

# PPLN 倍频效率与温度关系分析<sup>\*</sup>

桑梅<sup>1</sup>, 薛挺, 于建, 倪文俊, 纪磊, 李世忱

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072; 1 天津大学理学院, 天津 300072)

**摘要:** 本文研究了准位相匹配周期性极化反转铌酸锂(PPLN)晶体的体器件倍频特性与晶体温度的关系, 从准相位匹配位相失配关系出发, 推导了PPLN光栅周期和倍频效率的表达式, 并考虑到铌酸锂晶体的热膨胀因素, 给出了温度调谐带宽精确表达式。理论分析与已有实验结果进行了比较, 符合得较好。

**关键词:** 准位相匹配(QPM); 周期极化铌酸锂(PPLN); 倍频(SHG); PACC: 4265K

**中图分类号:** O 734    **文献标识码:** A    **文章编号:** 1005-0086(2002)04-0343-06

## Temperature Dependence of the Second Harmonic Generation in Periodically Poled LNbO<sub>3</sub> Crystal

SANG Mei<sup>1</sup>, XUE Ting, YU Jian, NI Wen-jun, JI Lei, LI Shi-chen

(College of Precise Instrument and Optoelectronics Engineering, Laboratory of Optoelectronics Information Technical Science, EMC, Tianjin University, Tianjin 300072, China; 1 College of Science, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

**Abstract:** Considering the sensitivity of the refractive index to the temperature in PPLN and the thermal expansion character of the LNbO<sub>3</sub> crystal, the grating period expression and the temperature dependency characterization of quasi-phase-matched second harmonic generation (QPM-SHG) bulk devices fabricated in Z-cut LNbO<sub>3</sub> crystal are theoretically analyzed. The results show that the max conversion efficiency of SHG can be obtained by tuning the temperature in the PPLN to approach the center temperature. The relations between the temperature tuning bandwidth and the interactive length and the fundamental wavelength are also given. The theoretical results fit well to many author's experimental achievements.

**Key words:** Quasi-Phase-Matched (QPM); Periodically Poled LNbO<sub>3</sub> (PPLN); Second-Harmonic-Generation (SHG)

## 1 引言

1993年日本索尼公司的Yamada首次报道了利用外加电场极化法实现铌酸锂晶体的周期极化反转, 这种外加电场极化法具有的三个主要优点: 1) 畴反转深度可以贯穿铌酸锂晶体的整个厚度; 2) 畴反转边界区域与铌酸锂晶体的Z轴平行; 3) 畴的宽度可以小到几个 $\mu\text{m}$ , 甚至可以达到2个 $\mu\text{m}$ 以下; 另外还有能够在室温下极化反转、重复性好、工艺简单等优点, 因此采用外加电场极化法的研究报道迅速发展起

来<sup>[2~5]</sup>, 我们也曾经研究了基于PPLN晶体的波导倍频<sup>[6]</sup>、全光波长变换<sup>[7]</sup>、全光开关<sup>[8]</sup>、及PPLN波长变换器的电光调控特性<sup>[9]</sup>等应用。由于短波长的相干光源在光盘的读写、光学信息处理、激光打印、激光医疗和海底光通讯等方面都有着广泛的应用。因此, 利用周期极化反转铌酸锂晶体倍频, 是实现高效、紧凑、全固体的短波长激光器的有效途径, 在科学技术和国防方面有着广泛的应用前景。

理论计算表明, 极化反转光栅周期的精度要求为 $0.01\mu\text{m}$ , 但是目前的制作工艺水平很难达到如此高

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2002-01-07

<sup>\*</sup> 基金项目: 天津市重点自然科学基金资助项目(批准号 99380071)

的精度。对于制作完成的极化反转光栅模版,由于光栅周期固定,要提高倍频转换效率,可以调节的参数有:1)基频光波的波长;2)基频光波的入射角;3)随晶体温度变化的折射率。但是用半导体激光器输出光作为基频光波的波长调谐范围有限,改变基频光波的入射角将严重耦合入晶体的光功率,而且可调范围较小,另外由于铌酸锂的折射率随温度变化明显,因此许多作者在实验中利用改变晶体温度,使倍频效率达到最大值<sup>[2~5]</sup>。M. M. Fejer<sup>[10]</sup>曾经分析过周期性极化反转铌酸锂器件倍频效率与晶体温度的关系,但是没有给出理论计算结果。

本文第二部分采用了与M. M. Fejer不同的方案分析了周期性极化反转铌酸锂晶体的体器件倍频特性与晶体温度的关系,并且给出了温度调谐带宽的精确表达式;第三部分将理论计算结果与其他作者的实验结果进行了比较;最后对全文的工作进行了总结。

## 2 理论分析

### 2.1 L iNbO<sub>3</sub> 晶体特性

L iNbO<sub>3</sub> 为负单轴晶体,空间群为  $R\bar{3}c(C_{3v}^6)$ ,透

光范围为 400- 5000 nm,其折射率与晶体温度、光波波长的关系分别为<sup>[11]</sup>:

$$n_o^2(\lambda, T) = 4.9130 + \frac{1.173 \times 10^5 + 1.65 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.12 \times 10^2 + 2.7 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.78 \times 10^{-8} \lambda^2 \quad (1a)$$

$$n_e^2(\lambda, T) = 4.5567 + 2.605 \times 10^{-7} T^2 + \frac{0.970 \times 10^5 + 2.7 \times 10^{-2} T^2}{\lambda^2 - (2.01 \times 10^2 + 5.4 \times 10^{-5} T^2)^2} - 2.24 \times 10^{-8} \lambda^2 \quad (1b)$$

式中  $T$  为晶体的温度,单位为开(K), $\lambda$  为光波波长,单位为纳米(nm),上述关系对于波长在 400- 4000 nm,温度在 0- 400 范围内均成立。铌酸锂晶体的折射率可以表示为

$$n_i^2(\lambda, T) = A_i + B_i T^2 + \frac{C_i + D_i T^2}{\lambda^2 - (E_i + F_i T^2)^2} + G_i \lambda^2 \quad (2)$$

$i = o, e$

其具体数值见表 1。

铌酸锂晶体的热膨胀系数为

$$\alpha = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T} \quad (3)$$

其具体数值如表 2 所示。

表 1 L iNbO<sub>3</sub> 晶体的折射率参数

Tab 1 The parameters of the refractive index of L iNbO<sub>3</sub>

$i$	$A$	$B$	$C$	$D$	$E$	$F$	$G$
$o$	4.9130	0	$1.173 \times 10^5$	$1.65 \times 10^{-2}$	$2.12 \times 10^2$	$2.7 \times 10^{-5}$	$-2.78 \times 10^{-8}$
$e$	4.5567	$2.605 \times 10^{-7}$	$0.97 \times 10^5$	$2.70 \times 10^{-2}$	$2.01 \times 10^2$	$5.4 \times 10^{-5}$	$-2.24 \times 10^{-8}$

表 2 L iNbO<sub>3</sub> 晶体的热膨胀系数

Tab 2 Thermal Expansion Coefficient of L iNbO<sub>3</sub>

Cut direction	Coefficient/( $10^{-6} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ )	Range/
$\alpha_\perp$ Perpendicular	16.7	0...800
$\alpha_\parallel$ Parallel	2	0...600

### 2.2 倍频效率与晶体温度关系

由于利用铌酸锂晶体的最大非线性系数  $d_{33}$ ,因此实验中采用基频光波为  $e$  偏振光(以下均为  $e$  光)。晶体温度为  $T$  时,倍频光与基频光位相失配系数为

$$\Delta k(\lambda_o, T) = k_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) - 2k_\omega(\lambda_o, T) - m \frac{2\pi}{\Lambda(\lambda_o, T)}, \quad (4)$$

$m = 1, 3, 5, \dots$

其中  $m$  为准位相匹配阶数,  $k_\omega(\lambda_o, T)$ 、 $k_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T)$  分别为基频光和倍频光在真空中的波矢量:

$$k_\omega(\lambda_o, T) = 2\pi n_\omega(\lambda_o, T) / \lambda_o$$

$$k_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) = 2\pi n_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) / \lambda_{2\omega}$$

其中  $n_\omega$  为基频光折射率,  $n_{2\omega}$  为倍频光折射率,  $\lambda_o$  为基频光在真空中的波长,  $\lambda_{2\omega} = \lambda_o/2$  为倍频光在真空中

的波长,  $\Lambda(\lambda_o, T)$  是用来调制非线性极化系数  $d_{33}$  的极化反转光栅周期。

当满足位相匹配条件  $\Delta k(\lambda_o, T) = 0$  时,倍频转换效率达到最大,因此光栅周期  $\Lambda(\lambda_o, T)$  为

$$\Lambda(\lambda_o, T) = \frac{2m\pi}{k_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) - 2k_\omega(\lambda_o, T)} = \frac{m \cdot \lambda_o/2}{[n_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) - n_\omega(\lambda_o, T)]} \quad (5)$$

本文计算了 27 时一阶( $m = 1$ )的铌酸锂晶体器件倍频的极化反转光栅周期与基频光波波长的关系曲线,如图 1 所示。

考虑到铌酸锂晶体的热膨胀系数,当温度为  $T_1$  时光栅周期为  $\Lambda(\lambda_o, T_1)$ ,则当晶体温度为  $T_2$  时光栅周期  $\Lambda(\lambda_o, T_2)$  应为

$$\Lambda(\lambda_o, T_2) = \Lambda(\lambda_o, T_1) [1 + \alpha \cdot (T_2 - T_1)] \quad (6)$$

基频光波长为  $\lambda_o = 0.84 \mu\text{m}$  时,考虑到晶体的热膨胀,铌酸锂晶体的体倍频器件在温度为  $T = 27$  时所需的一阶( $m = 1$ )极化反转光栅周期与晶体温度的关系曲线如图 2 所示。

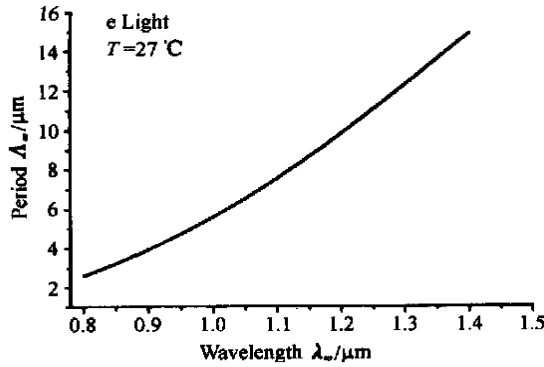
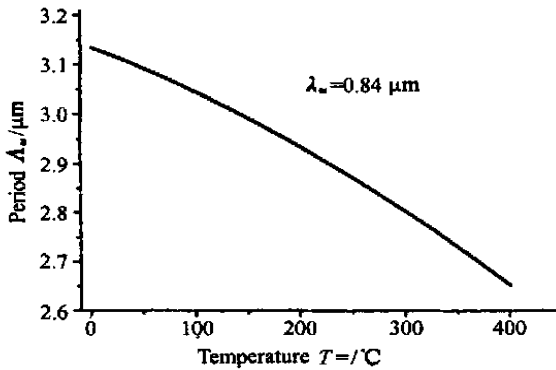


图1 极化反转光栅周期与基频光波波长的关系

Fig 1 The dependence of the grating period  $\Lambda$  on the fundamental wavelength in z-Cut LiNbO<sub>3</sub> bulk device at 27图2  $\lambda_w = 0.84 \mu\text{m}$ , 27 时所对应的光栅周期  $\Lambda$  与晶体温度  $T$  的关系Fig 2 The dependence of the grating period  $\Lambda$  on the bulk temperature  $T$  at 27 when  $\lambda_w = 0.84 \mu\text{m}$ 

忽略非线性系数  $d_{33}$  随温度变化的因素, 并忽略基频光波到倍频光波的转换损耗, 由倍频的耦合波方程可导出倍频光波输出功率为

$$P_{2\omega}(\lambda_w, T, L) = \frac{8\pi^2 L^2(T) \cdot d_{33}^2 \cdot P_w}{n_{\omega}^2(\lambda_w, T) n_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) \lambda_{\omega}^2 c \epsilon_0} \sin^2 \left[ \frac{\Delta k(\lambda_w, T) L(T)}{2} \right] \quad (7)$$

其中  $P_w$  为基频光功率,  $L(T)$  为光栅在通光方向的长度(相互作用长度),  $c$  为真空中光速,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数。

倍频转换效率可表示为

$$\eta(\lambda_w, T, L, P_w) = \frac{P_{2\omega}(\lambda_w, T, L)}{P_w} \quad (8)$$

其中,  $\frac{\partial n_i(\lambda_i, T)}{\partial T} = \frac{1}{2n_i(\lambda_i, T)} \cdot \frac{\partial}{\partial T} n_i^2(\lambda_i, T) = \frac{1}{2n_i(\lambda_i, T)} \times$

$$\left\{ \frac{2B_i T + [\lambda_i^2 - (E_i + F_i T^2)] \cdot 2D_i T + (C_i + D_i T)^2 \cdot [2(E_i + F_i T^2) \cdot 2F_i T]}{[\lambda_i^2 - (E_i + F_i T^2)]^2} \right\} \quad (15)$$

由于倍频光波的转换效率与基频光功率以及相互作用长度的平方成正比, 因此常采用归一化的倍频效率来表示:

$$\eta_{\text{hor}}(\lambda_w, T) = \frac{\eta(\lambda_w, T, L)}{P_w L^2(T)} \quad (9)$$

### 2.3 温度调谐带宽

由(9)式可得归一化倍频效率

$$\eta_{\text{hor}}(\lambda_w, T) = \sin^2 \left[ \frac{\Delta k(\lambda_w, T) L(T)}{2} \right] = \left[ \sin^2 \left( \frac{\Delta k(\lambda_w, T) L(T)}{2} \right) \right] \left/ \left[ \left( \frac{\Delta k(\lambda_w, T) L(T)}{2} \right)^2 \right] \right. \quad (10)$$

当调节铌酸锂晶体温度, 使位相匹配条件  $\Delta k(\lambda_w, T) = 0$  满足时, 铌酸锂的倍频转换效率才可以达到最大, 将此时的晶体温度称为中心温度  $T_0$ 。当温度从中心温度  $T_0$  偏离  $\pm \delta T$ , 使得  $\Delta k(\lambda_w, T) = 2.783/L(T)$  时, 倍频效率下降为峰值的一半, 因此温度 3 dB 带宽  $\Delta T = 2\delta T$ 。

由(4)式得:

$$\Delta k(\lambda_w, T) = \frac{2\pi}{\lambda_{2\omega}} [n_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) - n_{\omega}(\lambda_w, T)] - 2\pi \frac{m}{\Lambda(\lambda_w, T)} \quad (11)$$

$$\text{令 } \Delta n(\lambda_w, T) = n_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) - n_{\omega}(\lambda_w, T), \text{ 则 } \Delta k(\lambda_w, T) = 2\pi \left[ \frac{\Delta n(\lambda_w, T)}{\lambda_{2\omega}} - \frac{m}{\Lambda(\lambda_w, T)} \right] \quad (12)$$

由(12)式对温度  $T$  求微分得

$$\frac{\partial}{\partial T} [\Delta k(\lambda_w, T)] = \frac{\delta(\Delta k(\lambda_w, T))}{\delta T} = 2\pi \left[ \frac{1}{\lambda_{2\omega}} - \frac{\partial n(\lambda_w, T)}{\partial T} + \frac{m}{\Lambda^2(\lambda_w, T)} \frac{\partial \Lambda(\lambda_w, T)}{\partial T} \right] \quad (13)$$

又:

$$\Lambda(\lambda_w, T) = \frac{2m\pi}{k_{2\omega}(\lambda_{2\omega}, T) - 2k_{\omega}(\lambda_w, T)} = \frac{m\lambda_{2\omega}}{\Delta n(\lambda_w, T)}$$

并且:

$$\frac{\partial \Lambda(\lambda_w, T)}{\partial T} = \alpha \Lambda(\lambda_w, T)$$

令  $\delta(\Delta k(\lambda_w, T)) = 2.783/L(T)$ , 得温度调谐带宽为

$$\Delta T = 2\delta T = \frac{2.783\lambda_w}{2\pi L(T)} \times \left[ \frac{\partial n(\lambda_w, T)}{\partial T} + \alpha \Delta n(\lambda_w, T) \right]^{-1} \quad (14)$$

其中  $i = e, q = \omega, 2\omega$

上述结果与 M. M. Fejer<sup>[10]</sup> 的结果相同。由 (14) 式可知: 极化反转光栅在通光方向的长度  $L$  越长, 温度调谐带宽  $\Delta T_{1/2}$  越窄; 基频光波波长  $\lambda_\omega$  越长, 温度调谐带宽  $\Delta T_{1/2}$  越宽。

当基频光波波长  $\lambda_\omega = 0.84 \mu\text{m}$ , 倍频光波波长  $\lambda_{2\omega} = 0.42 \mu\text{m}$ , 铌酸锂晶体温度分别为 27、100 与 200 时, 温度带宽  $\Delta T$  与相互作用长度  $L$  的关系如图 3 所示; 相互作用长度  $L$  分别为 2 mm、5 mm、10 mm 时, 温度带宽与铌酸锂晶体温度的关系如图 4 所示。由图 3 和 4 可以得出: 中心温度  $T_0$  越高, 温度带宽  $\Delta T$  越小; 相互作用长度  $L$  越长, 温度带宽  $\Delta T$  也越小; 另外, 随着相互作用长度  $L$  的加大, 温度带宽随温度的变化趋于平坦。

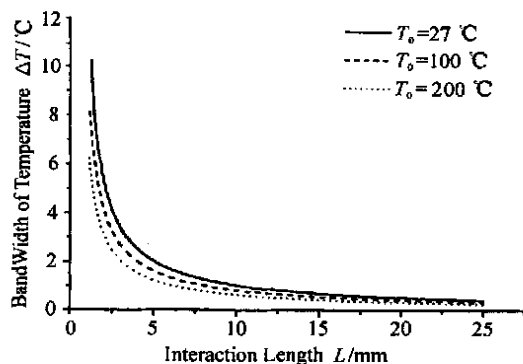


图 3 晶体中心温度分别为 27、100 和 200 时, 温度带宽  $\Delta T$  与相互作用长度  $L$  的关系

Fig 3 The dependence of the bandwidth of temperature on the interaction length  $L$  at central temperature is 27、100 and 200

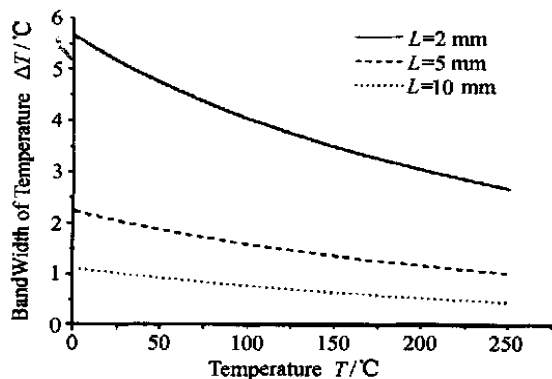


图 4 相互作用长度  $L$  分别为 2 mm、5 mm 和 10 mm 时, 温度带宽  $\Delta T$  与晶体温度  $T$  的关系

Fig 4 The dependence of the bandwidth of temperature  $\Delta T$  on the bulk temperature  $T$  at interaction length  $L$  is 2 mm, 5 mm and 10 mm

### 3 计算实例

下面以若干作者的实验结果对周期性极化反转铌酸锂晶体的准位相匹配倍频特性与晶体温度关系进行分析。

1) G. D. Miller 等人<sup>[2]</sup>报道了基频光波波长为  $1.064 \mu\text{m}$ 、光栅周期为  $6.5 \mu\text{m}$ 、在  $z$  切  $500 \mu\text{m}$  厚  $53 \text{ mm}$  长的铌酸锂晶体中实现了效率为 42 % 的绿色倍频光波, 中心温度为  $199.5^\circ\text{C}$ , 温度带宽为  $0.33^\circ\text{C}$ ; 本文的理论计算结果如图 5(a) 所示, 中心温度为  $217.5^\circ\text{C}$ , 温度带宽为  $0.32^\circ\text{C}$ 。

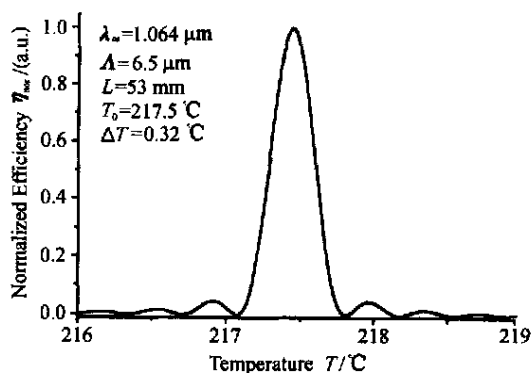


图 5(a)  $\lambda_\omega = 1.064 \mu\text{m}$ ,  $L = 53 \text{ mm}$ ,  $\Lambda_\omega = 6.5 \mu\text{m}$ , 倍频功率与晶体温度的关系

Fig 5(a) The dependence of the normalized SHG efficiency on the bulk temperature at  $\lambda_\omega = 1.064 \mu\text{m}$ ,  $L = 53 \text{ mm}$ ,  $\Lambda_\omega = 6.5 \mu\text{m}$

2) G. D. Miller 等人<sup>[3]</sup>还报道了用波长为  $1.064 \mu\text{m}$  的  $Q$  开关 Nd:YAG 激光器作为基频光源, 光栅周期为  $6.5 \mu\text{m}$ 、在  $z$  切  $500 \mu\text{m}$  厚  $2.4 \text{ mm}$  长的铌酸锂晶体中实现了效率为  $14.4 \text{ \% / W}$  的绿色倍频光波, 中心温度为  $193^\circ\text{C}$ , 温度带宽为  $7.3^\circ\text{C}$ ; 本文的理论计算结果如图 5(b) 所示, 中心温度为  $217.5^\circ\text{C}$ , 温度带宽为  $7.26^\circ\text{C}$ 。

3) Akinori Harada 等人<sup>[4]</sup>报道了基频光波波长为  $0.9795 \mu\text{m}$ 、光栅周期为  $5.2 \mu\text{m}$ 、在  $z$  切  $300 \mu\text{m}$  厚  $6.5 \text{ mm}$  长的铌酸锂晶体实现了效率为  $4.7 \text{ \% / W cm}$  的蓝色倍频光波, 中心温度为  $40.5^\circ\text{C}$ ; 本文的理论计算结果如图 5(c) 所示, 中心温度为  $70.5^\circ\text{C}$ , 温度带宽为  $2.71^\circ\text{C}$ 。

4) Robert G. Batchko 等人<sup>[5]</sup>报道了基频光波波长为  $0.920 \mu\text{m}$ 、光栅周期为  $4.0 \mu\text{m}$ 、在  $z$  切  $500 \mu\text{m}$  厚  $50 \text{ mm}$  长的铌酸锂晶体中实现了效率为  $6.1 \text{ \% / W cm}$  的蓝色倍频光波, 中心温度为  $225.6^\circ\text{C}$ , 温度带

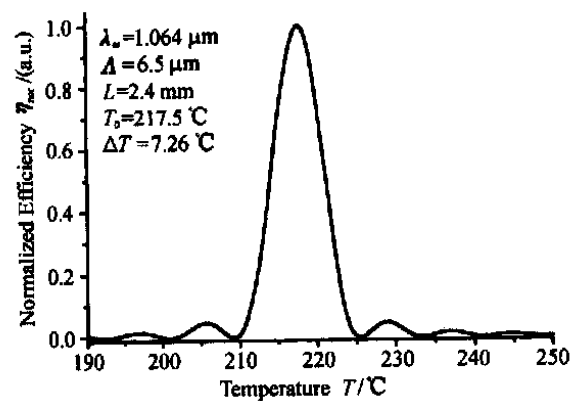


图 5(b)  $\lambda_w = 1.064 \mu\text{m}$ ,  $L = 2.4 \text{ mm}$ ,  $\Delta_w = 6.5 \mu\text{m}$ ,  
倍频功率与晶体温度的关系

Fig 5(b) The dependence of the normalized SHG efficiency on the bulk temperature at  $\lambda_w = 1.064 \mu\text{m}$ ,  $L = 2.4 \text{ mm}$ ,  $\Delta_w = 6.5 \mu\text{m}$

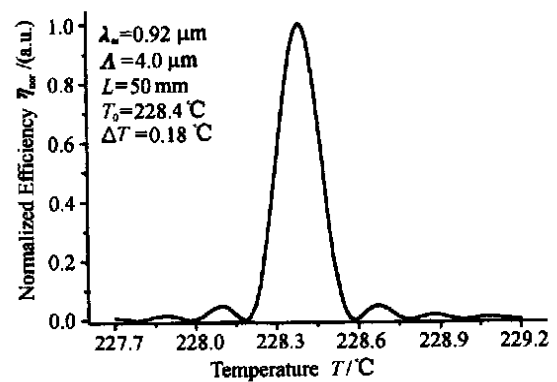


图 5(d)  $\lambda_w = 0.92 \mu\text{m}$ ,  $L = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta_w = 4.0 \mu\text{m}$ ,  
倍频功率与晶体温度的关系

Fig 5(d) The dependence of the normalized SHG efficiency on the bulk temperature at  $\lambda_w = 0.92 \mu\text{m}$ ,  $L = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta_w = 4.0 \mu\text{m}$

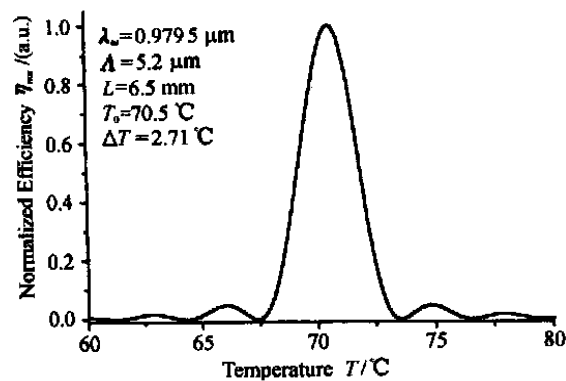


图 5(c)  $\lambda_w = 0.9795 \mu\text{m}$ ,  $L = 6.5 \text{ mm}$ ,  $\Delta_w = 5.2 \mu\text{m}$ ,  
倍频功率与晶体温度的关系

Fig 5(c) The dependence of the normalized SHG efficiency on the bulk temperature at  $\lambda_w = 0.9795 \mu\text{m}$ ,  $L = 6.5 \text{ mm}$ ,  $\Delta_w = 5.2 \mu\text{m}$

由于铌酸锂晶体在室温下具有较大的光折变效应,对极化反转光栅周期有影响,因此大部分作者选取较高的中心温度,以降低光折变效应,这可由上述实验中看出。由于光折变效应对 o 光影响较小,而对 e 光影响较大,因此光折变效应对铌酸锂晶体角度匹配倍频的影响较大;而对于准位相匹配倍频,基频光与倍频光的折射率均会由于光折变效应而降低,二者相互抵消了一部分,因此影响相对较小。理论计算与实验结果的比较如表 3 所示,由表中可见中心温度的理论值与实验值存在一定的差别,分析原因在于极化反转光栅周期模板的制作存在误差,以及铌酸锂晶体折射率与波长、温度关系的经验公式与实际值存在误差;或者是由于光折变效应导致的基频光与倍频光折射率漂移引起的,由表 3 可见,中心温度越高,理论值与实验值相差越小,中心温度越低,理论值与实验值相差越大。另外,温度调谐带宽的理论值与实验值符合得非常好。

宽为 0.18 ; 本文的理论计算结果如图 5d 所示,中心温度为 228.4 , 温度带宽为 0.18 。

表 3 理论分析与已有实验结果的比较

Tab 3 Comparison between theoretical analysis and experimental results of some authors

References	G. D. Miller <sup>[2]</sup>	G. D. Miller <sup>[3]</sup>	Akinori Harada <sup>[4]</sup>	Robert G. Batchko <sup>[5]</sup>
Fundamental wavelength/ $\mu\text{m}$	1.064 $\mu\text{m}$	1.064 $\mu\text{m}$	0.9795 $\mu\text{m}$	0.920 $\mu\text{m}$
PPLN grating period/ $\mu\text{m}$	6.5 $\mu\text{m}$	6.5 $\mu\text{m}$	5.2 $\mu\text{m}$	4.0 $\mu\text{m}$
Interactive length/mm	53 mm	2.4 mm	6.5 mm	50 mm
Central temperature (experiment)/	199.5	193	40.5	225.6
Central temperature (theoretical)/	217.5	217.5	70.5	228.4
FWHM of temperature (experiment)/	0.33	7.3	—	0.18
FWHM of temperature (theoretical)/	0.32	7.26	2.71	0.18

## 4 结 论

由于铌酸锂晶体的折射率随晶体温度的变化明显, 可以利用这种特性来对倍频特性进行调谐, 以实现倍频效率的最大化, 因此本文研究了准位相匹配周期性极化反转铌酸锂晶体的器件倍频特性与晶体温度的关系, 并将理论分析结果与实验结果进行比较, 二者符合很好。

## 参 考 文 献

- [1] M Yamada, N Nada, M Saitoh, *et al* First-order quasi-phase matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodically poled by applying an external field for efficient field blue second-harmonic generation[J] *Applied Physics Letters*, 1993, **62**(5): 435-436
- [2] G D Miller, R G Batchko, W M Tulloch, *et al* 42% efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate[J] *Optics Letters*, 1997, **22**(24): 1834-1836
- [3] G D Miller, R G Batchko, M M Fejer, *et al* Visible quasi-phase-matched harmonic generation by electric-field-poled lithium niobate[A] *SPIE[C]*, 1996, **2700**: 34-45
- [4] Akinori Harada, Yasukazu Nihei Bulk periodically poled MgO:LiNbO<sub>3</sub> by corona discharge method[J] *Applied Physics Letter*, 1996, **69**(18): 2629-2631
- [5] Robert G Batchko, Vladimir Y Shur, Martin M Fejer, *et al* Backswitch poling in lithium niobate for high-fidelity domain patterning and efficiency blue light generation[J] *Applied Physics Letters*, 1999, **75**(12): 1673-1675
- [6] 薛挺, 等. 准相位匹配铌酸锂波导倍频特性分析与优化设计[J] *物理学报*, (2002, 待发表).
- [7] 薛挺, 等. 1.5  $\mu\text{m}$  波段基于级联二阶非线性的铌酸锂光波导全光波长变换的理论分析[J] *物理学报*, (2002, 待发表).
- [8] 薛挺, 等. 周期极化铌酸锂波导全光开关特性分析[J] *物理学报*, (2002, 待发表).
- [9] 李世忱等. 新颖的 PPLN 电光开关[J] *物理学报* (2002, 待发表).
- [10] Martin M Fejer, G A Magel, Dieter H Jundt, *et al* Quasiphase-matched second harmonic generation tuning and tolerances[J] *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, **28**(11): 2631-2655
- [11] M V Hobden, J Warner The temperature dependence of the refractive index of pure lithium Niobate[J] *Physics Letters*, 1966, **22**(3): 243-244

## 作者简介:

桑梅 (1967-), 女, 天津大学教师, 毕业于天津大学物理系, 获应用物理专业理学学士学位, 光学专业理学硕士学位, 现在攻读物理电子学工学博士学位, 从事光通信及光电子器件方面的研究。