

# 种子注入强度对周期极化光学参量振荡器 转换效率影响的数值研究

叶涵宇 肖楠 王红岩

国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073

**摘要** 建立了基于掺氧化镁周期极化铌酸锂晶体的脉冲光学参量振荡器模型, 数值研究了种子注入强度对光学参量振荡器信号光转换效率的影响。仿真结果表明, 增加种子光强度可以抑制光学参量振荡器的多纵模运转, 大幅提升信号光内种子光纵模的转换效率。但当有效注入强度达  $\mu\text{W}/\text{mm}^2$  量级时, 由于种子光纵模受到增益饱和和限制, 其转换效率基本不再提升。增益饱和的上限受到逆转换效应影响, 导致了抽运光能量不能得到充分利用。展望了通过优化晶体长度, 采用结构更加简化的光学参量放大器能够避免逆转换效应的发生, 更加充分利用抽运光能量, 有望继续提升单纵模信号光的转换效率。

**关键词** 非线性光学; 光学参量振荡; 种子注入; 转换效率; 逆转换

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.s102017

## Numerical Study on Influence of Seed Injection Intensity on Conversion Efficiency of Periodically Poled Optical Parametric Oscillator

Ye Hanyu Xiao Nan Wang Hongyan

College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China

**Abstract** A pulsed optical parametric oscillator model based on MgO-doped periodically poled lithium niobate crystal is established. The influence of seed intensity on conversion efficiency of the signal in the optical parametric oscillator is numerically investigated. The simulation results show that increasing the seed intensity can restrain multi-longitudinal-mode operation, and promote the conversion efficiency of the seed longitudinal mode remarkably. The conversion efficiency can not be promoted because of gain saturation if the seed intensity reaches the order of  $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ . The upper limit of gain saturation is affected by back-conversion, which leads to insufficient utilization of the pump energy. A prospect is given that back-conversion can be avoided in an optical parametric amplifier with a simpler structure by optimizing the crystal length. The pump energy thus can be utilized more sufficiently and the conversion efficiency of the single longitudinal mode is expected to be improved further.

**Key words** nonlinear optics; optical parametric oscillation; seed injection; conversion efficiency; back-conversion

**OCIS codes** 140.3538; 190.4970; 190.4975

### 1 引言

基于二阶非线性光学效应的光学参量振荡器(OPO)是进行激光频率变换的一种有效手段,它不仅具有结构紧凑、全固态化操作和无需水冷的优点<sup>[1]</sup>,而且相对于普通激光器,具有更宽的调谐范围以及更灵活的波长选择特性。然而由于受到抽运光线宽及相位失配等因素的影响,OPO的增益谱线往往具有一定宽度,从而导致了参量光的线宽展宽。而一些应用领域,如光谱分析、激光雷达等<sup>[2]</sup>,要求光源具有较高的光谱纯

收稿日期: 2015-01-30; 收到修改稿日期: 2015-03-01

作者简介: 叶涵宇(1991—),男,硕士研究生,主要从事固体激光与非线性光学频率变换技术等方面的研究。

E-mail: laoyeren@163.com

导师简介: 王红岩(1979—),男,博士,副研究员,主要从事新型高能激光技术等方面的研究。

E-mail: whynudtch@163.com

度。因此,为了既能保证 OPO 单纵模运转又能提升信号光的转换效率,往往采用种子注入法对其进行优化。自 1969 年首次被证明以来<sup>[3]</sup>,对种子注入 OPO 的实验研究已有了众多报道。在理论方面,1996 年,A. Fix 等<sup>[4]</sup>建立了基于 BBO 晶体的驻波腔脉冲 OPO 模型,详细分析了 OPO 在种子注入情况下的光谱特性,数值模拟和实验结果具有较好的一致性,但关于其转换效率,尤其是逆转换效应,研究尚且不够深入。本文在 Fix 等<sup>[4]</sup>工作的基础之上,以掺氧化镁周期极化铌酸锂晶体(MgO:PPLN)为非线性介质,数值研究种子注入强度对脉冲 OPO 转换效率影响。

## 2 模型建立与数值计算方法

### 2.1 模型建立

Fix 等的思路是 OPO 种子光对应的信号光纵模从有效注入的种子光强度起振,而其他所有信号光和空闲光纵模从量子涨落起振。假设在单频抽运光脉冲进入腔内的时间里,信号光和空闲光从初始强度开始多次振荡被放大,由于不同纵模具有不同相位匹配条件和初始强度,因此具有不同增益结果。图 1 为种子注入 OPO 结构示意图。假设抽运光可视为理想单频光,其波长为 532 nm,高斯脉冲的半峰全宽为 100 ns,峰值功率为 20 kW,抽运光在晶体中的光斑直径为 100 μm。MgO:PPLN 晶体长度为 50 mm,工作温度为 130 °C。环形腔对中心波长为 780 nm 的信号光单谐振,输出耦合镜的透射率为 10%,腔长为 210 mm。并假设通过调节入射光偏振取到晶体最大有效非线性系数。

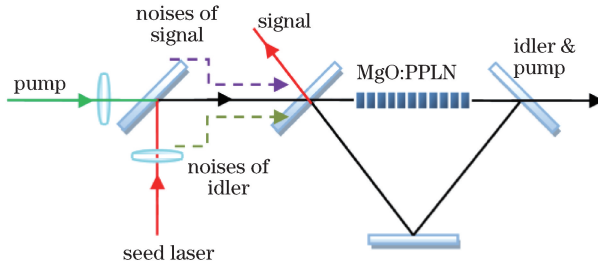


图 1 OPO 模型装置图

Fig. 1 Schematic diagram of OPO model

参看文献[5],可计算晶体中信号光中心波长的折射率约为 2.2034,所以其等效腔长对应的纵模间隔约为 554.82 MHz。再根据共线准相位匹配条件<sup>[6]</sup>:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2, \quad (1)$$

$$k_1 + k_2 - k_3 = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (2)$$

确定晶体极化周期  $\Lambda$ 。式中  $\omega$  表示光频率, $k$  表示光波数,1、2 和 3 的下标分别代表信号光、空闲光和抽运光。

### 2.2 数值计算方法

在忽略晶体微弱吸收时,多纵模的三波混频耦合振幅方程组由下式给出<sup>[4,7]</sup>:

$$\frac{\partial A_{1n}}{\partial z} = -\frac{\omega_{1n} d_{\text{eff}}}{m_{1n} c} A_{2n} A_{3n} \sin\theta_n, \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_{2n}}{\partial z} = -\frac{\omega_{2n} d_{\text{eff}}}{m_{2n} c} A_{1n} A_{3n} \sin\theta_n, \quad (4)$$

$$\frac{\partial A_{3n}}{\partial z} = \frac{\omega_{3n} d_{\text{eff}}}{m_{3n} c} \sum_{v=1}^n A_{1v} A_{2v} \sin\theta_v, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta_n}{\partial z} = \Delta k_n + \frac{d_{\text{eff}}}{c} \sum_{v=1}^n \frac{\omega_{3n} A_{1v} A_{2v}}{n_3 A_{3n}} \cos\theta_v - \left( \frac{\omega_{1v} A_{3n} A_{2v}}{n_{1v} A_{1v}} + \frac{\omega_{2v} A_{1v} A_{3n}}{n_{2v} A_{2v}} \right) \cos\theta_n, \quad (6)$$

式中  $A$  代表三波电场振幅, $d_{\text{eff}}$  具有有效非线性系数, $c$  代表光速, $m$  表示折射率, $n$  代表第  $n$  个纵模,这里取  $n=40$ 。 $\theta = \Delta k z + \varphi_3 - \varphi_1 - \varphi_2$ ,其中  $\varphi_3 - \varphi_1 - \varphi_2$  代表三波的初始相对相位,其大小在参量过程开始后会迅速变为  $-\frac{1}{2}\pi$ <sup>[7]</sup>,因此,可以简化为 81 个微分方程来描述信号光多纵模的单程增益。

考虑到腔对信号光能量有一定的损耗,且抽运光脉冲线型远翼的较弱的强度对 OPO 增益影响小,假设抽运光脉冲的前沿从 1/5 峰值功率处开始产生增益,后沿从 1/5 峰值功率处开始停止产生增益。则一个脉冲周期内,初始位置在晶体前表面的信号光在有源腔内振荡大约 85 次,并得到放大。为了开展计算,还需要确定参量光起振时的量子噪声强度,从经典理论角度看就是某一纵模频率电场强度的随机噪声,而这样的电场噪声服从高斯随机分布,其期望和方差由以下两式给出<sup>[4,8]</sup>:

$$\langle 0 | E(r) | 0 \rangle = 0, \tag{7}$$

$$\langle 0 | [E(r)] | 0 \rangle = \frac{h\nu}{2\epsilon_0 L^3}, \tag{8}$$

式中  $L^3$  表示量子化体积,  $\epsilon_0$  为介电常数,  $h$  为普朗克常量,  $\nu$  为光频率,即某一频率的单光子占有的体积,其大小可根据黑体辐射理论来计算<sup>[9]</sup>。

### 3 仿真结果分析

图 2 表示了抽运光脉冲结束后,腔内信号光的纵模分布情况。图 2(a)~(d) 分别表示了种子光电场强度为  $10^7$ 、 $10^8$ 、 $10^9$ 、 $10^{11}$  倍的量子涨落强度时信号光的纵模分布。

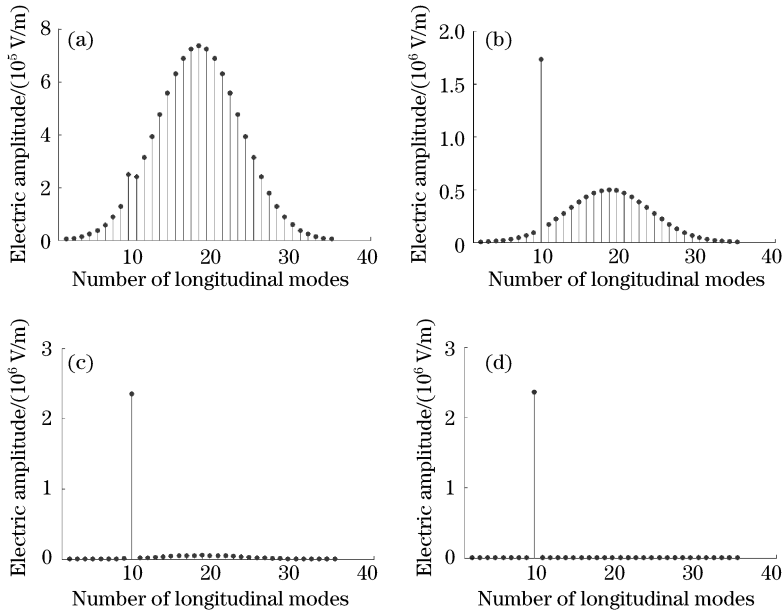


图 2 不同种子强度注入时的信号光纵模分布

Fig. 2 Distribution of longitudinal modes of signal with different seed injection intensities

在参量过程初期,由于种子光纵模具有更大的初始强度,因此其增益更快。而在参量过程后期,由于抽运光消耗严重,种子光纵模将通过纵模竞争效应进一步得到放大,抑制其他纵模的增益。这样,抽运光能量就会主要向种子光纵模转化,大幅提升其转换效率,如图 2(a)~(c) 所示。当注入种子光的有效电场强度达到量子涨落数量级的  $10^{11}$  倍时,种子光纵模已具有明显优势,如果继续提升种子光强度,可以让种子光纵模进一步提高自身的转换效率,但其增益会逐渐趋近于饱和状态。图 3(a) 和 (b) 给出了有效种子光电场强度在  $10^{11}$  倍和  $10^{16}$  倍量子涨落强度时,信号光非种子光纵模的增益结果。在  $10^{11}$  倍注入强度下,非种子光纵模仍有较大增益。而在  $10^{16}$  倍量子涨落强度注入下,大约相当于  $\mu\text{W}/\text{mm}^2$  量级的光强,已经可以认为完全抑制非种子光纵模的增益,能够在增益饱和范围内最大限度提升种子光纵模转换效率。

再来考察在  $10^{16}$  倍量子涨落强度注入下 OPO 抽运光能量的利用效率。抽运光脉冲上不同位置的强度先后进入晶体会产生不同的转换效率,图 4 展示了脉冲上任意 4 个不同位置的抽运光强度在晶体中的变化趋势,4 个位置分别代表脉冲前沿上峰值功率的 25.3%、27.2% 处、峰值功率处和脉冲后沿上峰值功率的 57.5% 处。结果表明,由于种子光初始强度的存在,抽运光脉冲进入 OPO 腔内后会快速被分解,并在脉冲维持周期的大部分时间里都存在明显的逆转换现象,这导致了大量的抽运光能量未能充分转化向种子光纵

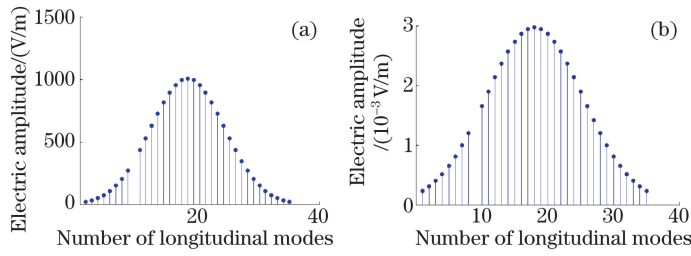


图 3 被抑制的信号光纵模分布

Fig. 3 Distribution of restrained longitudinal modes of signal

模,严重限制了单纵模信号光转换效率的提升。目前,已有实验观测验证了种子注入脉冲 OPO 逆转换过程的存在<sup>[10]</sup>,而逆转换现象对脉冲 OPO 转换效率的负面影响也已得到了相关实验的证实<sup>[11]</sup>。

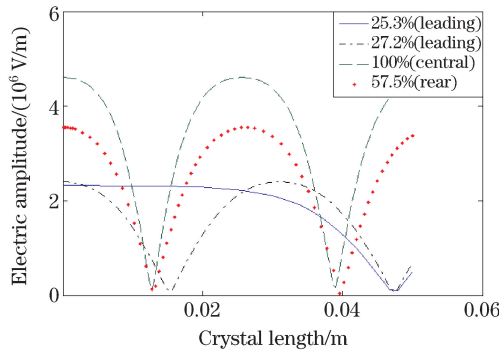


图 4 不同时刻的抽运光强度在晶体中变化趋势

Fig. 4 Variation trends of pump intensities at different time in crystal

以上分析表明,在给定条件下,有效注入的  $\mu\text{W}/\text{mm}^2$  量级种子光强度可以有效锁定信号光频率,在增益饱和范围内大幅提高信号光内种子光纵模的转换效率。但腔内强烈的逆转换效应决定了增益饱和的上限,严重限制了抽运光能量利用率及种子光纵模转换效率的提升。而设想采用更加简化的光学参量放大器 (OPA) 结构,则完全可以通过数值计算确定在单次参量增益过程中,单频抽运光峰值功率恰好分解殆尽时所需的  $\text{MgO}:\text{PPLN}$  晶体长度,并以此作为晶体的最佳长度开展 OPA 工作。当采用单纵模的种子激光作为信号光注入时,抽运光能量只转化向该种子光纵模。这样的结构不仅可以避免逆转换现象的发生,而且能够充分利用抽运光的峰值强度,最大限度提升单纵模信号光的转换效率。近些年,随着分布反馈 (DFB)、分布布拉格反馈 (DBR) 等类型半导体种子激光器的快速发展,已有相关研究单位开展了类似的实验研究<sup>[12-14]</sup>,尤其 Machnev 等<sup>[15]</sup>,通过优化抽运强度及 PPLN 晶体长度,实现了 30% 左右的信号光转换效率,更加证明了基于新型种子光源及周期极化晶体的 OPA 是一种有潜力的高性能参量光源。

## 4 结 论

建立了基于  $\text{MgO}:\text{PPLN}$  晶体的脉冲 OPO 模型,数值模拟了种子注入强度对 OPO 转换效率的影响。结果表明,增加种子光强度可以抑制 OPO 的多纵模运转,大幅提升信号光内种子光纵模的转换效率。但当有效注入强度达  $\mu\text{W}/\text{mm}^2$  量级时,由于种子光纵模受到增益饱和和限制,其转换效率基本不再提升。而此时增益饱和的上限又受到逆转换效应的影响,这导致了种子注入状态下的抽运光能量不能得到充分的利用,种子光纵模的转换效率也难以进一步提升。最后指出了通过优化  $\text{MgO}:\text{PPLN}$  晶体长度,采用结构更加简化的光学参量放大器能够避免逆转换效应的发生,更加充分利用抽运光能量,有望继续提升单纵模信号光的转换效率。

## 参 考 文 献

1 K Devi, S Chaitanya Kumar, M Ebrahim Zadeh. High-power, continuous-wave, single-frequency, all-periodically-poled, near-infrared

- source[J]. *Opt Lett*, 2012,37(24): 5049—5051.
- 2 Zhao Jiaqun. Study on mid-infrared continuous-wave optical parametric oscillator technique based on MgO: PPLN crystal[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2011; 1—6.
- 赵家群. 基于 MgO: PPLN 的中红外连续波光学参量振荡器技术的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2011; 1—6.
- 3 J E Bjorkholm, H G Danielmeyer. Frequency control of a pulsed optical parametric oscillator by radiation injection[J]. *Appl Phys Lett*, 1969,15(6): 171—173.
- 4 A Fix, R Wallenstein. Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators: experimental investigation and numerical analysis[J]. *J Opt Soc Am B*, 1996,13(11): 2484—2497.
- 5 O Gayer, Z Sacks, E Galun, *et al.*. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO<sub>3</sub>[J]. *Appl Phys B*, 2008,91(2): 343—348.
- 6 R W Boyd. *Nonlinear Optics*[M]. San Diego: Academic Press,2003,107—110.
- 7 R A Baumgartner, Robert L Byer. Optical parametric amplification[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1979, QE-15(6): 432—444.
- 8 G Grynberg, A Aspect, C Fabre. *Introduction to Quantum Optics*[M]. New York: Cambridge University Press,2010: 351—352.
- 9 R L Byer, S E Harris. Power and bandwidth of spontaneous parametric emission[J]. *Phys Rev*, 1968,168(3): 1064—1068.
- 10 G W Baxter, J G Haub, B J Orr. Backconversion in a pulsed optical parametric oscillator: evidence from injection-seeded sidebands[J]. *J Opt Soc Am B*, 1997,14(10): 2723—2730.
- 11 G Anstett, M Nittmann, R Wallenstein. Experimental investigation and numerical simulation of the spatio-temporal dynamics of the light-pulses in nanosecond optical parametric oscillators[J]. *Appl Phys B*, 2004,79(3): 305—313.
- 12 U Bäder, T Mattern, T Bauer, *et al.*. Pulsed nanosecond optical parametric generator based on periodically poled lithium niobate[J]. *Optics Communications*, 2003, 217(1-6): 375—380.
- 13 A V Kir'yanov, S M Klimentov, P E Powers, *et al.*. IR tunable narrow-band nanosecond converter with a microchip pump source and periodically-poled lithium niobate[J]. *Laser Phys Lett*, 2008, 5(4): 281—285.
- 14 A Tyazhev, F Pirzio, A Agnesi, *et al.*. Narrowband mid-infrared, seeded optical parametric generator based on non-critical CdSiP<sub>2</sub> pumped by 120-ps, single longitudinal mode 1064 nm pulses[J]. *Appl Phys B*, 2013, 112(4): 453—456.
- 15 A A Machney, P B Novozhylov, A A Poimanov, *et al.*. Single-pass parametric generator made of DFB diodes, specialty-fiber amplifier, and periodically-poled lithium niobate[J]. *Opt Mater Express*, 2013, 3(10): 1608—1615.

栏目编辑: 宋梅梅