

文章编号: 0258-702X(2001)07-0591-04

周期性极化准位相匹配铌酸锂波导中 二次谐波的产生*

陈险峰 谢绳武 夏宇兴 陈玉萍 陈英礼

(上海交通大学应用物理系 光学与光子学研究所 局域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室 上海 200030)

提要 报道了基波波长为 1300 nm 的准位相匹配铌酸锂质子交换波导倍频器的实验研制,在钛扩散周期性畴反转铌酸锂波导中观测到转换效率为 22% 的二次谐波的产生。

关键词 准位相匹配 二次谐波 质子交换波导 铌酸锂

中图分类号 O 437 文献标识码 A

Experimental Study of Quasi-phase-matched Second Harmonic Generation in Annealed Proton-exchanged Lithium Niobate Waveguides

CHEN Xian-feng XIE Sheng-wu XIA Yu-xing CHEN Yu-ping CHEN Ying-li

(Institute of Optics and Photonics, Department of Applied Physics, National Laboratory on Local Fiber-Optical Communication Networks and Advanced Optical Communication Systems, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)

Abstract In this paper, a quasi-phase-matched second harmonic generation (SHG) is reported in proton-exchanged lithium niobate waveguide with the fundamental wavelength 1300 nm. 22% SHG efficiency was observed from the periodically-poled waveguide with domain inversion by Ti-indiffusion.

Key words quasi-phase-matched, second harmonic generation, proton-exchanged waveguides, lithium niobate

1 引 言

许多商业应用,如固体激光器、光纤通信、激光扫描、信息存储和小型激光视盘等,需要运行在蓝绿光或更短波长光谱中的低成本的小型激光器,研制如 II-VI 族半导体激光器是一种直接的方法,但到目前为止商业化前景还没有明朗;另一方法是利用已有的激光器(如 III-V 族半导体激光器)进行倍频同样达到短波长输出^[1]。后者需要高倍频转换效率的非线性光学晶体,发展这样的材料常常是长时间高成本的工作。所以,人们的注意力集中在一些已很成熟的材料,如铌酸锂晶体。利用铌酸锂晶体的双折射匹配实现倍频过程受到倍频短波段限制(550 nm),也不能利用晶体本身的最大非线性系数 d_{33} 。

位相失配情况下,基波和倍频光之间的位相偏移将导致倍频光周期性振荡而不是持续增加,这个周期性长度称为相干长度。如果在倍频光开始减少之前,改变晶体本身的结构以改变位相的符号,倍频光作用长度将是晶体长度,这就是所谓准位相匹配(QPM)技术^[2,3],即以相干长度的偶数倍周期性改变晶体的畴自发极化方向。与体介质相比,波导把光束限制在很小的范围内,中等功率的激光束在波导内就可产生很高的功率密度,因而可以获得很高的倍频转换效率^[4,5]。质子交换技术使铌酸锂晶体表面寻常折射率增加,导波层与基板折射率差远大于钛扩散形成的波导,而且抗光损伤能力增加^[6]。

本文研制了基波波长为 1300 nm 的准位相匹配铌酸锂质子交换波导倍频器,利用居里点附近的钛扩散方法实现了周期性畴反转结构,在退火质子交换波导结构中观测到转换效率为 22% 的二次谐波的产生。

* 上海市科学技术发展基金、上海市重点学科基金和上海市教委青年科学基金资助项目。

收稿日期 2000-03-22;收到修改稿日期 2000-04-29

2 理论分析

在波导中,描述基波和二次谐波的波动方程为^[7]

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1)$$

其中基波和二次谐波是沿 x 方向传播的谐波

$$E_\omega(x, y, z, t) = E_\omega(x, y, z) \exp[i(\omega t - \beta_\omega x)] \quad (2)$$

$$E_{2\omega}(x, y, z, t) = E_{2\omega}(x, y, z) \exp[i(2\omega t - \beta_{2\omega} x)] \quad (3)$$

二次谐波极化的极化强度为

$$P_{2\omega} = 2\epsilon_0 d_{33}(x, y, z) E_\omega E_\omega \quad (4)$$

把(2)~(4)式代入(1)式,在慢变振幅近似下,二次谐波复振幅 $E_{2\omega}(x, y, z)$ 随传输距离的演化可以描写为

$$\frac{\partial E_{2\omega}(x, y, z)}{\partial x} = \frac{-4i\mu_0\epsilon_0\omega^2}{\beta_{2\omega}} d_{33}(x, y, z) * E_\omega^2(x, y, z) \exp[-i(2\beta_\omega - \beta_{2\omega})x] \quad (5)$$

在小信号近似下,把复振幅 $E_\omega(x, y, z)$ 和 $E_{2\omega}(x, y, z)$ 写成

$$E_\omega(x, y, z) = A_{\omega}(y) G_\omega(z) \quad (6)$$

$$E_{2\omega}(x, y, z) = A_{2\omega}(x) F_{2\omega}(y) G_{2\omega}(z) \quad (7)$$

其中 F, G 分别为沿 y 和 z 方向的归一化波导的导模场分布, $A_{2\omega}(0) = 0$.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F_{\alpha(2\omega)}(y) F_{\alpha(2\omega)}^*(y) dy = 1 \quad (8)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G_{\alpha(2\omega)}(z) F_{\alpha(2\omega)}^*(z) dz = 1 \quad (9)$$

把(6)~(9)式代入(5)式,并对整个作用长度 L 进行积分,则二次谐波振幅为

$$A_{2\omega}(L) = -iB \int_0^L K(x) \exp(i\Delta\beta x) dx \quad (10)$$

$$B = \frac{2\omega}{N_{2\omega} c} A_\omega^2(0) \left[\int_{-\infty}^{+\infty} F_\omega^2(y) F_{2\omega}^*(y) dy \right] \quad (11)$$

$$K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} d_{33}(x, z) G_\omega^2(z) G_{2\omega}^*(z) dz \quad (12)$$

把非线性系数项 $d_{33}(x, z)$ 按畴反转光栅周期 Λ , $\Delta\beta = mk$, $m = 1, 2, 3, \dots$ 作傅里叶展开^[13]

由(10)~(13)式,可以得到二次谐波的转换效率是

$$\eta = \frac{P_{2\omega}^0}{P_\omega^0} = \frac{16\pi^2 L^2 P_\omega^2}{N_\omega^2 N_{2\omega} c \epsilon_0 \lambda_\omega^2} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} F_\omega^2(y) F_{2\omega}^*(y) dy \right] \times \left[\int_{-\infty}^{+\infty} d_m(z) G_\omega^2(z) G_{2\omega}^*(z) dz \right] \quad (14)$$

其中, $P_{2\omega}^0$ 和 P_ω^0 分别是 $m = 0$ 基模的谐波和基波的功率, L 是晶体作用长度。一般来说,由于波导尺寸

很小,则光束可以限制在很小的范围内,所以可获得很高的转换效率(14)中最右一项是影响转换效率主要原因,即二次谐波的转换效率取决于基波、二次谐波导模场和畴反转结构的傅里叶分量的重叠积分。 $d_m(z)$ 由(13)式的逆傅里叶变换决定

$$d_m(z) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda d(x, z) \exp(-imkx) dx \quad (15)$$

3 准位相匹配二次谐波的观测

铌酸锂质子交换倍频器的制作包括 Z -切割 LiNbO_3 样品的准备、钛扩散形成畴反转及质子交换和退火过程。

铌酸锂的钛扩散方法常用于制作条波导,工作温度在接近居里温度下,钛扩散会导致畴反转的产生,畴反转的形状是三角形结构^[8]。在制备铌酸锂波导倍频器时,我们采用了钛扩散方法实现畴反转。与其他方法,如电场极化、质子交换等相比,这种方法对于波导倍频器有其独特的优点,从工艺来说,钛扩散方法是制作铌酸锂波导器件最成熟的一种方法,钛扩散畴反转的形状(包括畴反转周期、畴反转深度和掩埋深度)与钛扩散的条件有关,对钛扩散过程的表征,即钛扩散的温度、时间及金属钛条的长度和宽度与畴反转的关系,可以优化畴反转结构,以适应二次谐波的产生,二次谐波转换效率与基波、谐波模场分布以及畴反转结构的傅里叶分量的重叠积分成正比。钛扩散畴反转为三角形,它的傅里叶分量 $d_m(z) = (2/m\pi) \text{sinc}(m\pi z/D')$, $D' = 1/\Lambda$, 为光栅的占空比。

为了使二次谐波转换效率达到最优化,作为倍频器的质子交换波导具有以下要求(1)该波导在抽运波长附近 $1.3 \mu\text{m}$ 处是单模波导。(2)波导折射率的半宽为 $2.9 \mu\text{m}$ 。这与钛扩散畴反转深度 $2 \sim 4 \mu\text{m}$ ^[9]吻合,根据(14)和(15)式,畴反转结构的傅里叶分量 $d_m(z)$ 与基波场和谐波场之间的重叠积分最大。

1%质量浓度的苯酸锂的苯甲酸溶液作为铌酸锂质子交换的质子源,在 190°C 交换温度下交换 2 h,然后在温度 350°C 下退火 2 h^[9]。畴反转周期由下式给出

$$\Lambda_n = n\Lambda = 2nl_c = \frac{n\lambda_F}{2(N_{2\omega} - N_\omega)} \quad (16)$$

其中 n 为畴反转阶数。 $\text{TM}_\omega^0 \rightarrow \text{TM}_{2\omega}^0$ 和 $\text{TM}_\omega^1 \rightarrow \text{TM}_{2\omega}^1$ 转换的畴反转周期分别为 $11.34 \mu\text{m}$ 和 $12.16 \mu\text{m}$, 利

用此畴反转周期数据制备出光刻掩模版。

Z-切割 LiNbO_3 样品尺寸为 $10 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ ，+Z 表面仔细抛光，利用电子束蒸发镀钛，钛条厚度为 10 nm 。光刻复制掩膜版图案后，用 1% 稀释的 HF 水溶液腐蚀法得到钛条图案；钛扩散畴反转在温度 1100°C 下进行，加 LiNbO_3 粉末和通入氧气防止氯化锂的外扩散，把样品放入 190°C 温度下 1% 质量浓度的苯酚钾的苯甲酸溶液交换 2 h，然后在 350°C 温度下退火 2 h。最后清洗样品并进行端面抛光。

图 1 为测量倍频器二次谐波产生的实验装置示意图。所用的激光器为 YAG 锁模激光器抽运参量振荡器，输出波长可调。脉宽大约 200 ps ，脉冲重复频率 82 MHz 。输入端用端面耦合，输出端用金红石棱镜耦合输出，基波和谐波的输出角度不同，在空间上倍频光和基波光分离，分离角度超过 20° ，如图 2 所示，观测到二次谐波红光 m 线的输出。用能量探测器探测输出光的脉冲能量。从照片中可以看到倍频光的 m 线有两条，分别对应于 TM_0 模和 TM_1 模。左面一条是 TM_0 模，它的强度远大于 TM_1 模，这是由于抽运光基模场与谐波场的基模场重叠积分大于与谐波场的高阶模场之间的重叠积分。

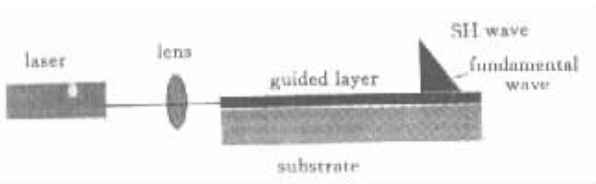


图 1 准相位匹配二次谐波实验装置图

Fig.1 QPM SHG experimental setup

当最大输入能量为 62.5 mJ 时，从棱镜耦合输出的基波和二次谐波能量分别为 7.7 mJ 和 1.7 mJ ，转换效率为 22%。

当抽运波长改变时，位相失配不能由畴反转光栅矢量抵消。转换效率由 (14) 式给出。它随波长的变化由 sinc^2 函数描述。我们测量了二次谐波转换效率随抽运波长的变化，见图 3 中黑点，实线为用 (14) 式计算出来的归一化结果，图中坐标为相对值。结果与实验较好地吻合，其中的误差是由于实际的倍频转换效率较大，不满足理论的小信号近似结果。制备的准位相匹配倍频器的波长带宽为 3 nm ，根据 (14) 式，倍频器件的有效长度为 7 mm 。图中的转换效率最大对应的波长是 1300 nm ，与设计一致。

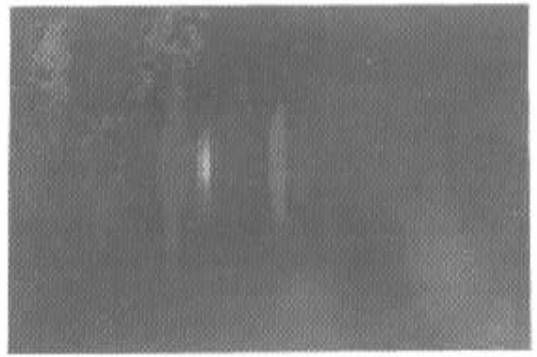


图 2 质子交换波导中准位相匹配二次谐波 m 线照片

Fig.2 Picture of QPM SHG m -lines from PE waveguide

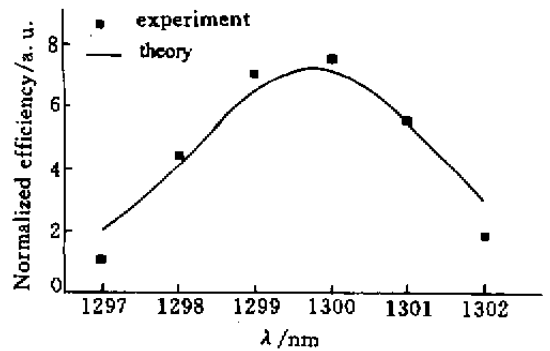


图 3 二次谐波转换效率与抽运波长的关系

Fig.3 SHG efficiency as a function of pump wavelength

除了倍频光输出外，还观测到很明显的波长为 $0.43 \mu\text{m}$ 的三倍频蓝光输出。可能是由于级联效应，即基频和产生的倍频光提高和频作用产生三倍频光。

4 结 论

从质子交换波导退火过程的研究结果出发，设计了准位相匹配光栅周期，分别用钛扩散方法实现了周期性畴反转和质子交换方法制作了波导。实验中观测到 22% 转换效率的倍频光产生。对于转换效率与抽运波长关系的测量与理论预测很好地吻合，结果显示铌酸锂质子交换波导准位相匹配倍频过程获得有效短波长相干光源的可行性。

参 考 文 献

- 1 N. Bloembergen. *Nonlinear Optics*. New York: Benjamin, 1965
- 2 J. S. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing *et al.*. Interactions between light waves in nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 1962, **127**: 1918 ~ 1939
- 3 J. D. McMullen. Optical parametric interactions in isotropic materials using a phase-corrected stack of nonlinear dielectric plates. *J. Appl. Phys.*, 1975, **46**(7) 3076 ~ 3081
- 4 Y. Ishigame, T. Suhara, H. Nishihara. LiNbO_3 waveguide

- second harmonic generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating. *Opt. Lett.* ,1991 ,**16** 375 ~ 377
- 5 E. J. Lim , M. M. Fejer , R. L. Byer. Second harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide. *Electron. Lett.* ,1989 ,**25** :174 ~ 175
- 6 J. L. Jackel. Proton exchange : past , present , and future. *SPIE* ,1991 ,**1583** 54 ~ 63
- 7 T. Isoshima , K. tada. Local Normal-mode analysis of second harmonic generation in a periodic waveguide. *IEEE J. Quantum Electron.* ,1997 ,**33** :164 ~ 175
- 8 X. Cao , R. Srivastava , R. V. Ramaswamy. Efficient quasi-phase matched blue second-harmonic generation in LiNbO₃ channel waveguides by a second-order grating. *Opt. Lett.* , 1992 ,**17** 592 ~ 594
- 9 Chen Xianfeng , Xie Shengwu , Xia Yuxing *et al.*. Theoretical modeling and characterization of annealed proton-exchanged planar waveguides in Z-cut LiNbO₃. *Chinese J. Lasers* (中国激光) ,2000 ,**A27**(7) 611 ~ 615 (in Chinese)