

## 级联参量振荡产生太赫兹辐射的理论研究\*

李忠洋<sup>1)†</sup> 邢丕彬<sup>1)</sup> 徐德刚<sup>2)</sup> 曹小龙<sup>2)</sup> 姚建铨<sup>2)</sup>

1) (华北水利水电学院电力学院, 郑州 450011)

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)

(2012年10月7日收到; 2012年11月6日收到修改稿)

针对光学参量振荡产生太赫兹波转换效率低的缺点, 提出了级联参量振荡产生太赫兹波的新机理以提高转换效率. 以周期极化铌酸锂晶体为例, 对级联参量振荡产生太赫兹波的原理和过程进行了理论研究. 分析了抽运光波长、周期极化铌酸锂晶体极化周期和工作温度对产生一阶、二阶闲频光频率的影响. 推导了三波共线相互作用条件下太赫兹波的增益特性和吸收特性. 计算结果表明, 通过级联参量振荡可以有效提高太赫兹波的转换效率, 并可以得到宽调谐的太赫兹波输出. 基于分析结果, 设计了周期极化铌酸锂晶体级联参量振荡产生高效率、宽调谐、窄线宽、连续太赫兹波实验.

关键词: 太赫兹波, 太赫兹波参量振荡, 级联参量振荡

PACS: 42.65.Yj, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.62.084212

## 1 引言

太赫兹 (THz) 波是指频率在 0.1—10 THz 的电磁波, 其波段介于毫米波和红外波之间. THz 波在与物质相互作用时包含了丰富的物理和化学信息, 因此 THz 波在物理、化学、光谱学、生命科学和天文学等基础研究领域, 以及医学成像、材料检测、环境监测、射电天文、卫星通信和军用雷达等应用研究领域均具有重大的科学研究价值和广阔的应用前景<sup>[1-8]</sup>. 基于 THz 波参量振荡器 (TPO) 产生的 THz 波辐射源具有可调谐、相干、线宽窄、结构紧凑、室温运转等优点, 近十年来得到了国内外广泛的重视<sup>[9-16]</sup>. 但从 TPO 的基本原理以及已报道的实验结果可以看出, 由近红外的抽运光 (约为 1  $\mu\text{m}$ ) 抽运掺氧化镁铌酸锂 ( $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ ) 晶体产生 THz 辐射, 能量转换效率低于 0.01%<sup>[17-19]</sup>. 提高 THz 波转换效率是 THz 辐射得以应用的关键.

光学参量效应产生 THz 波辐射的原理是: 功率足够强的抽运光与晶体中同时具有红外活性和拉曼活性的晶格振动模耦合, 激发出 Stokes 光子和电

磁耦子, 在电磁耦子色散曲线上小波矢处的受激电磁耦子散射就是 THz 波辐射. 从 THz 波参量效应基本原理可以看出, 提高 THz 波能量转换效率主要有以下几种方法: 1) 提高抽运光强度; 2) 使用波长更长的抽运光; 3) 降低增益介质对 THz 波的吸收. 但这几种方法也各有不足: 抽运光强度过高很容易损伤晶体, 所以不能无限制地增加抽运光功率; 中红外 (3—10  $\mu\text{m}$ ) 抽运光虽然能增大 THz 波能量转换效率, 但是中红外抽运光功率密度难以达到 TPO 阈值; 由于  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  晶体对 THz 波的吸收系数很大, 1.5 THz 处 THz 波吸收系数高达 45  $\text{cm}^{-1}$ , THz 波在  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  晶体中传输 0.5 mm 能量损失 91%<sup>[17]</sup>. 为了从实质上提高 TPO 产生 THz 波的转换效率, 本文将探索一种新的 THz 波参量机理——THz 波级联参量效应.

## 2 THz 波级联参量效应原理

级联参量振荡的原理是: 抽运光在周期极化铌酸锂 (PPLN) 晶体中参量振荡产生一阶信号光和一阶闲频光, 此一阶信号光经过谐振腔放大再次抽运

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61201101, 61172010) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lzy8376@yahoo.com.cn

PPLN 晶体产生二阶信号光和二阶闲频光, 此二阶闲频光的频率处在 THz 波段. 由于一阶和二阶信号光波长相近, 通过合理设计谐振腔参数, 可以同时满足二者振荡放大. 经过放大的二阶信号光又一次抽运 PPLN 晶体产生三阶信号光和三阶闲频光, 此三阶闲频光的频率也处在 THz 波段. 同理, 三阶信号光可以产生更高阶的 THz 辐射. 若此过程一直延续下去, 一个抽运光子可以产生多个 THz 光子, 突破 Manley-Rowe 条件的限制, 从而大大提高 THz 波的量子转换效率.

级联参量效应原理如图 1 所示. 抽运光  $\lambda_p$  在 PPLN 晶体中满足前向参量过程, 产生一阶信号光和一阶闲频光, 如图 1(a) 所示. 此过程满足能量守恒条件和动量守恒条件:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_{s1}} + \frac{1}{\lambda_{i1}}, \quad (1)$$

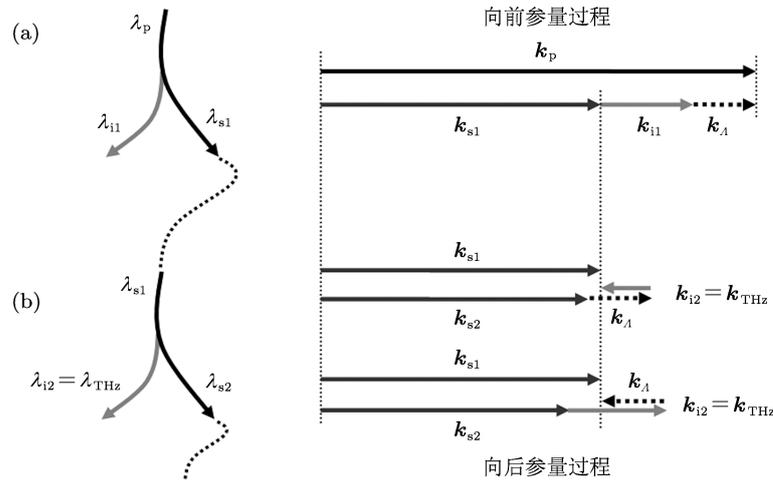


图 1 级联参量效应示意图

### 3 PPLN 晶体级联参量振荡产生频率调谐 THz 波的理论分析

#### 3.1 一阶参量效应

基于光学参量振荡器产生 THz 辐射的优点之一就是可以通过改变相位匹配条件得到频率连续调谐输出的 THz 波. 由 (1) 和 (2) 式可知, 改变抽运波长, 以及改变 PPLN 晶体极化周期、工作温度等参数可以改变相位匹配条件, 进而可以得到频率调谐输出的一阶信号光. 图 2 表示室温下一阶信号光和一阶闲频光的波长与抽运波长之间的变化关系, 假设极化周期  $\Lambda = 30 \mu\text{m}$ . 室温下 MgO: LiNbO<sub>3</sub> 晶

$$k_p = k_{s1} + k_{i1} + k_\Lambda. \quad (2)$$

谐振腔中振荡放大的一阶信号光抽运 PPLN 晶体产生二阶信号光和二阶闲频光, 此二阶闲频光的频率在 THz 波段. 此过程可以同时满足两种相位匹配方式, 前向参量过程满足相位匹配条件:

$$k_{s1} = k_{s2} + k_{i2} - k_\Lambda, \quad (3)$$

后向参量过程满足相位匹配条件:

$$k_{s1} = k_{s2} - k_{i2} + k_\Lambda. \quad (4)$$

谐振腔中振荡放大的二阶信号光再一次抽运 PPLN 晶体, 可以产生三阶信号光和三阶闲频光, 此三阶闲频光频率也在 THz 波段. 若此过程可以一直持续下去, 从而一个抽运光子会产生多个 THz 波光子.

体在红外波段和 THz 波段的折射率参考已报道的数据 [20,21]. 抽运波长  $\lambda_p$  从 1—1.96  $\mu\text{m}$  连续地调谐, 可以得到一阶信号光的波长范围为 1.5—3.85  $\mu\text{m}$ , 一阶闲频光波长范围为 2.12—4.73  $\mu\text{m}$ . 在一阶参量振荡过程中, 不但得到了频率调谐的一阶信号光, 而且得到了宽调谐的一阶闲频光, 即中红外辐射. 频率调谐的一阶信号光可以得到频率调谐输出的 THz 波辐射.

图 3 表示室温下一阶信号光和一阶闲频光的波长与 PPLN 晶体极化周期之间的关系, 假设  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ . 极化周期  $\Lambda$  从 20—32.6  $\mu\text{m}$  连续地调谐, 可以得到一阶信号光的波长范围为 1.26—2.13  $\mu\text{m}$ , 一阶闲频光波长范围为 2.13—6.78  $\mu\text{m}$ . 一阶信号光和一阶闲频光的波长对 PPLN 晶体极化

周期的变化比较敏感,所以可以通过改变极化周期来得到调谐输出的一阶信号光和一阶闲频光.

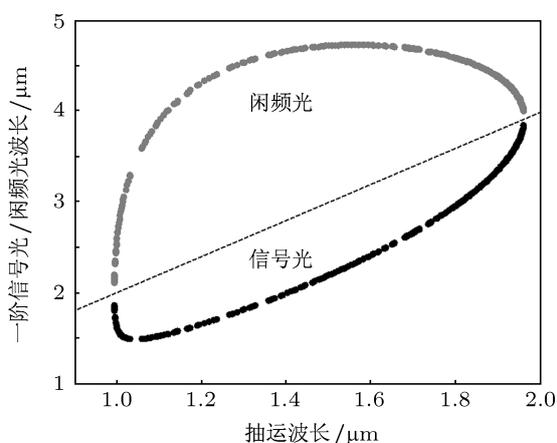


图2 室温下一阶信号光和一阶闲频光的波长与抽运波长之间的关系,  $\Lambda = 30 \mu\text{m}$

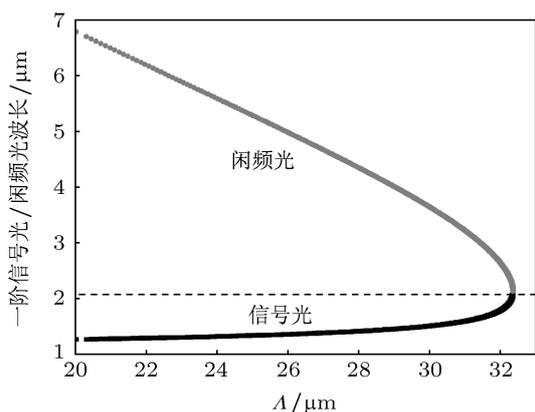


图3 室温下一阶信号光和一阶闲频光的波长与 PPLN 晶体极化周期  $\Lambda$  之间的关系,  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$

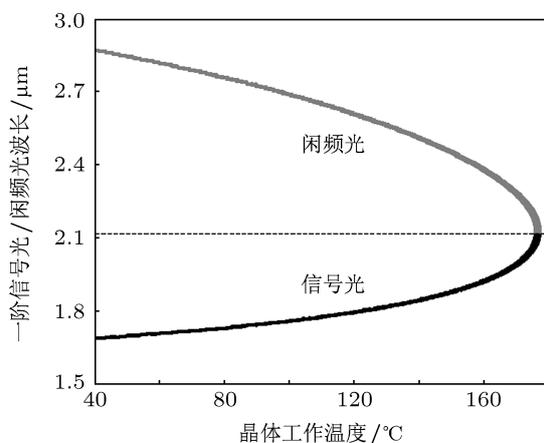


图4 一阶信号光和一阶闲频光的波长与 PPLN 晶体工作温度之间的关系,  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ ,  $\Lambda = 31.6 \mu\text{m}$

改变 PPLN 晶体的工作温度可以改变抽运光、

各阶信号光和各阶闲频光的折射率,从而改变相位匹配条件以得到频率调谐输出的光辐射.图4表示一阶信号光和一阶闲频光的波长与 PPLN 晶体工作温度之间的关系,  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ ,  $\Lambda = 31.6 \mu\text{m}$ .晶体温度范围为  $40\text{--}177.3 \text{ }^\circ\text{C}$ ,得到一阶信号光的波长为  $1.69\text{--}2.13 \mu\text{m}$ ,对应一阶闲频光波长为  $2.13\text{--}2.87 \mu\text{m}$ .

### 3.2 二阶参量效应

由(3)和(4)式可知,改变一阶信号光波长,以及改变 PPLN 晶体极化周期、工作温度等参数可以改变相位匹配条件,进而可以得到频率调谐输出的二阶闲频光,也就是 THz 辐射.图5表示室温下当 PPLN 晶体极化周期  $\Lambda = 20 \mu\text{m}$  时 THz 波频率与一阶信号光波长之间的关系.当一阶信号光波长范围在  $1\text{--}2 \mu\text{m}$  变化时,后向级联参量效应得到的 THz 波频率范围在  $2.056\text{--}2.067 \text{ THz}$ ,前向级联参量效应得到的 THz 波频率范围在  $4.268\text{--}4.478 \text{ THz}$ . THz 波的频率调谐幅度很小,所以在 PPLN 极化周期固定不变的情况下,通过改变一阶信号光的波长并不能得到宽调谐输出的 THz 波.

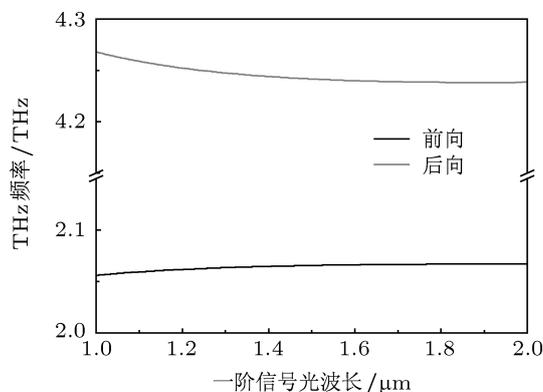


图5 室温下 THz 波频率与一阶信号光波长之间的关系,  $\Lambda = 20 \mu\text{m}$

图6表示室温下 THz 波频率与 PPLN 晶体极化周期  $\Lambda$  之间的关系,  $\lambda_{s1} = 1.55 \mu\text{m}$ .极化周期变化范围为  $10\text{--}80 \mu\text{m}$ ,得到后向参量过程产生的 THz 波频率范围为  $0.52\text{--}3.80 \text{ THz}$ ,前向参量过程产生的 THz 波频率范围为  $1.30\text{--}6.17 \text{ THz}$ .在一阶信号光波长固定时,THz 波频率对 PPLN 晶体极化周期变化较敏感,通过二阶前向和后向参量过程,可以得到范围在  $0.52\text{--}6.17 \text{ THz}$  的宽调谐 THz 波输出.

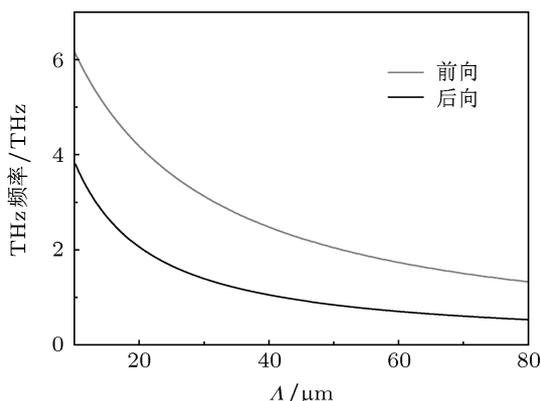


图6 室温下 THz 波频率与 PPLN 晶体极化周期  $\Lambda$  之间的关系,  $\lambda_{s1} = 1.55 \mu\text{m}$

图7表示 THz 波频率与 PPLN 晶体工作温度之间的关系,  $\lambda_{s1} = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 30 \mu\text{m}$ . 晶体温度范围为 40—170 °C, 得到后向参量过程产生的 THz 波频率范围为 1.344—1.385 THz, 前向参量过程产生的 THz 波频率范围为 3.016—3.112 THz. THz 波在 PPLN 晶体中的折射率随温度的变化情况参考已报道数据 [22]. 改变工作温度对 THz 波频率调谐影响很微小. 但值得注意的是, 在 PPLN 晶体中受激散射产生 THz 波的过程中, 温度的改变会影响晶格振动线宽. 温度降低会导致晶格振动线宽变窄 [23], THz 波的增益系数变大. 而且随着振动线宽的变窄, PPLN 晶体对 THz 波的吸收系数变小, 所以 PPLN 晶体应工作在较低温度下以得到高功率的 THz 波辐射.

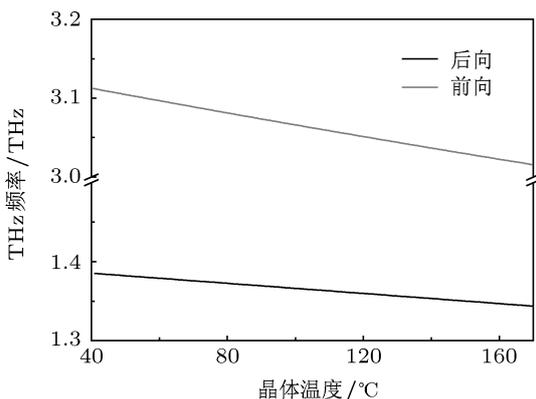


图7 THz 波频率与 PPLN 晶体温度之间的关系,  $\lambda_{s1} = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 30 \mu\text{m}$

#### 4 PPLN 晶体级联参量振荡产生 THz 波的增益分析

PPLN 晶体中利用准相位匹配技术可以有效地增大抽运光、信号光、闲频光之间的相互作用, 从而提高 THz 波的转换效率. 根据已报道文献推导出

的非共线相位匹配条件下 THz 波在 MgO: LiNbO<sub>3</sub> 晶体中的增益和吸收表达式 [24], 推导了二阶参量振荡过程中, 三波共线振荡产生 THz 波的增益和吸收表达式:

$$g_T = \frac{\alpha_T}{2} \left\{ \left[ 1 + 16 \left( \frac{g_0}{\alpha_T} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}, \quad (5)$$

$$g_0^2 = \frac{\omega_{s2} \omega_T}{128 \pi^2 \epsilon_0 c^3 n_{s1} n_{s2} n_T} I_{s1} \times \left( d'_E + \sum_j \frac{S_j \omega_{0j}^2 d'_{Qj}}{\omega_{0j}^2 - \omega_T^2} \right)^2, \quad (6)$$

$$\alpha_T = 2 \frac{\omega_T}{c} \text{Im} \left( \epsilon_\infty + \sum_j \frac{S_j \omega_{0j}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega_T^2 - i \omega_T \Gamma_j} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

其中  $g_0$  为低损耗极限情况下的参量增益,  $\alpha_T$  为 THz 波在频率  $\omega_T$  处的吸收系数,  $n_{s1}$ ,  $n_{s2}$ ,  $n_T$  分别为二阶参量过程中一阶信号光、二阶信号光和 THz 波的折射率,  $I_{s1}$  为一阶信号光抽运功率密度,  $d'_E = 16 \pi d_{33}$  与二阶非线性参量过程有关,

$$d'_Q = \left[ \frac{4 \pi c^4 n_{s1} (S_{ijk}^m / (L d \Omega))}{S_j \hbar \omega_{0j} \omega_{s2}^4 n_{s2} (\bar{n}_T + 1)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

与三阶拉曼散射过程有关, 其中  $\bar{n}_T = 1 / (e^{\hbar \omega_T / kT} - 1)$  为玻色 - 爱因斯坦分布函数,  $S_{ijk}^m / (L d \Omega)$  表示晶格振动模自发拉曼散射效率, 可以由速率方程求出. 根据方程 (5)—(7) 计算了二阶参量过程中 THz 波增益系数和吸收系数随着 THz 波频率的变化情况, 如图 8 所示. 从图中可以看出, 随着抽运功率密度的增大, 增益系数也在增大. 当抽运功率密度为 800 MW/cm<sup>2</sup> 时, 增益系数的峰值为 16.4 cm<sup>-1</sup>. 随着抽运功率密度的增大, 增益系数调谐曲线的峰值向高频方向移动. 从图中可以看到, THz 波的吸收系数随着 THz 波频率的增大快速的上升, 在 2 THz 处吸收系数达到 37.6 cm<sup>-1</sup>.

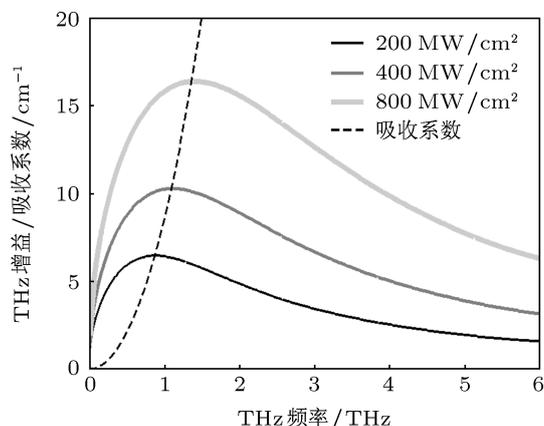


图8 THz 波增益系数和吸收系数与 THz 波频率之间的关系,  $\lambda_{s1} = 1.55 \mu\text{m}$ , 抽运功率密度  $I_{s1}$  分别为 200, 400, 800 MW/cm<sup>2</sup>

## 5 PPLN 晶体级联参量振荡产生 THz 波的实验设计

根据前述分析, PPLN 晶体对 THz 波的吸收系数很大, 所以采用浅表垂直输出方式耦合输出 THz 波, 可以极大减少 PPLN 晶体对 THz 波的吸收, 从而可以有效提高 THz 波输出功率. PPLN 晶体可以满足抽运光、信号光和闲频光三者共线振荡, 有效增大三者间的相互作用体积, 从而提高光学转换效率. 级联参量振荡可以有效重复利用抽运光子, 从而提高 THz 波量子转换效率. 基于以上分析, 设计了 PPLN 晶体级联参量振荡产生 THz 波, 如图 9 所示. 抽运源采用分布反馈掺镱光纤激光器, 功率为 20 mW, 波长为 1064 nm, 线宽小于 100 kHz<sup>[25,26]</sup>, 经过 MOPA 系统放大可以输出 15 W 功率. 抽运光经过非球面镜准直, 经过光学隔离器, 聚焦到 PPLN 晶体中心, 聚焦点尺寸为 100  $\mu\text{m}$ . 谐振腔有两片凹透镜  $M_1, M_2$  和两片平面镜  $M_3, M_4$

组成. 所有腔镜对信号光镀全反膜,  $M_1$  和  $M_2$  对抽运光高透. 抽运光在 PPLN-1 晶体中参量振荡产生一阶信号光和一阶闲频光, 一阶信号光在谐振腔中振荡放大, 在 PPLN-2 晶体中经前向和后向参量过程产生二阶信号光和 THz 辐射. 谐振腔中抛物面镜中心钻一个直径在 1 mm 的小孔, 允许各阶信号光通过, THz 波经抛物面镜反射耦合输出. 由于 THz 波的孔径比各阶信号光大, 所以经过小孔 THz 波能量不会损失很大. THz 波的功率经过斩波器后可以通过 GOLAY CELL 探测器测得. 腔镜  $M_4$  可以换成对各阶信号光 5% 透过率的镜子, 用以测量各阶信号光的频率, 进而可以通过能量守恒原理计算出 THz 波的频率. 改变 PPLN 晶体的温度和极化周期可以得到频率调谐输出的 THz 辐射. 本实验可以实现高效率、宽调谐、窄线宽、小型化、室温运转、连续 THz 辐射源, 满足其在高分辨率光谱学、传感技术、远程通信等领域的应用.

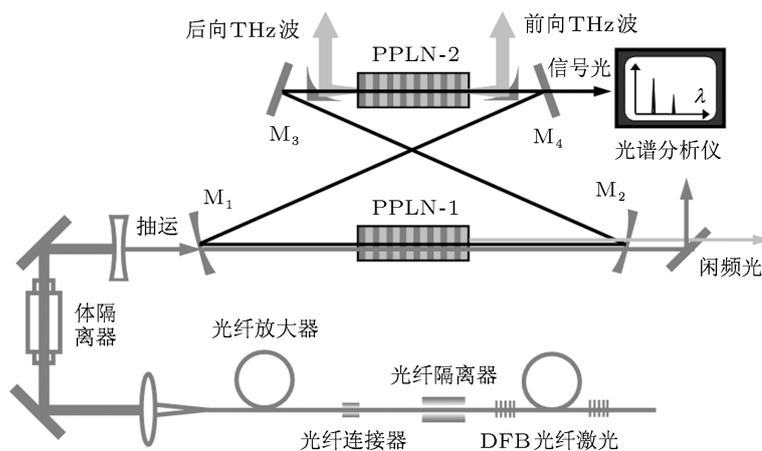


图 9 级联参量振荡实验示意图

## 6 结论

本文提出了级联参量振荡产生 THz 波的新机理. 以 PPLN 晶体为例, 分析了抽运光波长、PPLN 晶体极化周期和工作温度对产生一阶、二阶闲频光频率的影响. 室温下当  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$  时, 极化周期  $\Lambda$  从 20—32.6  $\mu\text{m}$  连续地调谐, 可以得到范围为 2.13—6.78  $\mu\text{m}$  宽调谐中红外辐射. 在一阶信号

光波长  $\lambda_{s1} = 1.55 \mu\text{m}$  时, 极化周期的范围为 10—80  $\mu\text{m}$ , 通过二阶前向和后向参量过程, 可以得到范围在 0.52—6.17 THz 的宽调谐 THz 辐射. 推导了三波共线相互作用情况下 THz 波的增益特性和吸收特性. 基于分析结果, 设计了以单频连续全光纤激光器作为抽运源, 在 PPLN 晶体中级联参量振荡产生高效率、宽调谐、窄线宽、小型化、室温运转、连续 THz 辐射源的实验.

- [1] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nature Mater.* **1** 26  
 [2] Tonouchi M 2007 *Nat. Photon.* **1** 98  
 [3] Alexandrov B S, Gelev V, Bishop A R 2010 *Phys. Lett. A* **374** 1214  
 [4] Tian L, Zhou Q L, Zhao K, Shi Y L, Zhao D M, Zhao S Q, Zhao H, Bao R M, Zhu S M, Miao Q, Zhang C L 2011 *Chin. Phys. B* **20** 010703  
 [5] Wang Y, Minamide H, Tang M 2010 *Opt. Express* **18** 15504  
 [6] Hirata A, Takahashi H, Yamaguchi R J, Kosugi T, Murata K, Nagatsuma T, Kukutsu, Kado Y 2008 *J. Lightwave Technol.* **26** 2338  
 [7] Sanchez A R, Zhang X C 2008 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **14** 260  
 [8] Wu L, Ling F R, Zuo Z G, Liu J S, Yao J Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 017802  
 [9] Li Z Y, Yao J Q, Li J, Bing P B, Xu D G, Wang P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6237 (in Chinese) [李忠洋, 姚建铨, 李俊, 邢丕彬, 徐德刚, 王鹏 2010 物理学报 **59** 6237]  
 [10] Minamide H, Ikari T, Ito H 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 123104  
 [11] Ikari T, Guo R, Minamide H 2010 *J. Eur. Opt. Soc. Rap. Pub.* **5** 10054  
 [12] Li Z Y, Yao J Q, Xu D G 2011 *Chin. Phys. B* **20** 054207  
 [13] Guo R, Akiyama K, Minamide H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 091120  
 [14] Hayashi S, Shibuya T, Sakai H 2009 *Appl. Opt.* **48** 2899  
 [15] Stothard D J M, Edwards T J, Walsh D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 141105  
 [16] Walsh D, Stothard D J M, Edwards T J 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 1196  
 [17] Molter D, Theuer M, Beigang R 2009 *Opt. Express* **17** 6623  
 [18] Walsh D A, Browne P G, Dunn M H 2010 *Opt. Express* **18** 13951  
 [19] Kiesling J, Fuchs F, Buse K 2011 *Opt. Lett.* **36** 4374  
 [20] Barker A S, Jr, Loudon R 1967 *Phys. Rev.* **158** 433  
 [21] Gayer O, Sacks Z, Galun E, Arie A 2008 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **91** 343  
 [22] Sowade R, Breunig I, Tulea C, Buse K 2010 *Appl. Phys. B* **99** 63  
 [23] Johnston W D, Kaminow Jr I P 1968 *Phys. Rev.* **168** 1045  
 [24] Sussman S S 1970 *Stanford Univ. Microwave Lab.* **1851** 22  
 [25] Jeong Y, Nilsson J, Sahu J K, Horley D N, Hickey R 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 546  
 [26] Jeong Y, Boylang A J, Sahu J K 2009 *J. Opt. Soc. Korea* **13** 416

# Theoretical research on terahertz wave generation based on cascaded parametric oscillation\*

Li Zhong-Yang<sup>1)†</sup> Bing Pi-Bin<sup>1)</sup> Xu De-Gang<sup>2)</sup>  
 Cao Xiao-Long<sup>2)</sup> Yao Jian-Quan<sup>2)</sup>

1) (North China University of Water Resources and Electric Power, Zhengzhou 450011, China)

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

(Received 7 October 2012; revised manuscript received 6 November 2012)

## Abstract

A novel mechanism of cascaded parametric oscillation is proposed in this paper to solve the problem of low-efficiency in terahertz (THz) parametric oscillation. The cascaded parametric oscillation is theoretically analyzed based on PPLN crystal as an example. The tuning characteristics of the THz wave, which are affected by the parameters of pump wavelength, poling period of PPLN and operating temperature, are investigated. The characteristics of THz gain and absorption are deduced in the case of collinear interaction of the three mixing waves. The results indicate that the THz conversion efficiency can be greatly enhanced and the widely tunable THz wave can be realized in cascaded parametric oscillation. The experiment on cascaded parametric oscillation generating high-efficiency, wide-tuning, narrow-linewidth, continuous THz wave is designed based on the analysis above.

**Keywords:** terahertz wave, terahertz wave parametric oscillation, cascaded parametric oscillation

**PACS:** 42.65.Yj, 42.60.Da

**DOI:** 10.7498/aps.62.084212

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61201101, 61172010).

† Corresponding author. E-mail: lzy8376@yahoo.com.cn