

文章编号 : 0253-2239(2001)07-0774-04

# 铌酸锂质子交换波导中切伦科夫倍频实验研究\*

陈险峰 陈玉萍 谢绳武 夏宇兴 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)

摘要: 报道了质子交换铌酸锂平板波导中切伦科夫倍频蓝绿光输出研究。理论上计算了质子交换波导参数对不同基波波长倍频转换效率的影响。制备出适合于蓝绿光输出的铌酸锂质子交换波导并观测到较高转换效率的倍频光产生, 实验中我们测量了倍频转换效率与抽运功率以及抽运波长的关系, 实验结果与理论预测吻合。

关键词: 切伦科夫倍频; 质子交换波导; 铌酸锂

中图分类号: TN252 文献标识码: A

## 1 引 言

波导结构中非线性倍频过程是获得新相干光源的重要途径。与体介质中相比, 由于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。质子交换使铌酸锂晶体表面异常折射率增加 ( $\Delta n_e \approx 0.125, \lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ), 所形成的波导层与基板层折射率差  $\Delta n_e$  远大于钛扩散方法形成的波导, 而且抗光损伤能力增加。质子交换波导中可以利用导模的相位匹配产生二次谐波, 但由于导模之间的重叠积分很小, 所以其转换效率也较低。在  $z$  切割铌酸锂质子交换波导中, 基波以 TM 模传输, 利用了铌酸锂晶体的最大非线性系数  $d_{33}$ , 观测到了转换效率较高的切伦科夫二次谐波的产生<sup>[1-4]</sup>, 所以利用切伦科夫相位匹配是实现半导体抽运集成可见光光源的可行途径。

本文首先从理论上研究了质子交换铌酸锂波导中切伦科夫倍频光的产生, 得到了在一定的波导结构中切伦科夫二次谐波转换效率与基波波长之间的关系。为了得到较高转换效率的蓝绿光输出, 我们在对制备高重复率  $z$ -切割铌酸锂波导以及对波导进行表征的研究基础上, 设计并制备出相应的铌酸锂质子交换波导, 并观测到较高转换效率的蓝绿光输出。

## 2 理论分析

图 1 为切伦科夫型二次谐波产生的示意图。切伦科夫倍频光产生的条件是波导中基波的相速度大于基板材料中倍频光的相速度。在这种情况下, 由于非线性极化产生的二次谐波以一定的角度辐射到基板中, 此时满足平行于波导平面的波矢分量守恒, 即自动满足了二次谐波产生的相位匹配条件。

$z$  切割铌酸锂质子交换波导及坐标轴的选取如图 1 所示, 晶体的光轴  $c$  平行  $x$  轴, 光沿  $z$  方向传播。在下面的推导中, 下标  $f$  表示基波,  $h$  表示二次谐波, 下标 1、2、3 分别表示波导、基板和覆盖层。

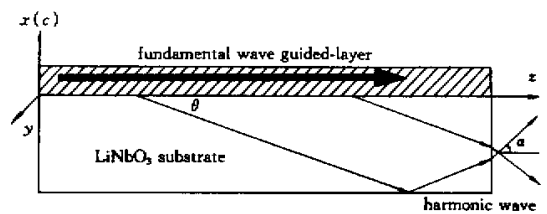


Fig. 1 Cerenkov type second harmonic generation configuration

基波场是导波, 而谐波场则是以切伦科夫相位匹配角辐射进基板中, 所以导波的传播常数  $\beta_f$  被限制在以下范围内:

$$k_h n_{h3} < 2\beta_f < k_h n_{e2}, \quad (1)$$

其中  $n_{e2}$  为基板的异常折射率, 谐波波数  $k_h = \frac{2\pi}{\lambda_h}$ , 所产生的二次谐波由麦克斯韦方程描述:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}_h &= -i\omega_h \mu_0 \mathbf{H}_h, \\ \nabla \times \mathbf{H}_h &= i\omega_h (\epsilon_h \mathbf{E} + \mathbf{P}), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中  $\omega_h$  为光波的角频率,  $\mu_0$  为真空磁极化常数,  $\epsilon_h$

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

为介电常数,  $P$  为由基波激发的非线性极化强度:

$$P = \epsilon_0 d_{nl} E_f : E_f. \quad (3)$$

式中  $d_{nl}$  为非线性系数,  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数。在  $z$  切割的质子交换铌酸锂波导中, 只有 TM 导模, 电磁场分量分别为  $E_x$ 、 $E_z$  和  $H_y$ 。

文献 [4] 中仔细推导了  $x$  切割质子交换铌酸锂波导中基波为 TE 模的切伦科夫二次谐波转换效率, 这里我们给出  $z$  切割质子交换铌酸锂波导中基波为 TM 模的切伦科夫二次谐波转换效率的表达式:

$$\eta = \frac{P_h}{P_f} = 128 \left( \frac{n_{ho2}^2}{n_{he2}} \frac{n_{fe1}^2}{n_{fo1}^4} \right) \left( \frac{\kappa_{f1}^2}{\kappa_{h2}} \right) \frac{\mu_0 \omega_h}{\beta_h k_h^2} \times \frac{LP_f \tan \theta |C|^2}{W d_{eff}^2}, \quad (4)$$

其中  $P$  为功率,  $d_{eff}$  为基波 TM 模的有效深度,  $|C|$  为与极化强度有关的系数,  $L$  为作用长度,  $W$  为波导深度,  $\kappa_{f1}$  和  $\kappa_{h2}$  分别是基波在波导中和谐波在基板中的有效波矢<sup>[4]</sup>,  $\theta$  为基板中的二次谐波与导波层中的基波传输方向的夹角。

(4) 式表明切伦科夫型二次谐波的转换效率线性正比于作用长度  $L$ , 这点与严格相位匹配时效率与作用长度  $L$  的平方成正比关系不同。转换效率也与  $|C|$  项成正比, 而  $|C|$  值也是波导基板和波导空气界面的不连续性的增函数。所以为了提高界面处的不连续性, 可以采用阶梯型高折射率变化分布的波导结构。质子交换铌酸锂波导具有上面的特点, 这正是质子交换波导适合于切伦科夫型二次谐波产生的原因。相反, 渐变折射率分布或很小的折射率改变如钛扩散波导就不适合于切伦科夫型二次谐波的产生<sup>[4]</sup>。

除了与波导界面不连续性有关外, 切伦科夫二次谐波产生还与波导参数有关。所以, 理论分析波导参数(波导深度  $d$  和异常折射率改变  $\Delta n_e$ ) 与二次谐波效率的关系, 可以使我们优化波导的制备参数。我们已经研究了质子交换过程, 建立了实验条件和波导参数的关系以及实验参数对导波层色散关系的影响<sup>[5]</sup>, 这使我们可以研究质子交换波导中切伦科夫二次谐波转换效率随抽运波长的变化。

我们计算了质子交换波导深度为  $0.54 \mu\text{m}$  切伦科夫二次谐波的转换效率随波长的变化, 结果如图 2 所示。

与在给定抽运波长下转换效率和波导深度  $d$  的关系一样, 切伦科夫二次谐波转换效率在给定波

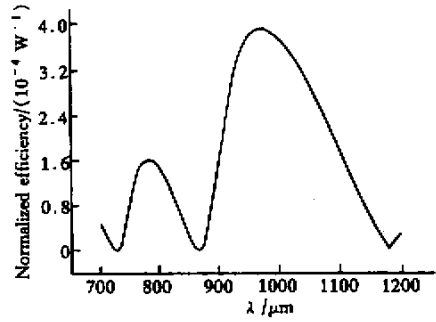


Fig.2 Cenrenkov SHG efficiency as a function of pump wavelength

导深度下, 对抽运波长非常敏感。我们发现, 在波导深度为  $0.54 \mu\text{m}$  时, 转换效率在波长为  $0.78 \mu\text{m}$  和  $1.0 \mu\text{m}$  附近存在最大值, 分别对应于蓝绿光波段的二次谐波输出。两个峰的半宽表示了切伦科夫倍频转换效率对抽运波长的敏感性, 分别是  $70 \text{ nm}$  和  $170 \text{ nm}$ 。

为了研究给定抽运基波波波长下, 二次谐波转换效率对铌酸锂质子交换波导深度的影响, 我们计算了切伦科夫二次谐波转换效率随抽运波长的变化关系, 如图 3 所示。图 3 为波长  $0.80 \mu\text{m}$  附近的倍频转换效率随抽运波长的关系曲线, 质子交换波导深度  $d$  分别为  $0.50 \mu\text{m}$ 、 $0.52 \mu\text{m}$ 、 $0.54 \mu\text{m}$ 、 $0.56 \mu\text{m}$  和  $0.58 \mu\text{m}$ 。

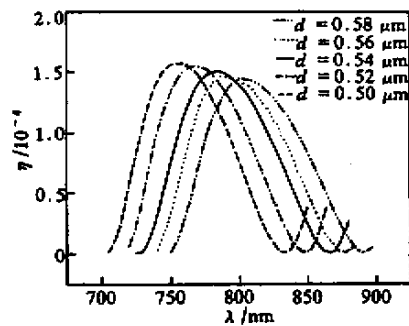


Fig.3 Efficiency with different waveguide depth as a function of pump wavelength

很明显, 随着质子交换波导深度的减少, 对应的最大转换效率抽运波长位置也向短波方向移动。需要指出的是, 当波导深度足够小时, 在近红外波段波导中没有导模被激发, 因而也不会有倍频光的产生; 另一方面, 当波导深度增加时, 将激发出多模, 这也要影响倍频的转换效率。

### 3 实验研究

用于观测的  $z$  切割铌酸锂质子交换平板波导

的制备条件为:质量分数 0.01 的苯甲酸锂稀释的苯甲酸溶液作为质子源,交换时间为 3.25 h。按照我们对交换过程的研究表征,此时质子交换波导深度为  $0.54 \mu\text{m}^{[5]}$ 。

观测切伦科夫二次谐波的激光抽运源为 YAG 激光器输出波长的倍频光  $0.532 \mu\text{m}$ ,抽运参量振荡器和掺钛蓝宝石连续可调激光器,分别获得  $0.6 \mu\text{m} \sim 2.4 \mu\text{m}$  和  $0.70 \mu\text{m} \sim 1.1 \mu\text{m}$  的输出波长。通过金红石棱镜将激光耦合进波导。对波导的输出面进行抛光,用功率计或能量计探测耦合出波导的基波光和倍频光的功率或脉冲能量。

实验中,我们分别在抽运波长为  $0.78 \mu\text{m}$  和  $1.0 \mu\text{m}$  下观测到较强的倍频蓝绿光的产生。图 4 和图 5 为切伦科夫倍频光  $0.39 \mu\text{m}$  和  $0.5 \mu\text{m}$  输出的照片,它们是倍频光从波导下方出射的光斑。

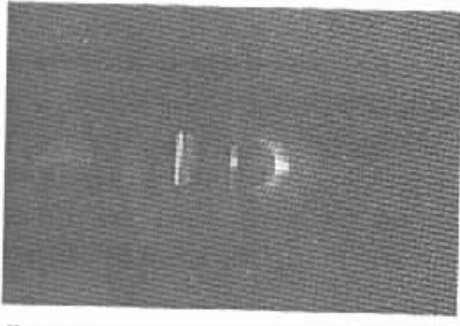


Fig.4 Photograph of  $0.78 \mu\text{m}$  pumped Cerenkov type blue SHG

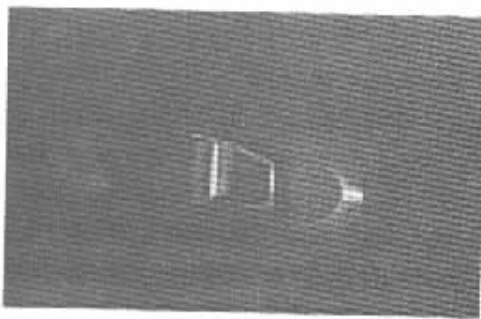


Fig.5 Photograph of  $1.00 \mu\text{m}$  pumped Cerenkov type green SHG

实验中,观测到如下几个现象:

1) 在波长  $0.78 \mu\text{m}$  和  $1.0 \mu\text{m}$  抽运下,观测到较强的倍频蓝绿光。当在这两个波长附近调节抽运波长时,发现二次谐波的强度下降直至消失。

2) 如图 1 所示,在波导的上方和下方均可以观测到倍频光的输出,其中在波导的下方输出的倍频光强度与从波导上方输出的倍频光强度相当。我们测量了倍频光的出射角  $\alpha$  (出射光束与波导出射面

法线之间的夹角),分别为  $51^\circ$  ( $\lambda = 0.78 \mu\text{m}$ ) 和  $34^\circ$  ( $\lambda = 1.00 \mu\text{m}$ )。

3) 出射的光斑如照片(图 4、图 5)所示,中心处光斑强度最强。

我们利用  $0.70 \mu\text{m}$  到  $1.1 \mu\text{m}$  掺 Ti 蓝宝石连续可调激光器,同样观测到切伦科夫倍频光的输出。实验中,我们使用了激光器的短波段输出( $0.70 \mu\text{m} \sim 0.85 \mu\text{m}$ ),最大输出功率为 1.3 W。为了防止连续输出对晶体的损伤,采用斩光器使光束以一定时间间隔耦合进波导,并用功率计探测输出波导的基波和倍频光的功率。

实验发现,在波长  $0.79 \mu\text{m}$  处转换效率最大,测得从波导下方输出的光斑的功率为 22 nW,同时输出的基波功率为 40.4 mW。归一化转换效率为  $1.36 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$ 。与理论预测(4)式相比相差 1 个数量级。我们认为主要原因在于质子交换波导的损耗较高(5 dB/cm)。此外,理论结果是折射率严格阶梯型分布而且导波层非线性系数也为零的理想情况。

图 6 是切伦科夫二次谐波转换功率随基波功率的变化关系,抽运波长为  $0.78 \mu\text{m}$ ,随着基波功率的增加,输出的倍频光功率也增大并呈现较好的线性关系。

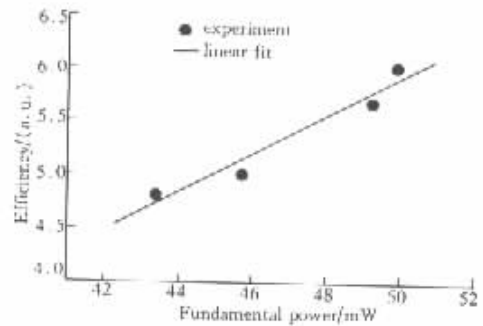


Fig.6 Efficiency as a function of fundamental power

测量了归一化转换功率与波长的关系,激光器输出的波长范围为  $0.75 \mu\text{m} \sim 0.85 \mu\text{m}$ ,这段光波落在我们制备的质子交换波导的倍频转换效率的一个峰内。图 7 即为实验测量与理论预测的比较。我们设计的波导深度为  $0.54 \mu\text{m}$ ,从图中看,转换效率与波长的关系和深度为  $0.56 \mu\text{m}$  的波导更为一致。这说明了我们对质子交换波导的理论表征结果与实际制备的质子交换波导存在一些误差。

结论 本文研究了切伦科夫二次谐波产生的理论模型,计算了质子交换波导参数和抽运波长的关系。

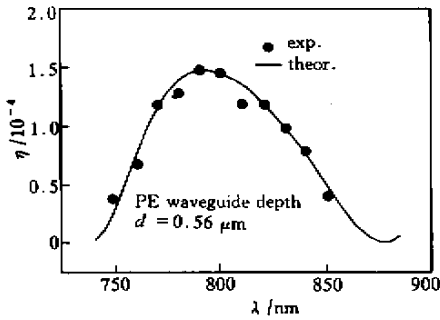


Fig.7 Efficiency as a function of pump wavelength

在对质子交换波导进行表征分析的基础上,设计了适合于我们实验条件的质子交换波导,制备的波导与实际测量吻合得较好。实验中,观测到倍频蓝绿光的产生,用连续近红外激光抽运,测量了二次谐波归一化转换效率,其数值与理论预测相差一个数量级。实验表明,倍频转换效率随基波功率增加并呈线性关系。最后我们测量了转换效率与抽运波长的

关系,与理论预测吻合得较好。研究结果对切伦科夫蓝绿光倍频器的优化设计和制备有重要意义。

### 参 考 文 献

- [1] Wang G, Garmire E M. High-efficiency generation of ultrashort second-harmonic pulses based on the Cerenkov geometry. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(4):254 ~ 256
- [2] Tamada H. Coupled-mode analysis of second harmonic generation in the form of Cerenkov radiation from a planar optical waveguide. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(3):502 ~ 508
- [3] Tien P K, Ulrich R, Martin R J. Optical second harmonic generation in form of coherent Cerenkov radiation from a thin-film waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **17**(2):447 ~ 450
- [4] Li M J, Michell M D, He Q *et al.*. Cerenkov configuration second harmonic generation in proton-exchanged lithium niobate guides. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **26**(8):1384 ~ 1393
- [5] 陈险峰, 谢绳武, 夏宇兴等. z-切割铌酸锂质子交换平板波导的退火过程研究. *中国激光*, 2000, **A27**(7):611 ~ 615

## Experimental Study of Cerenkov Type Second Harmonic Generation in Proton-Exchanged Lithium Niobate Planar Waveguides

Chen Xianfeng Chen Yuping Xie Shengwu Xia Yuxing Chen Yingli

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

(Received 6 March 2000; revised 8 May 2000)

**Abstract:** Experimental and theoretical study of Cerenkov-type second harmonic generation (SHG) with green and blue output in proton-exchanged lithium niobate planar waveguide is reported. The dependence of the proton-exchanged waveguide parameters on the Cerenkov-type SHG efficiency with different fundamental wavelengths is calculated. The waveguide suitable for Cerenkov-type SHG with green and blue output is fabricated and high efficiency SHG is observed in the waveguide.

**Key words:** Cerenkov-type second harmonic generation; proton-exchange waveguides; lithium niobate