 ω_1 在满足相位匹配的条件下通过一阶差频产生太赫兹光子 ω_{T1} ,且满足 $\omega_{T1} = \omega_0 - \omega_1$ 。在差频过程中被放大的一阶 Stokes 光子 ω_1 与太赫兹光子 ω_{T1} 通过二阶差频产生二阶 Stokes 光子 ω_2 与太赫兹光子 ω_{T1} ,而二阶 Stokes 光子 ω_2 与太赫兹光子 ω_{T1} 通过三阶差频产生三阶 Stokes 光子 ω_3 与太赫兹光子 ω_{T1} 。在各阶

差频的相位失配不是很大的情况下,级联差频可以一直进行下去,从而达到一个泵浦光子可以产生多个太赫兹光子的目的,如图 1(b)所示。同理,差频光子 ω_0 与太赫兹光子 ω_{T1} 通过一阶和频产生一阶 anti-Stokes 光子 ω_{-1} ,一阶 anti-Stokes 光子 ω_{-1} 与太赫兹光子 ω_{T1} 通过二阶和频产生二阶 anti-Stokes 光子 ω_{-2} 。在各阶和频的相位失配不是很大的情况下,级联和频可以一直进行下去,太赫兹光子 ω_{T1} 将被持续消耗,所以增强级联差频同时抑制级联和频可以有效提高太赫兹波的强度。在通过级联差频产生高频太赫兹波过程中,当一阶差频满足相位匹配时,由于太赫兹波频率较高,一阶 Stokes 光子 ω_1 的波矢与二阶 Stokes 光子 ω_2 的波矢相差较大,因此二阶差频的相位失配较大。级联阶数越高,级联差频的相位失配就越大,以至于高阶级联差频无法被激发,从而无法提高高频太赫兹波的强度。本文提出了通过两个阶段的级联差频产生高频太赫兹波的方案:首先利用差频光子 ω_0 和 ω_1 通过级联差频产生低频太赫兹光子 ω_{T1} ,同时产生频率间隔为 ω_{T1} 的一系列级联光子,然后利用频率间隔为 ω_{T1} 的一系列级联光通过级联差频产生高频太赫兹光 ω_{T2} ,如图 1(c)所示,该图以 $m - M = 10$ 为例。多个频率间隔为 ω_{T1} 的级联光可以同时激励多个级联差频共同产生高频太赫兹光 ω_{T2} ,从而避免各阶差频的相位失配分布对级联差频的严重影响,有效提高级联

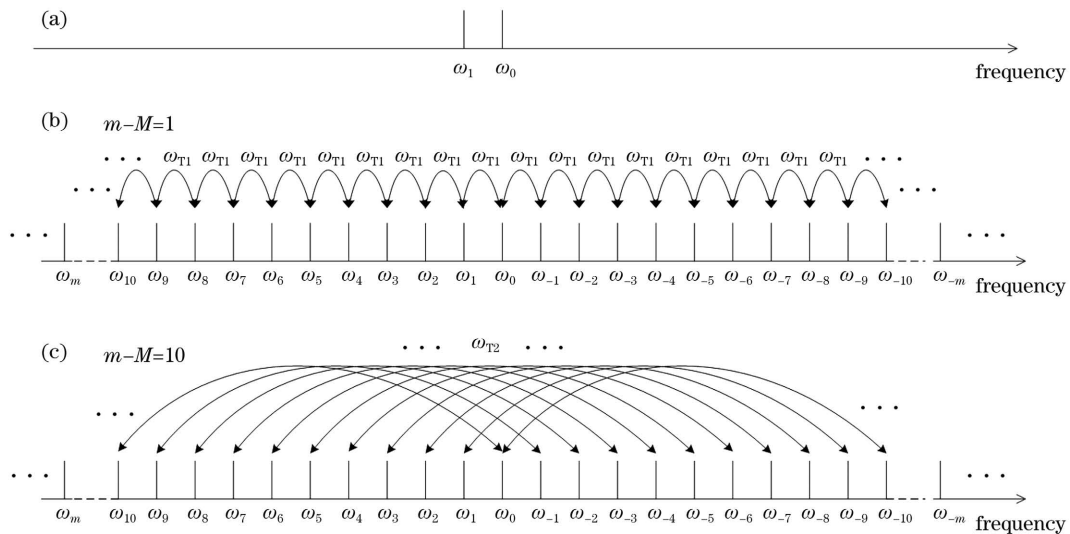


图 1 级联差频中级联光和太赫兹波相互作用示意图,图中 m 和 M 为整数,表示级联阶数。(a)输入的两束差频光的光谱图;(b)级联差频产生 ω_{T1} , $m - M = 1$; (c)级联差频产生 ω_{T2} ,以 $m - M = 10$ 为例

Fig. 1 Schematics of the interaction between cascaded optical waves and terahertz wave in cascaded difference frequency generation. m and M are integers, representing cascaded order. (a) Spectrum of two input laser beams; (b) terahertz wave ω_{T1} generation by cascaded difference frequency, $m - M = 1$; (c) terahertz wave ω_{T2} generation by cascaded difference frequency, taking $m - M = 10$ as an example

差频的能量转换效率。

本文的级联差频实验如图 2 所示。两束输入的差频光 ω_0 和 ω_1 在周期极化铌酸锂 (PPLN) 晶体中经级联差频产生低频太赫兹波 ω_{T1} 和一系列级联光 ω_m, ω_m 被耦合导入平板波导中, 经级联差频产生高频太赫兹波 ω_{T2} 。平板波导的中心层为 MgO:LiNbO₃, 包层为 α -SiO₂。由于 α -SiO₂ 对高频太赫兹波的吸收很小, 所以整个波导结构可以有效降低太赫兹波的吸收。高频太赫兹波 ω_{T2} 在波导中以

TE 基模传导, 平板波导中第一阶级联差频的相位匹配条件为^[22]

$$\frac{n_0}{\lambda_0} - \frac{n_1}{\lambda_1} = \frac{n_{\text{eff},T}}{\lambda_T}, \quad (1)$$

式中: n 表示折射率; λ 表示波长; 下标 0、1 和 T 分别表示泵浦光、一阶 Stokes 光和太赫兹波; $n_{\text{eff},T}$ 表示高频太赫兹波 ω_{T2} 在波导中的有效折射率。当各阶级联差频的相位失配不是很大时, 高级级联差频就会被激励。

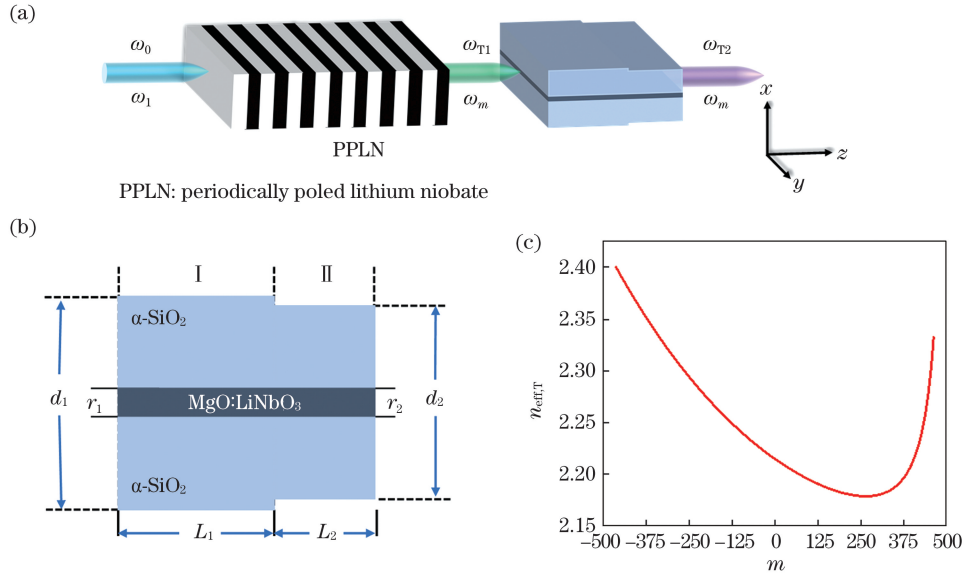


图 2 级联差频实验结构示意图。(a) 实验结构图; (b) 平板波导剖面图, d_1 和 d_2 分别表示波导 I 和 II 的厚度, r_1 和 r_2 分别表示波导 I 和 II 的包芯厚度, L_1 和 L_2 分别表示波导 I 和 II 的长度; (c) 当 $\Delta k_m = 0$ 时, 太赫兹波有效折射率与级联阶数 m 之间的关系, 以 $\omega_{T2} = 5$ THz 为例

Fig. 2 Schematics of experimental structure of cascaded difference frequency generation. (a) Experimental structure diagram; (b) sectional drawing of slab waveguide, d_1 and d_2 denote thickness of waveguides I and II, respectively, r_1 and r_2 denote core thickness of waveguides I and II, respectively, L_1 and L_2 denote length of waveguides I and II, respectively; (c) relationship between effective refractive index of terahertz wave and cascaded order m when Δk_m is equal to 0, taking $\omega_{T2} = 5$ THz as an example

级联差频中太赫兹波和各阶级联光相互作用过程用式(2)~(8)描述^[23]。

$$\frac{dE_T}{dz} = -\frac{\alpha_{\text{eff},T}}{2} E_T + j\kappa_T \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_m E_{m+g}^* \exp(j\Delta k_m z), \quad (2)$$

$$\frac{dE_m}{dz} = -\frac{\alpha_m}{2} E_m + j\kappa_m [E_{m-g} E_T^* \exp(j\Delta k_{m-g} z) + E_{m+g} E_T \exp(-j\Delta k_m z)], \quad (3)$$

$$\kappa_m = \frac{\Omega_m d_{\text{eff}}}{cn_m}, \quad (4)$$

$$\kappa_T = \frac{\Omega_T d_{\text{eff}}}{cn_{\text{eff},T}}, \quad (5)$$

$$\Delta k_m = k_m - k_{m+g} - k_T, \quad (6)$$

$$I = \frac{1}{2} nc\epsilon_0 |E|^2, \quad (7)$$

$$\eta(\omega_T, z) = \frac{n_{\text{eff},T}(\omega_T) |E_T(\omega_T, z)|^2}{\sum_{m=-\infty}^{+\infty} n(\omega_m) |E_m(\omega_m, 0)|^2}, \quad (8)$$

式中: E 是电场振幅; 下标 m 和 M 为整数, 表示级联阶数; 下标 g 为整数; j 表示虚数单位; E_{m-g} 和 E_{m+g} 表示与 m 阶级联光相差 g 阶的级联光的电场振幅; $\alpha_{\text{eff},T}$ 表示太赫兹波在平板波导中的有效吸收系数; κ 表示耦合系数; Ω 表示角频率; n 表示折射率; k 表示波矢的大小; Δk 为相位失配; d_{eff} 是非线性系数; c 是真空中光速; I 是功率密度; ϵ_0 为真空介电常数; $\eta(\omega_T, z)$ 表示从泵浦光到太赫兹波的

能量转换效率; z 为表示光在晶体或波导中传播的长度。在式(2)中,等号右侧第一项表示太赫兹波的吸收,第二项表示在级联差频过程中 ω_m 与 ω_{m+g} 之间相互作用产生的太赫兹波的强度之和。在式(3)中,等号右侧第一项表示级联光的吸收,第二项表示 ω_{m-g} 与 ω_T 之间的相互作用(增强第 m 阶光波 ω_m),第三项表示 ω_{m+g} 与 ω_T 之间的相互作用(消耗第 m 阶光波 ω_m)。

3 计算结果

本文选取的两束输入差频光的波长在 1030 nm 附近,即 ω_0 和 ω_1 分别为 291.76 THz 和 291.26 THz。差频光 ω_0 和 ω_1 通过级联差频产生频率 ω_{T1} 为 0.5 THz 的低频太赫兹波(对应 $m-M=1$),同时产生频率间隔为 0.5 THz 的一系列级联光。频率间隔为 0.5 THz 的一系列级联光通过级联差频产生频率 ω_{T2} 为 5 THz 的高频太赫兹波(对应 $m-M=10$)。波导中心层是 MgO:LiNbO₃ 晶体(MgO 的掺杂浓度为 5%),包层是 α -SiO₂ 晶体。在 300 K 温度下,各阶级联光的色散系数依据文献[24]计算得到,频率为 0.5 THz 和 5 THz 的太赫兹波在 MgO:LiNbO₃ 晶体中的折射率分别为 4.95^[25]和 6.20^[26]。频率为 0.5 THz 和 5 THz 的太赫兹波在 MgO:LiNbO₃ 晶体中的吸收系数分别为 7 cm⁻¹^[25]和 530.3999 cm⁻¹^[26]。当低频太赫兹波 ω_{T1} 远离晶体极化声子共振区中心(248 cm⁻¹)时,频率为 291.76 THz 的 ω_0 通过差频产生 ω_{T1} 的非线性光学系数为 336 pm/V^[23]。当高频太赫兹波 ω_{T2} 靠近晶体极化声子共振区时,频率为 291.76 THz 的 ω_0 通过差频产生 ω_{T2} 的非线性光学系数为 8652.68 pm/V^[26]。频率为 5 THz 的太赫兹波在 α -SiO₂ 晶体中的折射率和吸收系数分别为 2.15 和 6.6639 cm⁻¹^[27]。受文献[24]给出的色散方程频率范围的限制,在本文计算中,级联光的频率范围设置为 60.76~522.76 THz。

级联差频中各阶差频的相位失配分布决定了太赫兹波的产生效率。从式(2)、(3)可以看出,只有从低阶差频到高阶差频的相位失配都足够小,低阶差频到高阶差频才能被逐一激励,泵浦光 ω_0 的能量才能持续转移到太赫兹波。但是,随着级联阶数的增大,高阶差频的相位失配逐渐增大,影响了高阶差频的能量转换效率,所以调节各阶差频的相位失配分布至关重要。图 2(c)表示第 m 阶差频满足相位匹配($\Delta k_m=0$)时所需要的太赫兹波的有效折射率。

调节平板波导厚度使太赫兹波有效折射率沿波导长度随着级联阶数 m 按图 2(c)所示变化,使第 1 阶差频到第 m 阶差频的相位失配逐阶等于 0,从而使泵浦光 ω_0 的能量逐阶转移到第 m 阶级联光,同时达到一个泵浦光子产生 m 个太赫兹光子的目的。厚度渐变的波导制作工艺比较复杂,通过阶梯改变波导厚度也可以调节各阶差频的相位失配分布,如图 2(b)所示。

平板波导中太赫兹波的有效吸收系数 $\alpha_{\text{eff},T}$ 取决于太赫兹波模场在波导中的分布,其表达式为^[28]

$$\alpha_{\text{eff},T} = \frac{\iint E_T^2(x,y)\alpha_T(x,y)dx dy}{\int E_T^2(x,y)dx dy}, \quad (9)$$

式中: $E_T(x,y)$ 表示波导中太赫兹波的电场强度分布; $\alpha_T(x,y)$ 表示波导材料对太赫兹波的吸收系数分布。利用 COMSOL 软件绘制出了平板波导中太赫兹波 TE 基模的模场分布,如图 3 所示。计算中,波导 I 的尺寸为: $d_1=42.61 \mu\text{m}$, $r_1=2.5 \mu\text{m}$, $L_1=151 \mu\text{m}$;波导 II 的尺寸为: $d_2=41.83 \mu\text{m}$, $r_2=2.5 \mu\text{m}$, $L_2=67 \mu\text{m}$ 。太赫兹波在波导 I 和 II 中的有效折射率 $n_{\text{eff},T}$ 分别为 2.2148 和 2.2102。从图 3 中可以看出,太赫兹波模场主要分布在包层 α -SiO₂ 中,而包芯 MgO:LiNbO₃ 中的模场相对较弱。这是因为通过设置平板波导的尺寸,使得太赫兹波在波导 I 和 II 中的有效折射率 2.2148 和 2.2102 接近包层 α -SiO₂ 的折射率 2.15,并远小于包芯 MgO:LiNbO₃ 的折射率 6.20。根据式(9)计算出波导 I 和 II 的太赫兹波有效吸收系数分别为 25.6232 cm⁻¹和 24.471 cm⁻¹。

功率密度均为 100 MW/cm² 的两束差频光 ω_0 和 ω_1 入射极化周期为 219.42 μm 的 PPLN 晶体,经级联差频产生频率为 0.5 THz 的太赫兹波和级联光,级联光演化情况如图 4(a)所示;当 $z=5,10,15,20$ mm 时级联光的光谱分布如图 4(b)所示。从图 4(b)中可以看出级联光扩散范围较窄,大部分级联光的能量向 Stokes 区转移。当 $z=20$ mm 时,频率范围为 277.26~298.76 THz 的级联光耦合进入图 2(b)所示的平板波导。频率分别为 ω_m 和 ω_M 的两束光($m-M=10$)经级联差频产生频率为 5 THz 的太赫兹波,级联光的演化情况如图 4(c)所示。如果采用厚度不变的波导,由于 $m-M=10$, ω_m 和 ω_M 的波矢相差很大,级联差频无法向更高阶的差频进行,太赫兹波强度也无法继续增大,所以应该通过改变波导尺寸来驱使级联光向更高阶的差频进行。采

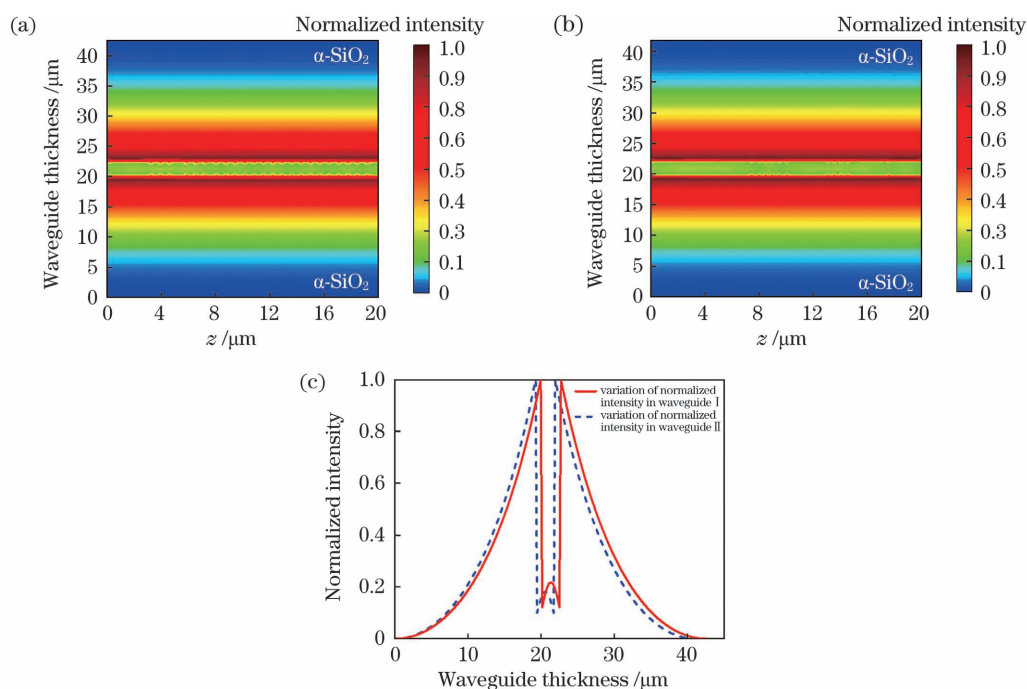


图 3 平板波导中太赫兹波 TE 基模的模场分布, 太赫兹波频率为 5 THz。(a) 平板波导 I; (b) 平板波导 II; (c) 模场分布剖面图
Fig. 3 TE fundamental mode field distributions of terahertz wave in slab waveguide, terahertz wave frequency is 5 THz.

(a) Slab waveguide I; (b) slab waveguide II; (c) sectional drawing of mode fields distributions

用图 2(c) 所示的随着级联阶数 m 变化的有效折射率 $n_{\text{eff},T}$ 时, 平板波导的尺寸需要多次变化, 难以加工制作, 所以本文采用图 2(b) 所示的尺寸呈阶梯变化的平板波导, 平板波导的尺寸在前文已给出。波导 I 的尺寸满足第 1 阶差频的相位失配 Δk_1 等于 0, 波导 II 的尺寸满足第 11 阶差频的相位失配 Δk_{11} 等于 0。从图 4(c) 中可以看出, 太赫兹波的强度在波导 I 中逐渐增大, 两束差频光 ω_0 和 ω_1 的能量逐渐转移到高阶级联光。当波导长度为 $151 \mu\text{m}$ 时, 由于高阶差频的相位失配逐阶增大, 因此级联差频无法持续向更高阶的差频进行, 所以太赫兹波强度无法继续增大。通过改变波导尺寸使 Δk_{11} 等于 0, 如图 4(d) 所示, 驱使强度最大的第 11 阶级联光将能量通过级联差频继续转移到更高阶的级联光, 同时太赫兹波强度得以进一步提高。如图 4(c) 所示, 太赫兹波的最大强度达到了 $88.2396 \text{ MW}/\text{cm}^2$, 能量转换效率为 44.12% 。从图 4(e) 所示的级联光演化图中可以看出, 相对于 $z=0.151 \text{ mm}$, $z=0.218 \text{ mm}$ 时级联光的能量向更高阶的 Stokes 光转移, 而 anti-Stokes 光的能量进一步减弱。

以上变化表明, 通过改变波导尺寸调节级联差频的相位失配分布, 可以使级联差频向更高阶的 Stokes 差频进行, 从而增强太赫兹波强度。值得注意的是, 由于晶体极化声子共振区的非线性光学系

数很大, 级联差频中光子在各阶级联光中的转化很快, 所以需要的波导长度很短。

使用平板波导的一个优势就是可以大大降低光学晶体对太赫兹波的吸收, 从而提高太赫兹波的强度。为了验证上述结论, 本课题组把图 4(a) 所示的级联光耦合进入非周期极化铌酸锂 (APPLN) 晶体, 采用本课题组所提出的优化级联差频 (OCDFG)^[29] 产生了频率为 5 THz 的太赫兹波, 结果如图 5 所示。APPLN 晶体分为 4 段, 每段的晶体长度分别为 $0.100, 0.167, 0.198, 0.209 \text{ mm}$, 对应的极化周期分别为 $15.06, 15.01, 14.97, 14.96 \mu\text{m}$ 。如图 5(b) 所示, 极化周期 $15.06 \mu\text{m}$ 对应第 1 阶差频的相位失配 Δk_1 等于 0, 极化周期变化到 $15.01, 14.97, 14.96 \mu\text{m}$ 分别满足 $\Delta k_{58} = 0, \Delta k_{118} = 0, \Delta k_{138} = 0$, 持续驱使级联差频向更高阶差频进行。每段 APPLN 晶体中太赫兹波强度及级联光的演化情况如图 5(a) 所示, 可以看出, 大部分级联光子被转移到了 Stokes 区域, 太赫兹波强度在每段 APPLN 晶体中持续增大, 太赫兹波最大强度为 $5.8215 \text{ MW}/\text{cm}^2$, 能量转换效率为 2.91% 。相对于图 4(e) 中级联光扩散到 61 THz, 图 5(c) 中级联光仅扩散到 190 THz。相对于平板波导, APPLN 晶体中产生的太赫兹波强度较低并且级联光扩散范围较小。其原因在于在极化声子共振区晶体对太赫兹波的吸收系数巨大,

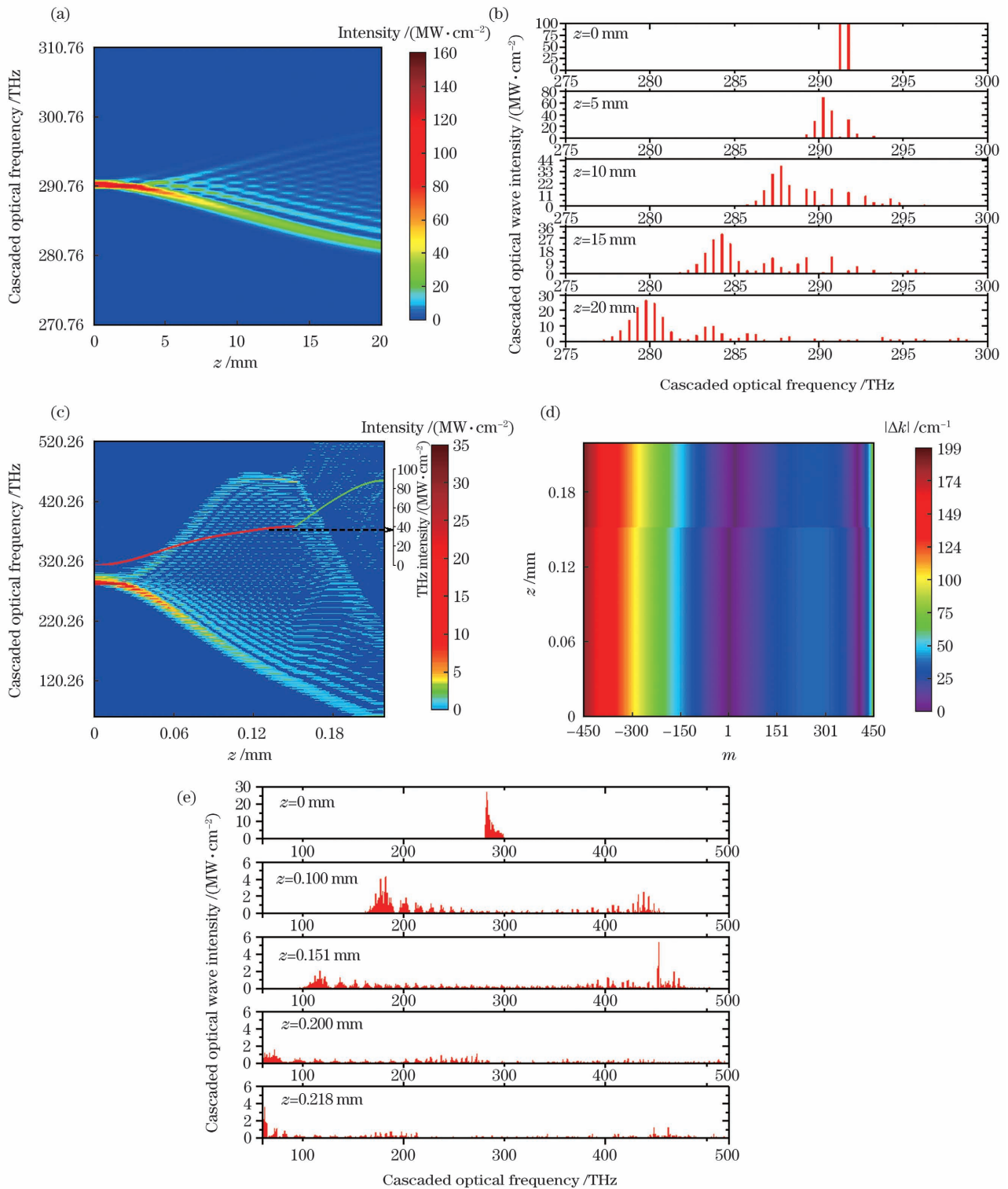


图 4 级联差频产生的太赫兹波和级联光谱。(a)PPLN 晶体中级联光谱的演化情况, $\omega_{T1}=0.5$ THz; (b)PPLN 晶体中级联光的分布, $\omega_{T1}=0.5$ THz; (c)太赫兹波强度及级联光谱随平板波导长度的演化情况, $\omega_{T2}=5$ THz; (d)平板波导中各阶差频的相位失配分布, $\omega_{T2}=5$ THz; (e)平板波导中级联光的分布, $\omega_{T2}=5$ THz

Fig. 4 Terahertz wave and cascaded optical spectra generated by cascaded difference frequency. (a) Cascaded optical spectra evolution in PPLN crystal, $\omega_{T1}=0.5$ THz; (b) cascaded optical waves distribution in PPLN crystal, $\omega_{T1}=0.5$ THz; (c) terahertz wave intensities and cascaded optical spectra versus slab waveguides length, $\omega_{T2}=5$ THz; (d) phase mismatch distributions for each order of different frequency in slab waveguides, $\omega_{T2}=5$ THz; (e) cascaded optical waves distributions in slab waveguides, $\omega_{T2}=5$ THz

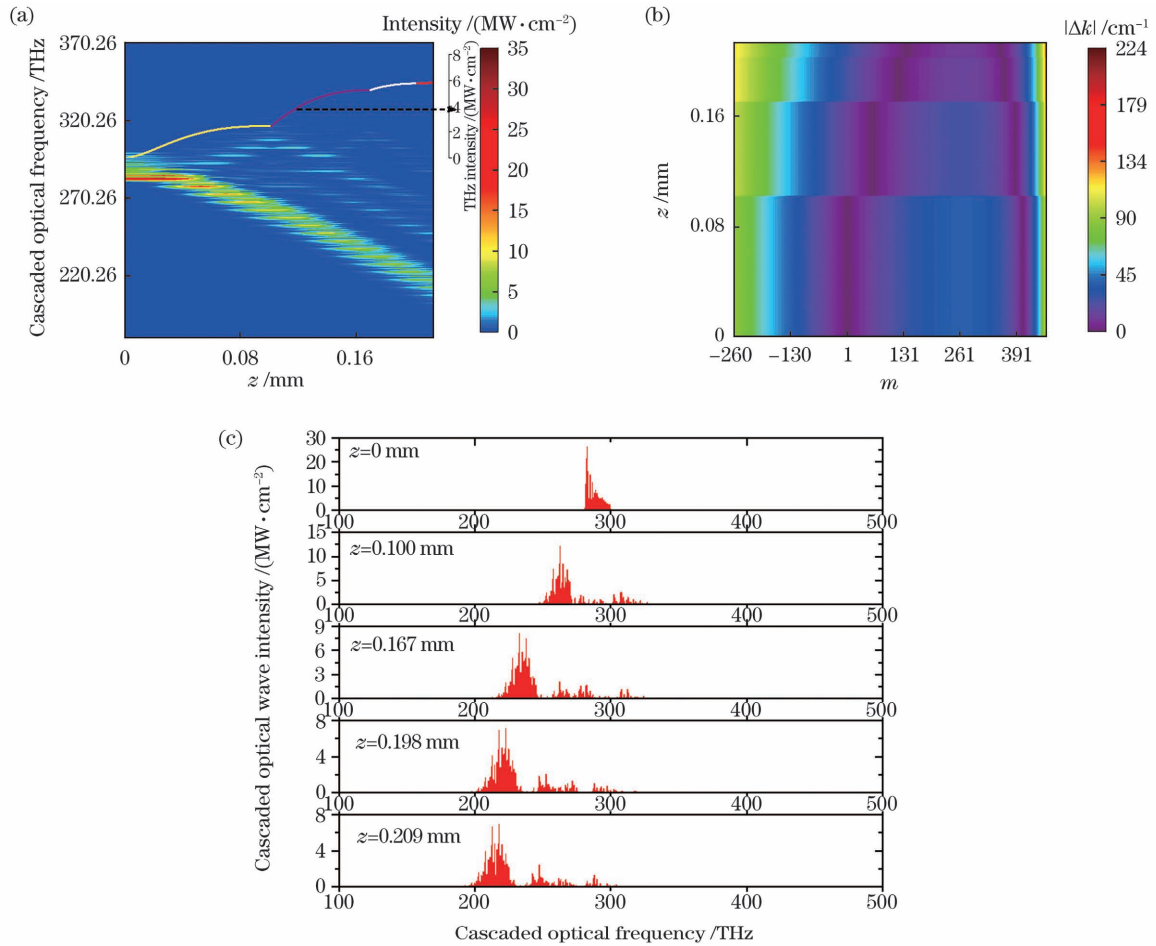


图 5 APPLN 晶体中级联差频产生的太赫兹波和级联光, $\omega_{T_2} = 5$ THz。(a) 太赫兹波强度及级联光谱随 APPLN 晶体长度演化的情况; (b) 4 段 APPLN 晶体中各阶差频的相位失配分布; (c) 级联光分布

Fig. 5 Terahertz wave and cascaded optical spectra generated by cascaded difference frequency in APPLN crystal, $\omega_{T_2} = 5$ THz. (a) Terahertz wave intensities and cascaded optical spectra versus crystal length; (b) phase mismatch distributions of cascaded difference frequency generation in APPLN crystal; (c) cascaded optical waves distributions in APPLN crystal

太赫兹波被 APPLN 晶体强烈吸收, 从而又进一步限制了级联差频向更高阶差频转移。

4 讨 论

相对于传统的利用两束差频光 ω_0 和 ω_1 直接差频产生太赫兹波, 利用频率范围为 277.26 ~ 298.76 THz 的多束级联光可以同时激发多个级联差频同时产生太赫兹波。由于每束级联光都会被有效利用, 而且改变波导尺寸可以同时调节每阶级联差频, 从而增强整体级联差频的效率, 所以太赫兹波强度被有效增大。

本文提出的方法不仅可以产生频率为 5 THz 的太赫兹波, 还可以产生其他频率的高频太赫兹波。改变两束差频光 ω_0 和 ω_1 的频率差, 使 ω_{T_1} 小于或大于 0.5 THz, 可以得到 ω_{T_2} 小于或大于

5 THz 的太赫兹波。相对于 5 THz 太赫兹波, 频率小于 5 THz 的太赫兹波在平板波导中心层 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 和包层 $\alpha\text{-SiO}_2$ 的吸收系数都更小, 所以其在平板波导中的有效吸收系数会更小。同时, 产生频率小于 5 THz 太赫兹波的级联差频的各阶相位失配更小, 所以在相同的泵浦功率下产生频率小于 5 THz 太赫兹波的功率会更高; 而产生频率大于 5 THz 的太赫兹波情况与之相反, 因此在相同的泵浦功率下产生频率大于 5 THz 太赫兹波的功率会更低。

本文提出的方案只需要两束差频光源、一块 APPLN 晶体和一块平板波导。两束差频光可以通过两台中心波长为 1030 nm 的 Yb:YAG 激光器实现, 也可以通过 532 nm 绿光激光器泵浦磷酸钛氧钾-光学参量振荡器 (KTP-OPO) 在近简并点附近实

现^[30]。APPLN 晶体^[31]和平板波导^[32]制造工艺成熟,已被广泛应用于中红外和太赫兹波的产生。

5 结 论

本文提出了一种在晶体极化声子共振区利用级联差频在 MgO:LiNbO₃ 平板波导中产生高频太赫兹波的方法。利用 MgO:LiNbO₃ 波导将频率为 5 THz 的太赫兹波的吸收系数从 530.3999 cm⁻¹ 降低到约 25 cm⁻¹,同时借助 MgO:LiNbO₃ 晶体极化声子共振区巨大的非线性光学系数(8652.68 pm/V),通过两束强度均为 100 MW/cm² 的差频光,在室温下得到了频率为 5 THz 的高频太赫兹波,太赫兹波的强度为 88.2396 MW/cm²,能量转换效率为 44.12%。本文提出的方法为产生脉冲、准连续高频高功率太赫兹波提供了可行方案。

参 考 文 献

- [1] Cocker T L, Jelic V, Gupta M, et al. An ultrafast terahertz scanning tunnelling microscope[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(8): 620-625.
- [2] Peretti R, Mitryukovskiy S, Froberger K, et al. THz-TDS time-trace analysis for the extraction of material and metamaterial parameters [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2019, 9(2): 136-149.
- [3] 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.
- [4] Kärtner F X, Ahr F, Calendron A L, et al. AXSIS: exploring the frontiers in attosecond X-ray science, imaging and spectroscopy [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2016, 829: 24-29.
- [5] Federici J F, Schulkin B, Huang F, et al. THz imaging and sensing for security applications: explosives, weapons and drugs [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2005, 20(7): S266-S280.
- [6] Ferguson B, Zhang X C, Zhang X C. Materials for terahertz science and technology [J]. *Nature Materials*, 2002, 1(1): 26-33.
- [7] Fu Z L, Li R Z, Li H Y, et al. Progress in biomedical imaging based on terahertz quantum cascade lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(2): 0207014.
符张龙, 李锐志, 李弘义, 等. 基于太赫兹量子级联激光器的生物医学成像研究进展 [J]. *中国激光*, 2020, 47(2): 0207014.
- [8] Feng H, Bu W H, Wang W J, et al. Passive terahertz imaging system for fast scanning of human body by a single detector [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(7): 0711002.
冯辉, 卜伟华, 王文静, 等. 单探测器快速扫描被动太赫兹人体成像系统 [J]. *光学学报*, 2020, 40(7): 0711002.
- [9] 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.
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.
- [10] Kim M, Pallecchi 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.
- [11] 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.
- [12] Tekbilyk K, Ekti A R, Kurt G K, et al. Terahertz band communication systems: challenges, novelties and standardization efforts [J]. *Physical Communication*, 2019, 35: 100700.
- [13] Grange T, Stark D, Scalari G, et al. Room temperature operation of n-type Ge/SiGe terahertz quantum cascade lasers predicted by non-equilibrium Green's functions [J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(11): 111102.
- [14] Ponnampalam L, Fice M J, Pozzi F, et al. Monolithically integrated photonic heterodyne system [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2011, 29(15): 2229-2234.
- [15] Kawase K, Shikata J I, Ito H. Terahertz wave parametric source [J]. *Journal of Physics D*, 2002, 35(3): R1-R14.
- [16] Taniuchi T, Okada S, Nakanishi H. Widely tunable terahertz-wave generation in an organic crystal and its spectroscopic application [J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, 95(11): 5984-5988.
- [17] Kampfrath T, Battiato M, Maldonado P, et al. Terahertz spin current pulses controlled by magnetic heterostructures [J]. *Nature Nanotechnology*, 2013, 8(4): 256-260.
- [18] Seifert T, Jaiswal S, Martens U, et al. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(7): 483-488.
- [19] Tong M Y, Hu Y Z, Wang Z Y, et al. Enhanced

- terahertz radiation by efficient spin-to-charge conversion in rashba-mediated Dirac surface states [J]. *Nano Letters*, 2021, 21(1): 60-67.
- [20] Tong M Y, Hu Y Z, Wang Z Y, et al. Helicity-dependent THz emission induced by ultrafast spin photocurrent in nodal-line semimetal candidate Mg_3Bi_2 [J]. *Opto-Electronic Advances*, 2020, 3(12): 20002301-20002315.
- [21] Maestrini A, Thomas B, Wang H, et al. Schottky diode-based terahertz frequency multipliers and mixers[J]. *Comptes Rendus Physique*, 2010, 11(7/8): 480-495.
- [22] Saito K, Tanabe T, Oyama Y. Elliptically polarized THz-wave generation from GaP-THz planar waveguide via collinear phase-matched difference frequency mixing [J]. *Optics Express*, 2012, 20(23): 26082-26088.
- [23] 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.
- [24] 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.
- [25] Pálfalvi L, Hebling J, Kuhl J, et al. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO_3 in the THz range[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 97(12): 123505.
- [26] Sussman S S. Tunable light scattering from transverse optical modes in lithium niobate [D]: California: Standford University, 1970.
- [27] Davies C L, Patel J B, Xia C Q, et al. Temperature-dependent refractive index of quartz at terahertz frequencies[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2018, 39(12): 1236-1248.
- [28] Saito K, Tanabe T, Oyama Y. Design of a GaP/Si composite waveguide for CW terahertz wave generation via difference frequency mixing [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(17): 3587-3592.
- [29] 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.
- [30] Zhong K, Yao J Q, Xu D G, et al. Enhancement of terahertz wave difference frequency generation based on a compact walk-off compensated KTP OPO [J]. *Optics Communications*, 2010, 283(18): 3520-3524.
- [31] L'huillier J A, Torosyan G, Theuer M, et al. Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate: experiments [J]. *Applied Physics B*, 2007, 86(2): 197-208.
- [32] Avetisyan Y, Sasaki Y, Ito H. Analysis of THz-wave surface-emitted difference frequency generation in periodically poled lithium niobate waveguide [J]. *Applied Physics B*, 2001, 73(5/6): 511-514.

High-Frequency Terahertz Wave Generation with Cascaded Difference Frequency Generation at Polariton Resonance

Li Zhongyang¹, Yan Qianze¹, Zhang Gege¹, Zhao Jia¹, Jiao binzhe¹, Sun Xiangqian¹, Bing Pibin¹, Yuan Sheng¹, Yao Jianquan²

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

² College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Institute of Laser and Opto-Electronics, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract

Objective Terahertz technologies have attracted significant attention in various fields, such as imaging, spectral analysis, security inspections, biomedicine and communications. Wireless transmission at several hundred Gb/s rates can be realised with high-frequency terahertz waves (>5 THz), especially in the field of high-speed wireless communications. For such wireless communications, a high-power, high-efficiency, inexpensive and compact source of high-frequency terahertz waves is required. Electronic methods (e. g. travelling wave tube, backward wave oscillator and nanoklystron) and optical methods (e. g. photoconductive antenna, optical rectification, terahertz wave parametric oscillator, difference frequency generation and quantum cascade laser) cannot efficiently generate

high-frequency terahertz waves. In this study, we present a novel scheme for generating high-frequency terahertz waves in MgO:LiNbO₃ slab waveguides with optimised cascaded difference frequency generation at polariton resonance. Such a terahertz source exhibits excellent advantages, such as high-efficiency, high-power, compactness and room temperature operation. We believe that the proposed novel scheme can boost terahertz wave applications in high-speed wireless communications.

Methods Two infrared pump waves ω_0 of 291.76 THz and ω_1 of 291.26 THz interact in a PPLN crystal, generating a terahertz wave ω_{T1} of 0.5 THz and a series of cascaded optical waves by cascaded difference frequency generation. Then, the generated cascaded optical waves with frequency interval ω_{T1} further interact in an MgO:LiNbO₃ slab waveguide, generating a high-frequency terahertz wave ω_{T2} of 5 THz through the optimised cascaded difference frequency generation. The phase mismatches optimised by changing the dimensions of the MgO:LiNbO₃ slab waveguide in cascaded Stokes processes is equal to zero one by one from the first-order Stokes process to high-order Stokes processes. The phase mismatches in cascaded anti-Stokes processes are enlarged simultaneously; thereby, enhancing cascaded Stokes processes and suppressing cascaded anti-Stokes processes. The MgO:LiNbO₃ slab waveguide is designed for fundamental TE-mode terahertz wave ω_{T2} of 5 THz. The large absorption coefficients of terahertz wave at polariton resonance are reduced by the MgO:LiNbO₃ slab waveguide. With the gigantic nonlinear optical coefficients at polariton resonance of MgO:LiNbO₃ and the reduced terahertz wave absorption coefficients by the MgO:LiNbO₃ slab waveguide, high-frequency terahertz waves are efficiently produced.

Results and Discussions The MgO:LiNbO₃ slab waveguide consisting of waveguides I and II is designed for the TE fundamental mode of terahertz wave. The dimensions of waveguide I are $d_1 = 42.61 \mu\text{m}$, $r_1 = 2.5 \mu\text{m}$ and $L_1 = 151 \mu\text{m}$, and the dimensions of waveguide II are $d_2 = 41.83 \mu\text{m}$, $r_2 = 2.5 \mu\text{m}$ and $L_2 = 67 \mu\text{m}$ (Fig. 2). The TE fundamental mode of terahertz wave is mainly distributed in the core of the MgO:LiNbO₃ slab waveguide, which reduces the large terahertz wave absorption coefficients of 5 THz at polariton resonance from 530.3999 to 25.6232 cm⁻¹ in waveguide I and 24.471 cm⁻¹ in waveguide II (Fig. 3). With the gigantic nonlinear optical coefficients of 8652.68 pm/V at 5 THz and the reduced terahertz wave absorption coefficients, a high-frequency terahertz wave of 5 THz with 88.2396 MW/cm² is generated at room temperature by two near-infrared lasers whose intensities are 100 MW/cm², corresponding to an energy conversion efficiency of 44.12% [Fig. 4(c)]. Most photons are continuously converted from pump waves to high-order Stokes waves one order by one order [Fig. 4(e)]. Compared with the MgO:LiNbO₃ slab waveguide for high-frequency terahertz wave generation, APPLN crystal with a high terahertz wave absorption coefficient only produces terahertz wave intensity of 5.8215 MW/cm², corresponding to an energy conversion efficiency of 2.91% (Fig. 5). The high-energy conversion efficiency of the MgO:LiNbO₃ slab waveguide is attributed to the reduced terahertz wave absorption coefficients. The proposed scheme can generate 5 THz and other frequencies terahertz waves.

Conclusions In this study, we proposed a scheme for generating high-frequency terahertz waves in MgO:LiNbO₃ slab waveguides using optimised cascaded difference frequency generation at polariton resonance. Unlike previous methods for generating high-frequency terahertz waves with difference frequency generation by two near-infrared lasers, we employ our proposed scheme to generate high-frequency terahertz waves by the simultaneous interaction of a series of cascaded optical waves. With hundreds of cascaded Stokes processes, where the phase mismatches are optimised by adjusting the dimensions of the slab waveguide, high-frequency terahertz waves are efficiently generated. Moreover, terahertz wave intensities are further enhanced with the gigantic nonlinear optical coefficients at polariton resonance of MgO:LiNbO₃ crystal and the reduced terahertz wave absorption coefficients by the slab waveguide. The energy conversion efficiency from pump wave to terahertz wave exceeds 40% using this method at room temperature. This study presents a novel scheme for generating high-power high-frequency terahertz waves, which can promote the applications of high-frequency terahertz waves.

Key words nonlinear optics; terahertz wave; cascaded difference frequency generation; polariton resonance; slab waveguide