

文章编号 1004-924X(2006)03-0374-04

纳秒近红外 KTP 光学参量振荡器的理论设计

苗杰光^{1,2}, 檀慧明¹, 边会坤^{1,2}

(1. 中国科学院 长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;

2. 中国科学院 研究生院, 北京 100039)

摘要:对纳秒近红外 KTP 光学参量振荡器(KTP-OPO)进行了全面系统的理论设计。讨论了 KTP-OPO 的相位匹配, 计算了 KTP 的走离角、允许角和有效非线性系数, 数值模拟了角度调谐曲线和增益曲线, 从而确定了调谐范围为 1.35~2.0 μm , 晶体切割角为 59.6°。同时, 分析了晶体长度、走离角以及输出镜耦合率对 OPO 阈值的影响, 总结了降低参量阈值的几种方法。

关键词:光学参量振荡器; 近红外激光; KTP 晶体; 角度调谐; 相位匹配

中图分类号: TN753.92; O437.4 **文献标识码:** A

Theoretical design of nanosecond near infrared KTP optical parametric oscillator

MIAO Jie-guang^{1,2}, TAN Hui-ming¹, BIAN Hui-kun^{1,2}(1. *Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;*2. *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

Abstract: A general theoretical design of nanosecond near infrared KTP optical parametric oscillator was presented. Based on the calculation and discussion on the phase-matching, walk-off angle, acceptance angle and effective nonlinear coefficient for the KTP crystal, and on the numerical simulations of the angle-tuning curve and gain curve, the tuning spectrum and cutting angle of the KTP was finally established as 1.35 ~ 2.0 μm and 59.6°, respectively. At the same time, the impact of the crystal length, walk-off angle and the output coupler's reflectivity on the threshold of a Optical Parametric Oscillator (OPO) was analyzed. Besides, several methods of reducing the OPO threshold were summed up.

Key words: Optical Parametric Oscillator (OPO); near infrared laser; KTP crystal; angle-tuning, phase-matching

收稿日期: 2005-09-28; 修订日期: 2006-01-10.

基金项目: 国家“863”计划资助项目 (No. 2002AA311140)。

1 引言

光学参量振荡器(Optical Parametric Oscillator OPO)是基于二阶非线性效应的固体可调谐激光光源。与传统的可调谐激光器(如掺钛蓝宝石激光器)相比,它具有调谐范围宽、转换效率高、全固化、小型化等特点。在 OPO 诸多不同的运转方式(连续波、纳秒、皮秒、飞秒 OPO)中,纳秒光参量振荡器的发展最为成熟,一直是人们研究的重点和热点。

用于近红外 OPO 的非线性晶体主要有:KTP、KTA、BBO、PPLN 等。其中,用 PPLN 实现 OPO 运转是当今国内外研究的热点,但国内生产 PPLN 的技术还不成熟,尚不能提供可靠的晶体;BBO 在空气中极易潮解,并且它的有效非线性系数较 KTP 晶体要小得多,不利于 OPO 的有效运转;KTA 虽然在 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 波段具有比 KTP 更好的红外透射性,但 KTA-OPO 常表现出较高的阈值和较低的转换效率;KTP 由于其具有非线性系数大、抗损伤阈值高、透光范围广、走离角小、允许角大等特点,被广泛应用于红外光参量振荡器。

红外 KTP-OPO 自 90 年代初以来已经获得了长足的发展,特别是脉冲泵浦、纳秒量级、可调谐 KTP-OPO 倍受人们的关注。Yan Tang 实现了 Nd:YLF 声光调 Q 激光器抽运的低阈值 KTP-OPO 运转,调谐范围为 $1.58\sim 1.84\ \mu\text{m}$,转换效率达 40% ^[1]。国内姚建铨运用钛宝石激光器作为泵浦源,采用泵浦源调谐的方式得到 $1.26\sim 2.53\ \mu\text{m}$ 的参量光输出,参量光在调谐过程中的最小能量为 $8.4\ \text{mJ}$ ^[2]。

本文对纳秒近红外 KTP 光学参量振荡器(KTP-OPO)进行了全面系统的理论设计。通过计算,在理论上确定本设计的调谐范围为 $1.35\sim 2.0\ \mu\text{m}$,晶体的切割角为 59.6° 。本设计预采用 $532\ \text{nm}$ Nd:YAG 声光调 Q 激光器作为泵浦源,OPO 以单谐振双程抽运方式运转,实验结果将另文报道。

2 相位匹配

2.1 基本原理

参与三波相互作用的泵浦光,信号光和闲频

光要实现有效参量振荡,必须同时满足动量守恒条件(相位匹配条件)和能量守恒条件,即:

$$k_p = k_s + k_i, \quad (1)$$

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (2)$$

由式(2)可以看出,光参量振荡过程实质上是产生差频光波(ω_s 或 ω_i)的非线性混频过程。

对 KTP 而言,进行 I 类相位匹配时,其非线性系数和增益都趋于零,因此它不存在 I 类匹配。KTP 在其 $x-z$ 、 $y-z$ 、 $x-y$ 三个主平面内都能进行有效的 II 类匹配。其中,在 $x-z$ 和 $y-z$ 面内的相位匹配行为极为相似,但在 $y-z$ 面内 KTP-OPO 的增益和有效非线性系数明显低于在 $x-z$ 面内的情况;在 $x-y$ 面内,OPO 虽然具有与 $x-z$ 面内相当的增益和有效非线性系数,但其低的调谐速率不能满足 OPO 宽带可调谐的要求。因此,本设计感兴趣的是在 $x-z$ 面内($\varphi=0$)的 II 类匹配。

KTP 的 II 类匹配又可分为 A、B 两种,即:

$$\text{II 类 A: } \omega_p n_1(\omega_p) = \omega_s n_1(\omega_s) + \omega_i n_2(\omega_i), \quad (3)$$

$$\text{II 类 B: } \omega_p n_1(\omega_p) = \omega_s n_2(\omega_s) + \omega_i n_1(\omega_i). \quad (4)$$

其中, n_1 、 n_2 分别为快光和慢光的折射率,且有 $n_1 < n_2$ 。由于光波在双轴晶体的主平面内传播时,其行为表现出单轴晶体的特性^[3],因此线偏光在 KTP 的 $x-z$ 面内传播时要么表现为 o 光(快光),要么表现为 e 光(慢光)。这里采用的是 II 类 A 匹配法,那么匹配条件又可写为:

$$\omega_p n_o(\omega_p) = \omega_s n_o(\omega_s) + \omega_i n_e(\omega_i), \quad (5)$$

2.2 调谐曲线

对任意方向传播的光波,其折射率可由折射率椭球方程给出:

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{n_j^{-2} - n_{jx}^{-2}} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{n_j^{-2} - n_{jy}^{-2}} + \frac{\cos^2 \theta}{n_j^{-2} - n_{jz}^{-2}} = 0, \quad (6)$$

式中 n_j 为光波折射率, $j=p,s,i$; θ 、 φ 为波矢的传输方向角; n_{jx} 、 n_{jy} 、 n_{jz} 是在一定温度下晶体的三个主轴折射率,其值由 Sellmeier 方程^[4]算出:

$$\left. \begin{aligned} n_{ix}^2 &= 3.006\ 5 + \frac{0.039\ 01}{\lambda_j^2 - 0.042\ 51} - 0.013\ 27\lambda_j^2 \\ n_{iy}^2 &= 3.033\ 3 + \frac{0.041\ 54}{\lambda_j^2 - 0.045\ 47} - 0.014\ 08\lambda_j^2 \\ n_{iz}^2 &= 3.313\ 4 + \frac{0.056\ 94}{\lambda_j^2 - 0.056\ 58} - 0.016\ 82\lambda_j^2 \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

在 KTP 的 $x-z$ 面内由式(6)得:

$$n_p = n_{px}, n_s = n_{sx}$$

$$n_i = \left[\frac{\sin^2 \theta}{n_{iz}^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_{ix}^2} \right]^{-1}, \quad (8)$$

把 $k = 2\pi n/\lambda$ 代入式(1)并整理得:

$$n_i = (n_{px}/\lambda_p - n_{sx}/\lambda_s)\lambda_i, \quad (9)$$

又由式(8)得:

$$\theta = \arcsin \left[\sqrt{\frac{n_i^{-2} - n_{ix}^{-2}}{n_{iz}^{-2} - n_{ix}^{-2}}} \right], \quad (10)$$

将式(2)、(7)、(9)代入式(10),通过计算机编程就可得到 KTP 在 $x-z$ 面内的调谐曲线,如图 1 所示。

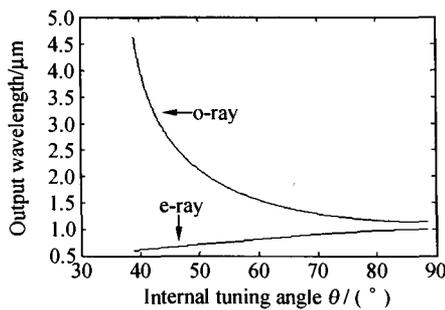


图 1 532 nm 泵浦 KTP-OPO 调谐曲线

Fig. 1 Tuning curve of the KTP-OPO pumped by 532 nm

从图 1 中可以明显地看出,在简并点处有一空隙,其范围大约在 $1.0 \sim 1.1 \mu\text{m}$ 之间。分析表明,这是由于在此范围内 φ 角不为零所引起的^[5],鉴于所感兴趣的调谐范围并不包括这一空隙,所以它一般不会影响使用。从图中还可以看到, o 光的调谐速率明显高于 e 光,这也是本设计选择 II 类 A 匹配法的原因之一。

3 有效非线性系数和走离角

3.1 有效非线性系数

KTP 属于 $\text{mm}2$ 点群正双轴晶体,其非线性光学系数为 d_{15} 、 d_{24} 、 d_{31} 、 d_{32} 和 d_{33} 。一直以来,上述系数没有统一固定的数值,存在着争议,运用不

表 1 KTP 的非线性光学系数

Tab. 1 Nonlinear optical coefficients for KTP

d_{ij} (pm/V)	d_{15}	d_{24}	d_{31}	d_{32}	d_{33}
F. C. Zumsteg	6.1	7.6	6.5	5.0	13.7
Eckardt	1.9	3.5	—	—	—
J. Seres	1.8	3.7	2.15	4.3	16.2

同的泵浦波长、理论模型和测量方法会得到不同的结果。表 1 给出了比较有代表性的 F. C. Zumsteg、Eckardt 和 J. Seres 的测量值^[6-8]。

90 年代之前大家普遍认可的数值是 F. C. Zumsteg 的测量值,而 Eckardt 认为 KTP 的非线性系数要比上述数值要低,并通过实验测得了自己理想的数值。Marshal 运用 F. C. Zumsteg 的测量值计算了 KTP-OPO 的阈值,其结果为观测值的 5 倍,认为 Eckardt 的测量值更符合实验结果^[9]。然而 Eckardt 的数值是针对泵浦光为 1064 nm 而言的,不适合本设计的模型 ($\lambda_p = 532 \text{ nm}$)。J. Seres 运用量子理论中的密度矩阵模型,计算了 KTP 等晶体的非线性光学系数随泵浦波长的变化曲线,并总结了前人的实验结果,理论与实验符合得非常好。因此,本设计援引的是 J. Seres 的结果。

根据 Eckardt 给出的 KTP II 类匹配时 d_{eff} 的近似表达式^[10],可以得到:

$$d_{\text{eff}}(\text{II}) \approx (d_{24} - d_{15}) \sin 2\theta \sin 2\varphi - (d_{15} \sin^2 \varphi + d_{24} \cos^2 \varphi) \sin \theta, \quad (11)$$

在 $x-z$ 面内,有

$$|d_{\text{eff}}(\text{II})| \approx d_{24} \sin \theta. \quad (12)$$

$|d_{\text{eff}}(\text{II})|$ 随调谐角的变化曲线如图 2 所示。可以看出,在整个调谐范围内 d_{eff} 都表现出很大的数值。

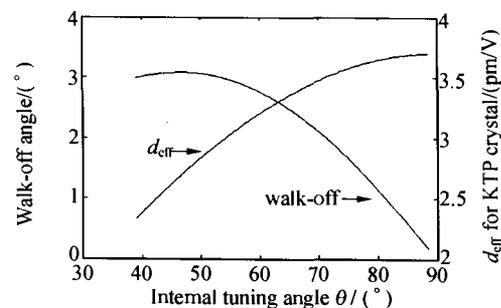


图 2 KTP-OPO 的有效非线性系数和走离角

Fig. 2 Walk-off angle and effective nonlinear coefficient

3.2 走离角的计算

外腔式单谐振 OPO 之所以有非常高的起振阈值 ($> 100 \text{ MW/cm}^2$),在很大程度上是由于走离效应的存在。走离效应使泵浦光和参量光之间的交迭减小,从而降低了它们之间的耦合效率,提高了泵浦阈值。因此,对走离角的估计,是在 OPO 的设计过程中很重要的一环,它有利于采取

有效措施(如:泵浦光双程抽运、双晶体走离补偿等)减小走离效应的影响,降低阈值,提高参量转换效率。临界相位匹配(CPM)情况下,e光的走离角 ρ 可由下式给出^[1]:

$$\rho = \arctan \left[\sqrt{\frac{n_{ic}^4 \sin^2 \theta}{(n_{ix}^2 - n_i^2)^2} + \frac{n_{iv}^4 \cos^2 \theta}{(n_{iz}^2 - n_i^2)^2}} \right]^{-1}, \quad (13)$$

它随调谐角的变化如图 2 所示。很明显,走离角随调谐角的增大而递减,在 $\theta = 90^\circ$ 时有最小值为 0,即不存在走离效应,这正是非临界相位匹配 OPO 的阈值较临界相位匹配情况下低的主要原因之一。但图中并未描述这一点,这是因为 $88 \sim 90^\circ$ 恰好对应图 1 所示的简并点处的空隙。

4 允许角的计算

以上讨论均是在满足相位匹配条件即: $\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$ 的情况下进行的。在 $\Delta k \neq 0$ 亦即相位失配的情况下,非线性频率变换效率会急剧下降,通常定义一个最大失配量:

$$(\Delta k)_{\max} = \pm \pi / l, \quad (14)$$

其中 l 为非线性晶体的长度。此时,频率变换效率下降为最大值的 40% 左右,据此可以计算 KTP 的允许角 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\varphi$ 。

这里采用姚建铨院士的理论模型^[11],首先计算 $\Delta\theta$ 。在最佳匹配方向 (θ_0, φ_0) 处将 Δk 展开为 Taylor 级数并仅保留到二阶项得:

$$\Delta k = (\Delta k)_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \Delta \theta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2} (\Delta \theta)^2, \quad (15)$$

式中 $(\Delta k)_0$ 为相位匹配时的失配量,显然有 $(\Delta k)_0 = 0$ 。又由 $k = 2\pi n / \lambda$ 可得:

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = 2\pi(n_p / \lambda_p - n_s / \lambda_s - n_i / \lambda_i), \quad (16)$$

双轴晶体中,波矢方向为 (θ, φ) 的光波折射率的普遍表达式为:

$$n_j = \left(\frac{2}{-B_j \pm \sqrt{B_j^2 - 4C_j}} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

其中 $j = p, s, i$ 。对于 II 类匹配, $j = p, s$ 时上式取“+”,否则取“-”。 B_j, C_j 为 θ, φ 的函数:

$$B_j = -\sin^2 \theta \cos^2 \varphi (n_{jx}^{-2} + n_{jz}^{-2}) - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \times (n_{jx}^{-2} + n_{jz}^{-2}) - \cos^2 \theta (n_{jx}^{-2} + n_{jy}^{-2}), \quad (18)$$

$$C_j = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi n_{jx}^{-2} n_{jz}^{-2} + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi n_{jx}^{-2} n_{jz}^{-2} + \cos^2 \theta n_{jx}^{-2} n_{jy}^{-2}. \quad (19)$$

利用式(14)~(19)进行数值计算,并注意在 x

$-y$ 面内 $\varphi = 0$,解方程就可以得到 $\Delta\theta$ 。同理,将 $\Delta\theta$ 替换为 $\Delta\varphi$,重复上述计算也可以得到 $\Delta\varphi$ 的值。图 3 给出了 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\varphi$ 随调谐角的变化曲线图。

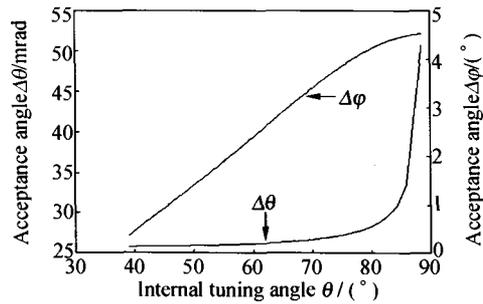


图 3 KTP 晶体的允许角

Fig. 3 Acceptance angle for the KTP crystal

5 增益和阈值

5.1 增益曲线

与普通激光器不同,OPO 的增益是由非线性晶体中泵浦光与参量光间的能量耦合作用所提供的;OPO 的增益特性还在于它的单向性,参量光被输出镜反射并通过非线性晶体时不但得不到加强反而会受到损耗,这也是 OPO 具有高阈值特性的又一原因。

这里采用的是泵浦光双程抽运方式,目的在于提高 OPO 的增益、降低阈值。将 S. J. Brosnan 所给出的 OPO 单程增益表达式^[11]稍加修正,就可以得到泵浦光双程抽运情况下 OPO 的增益:

$$G = \exp(-2\alpha l) \cos^2 h^2(\Gamma\zeta) \cos^2 h^2(\gamma\Gamma\zeta), \quad (20)$$

其中, α 为非线性晶体的吸收系数,由于泵浦光和参量光都在 KTP 的透光范围之内,因此可以取 $\alpha = 0$; γ 是后向和前向传播的泵浦光的振幅比; Γ, ζ 的表达式如下:

$$\Gamma^2 = \left(\frac{d_{\text{eff}}^2}{n_p n_s n_i} \right) \frac{8\pi^2 I_p g_s (\lambda_s / \lambda_p - 1)}{\epsilon_0 c \lambda_s^2}$$

$$\zeta = l_w \text{erf}(l\sqrt{\pi}/2l_w), \quad g_s = \omega_p^2 / (\omega_p^2 + \omega_s^2)$$

$$l_w = \frac{\sqrt{\pi} \omega_p}{2 \rho \sqrt{\omega_p^2 + \omega_s^2 / 2}}$$

上式中, ω_p, ω_s 分别为泵浦光和信号光的光斑束腰, I_p 为泵浦光功率密度。由上式可知,增益 G 为 d_{eff} 和 I_p 的递增函数,因此,在选定非线性晶体

的情况下,选用高功率密度的泵浦光可有效提高 OPO 增益降低阈值;同时, G 还是 λ_p 的递减函数,选用 532 nm 来代替惯用的 1 064 nm 的泵浦源,也正是基于这个原因。图 4 给出了在不同波长的泵浦光和不同的泵浦功率密度下, OPO 增益随调谐角的变化曲线。

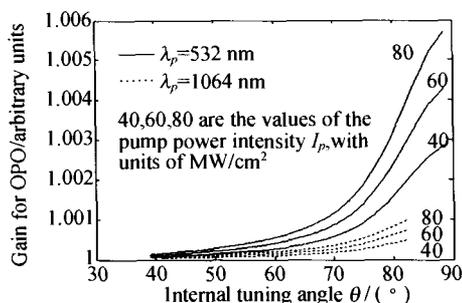


图 4 泵浦光双程抽运 OPO 增益曲线

Fig. 4 Gain curve for the double-pass pumped OPO

5.2 阈值分析

光参量振荡器要实现低阈值运转可有以下方法:(1)使信号光和闲频光同时振荡,即 OPO 以双谐振方式运转,但采用这种方法的 OPO 输出参量光频率和相位的稳定性较差。(2)选用非线性系数较大的周期性极化晶体(如 PPLN、PPKTP)作为参量晶体,然而,国内这种技术还不成熟,晶体的可靠性较低。(3)将非线性晶体置入泵浦源腔内,亦即内腔式光学参量振荡器(IOPO)。此方法实质是利用了激光腔内高的功率密度,其所选用的非线性晶体常采用非临界相位匹配方式,然而,此情况下 OPO 的输出频率是不可调的。(4)运用泵浦光双程抽运方式。这是低阈值连续可调谐 OPO 常采用的方法,也是本设计中所采用的方法。

S. J. Brosnan 给出了在泵浦光双程抽运情况下 OPO 的阈值表达式^[12]:

$$I_{th} = \frac{2.25}{\kappa G_s \zeta^2 (1+\gamma)^2} \left[\frac{33L}{2\tau_p c} + 2\alpha l + \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + \ln 4 \right]^2, \quad (21)$$

其中, $\kappa = 8\pi^2 d_{eff}^2 / (\lambda_s \lambda_p n_p n_s n_i \epsilon_o c)$, R 、 τ_p 分别为输出耦合镜的反射率和泵浦光的脉宽。 $L = L' + (n - 1)l$, l 为谐振腔的光学长度, L' 为谐振腔的物理长度。由上式可以看出 OPO 阈值与很多因素有关,其中,有效非线性系数 d_{eff} 、非线性晶体的长度 l 、输出耦合镜的反射率 R 以及走离角 ρ 对阈值的

影响较大。图 5 描述的是 I_{th} 随 R 和 ρ 的变化曲线。

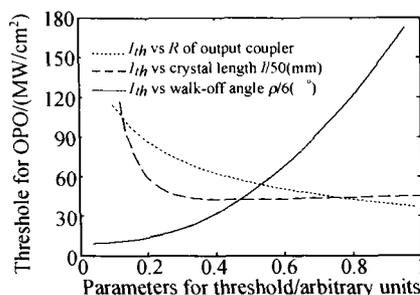


图 5 OPO 阈值变化曲线

Fig. 5 Changing curve of the OPO threshold.

从图中可以发现,在晶体长度大于 25 mm 以后无益于阈值的降低,反而会使阈值略微提高。这是由于过长的晶体对泵浦光的吸收损耗增大所引起的,这也是选择晶体最佳长度的依据所在。

6 设计构想

基于以上全面系统的理论分析,本文给出了本设计的最终构想:

(1)运转方式。由式(20)可以看出, OPO 增益与泵浦光强度成正比。如今成熟的固体激光器调 Q 技术获得脉宽 10~20 ns、峰值功率几十兆瓦的脉冲非常容易,因而纳秒 OPO 比连续波 OPO 更容易发生参量振荡。此外,纳秒 OPO 还具有以下优点:纳秒 OPO 对腔内损耗不很敏感,这有利于 OPO 调谐;纳秒 OPO 对泵浦光光束质量要求不高;纳秒 OPO 对腔型无特别的限制,平行平面腔、非稳腔都可以实现参量输出。所以,本设计中的 OPO 运转在纳秒量级。

(2)泵浦源。采用 532 nm Nd:YAG 声光调 Q 激光器作为泵浦源,并运用双程抽运方式,以获得大的增益和高的泵浦功率密度。

(3)非线性晶体。选用 25 mm 长的 KTP 作为参量晶体。依据 KTP 的调谐曲线并综合考虑其允许角、走离角、增益和有效非线性系数确定其调谐范围为 1.35~2.0 μm , 对应的调谐角范围是 51.6~67.1 $^\circ$ 。中心波长 1.57 μm 对应 59.6 $^\circ$, 因此 KTP 晶体的切割角选定为 $\theta = 59.6^\circ$, $\varphi = 0$ ($x-z$ 面内)。

(4)OPO 谐振腔。纳秒 OPO 通常采用平行

平面腔,其缺点是输出光束质量差,腔内高的功率密度极易损伤晶体和元件的镀膜。因此,实验预采用非稳腔以实现 OPO 高功率、高光束质量输出。

(5)其它。Nd:YAG 激光器发射的是非偏振光,为了更好地实现相位匹配,需外加一选偏器(如,布鲁斯特片)使之成为线偏振光,并且使线偏振光的偏振方向严格与 KTP 晶体的 y 轴平行;再者,由于采用了双程抽运方式,被返回的抽运光很可能对抽运源造成光损伤。因此,可考虑使用光隔离器(optical isolator)或使反向抽运光偏离抽运源的腔轴方向。

另外,鉴于纳秒 OPO 的输出线宽较大,还考虑采用在 OPO 腔内插入 F-P 标准具的方法来压窄线宽。虽然此方法会在一定程度上增加 OPO

腔长、提高振荡阈值,但其对 OPO 可调谐性和腔稳定性的影响远比种子注入法要小得多。

7 结束语

通过计算 KTP-OPO 的各种参数(走离角、允许角、调谐曲线、增益曲线、阈值和有效非线性系数),确定了本设计的调谐范围和晶体的切割角,为下一步实验打下坚实的理论基础。进一步的工作应该是 OPO 腔镜膜系的优化设计,以实现 OPO 低阈值、宽带可调谐的要求;再者,研制一高峰值功率、高光束质量的泵浦源应是当前的首要任务。本文的计算对于 OPO 的初步设计和优化有一定的参考价值。

参考文献:

- [1] TANG Y, CAMERON F R, RAHLFF C, *et al.* Low-threshold, high-efficiency, widely tunable infrared source from a KTP-based optical parametric oscillator[J]. *Journal of Optical Society of America B*, 1997, 14(20): 3442-3451.
- [2] YAO J Q, DING X, QIAO J Y, *et al.* Pump-tuning optical parametric oscillator and sum-frequency mixing with KTP pumped by a Ti:sapphire laser[J]. *Optics Communications*, 2001, 192: 407-416.
- [3] LIN J T, MONTGOMERY J L. Generation of tunable mid-IR (1.8-2.4 μ m) laser from optical parametric oscillation in KTP[J]. *Optics Communications*, 1990, 75(3,4): 315-320.
- [4] KATO K. Parametric oscillation at 3.2 μ m in KTP pumped at 1.064 μ m[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1991, 27(5): 1137-1140.
- [5] YAO J Q, SHENG W D. Accurate calculation of the optimum phase-matching parameters in three-wave interactions with biaxial nonlinear-optical crystals[J]. *Journal of Optical Society of America B*, 1992, 9(6): 891-902.
- [6] ZUMSTEG F C, BIERLEIN J D, GIER T E. $K_xRb_{1-x}TiOPO_4$: A new nonlinear optical material[J]. *Journal of Applied Physics*, 1976, 47(11): 4980-4985.
- [7] ECKARDT R C, BYER R L. Measurement of nonlinear optical coefficients by phase-matched harmonic generation [J]. *SPIE*, 1991, 1561: 119-127.
- [8] SERES J. Dispersion of second-order nonlinear optical coefficient[J]: *Applied Physics B*, 2001, 73: 705-709.
- [9] MARSHALL L R, HAYS A D, KASINSKI J, *et al.* Highly efficient optical parametric oscillators[J]. *SPIE*, 1991, 1419: 141-152.
- [10] ECKARDT R C, MASUDA H, FAN Y X, *et al.* Absolute and relative nonlinear optical coefficients of KDP, KD * P, BaB₂O₄, LiIO₃, MgO: LiNbO₃, and KTP Measured by phase-matched second-harmonic generation[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1990, 26(5): 922-933.
- [11] 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术[M]. 北京: 科学出版社, 1995.
YAO J Q. *Frequency conversion for nonlinear optics and laser tuning technique* [M]. Beijing: Science Press, 1995.
- [12] BROSANAN S J, BYER R L. Optical parametric oscillator threshold and line width studies[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1979, QE-15(6): 415-431.

作者简介:苗杰光(1979—),男,山东临沂人,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所在读博士生,主要从事 LD 泵浦全固态激光及非线性光学频率变换技术。E-mail: opo_mjg@163.com