

基于不同非共线结构的光参量放大器的带宽特性研究

刘 涛¹ 贾惠彬¹ 项洪印¹ 喻 松² 张 华³ 王云棣¹

¹华北电力大学电子与通信工程系, 河北 保定 071003
²北京邮电大学信息光子学与光通信教育部重点实验室, 北京 100876
³北京凌云光子技术有限公司, 北京 100097

摘要 研究了多种非共线结构下基于周期极化钽酸锂晶体的皮秒脉冲光参量放大器的调谐带宽和参量带宽特性, 确定了当能够获得大且稳定的调谐带宽时应使用的最佳非共线结构、抽运光波矢和晶体光栅矢量间的最佳非共线角 θ 以及最佳极化周期, 同时给出了用于计算不同温度下周期极化钽酸锂晶体的最佳极化周期的数学公式。此外, 通过对相位失配进行泰勒级数展开, 分别得到了保留一阶、二阶和三阶导数项时的参量带宽计算公式, 随后将利用这些公式和相位失配表达式计算得到的参量带宽进行了对比, 进而分析了高阶导数项对参量带宽的影响。在此基础上提出了一个用于最大化光参量放大过程的调谐带宽和参量带宽、确定非共线角 α 和工作温度等最佳工作参数的可行方案。

关键词 非线性光学; 带宽; 准相位匹配; 光参量放大

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0502011

Bandwidth Investigation of Optical Parametric Amplifier in Different Noncollinear Geometries

Liu Tao¹ Jia Huibin¹ Xiang Hongyin¹ Yu Song² Zhang Hua³ Wang Yundi¹

¹Department of Electronic and Communication Engineering, North China Electric Power University, Baoding, Hebei 071003, China
²Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China
³Beijing Luster LightTech Incorporation, Beijing 100097, China

Abstract The tunable bandwidth and the parametric bandwidth of periodically poled LiNbO₃ (PPLN) based on picosecond optical parametric amplifier with different noncollinear geometries are investigated theoretically and numerically. By utilizing a noncollinear geometry recommended by ourself and setting both the noncollinear angle θ between the wave vectors of the pump and the quasi-phase-matching grating and the grating period of PPLN at optimal values, broad and stable tunable bandwidth can be obtained. An expression is proposed to calculate the optimal grating period for PPLN. By expanding the wave-vector mismatch in a Taylor series and retaining terms through first order, second order and third order, respectively, three equations are presented to determine the parametric bandwidth. The results calculated from these equations are analyzed and compared with that calculation by employing the wave-vector mismatch directly, and then the effect of high order series on the parametric bandwidth is studied. At the end, a feasible scheme is presented to determine the working temperature and noncollinear angle α , maximize the tunable bandwidth and parametric bandwidth, and simplify the experimental operation.

Key words nonlinear optics; bandwidth; quasi-phase-matching; optical parametric amplification

OCIS codes 190.4410; 190.4970

收稿日期: 2011-11-28; 收到修改稿日期: 2012-02-21

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金(09QG09)资助课题。

作者简介: 刘 涛(1981—), 男, 博士, 讲师, 主要从事非线性光学和光通信等方面的研究。

E-mail: ltwin211@yahoo.com.cn

1 引 言

宽带可调谐的脉冲光源在非线性光学、生物医疗和光谱学等诸多领域都具有重要的应用^[1~3]。以往研究表明,光参量放大(OPA)是产生脉冲光的重要方法之一^[4,5],调谐范围可覆盖从紫外到中红外的光谱区域。与传统的双折射晶体相比,在 OPA 中使用准相位匹配(QPM)晶体,如周期极化钕酸锂(PPLN)晶体、周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体等,不仅可以克服由坡印亭矢量走离所引起的信号光质量的降低,而且调谐范围几乎覆盖了晶体的整个通光波段,最重要的是能够利用晶体的最大非线性系数,进而获得更高的增益和更大的转换效率^[6~9]。

早期的 OPA 系统都采用共线相位匹配方式^[10,11],具有调节简便、转换效率高的特点。但由于其相位匹配增益带宽较窄,采用这种方式输出的参量光脉冲光谱宽度较窄。为了获取短脉冲可以采用非共线相位匹配方式的 OPA,即令相互作用三波波矢之间存在一定交角,从而可以在较大的波长范围内产生很宽的参量带宽和增益带宽,并能消除群速度失配(GVM)带来的不利影响^[6,12~14]。Isaienko 等^[14]利用非共线相位匹配方式实现了宽带参量放大,在近红外区域获得了大于 2500 cm^{-1} 的光谱带宽。Fragemann 等^[6]报道了基于 PPKTP 晶体的非共线光参量放大,通过让抽运光和信号光共线传输并调节它们同光栅矢量间的夹角,可以实现 $1.54\sim 1.72\text{ }\mu\text{m}$ 波长范围内的信号光宽带放大。然而他们都没有考虑不同的非共线结构对 OPA 带宽特性的影响。刘涛等^[4,5]虽然报道了基于不同非共线结构的飞秒脉冲 OPA 的带宽和增益特性,但只考虑了两种非共线结构。此外得到的参量带宽表达式中相位失配仅保留到二阶导数项,而对于二阶导数项趋于零的区域,需要考虑更高阶导数项的影响。针对上述不足,对基于 PPLN 晶体的皮秒(纳秒)脉冲非共线光参量放大过程的带宽特性进行了研究,着重

分析了不同非共线结构对信号光调谐带宽和参量带宽的影响。给出了获得大且稳定的调谐带宽时应使用的非共线结构等工作条件;给出了分别保留一阶、二阶和三阶导数项时的参量带宽泰勒级数展开法计算公式,并分别利用这些公式以及直接利用相位失配表达式对参量带宽进行了计算,对所得结果进行了对比,进而分析了高阶导数项对参量带宽的影响;最后提出了一个用于实现宽带可调谐的皮秒脉冲光参量放大的简单易行的方案。

2 非共线光参量放大的基本原理

在基于 PPLN 的光参量放大过程中,抽运光、信号光和闲频光之间的相互作用由能量守恒定理和动量守恒定理决定。

能量守恒:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

动量守恒:

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_m. \quad (2)$$

(1),(2)式中下标 p,s 和 i 分别代表抽运光、信号光和闲频光。 $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s$ 和 \mathbf{k}_i 分别为抽运光、信号光和闲频光的波矢,大小为 $k_{p,s,i} = 2\pi n_{p,s,i} / \lambda_{p,s,i}$ 。 \mathbf{k}_m 是 PPLN 晶体的光栅矢量,大小为 $k_m = 2\pi / \Lambda$,其中 Λ 是晶体的极化周期。(2)式又被称为相位匹配条件,满足该式时能量转换效率最高。

与其他文献中仅使用单一的非共线结构不同,本文将考虑多种非共线结构对 OPA 带宽特性的影响。从抽运光、信号光和闲频光的波矢与 PPLN 的光栅矢量的重合情况出发对非共线结构进行分类,可以分为完全非共线结构和不完全非共线结构,如图 1 所示。图 1(a),(b)属于完全非共线 OPA,图 1(c),(d)属于不完全非共线 OPA, α, β 和 θ 分别为 \mathbf{k}_p 与 $\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$ 和 $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p$ 和 \mathbf{k}_m 之间的夹角。从图 1 可以看出,完全非共线 OPA 是指 $\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i, \mathbf{k}_p$ 和 \mathbf{k}_m 之间彼此都不共线,即非共线角 α, β 和 θ 都不为零;而不完全非共线 OPA 是指非共线角 α, β 和 θ 中至少有一个为零,

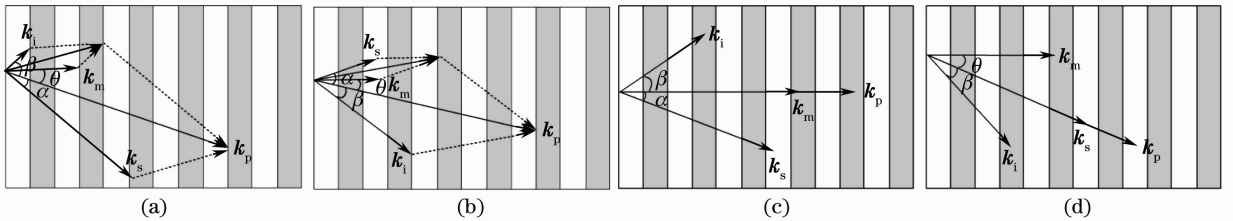


图 1 PPLN 晶体中的非共线相位匹配结构矢量图。(a)结构 I;(b)结构 II;(c)结构 III;(d)结构 IV
Fig. 1 Schematic of noncollinear quasi-phase matching in PPLN. (a) Geometry I; (b) geometry II; (c) geometry III; (d) geometry IV

但又不全为零,当它们全为零时则成为共线 OPA。

完全非共线结构是具有普遍意义的非共线相位匹配结构,对基于此类结构的 OPA 进行深入研究能够得到具有普遍指导作用的结果。图 1(a),(b)所示的结构 I 和 II 涵盖了所有的完全非共线相位匹配情况,在结构 I 中 k_s 和 k_m 相对于 k_p 处于相对的位置,而在结构 II 中 k_s 和 k_m 相对于 k_p 处于相同的位置。实际当中为了便于分析和简化实验操作,也可以采用不完全非共线结构^[6,15,16],图 1(c),(d)就是其中使用最多的两种:图 1(c)中 k_p 和 k_m 共线,也就是令 $\theta=0^\circ$;图 1(d)中 k_p 和 k_s 共线,即令 $\alpha=0^\circ$ 。为了便于分析,后文都以标量形式的波矢进行计算。从后面的研究可以看出,不同的非共线结构会对 OPA 的性能产生不同的影响。

将相位匹配条件分别沿平行和垂直于抽运光的方向进行分解,可得到符合结构 I 和结构 II 的非共线相位匹配方程,

$$k_p = k_s \cos \alpha + k_i \cos \beta + k_m \cos \theta, \quad (3)$$

$$k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta + k_m \sin \theta, \quad (4a)$$

$$k_i \sin \beta = k_s \sin \alpha + k_m \sin \theta, \quad (4b)$$

其中(4a)式和(4b)式分别对应于结构 I 和结构 II。

如果(3)~(4b)式中的 $\theta=0^\circ$,则(4a)式和(4b)式将完全相同,其中之一与此时的(3)式将组成符合非共线结构 III 的相位匹配方程组。类似的,如果令 $\alpha=0^\circ$,则(3)式和(4b)式将组成符合非共线结构 IV 的相位匹配方程组。对于其他类型不完全非共线 OPA,也可通过对(3)~(4b)式中的相应项进行简化而得到与之对应的相位匹配方程组。本文将从上述基本理论出发,对多种非共线结构下基于 PPLN 晶体的光参量放大器的带宽特性进行理论和数值研究。

3 多种非共线结构下光参量放大器的调谐带宽

在皮秒(纳秒)脉冲 OPA 中 GVM 可以忽略不计,此时满足非共线结构 I 和 II 的相位匹配条件都是包含三个未知数(α, β 和 θ)的二维方程组,理论上无穷多个解。为了得到此种情况下的调谐带宽,可以将其中的一个未知数,如 θ 固定,然后观察非共线角 α 随信号光波长的变化,进而确定调谐带宽。这种做法在实际当中是非常有意义的,因为选取一个恰当的 θ 不仅能够获得较大的调谐带宽,同时也减少了实验中需要调节的参数个数,降低了实验操作的复杂性。

当抽运光波长为 800 nm、温度为 200 °C、非共线角 θ 固定在 3° 时,通过求解(3)~(4b)式可以得到不同极化周期下非共线结构 I 和 II 中非共线角 α 随信号光波长的变化关系,如图 2 所示。由图 2 可知,当极化周期处在 18.5 μm 附近时,在 1.1~1.5 μm 的信号光波长范围内曲线接近于水平直线,说明在此范围内非共线角 α 对信号光波长的变化不敏感。而对于其他极化周期值,曲线保持水平时对应的信号光范围较小,或曲线一直存在较大的斜率,这意味着极化周期存在最佳值(记做 Λ_0)。800 nm 抽运光、温度为 200 °C 时不同的 θ 对应的最佳极化周期都在 18.5 μm 附近,此时无需调节 α 即可在相对最大的信号光范围内实现 OPA,此信号光波长范围即为调谐带宽,对应的 α 应为最佳非共线角,记做 α_0 。当非共线结构 I 和 II 分别取 $\alpha_{01}=2.42^\circ$ 和 $\alpha_{02}=2.54^\circ$ 时,在这两个值附近波动 0.1° 范围内,两种结构对应的信号光波长范围都在 410 nm 左右,说明非共线结构 I 和 II 具有几乎相同的调谐带宽。

上面的研究中将非共线角 θ 设定为 3° ,如果改变 θ 则信号光调谐带宽也会相应地发生改变。图 3 是将晶体的极化周期设定为最佳极化周期 18.5 μm 时不同 θ 下的相位匹配曲线。从图中可以看出,随着 θ 的增大信号光的调谐带宽先增加后减小,这说明非共线角 θ 也存在着最佳值。在 800 nm 抽运、温度为 200 °C 情况下非共线结构 I 和 II 对应的最佳非共线角 θ_0 都在 6.1° 附近,两种结构对应的调谐带宽都在 450 nm 左右,这比将 θ 设定在 3° 时提高了约 40 nm。从图 3 还可以看出,随着 θ 角的变化,非共线结构 II 对应的曲线彼此十分接近,这说明当采用此种结构时,若 α 或者 θ 在设定值附近发生小范围

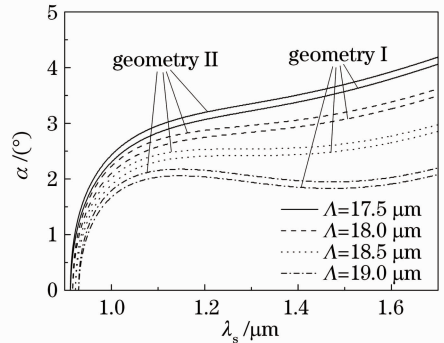


图 2 $\theta=3^\circ$ 时不同极化周期下基于非共线结构 I 和 II 的相位匹配曲线

Fig. 2 Phase matching curves with different grating periods at fixed noncollinear angle $\theta = 3^\circ$ for geometry I and geometry II

波动的话,相应的调谐带宽却不会发生太大改变,即调谐带宽对 α 或 θ 的变化不敏感。反之,在非共线结构 I 中,若 α 或 θ 发生小幅波动的话,相应的调谐带宽都会迅速变小。实际的实验操作难免存在误差,因此从对 α 或 θ 的变化敏感度出发,应选用非共线结构 II 作为实际的光参量放大结构,此时不仅能够获得大的调谐带宽,而且调谐带宽的稳定性更好。这一点与飞秒脉冲 OPA 有很大区别,为了获得大的调谐带宽,飞秒脉冲 OPA 采用的是非共线结构 I^[5]。

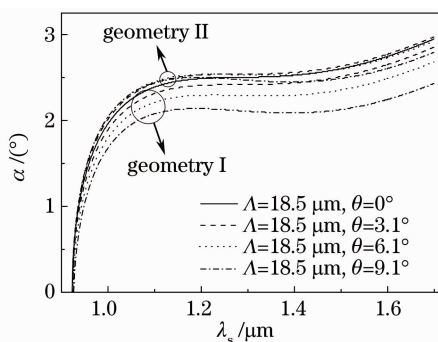


图 3 $\Delta = 18.5 \mu\text{m}$ 时不同 θ 下基于非共线结构 I 和 II 的相位匹配曲线

Fig. 3 Phase matching curves with different θ at fixed grating period $\Delta = 18.5 \mu\text{m}$ for geometry I and geometry II

随后对最佳极化周期 Δ_0 和最佳非共线角 θ_0 随温度的变化关系进行了研究。在不同的温度下,最佳非共线角 θ_0 几乎相同,都在 6.1° 左右,而最佳极化周期 Δ_0 随着温度的升高近线性地减小。进一步研究发现,最佳极化周期 Δ_0 与飞秒脉冲 OPA 中的最大极化周期相对应^[5]。可以用公式来计算 800 nm 抽运、 $25^\circ\text{C} \sim 250^\circ\text{C}$ 温度范围内应使用的最佳极化周期 Δ_0 , 对应的单位为 μm , 即

$$\Delta_0 = 19.35 - 3.228 \times 10^{-3} \times T - 4.308 \times 10^{-6} \times T^2, \quad (5)$$

式中 T 为工作温度。对于不完全非共线结构 III, $\theta = 0^\circ$ 相当于前面的一种特例。从前面的研究结果可以看出,采用非共线结构 III 时的调谐带宽并不是最大,它比同条件下将 θ 设为 6.1° 时小了约 50 nm, 所以此种结构虽然能够简化实验操作,但得不到最大调谐带宽。

通过(3)式和(4b)式中的 $\alpha = 0^\circ$, 可以得到符合不完全非共线结构 IV 的相位匹配方程组。在 800 nm 抽运、温度为 200°C 情况下求解此方程组可得非共线角 θ 随信号光波长的变化关系,如图 4 所示。从图中可以看出,随着极化周期的减小,曲线变

得越来越平坦,不过 θ 却越来越大。当极化周期小于 $15 \mu\text{m}$ 时,在 $970 \sim 4000 \text{ nm}$ 的信号光范围内 θ 将大于 40° , 这将极大地增强抽运光和信号光入射到晶体时在晶体表面的反射效应,减小三波相互作用时的抽运光强和信号光强,对 OPA 的信号光增益十分不利。与飞秒脉冲 OPA 类似^[5], 采用非共线结构 IV 时也存在最大极化周期的现象,即当晶体的极化周期超过某一值之后,如图 4 中的 $\Delta = 20 \mu\text{m}$, 则在一定的信号光波长范围内曲线出现不连续,意味着在此范围内将无法实现相位匹配,从而导致转换效率大幅度降低。当极化周期处于 $17 \sim 19 \mu\text{m}$ 时,在 $1.6 \mu\text{m}$ 和 $3.55 \mu\text{m}$ 两处信号光波长附近可以通过将 θ 设定在某一固定值而得到较大的调谐带宽。特别是在 $3.55 \mu\text{m}$ 波长附近,此时采用非共线结构 IV 可以获得约 500 nm 的调谐带宽。

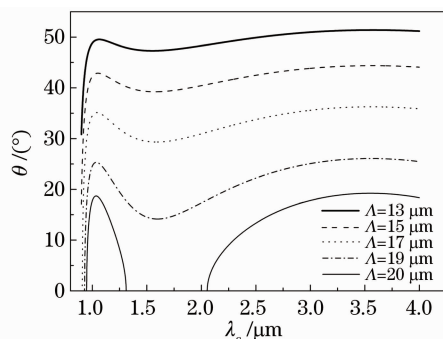


图 4 基于非共线结构 IV 的相位匹配曲线

Fig. 4 Phase matching curves for geometry IV

相对于完全非共线结构 I 和 II, 采用不完全非共线结构 III 的调谐带宽相对较小; 采用不完全非共线结构 IV 只在中红外波段有较大的调谐带宽, 而且非共线角 θ 的值较大, 使得耦合进 PPLN 晶体的抽运光和信号光的能量较低, 导致信号光增益下降。不过这两种不完全非共线结构可以大大简化实验操作, 在对信号光调谐带宽要求不高的情况下有着较强的优势。

4 多种非共线结构下光参量放大器的参量带宽

参量带宽是参量放大的固有带宽, 它决定了增益带宽能够达到的最大值^[17]。当相位完全匹配时, 光参量相互作用最强。然而在一般情况下, 相位匹配只是对于某一波长(中心波长)才满足, 对于其他频谱成分自然存在着失配问题。因此在参量放大过程中, 一般选取一个相位失配量作为计算参量带宽的依据, 这个最大允许失配量的定义为

$$|\Delta kL| \leq \pi, \quad (6)$$

式中 L 是 PPLN 晶体的长度, Δk 是相位失配因子, 它的形式为

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - k_m. \quad (7)$$

当达到最大允许失配量时, 参量转换效率下降到 $0.4^{[17]}$ 。满足(6)式的参量光波范围即为参量带宽。为了便于分析, 后面都以标量形式的相位失配进行计算。

计算参量带宽时, 可以通过对 Δk 进行泰勒级数展开而得到相应的计算表达式。在已有文献报道中, Δk 的泰勒级数展开式都只保留到一阶或二阶导数项^[4,17], 并且保留到二阶导数项时都取一阶导数项为 0。对于二阶导数项趋于零的区域, 需要考虑更高阶导数项的影响。因此在下面的研究中, 分别给出了保留一阶、二阶和三阶导数项时的参量带宽泰勒级数展开法计算公式, 并将利用这些公式得到的结果与直接利用相位失配表达式计算出的参量带宽进行了对比, 进而分析了高阶导数项对参量带宽的影响。

将相位失配因子在信号光中心角频率处进行泰勒级数展开可得到

$$\begin{aligned} \Delta k = & \Delta k_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} (\Delta \omega_s)^2 + \\ & \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \Delta k}{\partial \omega_s^3} (\Delta \omega_s)^3 + \dots \end{aligned} \quad (8)$$

假设波矢是平面波, 抽运光是单色的, 则 Δk 对信号光角频率的一阶、二阶和三阶导数分别为

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = \frac{v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} = & \left(\frac{\sin \alpha}{k_i v_s} + \frac{\sin \beta}{k_i v_i} \right) \times \\ & \{ v_s^{-1} \sin(\alpha + \beta) + [v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \tan \beta \} / \\ & \cos^2 \beta - \frac{g_i + g_s \cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^3 \Delta k}{\partial \omega_s^3} = BC \frac{\partial A}{\partial \omega_s} + AC \frac{\partial B}{\partial \omega_s} + AB \frac{\partial C}{\partial \omega_s} + \frac{\partial D}{\partial \omega_s}. \quad (11)$$

(10)式中的 g_s 和 g_i 分别为信号光和闲频光的群速度色散, 大小为

$$g_{s,i} = \frac{1}{c_1} \left(2 \frac{dn_{s,i}}{d\omega_{s,i}} + \omega_{s,i} \frac{d^2 n_{s,i}}{d\omega_{s,i}^2} \right),$$

式中 c_1 为真空中的光速, n 为折射率。

(11)式中的 A 、 B 、 C 和 D 以及它们对 ω_s 的导数分别为

$$A = \frac{1}{\cos^2 \beta},$$

$$B = v_s^{-1} \sin(\alpha + \beta) + [v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \tan \beta,$$

$$C = \frac{\sin \alpha}{k_i v_s} + \frac{\sin \beta}{k_i v_i},$$

$$D = -\frac{g_i + g_s \cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta},$$

$$\frac{\partial A}{\partial \omega_s} = \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} \times \frac{2 \tan \beta}{\cos^2 \beta},$$

$$\frac{\partial B}{\partial \omega_s} = v_s^{-1} [\cos(\alpha + \beta) + \tan \beta \sin(\alpha + \beta) -$$

$$\cos(\alpha + \beta) / \cos^2 \beta] \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} +$$

$$g_s [\sin(\alpha + \beta) - \tan \beta \cos(\alpha + \beta)] +$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} v_i^{-1} / \cos^2 \beta - g_i \tan \beta,$$

$$\frac{\partial C}{\partial \omega_s} = \frac{g_s \sin \alpha - g_i \sin \beta}{k_i} +$$

$$\frac{v_s^{-1} \sin \alpha + v_i^{-1} \sin \beta}{k_i^2 v_i} + \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} \frac{\cos \beta}{k_i v_i},$$

$$\frac{\partial D}{\partial \omega_s} = \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} \{ f_i - f_s \cos(\alpha + \beta) + [g_s \sin(\alpha + \beta) +$$

$$g_i \tan \beta + g_s \tan \beta \cos(\alpha + \beta)] \} / \cos \beta,$$

式中 f_s 和 f_i 分别为 g_s 和 g_i 对信号光和闲频光角频率的导数, 大小为

$$f_{s,i} = \frac{1}{c_1} \left(3 \frac{d^2 n_{s,i}}{d\omega_{s,i}^2} + \omega_{s,i} \frac{d^3 n_{s,i}}{d\omega_{s,i}^3} \right),$$

$\frac{\partial \beta}{\partial \omega_s}$ 的大小为

$$\frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} = \frac{\frac{v_s^{-1} \sin \alpha}{k_i} + \frac{v_i^{-1} \sin \beta}{k_i}}{\cos \beta}.$$

在中心波长处, 相互作用的三波满足相位匹配条件, 所以(8)式中的 $\Delta k_0 = 0$, 此时参量带宽将主要由一阶、二阶和三阶等导数项决定。将(8)式代入(6)式中并分别保留到一阶、二阶和三阶导数项, 可得到参量带宽的计算表达式如下:

1) 保留到一阶导数项时

$$\Delta \lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{2Lc_1} \left| \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \right|. \quad (12)$$

2) 保留到二阶导数项时

$$\Delta \lambda_s = \frac{\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} - \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \right)^2 \pm \frac{2\pi}{L} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2}}}{\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \left(\frac{2\pi c_1}{\lambda_s^2} \right)}, \quad (13)$$

式中根号下的“+”对应于(6)式中的 Δk 大于 0 的情况, “-”对应于 Δk 小于 0 的情况。对于飞秒脉冲 OPA, 当群速度匹配时 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = 0$, 此时(13)式将简

化为已有文献报道的参量带宽计算表达式。

3) 保留到三阶导数项时

$$\Delta\lambda_s = \lambda_s^2 \left\{ \frac{b}{3a} + \frac{2^{1/3}(-b^2 + 3ac)}{3a[-2b^3 + 9abc \pm 27a^2d + \sqrt{4(-b^2 + 3ac)^3 + (-2b^3 + 9abc \pm 27a^2d)^2}]^{1/3}} - \frac{[-2b^3 + 9abc \pm 27a^2d + \sqrt{4(-b^2 + 3ac)^3 + (-2b^3 + 9abc \pm 27a^2d)^2}]^{1/3}}{3 \times 2^{1/3}a} \right\} / 2\pi c_1, \quad (14)$$

其中 $a = \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \Delta k}{\partial \omega_s^3}$, $b = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2}$, $c = \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s}$, $d = \frac{\pi}{L}$ 。与(13)式类似,(14)式中的“+”对应于(6)式中的 Δk 大于 0 的情况,“-”对应于 Δk 小于 0 的情况。

下面利用推导得出的(12)~(14)式分别对不同非共线结构下的参量带宽进行计算,并将所得结果与直接利用相位失配表达式(7)式得到的参量带宽进行对比,进而分析高阶导数项对参量带宽的影响。

图 5 是在温度为 200 °C、抽运光波长为 800 nm、晶体长度为 1 cm、晶体极化周期为 18.5 μm 的条件下利用(7)式计算得出的非共线结构 I 中的参量带宽随 θ 的变化结果。由图 5 可知,当 θ 达到 6.1° 时能够获得最大且平稳的参量带宽。相同条件下利用非共线结构 II 得到的参量带宽与非共线结构 I 的结果几乎完全相同,如图 5 中的插图所示,因此后面在研究完全非共线结构时都仅以结构 I 为例。结合前面的研究结果可以看出,当 θ 取 6.1° 时能够同时获得最大的调谐带宽和参量带宽,且利用非共线结构 I

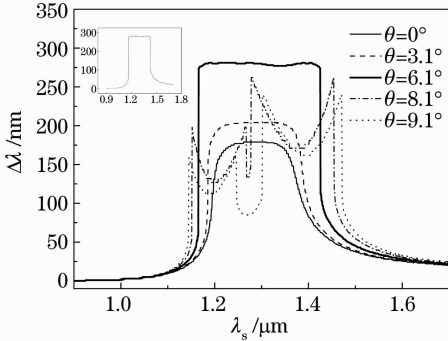


图 5 晶体极化周期为 18.5 μm 时利用(7)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随 θ 的变化曲线(插图为相同条件下非共线结构 I 与非共线结构 II 结果的对比)

Fig. 5 Dependence of parametric bandwidth of geometry I, calculated by utilizing Eq. (7), on signal wavelength for different noncollinear angles θ when the poling period is supposed to be 18.5 μm (the inset is the comparison of parametric bandwidth between geometry I and geometry II under the same conditions)

和 II 得到的结果几乎完全相同,但从调谐带宽对非共线角 θ 和 α 的变化敏感度出发,应使用非共线结构 II 作为实际的光参量放大结构。由于其他关于皮秒脉冲 OPA 的文献报道都只是采用了一种非共线结构,因此无法得知不同非共线结构所带来的影响,所以上述结果对皮秒脉冲 OPA 有一定的理论指导作用。

图 6 是将 θ 固定在 6.1° 时利用(7)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化结果。与图 5 类似,当极化周期达到上节提出的最佳极化周期 18.5 μm 时,能够获得最大且平稳的参量带宽。

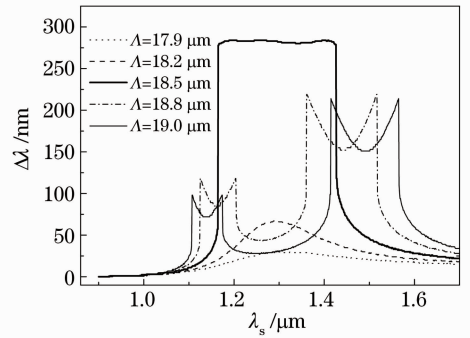


图 6 θ 固定在 6.1° 时利用(7)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化曲线

Fig. 6 Dependence of parametric bandwidth of geometry I, calculated by utilizing Eq. (7), on signal wavelength for different poling periods when θ is set at 6.1°

随后分别利用(12)~(14)式对参量带宽进行了计算。在与图 5 相同的条件下,利用(12)式得到非共线结构 I 中的参量带宽随 θ 的变化结果如图 7 所示。与利用(7)式所得结果(图 5)类似的是,当 $\theta < 6.1^\circ$ 时随着 θ 的增加参量带宽越来越大;当 $\theta > 6.1^\circ$ 时随着 θ 的增加参量带宽也出现劈裂现象,分别在两个信号光波长处获得极大的参量带宽(上万纳米),这是由于在这两处(12)式中的 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = 0$ 。对比分析后还发现,图 7 中劈裂的两个峰的峰值位置与图 5 中劈裂开的两部分参量带宽的中心位置相对

应。不同的地方在于,当 $\theta=6.1^\circ$ 时图 5 获得最大且平稳的参量带宽,而图 7 的参量带宽却出现劈裂现象,进一步研究发现在劈裂开的两个峰的峰值处 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s}$ 也等于 0,而两个峰中间部分的 $\left| \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \right|$ 无限接近 0(10^{-12} 量级)。这一现象在利用(7)式计算参量带宽时不会产生太大影响,而在利用(12)式计算参量带宽时,由于 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s}$ 处于分母上,因此当 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s}=0$ 时会造成结果出现极大值,这也表明保留到一阶导数项时得到的参量带宽计算公式不适用于 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s}=0$ 或无限接近 0 的区域,此时必须考虑高阶导数项的影响。

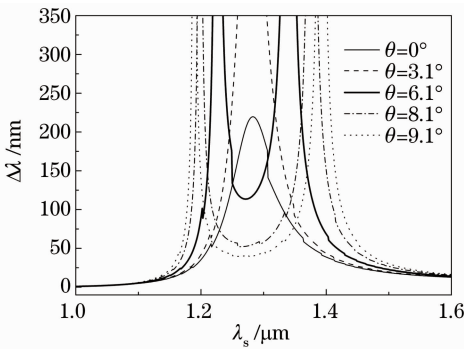


图 7 利用(12)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随 θ 的变化曲线

Fig. 7 Dependence of parametric bandwidth of geometry I, calculated by utilizing Eq. (12), on signal wavelength for different noncollinear angle θ

图 8 是利用(12)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化曲线,它和相同条件下利用(7)式所得结果(图 6)之间的对比分析与前面图 7 和图 5 之间的对比分析类似,不再重述,并且后面也都以参量带宽随极化周期的变化为例进行分析。

图 9 是利用(13)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化结果。对比图 9 和图 8 可以发现,当极化周期 $\Lambda < 18.5 \mu\text{m}$ 时,利用(13)式与利用(12)式得到的结果几乎完全相同;当 $\Lambda \geq 18.5 \mu\text{m}$ 时,二阶导数项对 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s}=0$ 能够起到很好的补偿作用。但由于存在着 $\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2}=0$ 的情况且其处于分母的位置,导致图 9 的曲线形状与图 6 和图 8 有很大差异,并且也会出现上万纳米的不正常参量带宽值,这说明必须考虑更高阶导数项的影响。

图 10 是利用(14)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化结果。当极化周期

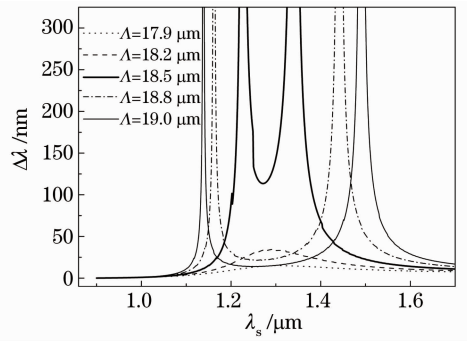


图 8 利用(12)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化曲线

Fig. 8 Dependence of parametric bandwidth of geometry I, calculated by utilizing Eq. (12), on signal wavelength for different poling periods

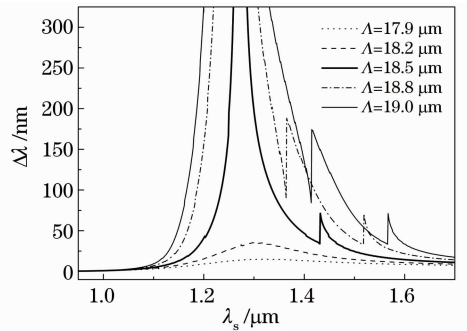


图 9 利用(13)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化曲线

Fig. 9 Dependence of parametric bandwidth of geometry I, calculated by utilizing Eq. (13), on signal wavelength for different poling periods

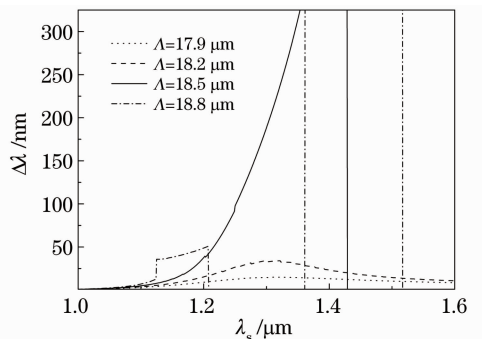


图 10 利用(14)式计算得到的非共线结构 I 中的参量带宽随极化周期的变化曲线

Fig. 10 Dependence of parametric bandwidth of geometry I, calculated by utilizing Eq. (14), on signal wavelength for different poling periods

$\Lambda < 18.5 \mu\text{m}$ 时,利用(14)式与利用(12)式和(13)式得到的结果几乎完全相同。当 $\Lambda > 18.5 \mu\text{m}$ 时,与图 6 相比劈裂开的两部分参量带宽对应的信号光波长范围完全相同;与图 8 相比劈裂开的两部分峰值不

再是高达上万纳米的不正常值。当 $\Lambda=18.5 \mu\text{m}$ 时, 与图 8 相比没有再出现两个极大的参量带宽峰, 而只有一个最大值约为 600 nm 的相对正常的参量带宽峰。在图 10 中, 当 $\Lambda>18.5 \mu\text{m}$ 时在部分信号光波长范围内没有获得参量带宽, 这是因为此时(14)式中根号内是负值, 导致计算出的参量带宽是虚数, 这一不正常现象需要利用四阶或更高阶的导数项来修正。

已有的研究报道在计算参量带宽时大都通过对相位失配进行泰勒级数展开而获得, 并且都仅仅简单地忽略掉二阶或三阶及以上的导数项, 而没有对这种做法的合理性和有效性进行证明和分析。本节中, 不仅利用相位失配表达式对参量带宽进行了计算, 同时还利用推导得到的分别保留一阶、二阶和三阶导数项时的泰勒级数展开法计算公式对参量带宽进行了计算, 并将两种方法获得的结果进行了对比。对比分析结果表明, 对于皮秒脉冲 OPA, 仅保留一阶导数项所得计算公式(12)式能够较好地反映出参量带宽随非共线角 θ 和晶体极化周期等因素的变化, 同时还可以用其确定最佳工作条件(即第一次出现双峰时对应的 θ, Λ 等)。

然而(12)式不适用于 $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = 0$ 或无限接近 0 的区域, 此时必须考虑高阶导数项的影响, 但却不能仅保留到二阶导数项, 这将使某些情况下($\theta > \theta_0$ 或 $\Lambda > \Lambda_0$ 时等)获得的参量带宽远远偏离正确值。从高阶导数项对参量带宽的影响趋势来看, 随着导数项阶数的升高, 利用泰勒级数展开法得到的结果与直接利用相位失配表达式计算出的结果逐步接近。因此当使用泰勒级数展开法计算参量带宽时, 为了获得较精确的结果, 预计至少要保留到四阶导数项, 这将使计算公式十分复杂, 大大降低了此方法的实用性。而直接利用相位失配表达式对参量带宽进行数值计算不仅较为简便, 而且所得结果也比较真实和有效。

对基于不完全非共线结构 III 的 OPA 而言, 图 5 已经给出了此时参量带宽随信号光波长的变化结果(细实线)。从图 5 中可以看出, $\theta=0^\circ$ 时的参量带宽并不是最佳值。在对参量带宽要求不高的情况下, 利用此种结构能够在一定程度上简化实验操作。但如果对参量带宽有较高的要求时, 如光参量啁啾脉冲放大, 则应将 θ 设定为前面提出的最佳值 6.1° 。

对基于不完全非共线结构 IV 的 OPA, 在 800 nm 抽运、温度为 200°C 、晶体长度为 1 cm 的条件下计算得到参量带宽随信号光的变化结果如图 11 所示。

从图中可以看出, 在 $0.9\sim 5 \mu\text{m}$ 的信号光波长范围内出现了 3 个参量带宽比较高的信号光波段, 分别约为 $1.02\sim 1.07 \mu\text{m}$ 波段、 $1.5\sim 1.67 \mu\text{m}$ 波段和 $3.36\sim 3.75 \mu\text{m}$ 波段, 这几个信号光波段对应的参量带宽平均值分别在 50、180、500 nm 左右。结合前面的研究结果可知, 基于非共线结构 IV 的 OPA 在中红外波段($3.5 \mu\text{m}$ 附近)不仅有较大的调谐带宽, 同时还可以获得很高的参量带宽, 因此对于空间光传输和红外探测等对此波段光源有较高要求的应用领域而言, 非共线结构 IV 将是较理想的光参量放大结构。

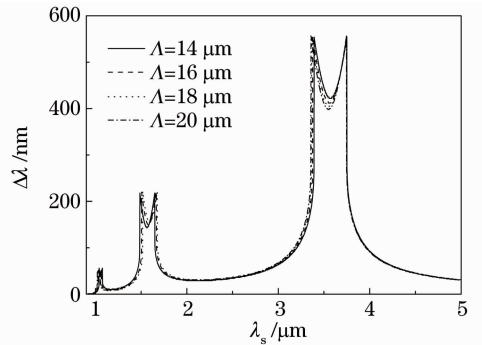


图 11 直接利用相位失配表达式计算得到的非共线结构 IV 中的参量带宽随极化周期的变化曲线

Fig. 11 Dependence of parametric bandwidth of geometry IV, calculated by utilizing phase mismatch expression directly, on signal wavelength for different poling periods

根据上面所得结果, 提出了一个 800 nm 抽运、基于 PPLN 晶体的最优宽带可调谐皮秒脉冲光参量放大方案:

- 1) 选择非共线结构 II 作为实际光参量放大结构, 并将非共线角 θ 设定在最佳值 6.1° ;
- 2) 根据所用 PPLN 晶体的极化周期, 通过(5)式来确定实验的工作温度;
- 3) 将信号光的波长设定在研究所感兴趣的波长范围的中心处附近, 如本文中的 1300 nm, 通过(3)式和(4b)式确定并固定非共线角 α , 从而最终实现同时具备宽调谐范围和大参量带宽的 OPA。

5 结 论

对基于 PPLN 晶体的皮秒脉冲光参量放大器在完全非共线结构 I 和 II 及不完全非共线结构 III 和 IV 中的调谐带宽和参量带宽特性进行了理论分析和数值研究。在完全非共线结构 I 和 II 中, 为了获得相对较大的调谐带宽, 非共线角 θ 和 PPLN 的极化

周期 Λ 都存在最佳值, 800 nm 抽运、不同温度下的最佳 θ 都为 6.1° , 而最佳 Λ 可利用(5)式确定。当工作温度为 200°C 时, 将 θ 和 Λ 都设定为最佳值时可在 $1090\sim 1540\text{ nm}$ 范围内实现信号光的调谐输出。在相同条件下使用非共线结构 I 和 II 可得到几乎相同的调谐带宽, 但从调谐带宽对非共线角 θ 和 α 变化的敏感度出发, 应选非共线结构 II 作为实际的光参量放大结构, 这与飞秒脉冲 OPA 完全不同。不完全非共线结构 III 是非共线结构 I 和 II 在 $\theta=0^\circ$ 时的一种特例, 所以采用其获得的调谐带宽相对较小, 但是它能够大大简化 OPA 的实验操作, 因此在对调谐带宽要求不高的情况下有较强的优势。当使用不完全非共线结构 IV 时能够在中红外波段 ($3.5\ \mu\text{m}$ 附近) 获得约为 500 nm 的调谐带宽, 使其成为空间光传输和红外探测等应用领域的理想光参量放大结构。

在参量带宽的研究过程中, 通过对相位失配进行泰勒级数展开, 分别得到了保留一阶、二阶和三阶导数项时的参量带宽计算公式, 随后利用这些公式对参量带宽进行了计算, 并将所得结果与直接利用相位失配表达式计算出的结果进行了对比。结果表明, 对于皮秒脉冲 OPA, 可利用仅保留一阶导数项的计算公式来定性计算参量带宽。但如果需要获得精确的结果, 相位失配的泰勒展开式应至少保留到四阶导数项。随着导数项阶数的升高, 利用泰勒展开法所得参量带宽与直接利用相位失配表达式计算出的结果越来越接近, 不过前者的计算复杂度将大大增加, 此时后者对参量带宽的数值计算更为简便, 而且所得结果也比较真实有效。前面提出的最佳 θ 和最佳 Λ 在计算参量带宽时同样有效, 即将 θ 和 Λ 都设定为最佳值时也能同时获得最大的参量带宽。在上述基础之上提出了一个简单易行的方案用来实现 800 nm 抽运的宽带可调谐光参量放大, 此方案使用非共线结构 II 作为实际的光参量放大结构, 实现时非共线角 θ 和晶体的极化周期都被设定为最佳值, 工作温度可由所给公式确定, 信号光与抽运光间的非共线角 α 可以始终固定, 此时无需调节其他参数即可在长达 450 nm 的范围内实现信号光的宽带输出。

参 考 文 献

- 1 M. Mero, A. Sipos, G. Kurdi *et al.*. Generation of energetic femtosecond green pulses based on an OPCPA-SFG scheme[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(10): 9646~9655
- 2 P. Wnuk, Y. Stepanenko, C. Radzewicz. High gain broadband

- amplification of ultraviolet pulses in optical parametric chirped pulse amplifier[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(11): 7911~7916
- 3 P. M. Vaughan, R. Trebino. Optical-parametric-amplification imaging of complex objects[J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(9): 8920~8929
- 4 Liu Tao, Yu Song, Shen Jing *et al.*. Bandwidth and gain of PPLN based optical parametric amplification with different noncollinear geometries[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(2): 302~306
刘涛, 喻松, 申静等. PPLN 晶体中不同非共线结构光参量放大过程的带宽与增益特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(2): 302~306
- 5 Liu Tao, Yu Song, Zhang Hua *et al.*. Broadband tunable pulses in quasi-phase-matched crystal based optical parametric amplification[J]. *Acta. Phys. Sin.*, 2009, **58**(4): 2482~2487
刘涛, 喻松, 张华等. 基于准相位匹配晶体的宽带可调谐光参量放大过程研究[J]. *物理学报*, 2009, **58**(4): 2482~2487
- 6 A. Fragemann, V. Pasiskevicius, F. Laurell. Broadband nondegenerate optical parametric amplification in the mid infrared with periodically poled KTiOPO₄[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(17): 2296~2298
- 7 Wei Xingbin, Peng Yuefeng, Wang Weimin *et al.*. Research on optical parametric oscillator based on periodically poled LiTaO₃ crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(6): 0614001
魏星斌, 彭跃峰, 王卫民等. 基于周期极化钽酸锂晶体的光参变振荡器技术研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(6): 0614001
- 8 Ji Feng, Lu Rongsheng, Li Baosheng *et al.*. Angle-tuned dual-signal quasi-phase matching optical parametric generator [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(2): 358~361
纪峰, 卢荣胜, 李保生等. 角度调谐双信号光运转准相位匹配光学参量的产生[J]. *中国激光*, 2010, **37**(2): 358~361
- 9 Zhang Shuanggen, Huang Zhangchao, Xue Yuming *et al.*. Self-focusing effect of ultra-short laser pulse propagation during quasi-phase matched crystal[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 1550~1553
张双根, 黄章超, 薛玉明等. 准相位匹配晶体中超短脉冲传输的自聚焦效应[J]. *中国激光*, 2010, **37**(10): 1550~1553
- 10 A. Galvanauskas, A. Hariharan, D. Harter *et al.*. High-energy femtosecond pulse amplification in a quasi-phase-matched parametric amplifier[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(3): 210~212
- 11 R. Danielius, A. Piskarskas, P. D. Trapani *et al.*. Matching of group velocities by spatial walk-off in collinear three-wave interaction with tilted pulses[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(13): 973~975
- 12 Steven T. Yang, Stephan P. Velsko. Frequency-agile kilohertz repetition-rate optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(3): 133~135
- 13 R. Antipenkov, A. Varanavicius, A. Zaukevicius *et al.*. Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(4): 3519~3524
- 14 Oleksandr Isaienko, Eric Borguet. Generation of ultra-broadband pulses in the near-IR by non-collinear optical parametric amplification in potassium titanyl phosphate[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(6): 3949~3954
- 15 Ye Liu, Jean-Claude Diels. Group-velocity matched femtosecond parametric oscillation by noncollinear quasi-phase matching[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2006, **42**(8): 760~764
- 16 Zhao Baozhen, Liang Xiaoyan, Leng Yuxin *et al.*. Investigation of noncollinear QPM optical parametric amplification based on periodically poled KTP[J]. *Opt. Commun.*, 2005, **248**(4-6): 387~394
- 17 L. Hongjun, Z. Wei, C. Guofu *et al.*. Investigation of spectral bandwidth of optical parametric amplification[J]. *Appl. Phys. B*, 2004, **79**(5): 569~576