

# 非共线泵浦的 KTP 光参量振荡器

刘彦巍 巩马理\* 翟刚 时顺森 金锋 王甦 马楠 李晶  
(西南技术物理研究所新激光技术实验室, 成都 610041)

**摘 要** 对非共线泵浦 KTP 光学参量振荡器的相位匹配过程进行了理论分析和实验研究。结果表明, 非共线泵浦双通单谐振光学参量振荡器能够保持其双程增益的优点。使用非共线泵浦的 KTP 光学参量振荡器, 在非共线角度超过  $1^\circ$  时, 仍实现了 31% 的  $1.06 \mu\text{m}$  泵浦光向  $1.57 \mu\text{m}$  人眼安全激光的能量转换效率。

**关键词** 光参量振荡器, KTP, 非共线泵浦。

## 1 引 言

光学参量振荡器能够产生宽范围的可调谐相干输出和将现有的激光波长转换至特殊应用所需的波长。利用 KTP、BBO 等晶体的优秀非线性光学特性和抗损伤特性, 光学参量振荡器器件已经实现了很高的转换效率和输出功率, 得到了越来越多的重视和利用。使用 KTP 晶体的光学参量振荡器, 在  $90^\circ$  非临界相位匹配的情况下, 可以将 Nd:YAG 的  $1.06 \mu\text{m}$  输出转换至人眼安全  $1.5 \mu\text{m}$  波段<sup>[1-3]</sup>。一个典型的 KTP 光学参量振荡器波长转换器可以仅由 KTP 晶体和一对腔镜组成, 构成外腔式单谐振振荡器。光学参量振荡器的输出镜除对谐振信号光提供一定的反馈外, 往往对泵浦光高反, 或在光学参量振荡器腔后增加一片对泵浦光的高反镜, 使泵浦光再次通过光学参量振荡器腔, 实现信号光在腔内的双程增益, 构成双通单谐振振荡器<sup>[4, 5]</sup>。这种配置可以有效地降低阈值和提高转换效率, 但同时, 剩余的泵浦光反馈进入泵浦源将影响泵浦源工作的稳定性, 严重时造成泵浦源内光功率密度过高, 导致光损伤。在常见的双通单谐振振荡器配置中, 泵浦光与光学参量振荡器腔镜垂直, 反射的泵浦光与入射光共线, 容易直接反馈回泵浦源, 因此要求在泵浦源和光学参量振荡器之间进行有效的光隔离<sup>[4, 5]</sup>。常见的光隔离器有法拉第旋光器等。

使用非共线泵浦方式, 入射泵浦光与光学参量振荡器腔镜存在一定夹角, 被腔镜反射的泵浦光和入射光在空间上分离, 使用简单的空间滤波方式即可将反射光滤掉, 从而避免使用复杂的光隔离器。但是, 由于泵浦光在两次通过晶体时沿不同方向传播, 因此, 它们对应的相位匹配条件将影响到信号光是否能在两个方向上都得到有效的增益。在本文中, 通过分析非共线泵浦情况下的相位匹配条件, 可以得出, 在共线泵浦时参量过程为非临界相位匹配的

\* 现通信地址: 北京清华大学精密仪器系, 北京 100084

收稿日期: 1997-09-15

情况下, 非共线泵浦双通单谐振振荡器, 产生的信号光能够在两个方向上与泵浦光同时满足相位匹配条件, 从而得到有效的双程增益。因此, 可以在保持共线泵浦双通单谐振振荡器优点的情况下, 避免使用光隔离器。

## 2 非共线情况下的相位匹配

在单谐振振荡器中, 谐振的信号光的波矢方向由光学参量振荡器腔所限制, 沿腔轴方向。在泵浦光斜入射情况下, 泵浦光和信号光不共线, 共线情况下的相位匹配条件会被改变。Baumgartner 和 Byer 曾用泰勒(Taylor)级数的形式来分析单轴晶体中 I 类相位匹配条件中的角度和线宽因素对相位失配的影响<sup>[6]</sup>。双轴晶体(如 KTP)主平面内的相位匹配与单轴晶体相似<sup>[11]</sup>, 如果参量过程在主平面内且非共线角度不大时, 可以使用相似的方法分析非共线泵浦时的相位匹配条件。KTP 光学参量振荡器波长转换器使用 II 类相位匹配  $o \rightarrow o+e$ , 泵浦光和信号光为寻常光(o 光), 闲置光为非常光(e 光)。在  $q$  不大时, 使用泰勒级数的形式表示的由非共线角度  $q$  和信号光频率的变化带来的相位失配为( $q$  为泵浦光与信号光在晶体内的夹角)

$$\Delta K = gq^2 - \Delta n_2 \omega_2 / c - b \Delta \omega_1, \quad (1)$$

其中

$$g = k_1 k_3 / 2k_2, \quad \Delta n_2 = \left( \frac{\partial n_2}{\partial \theta} \Big|_{\theta_m} \theta_0 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n_2}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta_m} \theta_0^2 \right), \quad b = \frac{\partial k_1}{\partial \omega_1} - \frac{\partial k_2}{\partial \omega_2} \approx (n_1 - n_2) / c.$$

式中 1、2、3 分别对应信号光、闲置光和泵浦光。(1) 式中第一项直接来源于非共线时波矢矢量相加的变化。第二项来源于 II 类相位匹配中闲置光(e 光)在不同方向上的折射率变化引起的波矢大小的变化,  $\theta_m$  和  $\theta_0$  分别为共线匹配时 e 光与光轴夹角和从共线变为非共线时该角度的变化。第三项则是信号光的频率变化的影响。由此可以看出, 为实现相位匹配, 非共线角度的引入会引起光学参量振荡器输出信号光中心频率的偏移, 偏移量  $\Delta \omega_{10}$  应满足:

$$\Delta K = gq^2 - \Delta n_2 \omega_2 / c - b \Delta \omega_{10} = 0, \quad (2)$$

在一般的情况下,  $q$  的引入会同时产生第一项和第二项。但是, 如果共线情况对应非临界相位匹配, 那么折射率随角度的变化将非常小(其一阶导数为零), 第二项与第一项相比, 其影响可以忽略不计。因此, 偏移量  $\Delta \omega_{10}$  由

$$gq^2 - b \Delta \omega_{10} = 0 \quad (3)$$

决定。由此可以看出, 相对于腔轴对称的泵浦光传播方向, 由于对应于  $\pm q$ , 将对应同样的偏移量。使用普通的双通单谐振振荡器配置, 当泵浦光从正入射变为斜入射时, 经腔镜反射的泵浦光和入射泵浦光相对于腔轴对称, 因此, 信号光和两个方向上的泵浦光均能实现相位匹配, 其频率由  $\omega_1$  变为  $\omega_1 + \Delta \omega_{10}$  如图 1 所示。对于共线泵浦产生  $1.57 \mu\text{m}$  输出的 KTP 光学参量振荡器, 通过计算可得,  $q$  为  $10 \text{ mrad}$  时, 信号光中心波长向长波方向偏移约  $5.5 \text{ nm}$ 。

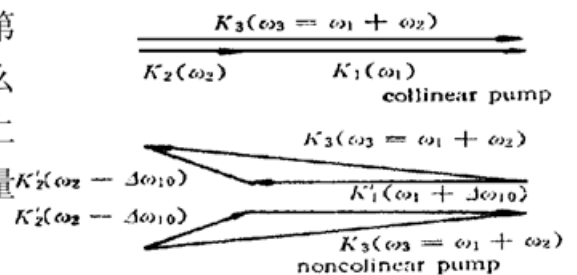


Fig. 1  $K$ -vector diagrams showing phase-matching at collinear and non-collinear pump. The signal having a frequency change are phase-matched with both incident and reflected pump

### 3 实验及结果

本文的实验装置如图 2 所示。泵浦源为闪光灯泵浦的电光调 Q Nd:YAG 激光器, 输出为准 TEM<sub>00</sub> 模, 重频 1~20 Hz, 输出脉宽 11 ns。光学参量振荡器使用一块 4×4×20 mm 的 KTP, 晶体为 x 切割。光学参量振荡器的输入镜对泵浦光高透, 对信号光高反, 输出镜有两种, 分别用于单谐振振荡器和双通单谐振振荡器。单谐振振荡器镜对泵浦光高透, 对信号光的透过率为 28%。双通单谐振振荡器镜对泵浦光全反, 对信号光的透过率为 33%, 比单谐振振荡器镜稍大。使用一台 WDG-30 型光栅单色仪观察光学参量振荡器的输出波长。

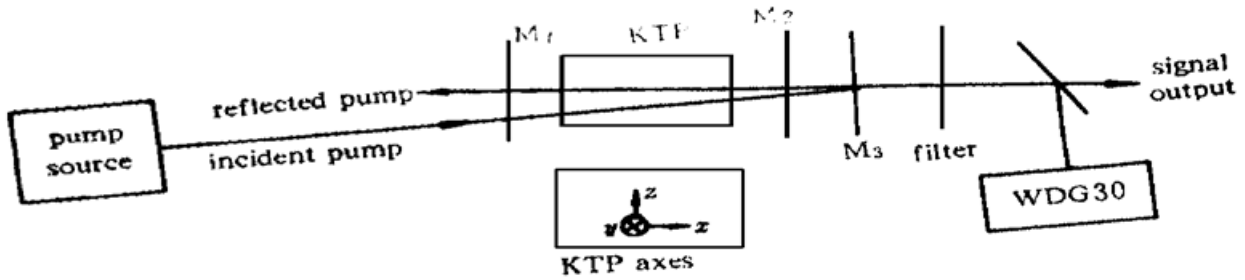


Fig. 2 Experimental schematic.  $M_2$  is the output coupler of either SRO or DSRO. In spectra measurements,  $M_3$  reflected the pump in different directions

首先, 以泵浦光斜入射泵浦单谐振振荡器, 泵浦光和光学参量振荡器腔轴的夹角约为  $1^\circ$

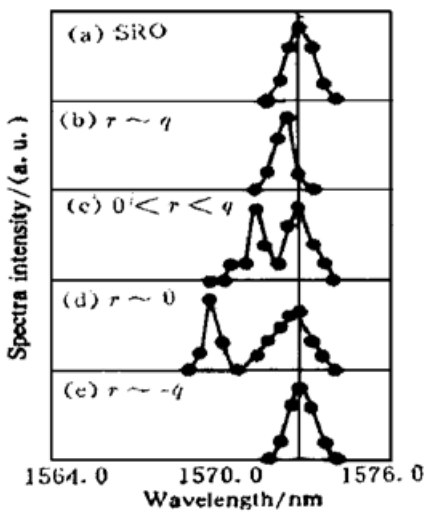


Fig. 3 Spectra of the signal output with different directions of reflected pump.  $q$  and  $r$  is the angle between the cavity axis and incident pump and the angle between the cavity axis and reflected pump, respectively

(晶体非共线角度  $q$  约为 10 mrad), 观察单谐振振荡器的输出波长, 结果为 1572.8 nm, 线宽约 0.8 nm, 如图 3(a) 所示。然后, 在光学参量振荡器后加入一片 1.06  $\mu\text{m}$  波长全反镜将泵浦光反射回腔内, 微调反射镜使泵浦光沿不同方向反射, 和腔轴的夹角在  $+q$  和  $-q$  之间变化。泵浦光反射方向和输出频谱的对应关系如图 3 所示。从中可以看到, 在晶体沿不同方向传播的泵浦光产生不同频率的信号光, 对应输出光谱上出现了不同的谱线结构。当反射的泵浦光与腔轴夹角在  $+q$  附近时, 输出信号光频率和单谐振振荡器基本一致如图 3(b) 所示。(为防止泵浦光被反馈回泵浦源, 所以不能使反射和入射泵浦光方向完全一致, 因此输出频率稍有变化。) 随着夹角逐渐减小, 输出的信号光开始出现双线结构如图 3(c) 所示。当反射光和腔轴方向基本一致时, 输出的信号光呈现非常明显的分离双线结构, 新频率分量在短波方向, 两分量中心波长相距大于 3.2 nm 如图 3(d) 所示。继续向另一方向调整反射光, 双线结构又逐渐减弱, 当反射的泵浦光和腔轴的夹角为  $-q$  时, 输出信号光重新为单线输出, 且与单谐振振荡器输出波长相同如图 3(e) 所示。

这充分验证了本文的预测。

此外, 还测量了单线和双线输出的能量随泵浦能量的对应关系, 它们与单谐振振荡器的比较如图 4 所示。明显地, 双线输出时, 光学参量振荡器内同时产生了两个独立的参量过程, 每个频率的信号光只能在一个方向上和泵浦光相位匹配, 从而只能得到单程增益, 表现在与

单谐振振荡器相比, 输出有所提高, 但阈值并没有降低。单线输出时, 这两个过程合并为一个过程, 信号光在两个方向上均和泵浦光相位匹配, 能得到双程增益, 因此, 转换效率明显提高, 同时阈值显著降低。由此, 可以得出双通单谐振振荡器在泵浦光斜入射的情况下能保持共线泵浦双通单谐振振荡器对阈值的降低等优点。

图 5 给出了非共线角度  $q = 10 \text{ mrad}$  和  $q < 1 \text{ mrad}$  两种情况下单谐振振荡器和双通单谐振振荡器的输出能量随泵浦能量的变化关系。从中可以看出, 在这两种情况下, 双通单谐振振荡器均实现了对信号光的有效双程增益, 与同等非共线角度的单谐振振荡器相比, 在输出镜信号光透过率大的情况下, 仍使光学参量振荡器阈值下降近一倍, 效率明显提高。在非共线角度小于  $1 \text{ mrad}$  时, 泵浦光向信号光的能量转换效率最大为  $35\%$ 。与共线泵浦情况相比, 由于泵浦光和信号光在空间上不能很好地重合, 其模式匹配(mode-matching)不完全, 与离散(walk-off)效应类似, 参量转换效果会受到不利影响, 并随着非共线角度的增大而趋于严重。同时, 斜入射时各光学表面对泵浦光损耗增大, 因此, 非共线角度大的情况下光学参量振荡器阈值会增高, 转换效率会有所降低。但从图中可以看出, 在非共线角度较小时, 这种影响是很小的。对于约  $10 \text{ mrad}$  的非共线角度(对应的外角已经大于  $1^\circ$ ), 当泵浦光能量为  $75 \text{ mJ}$  时, 输出信号光能量为  $23 \text{ mJ}$ , 对应的能量转换效率达到  $31\%$ 。这一结果达到了共线泵浦情况下同类器件的一般水平<sup>[2, 3]</sup>。

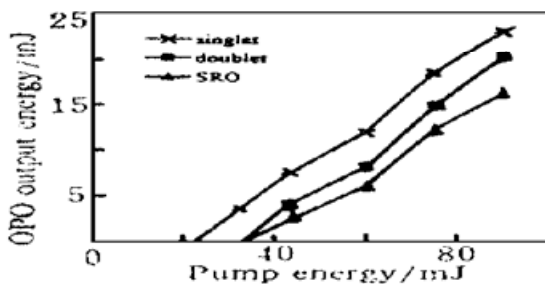


Fig. 4 Output energy vs. pump energy for singlet and doublet output. The output of SRO is also shown for comparison

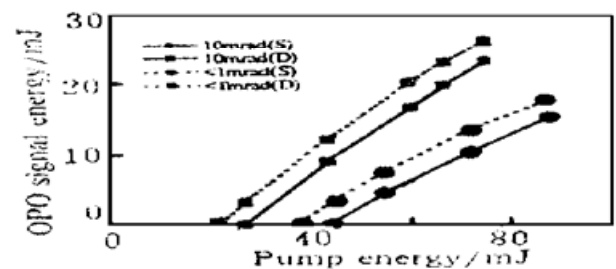


Fig. 5 SRO (S) and DSRO (D) signal energy vs. pump energy with noncollinearity of  $10 \text{ mrad}$  and less than  $1 \text{ mrad}$

**结 论** 非共线泵浦情况下光学参量振荡器产生的信号光频率和共线情况相比会有所变化。如果共线泵浦时光学参量振荡器为非临界相位匹配, 则非共线泵浦情况下信号光能在双通单谐振振荡器中和相对于腔轴对称的两个方向上的泵浦光同时实现相位匹配。在 KTP 光学参量振荡器中进行的非共线泵浦实验的结果表明, 其性能可以达到共线泵浦同类器件的一般水平。因此, 对于常见的双通单谐振振荡器配置, 采用泵浦光斜入射的方法, 可以保持共线泵浦双通单谐振振荡器双程增益的优点, 同时能避免使用光隔离器件。

### 参 考 文 献

- [1] L. R. Marshall, A. D. Hays, J. Kasinski *et al.*, Highly efficient optical parametric oscillators. *Proc. SPIE*, 1991, **1491**: 141~ 152
- [2] G. Grabon, W. Moon, G. Witt *et al.*, Solid state eyesafe converter for multi-mode YAG laser. *Proc. SPIE*, 1994, **2145**: 299~ 308
- [3] L. R. Marshall, J. Kasinski, R. L. Burnham, Diode-pumped eye-safe laser source exceeding  $1\%$  efficien-

cy. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(21) : 1680~ 1682

- [4] J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, R. G. Smith, Improvement of optical parametric oscillators by nonresonant pump reflection. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1970, **QE-6**(12) : 797~ 799
- [5] S. J. Brosnan, R. L. Byer, Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(6) : 415~ 431
- [6] R. A. Baumgartner, R. L. Byer, Optical parametric amplification. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(6) : 432~ 444

## KTP Optical Parametric Oscillator with Noncollinear Pump

Liu Yanwei    Gong Mali    Zhai Gang    Shi Shunsen    Jin Feng  
Wang Su    Ma Nan    Li Jing

(Advanced Laser Technology Laboratory, Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041)

(Received 15 September 1997)

**Abstract** The phasematching condition in noncollinear pump OPO is analyzed. It indicates that round-trip phasematching can be achieved if the OPO is in noncritical phase-matching at collinear case. Using a KTP OPO, we got 31% of 1.06  $\mu\text{m}$  pump be converted into 1.57  $\mu\text{m}$  eye-safe output at a noncollinearity of 1 degree.

**Key words** optical parametric oscillator (OPO), KTP, noncollinear pump.