

文章编号: 1001-3806(2013)01-0063-05

PPLN 晶体实现 $2\mu\text{m}$ 激光输出的理论分析

邓华荣 李 彤* 牛瑞华 薛亮平 李燕凌 曹文勇
(西南技术物理研究所 成都 610041)

摘要: 为了实现 $2\mu\text{m}$ 激光输出,采用周期性极化铌酸锂(PPLN)晶体用于光参变振荡(OPO)产生 $2\mu\text{m}$ 激光的方法,从 PPLN 晶体的 Sellmeier 方程出发,考虑三波相互作用需满足的动量守恒和能量守恒条件,进行了理论分析和数值计算,得到在 120°C 时, PPLN 晶体的极化周期为 $31.35\mu\text{m}$ 的理论值;绘制出了输出波长与极化周期、输出波长与入射角的关系曲线;并从相位同步因子 $\text{sinc}^2(\Delta Kl/2)$ 出发,分别计算了允许角、允许周期、允许温度。结果表明,此方法不仅克服了利用双折射特性和色散特性方法带来的走离效应,而且还充分利用了晶体的最大有效非线性系数,从而理论上提高了转换效率。该理论分析为 PPLN-准相位匹配-OPO 输出 $2\mu\text{m}$ 激光的下一步实验奠定了基础。

关键词: 非线性光学;光参变振荡; $2\mu\text{m}$ 激光器; PPLN 晶体; 准相位匹配

中图分类号: O437 **文献标识码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2013.01.016

Theory analysis of $2\mu\text{m}$ laser output based on PPLN

DENG Hua-rong, LI Tong, NIU Rui-hua, XUE Liang-ping, LI Yan-ling, CAO Wen-yong
(Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract: In order to generate $2\mu\text{m}$ laser, a novel method was adopted with periodically poled lithium niobate(PPLN) as a nonlinear crystal in optical parametric oscillator(OPO). From the Sellmeier function of PPLN, given the momentum conservation and energy conservation, series of theoretical analysis and numerical calculation are conducted. Firstly, it was obtained that the polarization period of PPLN was $31.35\mu\text{m}$ at 120°C . Then the curves of the relations between the wavelength and polarization period, between the wavelength and the incident angle were drawn. Finally, starting from the phase synchronization factor $\text{sinc}^2(\Delta Kl/2)$, the allowance angle, allowance polarization period and allowance temperature were calculated. This method not only can overcome walk-off effect of birefringence and dispersion, but also make full use of the maximum effective nonlinear coefficient of the crystals, so the efficiency of the conversion can be increased. These theoretical results provide the foundation for the future experimental study about PPLN-quasi-phase matching-OPOs.

Key words: nonlinear optics; optical parametric oscillator; $2\mu\text{m}$ laser; PPLN crystal; quasi-phase matching

引 言

$2\mu\text{m}$ 激光处在大气红外窗口中的第 1 个窗口,大气、水分对其吸收较小。随着固体激光技术的日益进步, $2\mu\text{m}$ 激光在激光雷达、激光测距、光电对抗和生物医学等领域中发挥的作用也越来越大,特别是可以作为 $3\mu\text{m} \sim 5\mu\text{m}$ 波段激光器最理想的抽运源^[1]。 $2\mu\text{m}$ 激光从技术上常用两种方法实现:一是由闪光灯或者二极管抽运掺杂敏化离子的全固态激光器直接产生;二是由二极管抽运声光 Q 开关 Nd:YAG 激光器产生 $1\mu\text{m}$ 激光,再抽运光参变振荡腔来产生 $2\mu\text{m}$ 激光。第 1 种方法中,激活离子一般选用 Tm 离子和 Ho 离

子^[2-3],但因 Tm, Ho:YLF 或 Tm:YAG 晶体为准三能级,阈值较高,致使转换效率低,并且不能实现波长的调谐输出。第 2 种方法最大的优点是可以实现波长的调谐输出。可以通过以下两种方式实现相位匹配:一是利用非线性晶体的双折射特性和色散特性实现相位匹配;二是利用周期性极化晶体的准相位匹配技术实现相位匹配。前者常用晶体 KTP, KTA^[4],但其存在着严重的走离效应且不能利用晶体的最大有效非线性系数;而准相位匹配技术可以实现相位匹配^[5-8],因其匹配方式为非临界相位匹配,走离效应可避免,调整自极化方向也可有效利用晶体的最大有效非线性系数。

1 周期性极化晶体用于光参变振荡的理论分析

周期性极化晶体是自极化方向被周期性调制的晶体,图 1 为周期性极化晶体示意图。周期性极化后,原先固定的有效非线性系数被周期性调制。其 z 方向的有效非线性系数即为:

作者简介:邓华荣(1987-),男,硕士研究生,主要从事非线性光学及固体光参变振荡激光器方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: Litongln@163.com

收稿日期:2012-04-05;收到修改稿日期:2012-04-19

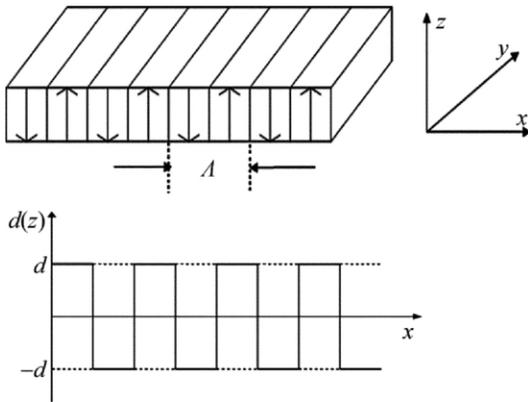


Fig. 1 Periodically poled crystal schematic

$$d_{\text{eff}}(z) = d_{\text{eff}} \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} G_m \exp\left(-i \frac{2\pi m}{\Lambda} z\right) \quad (1)$$

式中 Λ 是极化周期, d_{eff} 表示双折射相位匹配中的有效非线性系数, m 为准相位匹配阶数, G_m 为傅里叶系数。忽略 2 阶及以上的高阶非线性效应, 只考虑 1 阶准相位匹配, 并令倒格矢 $k_m = \frac{2\pi m}{\Lambda} \hat{k}$, \hat{k} 为 z 轴正方向的单位矢量, 则 (1) 式可以简化为:

$$d_{\text{eff}}(z) = d_{\text{eff}} \cdot G_m \exp(-i k_m \cdot z \hat{k}) \quad (2)$$

对于理想的光学超晶格, 极化翻转占比 $D=0.5$, 所以:

$$d_{\text{eff}}(z) = d_{\text{eff}} \cdot \frac{2}{m\pi} \exp(-i k_m \cdot z \hat{k}) \cdot \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \quad (3)$$

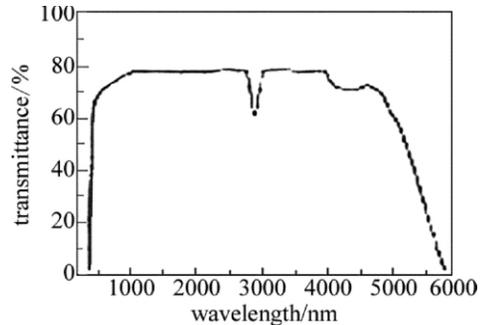
由 (3) 式可以看出, 匹配级数 m 须为奇数, 否则 $d_{\text{eff}}=0$, 没有实际意义。令 $d_q = \frac{2d_{\text{eff}}}{m\pi}$ 为准相位匹配有效非线性系数, 欲使加入倒格矢的三波满足动量守恒, 即 $\Delta K=0$ 。因此, 若用 k_p 表示抽运光波矢, k_s 表示信号光波矢, k_i 表示闲频光波矢, 对准相位匹配来说, 需使得极化周期满足 $\Lambda = \frac{2m\pi}{k_p - k_s - k_i}$ (m 为奇数), 才能使在晶体的整个长度内, 光强得以持续增加。

$\Delta K=0$ 是通常所说的准相位匹配条件。准相位匹配中有效非线性系数 $d_q = \frac{2d_{\text{eff}}}{m\pi}$, 即使取匹配阶数 $m=1$, 有效非线性系数仍比双折射相位匹配中的有效非线性系数小, 但因准相位匹配中不存在走离效应, d_{eff} 可取晶体的最大有效非线性系数, 因此保证了效率。另外一点, 准相位匹配是利用引入倒格矢来补偿双折射引起的相位失配, 即实现 $\Delta K=0$ 。

2 PPLN 晶体的特性

周期性极化铌酸锂 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 是在准相位匹配技术中应用最广泛的一种非线性晶体, 将 LiNbO_3 晶体进行周期性极化即可得到。因周期性极化不会改变晶体的光学性质, 所以

PPLN 具备 LiNbO_3 的特性。 LiNbO_3 晶体具有很宽的透光范围, 图 2 为某公司生产的 LiNbO_3 在 $500\text{nm} \sim 6000\text{nm}$ 的透射率曲线, 从图中可以看出, LiNbO_3 在 $2\mu\text{m}$ 处的透射率高达 80%, 这就为实现 $2\mu\text{m}$ 激光输出提供了可能。加上 PPLN 高增益、低损耗的特点, 所以被广泛应用于光参变振荡器中。另外, LiNbO_3 晶体还有有效非线性系数大、易于生长、价格便宜、物化性能稳定和不易潮解等优点。由于其在集成电路中的应用广泛, LiNbO_3 又称为“非线性光学的硅”。

Fig. 2 Infrared transmission spectrum of LiNbO_3

3 PPLN 满足准相位匹配实现 $2\mu\text{m}$ 激光输出的数值计算

LiNbO_3 与温度有关的色散方程为^[9]:

$$\begin{aligned} n_e^2 = & 5.3558 + 4.629 \times 10^{-7} f + \\ & 0.100473 + 3.862 \times 10^{-8} f \\ & \lambda^2 - (0.20692 - 0.89 \times 10^{-8})^2 + \\ & 100 + 2.657 \times 10^{-5} f - 0.015334 \lambda^2 \\ & \lambda^2 - 11.34927^2 \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $f = (T - 24.5)(T + 570.82)$, T 为摄氏温度, λ 为入射光波长, 下标 e 表示非常光。

3.1 输出波长与极化周期的关系^[9]

为了得到所需 PPLN 的极化周期 Λ , 同时考虑到最大限度的利用 PPLN 的有效非线性系数, 选取准相位匹配级数为 1, 即 $m=1$ 。令抽运光沿晶体长度方向入射, 利用能量守恒条件和动量守恒条件, 分别为:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (5)$$

$$\frac{n_{e,p}}{\lambda_p} = \frac{n_{e,s}}{\lambda_s} + \frac{n_{e,i}}{\lambda_i} + \frac{1}{\Lambda} \quad (6)$$

式中, λ_p 表示抽运光波长, λ_s 表示信号光波长, λ_i 表示闲频光波长, $n_{e,p}$ 表示抽运光非常光的折射率, $n_{e,s}$ 表示信号光非常光的折射率, $n_{e,i}$ 表示闲频光非常光的折射率。综合光折变效应对晶体损伤阈值的影响和实验室对温度稳定性的精确控制, 拟在 120°C 左右输出 $2\mu\text{m}$ 波段 ($2.0\mu\text{m} \sim 2.1\mu\text{m}$) 的激光。由于折射率与温度有关, 为便于分析, 从 (5) 式和 (6) 式出发,

采用 MATLAB 绘出输出波长与极化周期的关系(工作温度为 118℃ ~ 122℃),如图 3 所示。由图 3 可以看出,当晶体工作在 120℃ 左右时,晶体的极化周期约取为 31.35 μm。

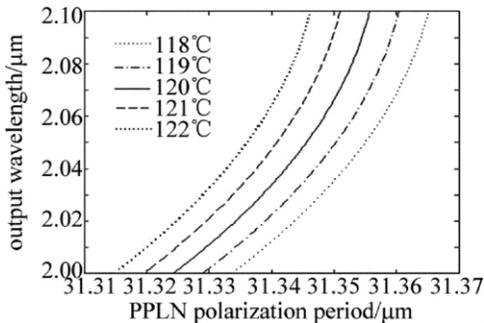


Fig. 3 Output wavelength versus polarization period

3.2 输出波长与入射角的关系

考虑到 PPLN 的工艺存在缺陷,极化周期的大小与所标注的值有所差异,这时需调整入射角度(非垂直入射)以牺牲一定的有效非线性系数来实现 2μm 激光输出;或者有效非线性系数最大的方向不在标注方向,这时也需调整入射角度以寻求最大的有效非线性系数等等。因为非垂直入射时,极化周期为 $\frac{\Lambda}{\cos\theta_{in}}$,所以动量守恒条件可表示:

$$\frac{n_{ep}}{\lambda_p} = \frac{n_{ei}}{\lambda_i} + \frac{n_{es}}{\lambda_s} + \frac{\cos\theta_{in}}{\Lambda} \quad (7)$$

折射定律:

$$\sin\theta_{out} = n_3 \sin\theta_{in} \quad (8)$$

(7) 式、(8) 式中 θ_{in} 和 θ_{out} 分别表示抽运光在晶体内外波矢与法线的夹角。

仍假设抽运光与信号光共线,在满足动量守恒(即(7)式)、能量守恒(即(5)式)的前提下,利用折射定律(即(8)式)绘出输出波长与入射角的关系(工作温度为 120℃),如图 4 所示。由图 4 可以得出欲输出 2μm 波段的激光,入射角应该小于 10°。

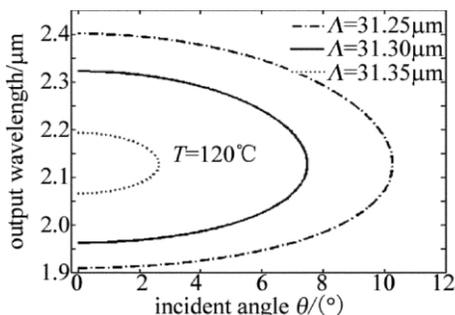


Fig. 4 Output wavelength versus incident angle

4 准相位匹配中相关允许参量分析^[10-11]

从相位同步因子 $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta K l}{2}\right)$ (l 为晶体长度) 出

发,可以得出:为使输出波长的功率光强保持增长,需要满足条件: $\Delta K \leq \frac{\pi}{l}$ 。当 $\Delta K = \frac{\pi}{l}$ 时,相位同步因子下降大约为极大值的 40%,作者认为,满足这个条件参量对于非线性相互作用还是允许的。

4.1 允许角的分析

允许角也称为接收角,由抽运光发散角引起。假设垂直入射抽运光的发散角为 $\Delta\theta$,而垂直入射的光波满足相位匹配条件 $\Delta K = 0$ 。

在周期极化晶体中,相位失配量的波长表示为:

$$\Delta K = 2\pi \left[\frac{n_p(\theta)}{\lambda_p} - \frac{n_i(\theta)}{\lambda_i} - \frac{n_s(\theta)}{\lambda_s} - \frac{m}{\Lambda(\theta)} \right] \quad (9)$$

式中 $\Lambda(\theta) = \frac{\Lambda_0}{\sin\theta}$ 。在 $\theta_0 = 0$ (垂直入射) 处对其泰勒级数展开,保留到 $\Delta\theta$ 的一次项:

$$\Delta K = \Delta K_{\theta_0=0} + \frac{d(\Delta K)}{d\theta} \Big|_{\theta_0=0} \cdot \Delta\theta \quad (10)$$

式中,等号右边第 1 项 $\Delta K_{\theta_0=0} = 0$ 将 $\Delta K = \frac{\pi}{l}$ 代入得到允许角为:

$$\Delta\theta = \frac{\Lambda_0}{2lm} = \frac{1}{2l} \frac{1}{\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{n_s}{\lambda_s}} \quad (11)$$

根据能量守恒条件(5)式,并且考虑到信号光波长 $\lambda_s = 2\mu\text{m}$, (11) 式可以细化为:

$$\Delta\theta = \frac{\Lambda_0}{2lm} = \frac{1}{2l} \frac{1}{\frac{n_p}{\lambda_p} - \left[\frac{n_i}{\lambda_p} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \lambda_p & -2 \end{pmatrix} - \frac{n_s(2)}{2} \right]} \quad (12)$$

对(12)式求导,可以得出获得最大的允许角对应的抽运光波长为 1.21 μm,当晶体长度为 1mm(工作温度为 120℃)时,其对应的允许角为 0.956°。对于拟采用的 1.064 μm 的抽运光在晶体长度 l 分别为 1mm 和 1.1mm(工作温度均为 120℃)时,对应的允许角分别为 0.8974°和 0.8158°。

根据(12)式可以得出以下结论:(1) 允许角很小。这就要求抽运光的方向性很强,否则转换效率很低;(2) 允许角与晶体长度成反比。这就要求实验时要权衡出射光强与转换效率,增益长度太长,允许角就减小,对于特定的抽运光转换效率就会降低;相反,增益长度太短,转换效率虽然会有所提高,但是出射光强却下降了;(3) 允许角与匹配阶数无关。这就可以选择匹配级数 $m = 1$,可以充分利用晶体的最大有效非线性

系数。

4.2 允许周期的分析

周期性极化晶体的周期偏差是由温度、工艺等因素引起的,在此考虑周期的允许范围时暂不考虑温度本身对晶体极化周期的影响。假设完全准相位匹配时的极化周期是 Λ_0 , 即当 $\Lambda = \Lambda_0$ 时, 相位失配量 $\Delta K = 0$ 。由于工艺等因素, 实际的周期是 $\Lambda = \Lambda_0 + \Delta\Lambda$ 。

相位失配量的波长表示为:

$$\Delta K = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{m}{\Lambda} \right) \quad (13)$$

对(13)式在 $\Lambda = \Lambda_0$ 处进行泰勒展开, 保留到 $\Delta\Lambda$ 的1次项:

$$\Delta K = \Delta K_{\Lambda=\Lambda_0} + \frac{d(\Delta K)}{d\Lambda}_{\Lambda=\Lambda_0} \cdot \Delta\Lambda \quad (14)$$

$$\Delta\Lambda = \frac{1}{2l} \cdot \frac{1}{\left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{n_s}{\lambda_s} \right)^2 m} \quad (15)$$

根据(5)式并且考虑到信号光波长 $\lambda_s = 2\mu\text{m}$, (15)式可以细化为:

$$\Delta\Lambda = \frac{\Lambda_0}{2lm} = \frac{m}{2l} \left[\frac{n_i}{\lambda_p} \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{2} \right) - \frac{n_s(2)}{2} \right]^{-2} \quad (16)$$

图5中计算了在不同匹配阶数、不同晶体长度下, 允许极化周期与抽运波长的关系。从图5可以看出, 获得最大的允许周期对应的抽运光波长仍为 $1.21\mu\text{m}$, 且允许周期随着匹配级数的变化而变化。对于拟采用的 $1.064\mu\text{m}$ 的抽运光在晶体长度分别为 1mm 和 1.1mm (工作温度均为 120°C , 匹配级数 $m = 1$) 时, 对应的允许周期分别为 $0.4906\mu\text{m}$ 和 $0.446\mu\text{m}$ 。从(16)式可以得出以下结论: (1) 允许周期很小。这就要求晶体极化周期的稳定性极高; (2) 允许周期与准相位匹配阶数成正比; (3) 允许周期与晶体长度成反比。

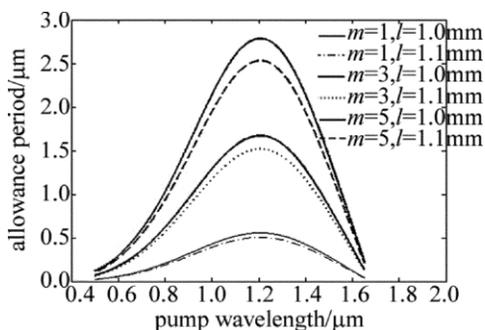


Fig. 5 Allowance polarization period versus pump wavelength

结论(2)和结论(3)中同允许角中分析一样, 要求做实验时要权衡出射光强与转换效率。

4.3 允许温度的分析

在分析允许角、允许周期时, 未曾考虑温度的影响, 但事实上温度会影响耦合光波的折射率和晶体的极化周期, 不管影响什么, 最终都会影响相位失配量。由于温度的双重效应, 使得允许温度的计算要复杂很多。

设晶体温度为 T 时, 极化周期为 $\Lambda(T)$, 满足晶体的热膨胀方程。在温度为 T_0 时, 满足准相位匹配, 即 $\Delta K = 0$, 用波长表示即为:

$$\Delta K = 2\pi \left[\frac{n_p(T)}{\lambda_p} - \frac{n_i(T)}{\lambda_i} - \frac{n_s(T)}{\lambda_s} - \frac{m}{\Lambda(T)} \right] \quad (17)$$

为了考虑温度对相位失配量的影响, 要使用 LiNbO_3 的热膨胀方程。即:

$$\Lambda(T) = \Lambda(T_0) [1 + 1.44 \times 10^{-5} \times (T - T_0) + 7.1 \times 10^{-9} (T - T_0)^2] \quad (18)$$

在 $T = T_0$ 时, 将(17)式泰勒展开, 保留到 ΔT 的1次项:

$$\Delta K = 2\pi \left[\frac{1}{\lambda_p} \frac{d(n_p(T))}{dT} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{d(n_i(T))}{dT} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{d(n_s(T))}{dT} + \frac{m}{\Lambda^2(T)} \frac{d(\Lambda(T))}{dT} \right]_{T=T_0} \Delta T \quad (19)$$

考虑到 $\frac{m}{\Lambda(T_0)} = \frac{n_p(T_0)}{\lambda_p} - \frac{n_i(T_0)}{\lambda_i} - \frac{n_s(T_0)}{\lambda_s}$, 代入

$\Delta K = \frac{\pi}{l}$ 得到忽略晶体的热膨胀允许温度为:

$$\Delta T = \left[2l \left(\frac{1}{\lambda_p} \frac{d(n_p(T))}{dT} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{d(n_i(T))}{dT} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{d(n_s(T))}{dT} \right)_{T=T_0} \right]^{-1} \quad (20)$$

得到考虑晶体的热膨胀允许温度为:

$$\Delta T = \left[2l \left(\frac{1}{\lambda_p} \frac{d(n_p(T))}{dT} - \frac{1}{\lambda_i} \frac{d(n_i(T))}{dT} - \frac{1}{\lambda_s} \frac{d(n_s(T))}{dT} \right)_{T=T_0} + 1.44 \times 10^{-5} T_0 \right]^{-1} \quad (21)$$

表1中列出不同温度下, 不同晶体长度对应的允许温度(抽运光波长为 $1.064\mu\text{m}$)。由表1可以看出, 与允许角和允许周期相比, 温度的稳定性要求要低一些, 这是因为 LiNbO_3 晶体受温度变化影响较小。

Table 1 Allowance temperature versus temperature and crystal length

| allowance temperature | $l = 1\text{mm}$ | $l = 2\text{mm}$ | $l = 10\text{mm}$ |
|--|-------------------------|------------------------|------------------------|
| $T = 40^\circ\text{C}$ ignoring thermal expansion | 130.43 $^\circ\text{C}$ | 65.22 $^\circ\text{C}$ | 13.04 $^\circ\text{C}$ |
| considering thermal expansion | 121.31 $^\circ\text{C}$ | 57.64 $^\circ\text{C}$ | 12.71 $^\circ\text{C}$ |
| $T = 140^\circ\text{C}$ ignoring thermal expansion | 99.31 $^\circ\text{C}$ | 49.66 $^\circ\text{C}$ | 9.94 $^\circ\text{C}$ |
| considering thermal expansion | 82.74 $^\circ\text{C}$ | 45.13 $^\circ\text{C}$ | 9.74 $^\circ\text{C}$ |

5 小 结

提出了使用 PPLN 晶体准相位匹配来输出 $2\mu\text{m}$ 激光的方法,从理论上论证了该方法的可行性。从三波相互作用遵循的能量守恒与动量守恒出发,利用 PPLN 晶体的 Sellmeier 方程计算得到晶体的极化周期为 $31.35\mu\text{m}$,绘制出了输出波长与极化周期(工作温度 $118^\circ\text{C} \sim 122^\circ\text{C}$)、输出波长与入射角的关系曲线图。而且对抽运光的允许角、极化周期的允许周期、晶体的允许温度进行了分析计算,得到其各自的允许值。得出使用 PPLN 晶体准相位匹配的方法对晶体的极化周期、入射波长的发散角要求严格的结论,从而为下一步试验工作的开展打下了基础。

参 考 文 献

- [1] KIELECK C, HIRTH A. Investigations of a Q-switched Ho:YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm:YLF laser [J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5460: 56-63.
- [2] LI Y F, YAO B Q, WANG Zh G *et al.* Tunable CW Tm, Ho:YLF laser at $2\mu\text{m}$ [J]. Chinese Optics Letters, 2006, 4(8): 470-471.
- [3] GUO J W, LI T, NIU R H, *et al.* Analysis of the temperature characteristics of a Cr, Tm, Ho:YAG lasers [J]. Laser Technology, 2011, 35(6): 761-764 (in Chinese).
- [4] WEI X B, PENG Y F, WANG W M, *et al.* $2\mu\text{m}$ pulsed laser with 100mJ intracavity KTP optical parametric oscillator [J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(11): 2762-2765 (in Chinese).
- [5] HENRIKSSON M, SJÖQVIST L, STRÖMQVISTHIGH G *et al.* Tandem PPKTP and ZGP OPO for mid-infrared generation [J]. Proceedings of SPIE, 2008, 7115: 1-40.
- [6] CHEN Y H, CHANG J W, LIN Ch H *et al.* Spectral narrowing and manipulation in an optical parametric oscillator using periodically poled lithium niobate electro-optic polarization-mode converters [J]. Optics Letters, 2011, 36(12): 2345-2347.
- [7] ZHAO H, LIMA I T, MAJOR A. Near infrared properties of periodically poled KTiOPO₄ and stoichiometric MgO-doped LiTaO₃ crystals for high power optical parametric oscillation with femtosecond pulses [J]. Laser Physics, 2010, 20(6): 1404-1409.
- [8] HENRIKSSON M, SJÖQVIST L, PASISKEVICIUS V, *et al.* Narrow linewidth $2\mu\text{m}$ optical parametric oscillation in periodically poled LiNbO₃ with volume Bragg grating outcoupler [J]. Applied Physics, 2007, 86(3): 497-501.
- [9] YAO J Q, XU D G. All solid state laser and nonlinear optical frequency conversion technology [M]. Beijing: Science Press, 2007: 652-759 (in Chinese).
- [10] LI W, MEN Y B, TIAN H B, *et al.* Tolerance and tuning properties of the optical parametric processes using periodically poled RbTiOAsO₄ [J]. Optics Communications, 2009, 282(8): 1664-1667.
- [11] LIU W Y, BI S W. Theoretical study and experimental scheme for the generation of a 1064nm continuous variable entangled light source with quasi-phase-matching PPKTP crystal [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2011, A637(1): S153-S157.