

# 准晶非线性光子晶体中二次谐波波长和 温度调谐的研究\*

窦军红 盛 艳 张道中†

(中国科学院物理研究所北京凝聚态物理国家重点实验室和中科院光物理重点实验室, 北京 100190)

(2008 年 4 月 25 日收到 2008 年 6 月 19 日收到修改稿)

在八重准周期极化的铌酸锂非线性光子晶体中, 通过调节基频光波长实现了多个波长的同时共线准相位匹配倍频, 最高转换效率达 36%. 同时, 测量了准晶非线性光子晶体中二次谐波转换效率随晶体温度以及入射波长的变化, 结果表明二次谐波在长波处具有更宽的温度以及波长调谐带宽. 该项研究对于准周期非线性光子晶体在实际工作中的运用具有重要的指导意义.

关键词: 准周期, 非线性光子晶体, 温度调谐, 波长调谐

PACC: 4265K, 4262A, 4270F

## 1. 引 言

二维非线性光子晶体的概念是由 Berger 在 1998 年提出的<sup>[1]</sup>. 与一维非线性光子晶体仅能在单一方向上进行光学频率变换相比, 这种二维结构可以充分利用非线性极化率在二维平面内规则分布的优势, 实现多个方向上的准相位匹配频率转换以及环形腔谐振等非线性过程<sup>[2-5]</sup>. 但是, 二维周期非线性光子晶体有一个显著缺点, 就是它在一个方向上只能提供一个独立的倒格矢, 这使得该方向上的准相位匹配频率变换的波长不能任意选择. 为了解决这一问题, 人们先后提出并研究了具有二维准周期以及二维非周期结构的非线性光子晶体, 进而实现了同一方向上多个(甚至是连续的)波长的同时频率变换<sup>[6-9]</sup>. 本文深入研究了八重准周期非线性光子晶体中沿基矢方向的多波长变换过程, 并对其波长以及温度调谐特性进行了实验研究, 其结果对于准晶非线性光子晶体在实际当中的应用具有重要作用.

## 2. 实 验

实验中所采用的铁电材料是厚度为 0.4 mm, 大

小为 20 mm × 20 mm,  $z$  向切割的光学级 LiNbO<sub>3</sub> 晶体. 利用外加高压脉冲电场的方法在室温下进行极化. 首先在晶体的  $+z$  面上镀一层光刻胶, 然后利用已经制作好的掩模版在光刻胶层上进行光刻, 掩模版上的晶格图案被转移到光刻胶层上. 用 O 形圈将导电液限制在晶体的两个表面, 形成为两个液体电极, 通过导电液对晶体进行加电压极化, 所加电压约为 25 kV/mm. 将极化好的晶体放入 HF 酸中腐蚀 10—15 min, 利用酸对晶体两表面腐蚀速度的不同, 可使极化图形清晰显现. 图 1 给出了八重准晶非线性光子晶体  $+z$  面的形貌图. 准晶结构由正方形和菱形两个基本结构单元堆砌构成, 正方形和菱形的边长  $a = 11.5 \mu\text{m}$ , 反转畴直径大小约为  $4.6 \mu\text{m}$ .

He-Ne 激光沿八重准周期结构的八重对称轴入射, 得到该结构的衍射图, 如图 2(a) 所示. 从图中可以知道, 衍射图中的强衍射点不存在简单的周期性, 这也正是准晶格的典型特点. 为了标定八重准周期晶体的倒空间, 一般选用四个基矢, 如图 2(b), 其中

$$F_1 = (1, 0) = (1000),$$

$$F_2 = (\cos(\pi/4), \sin(\pi/4)) = (0100),$$

$$F_3 = (\cos(2\pi/4), \sin(2\pi/4)) = (0010),$$

$$F_4 = (\cos(3\pi/4), \sin(3\pi/4)) = (0001).$$

在以上的方程中, 矢量的表示是在传统的二维笛卡

\* 国家重点基础研究发展计划项目(批准号 2001CB6104)赞助的课题.

† E-mail: doujunhong@aphy.iphy.ac.cn

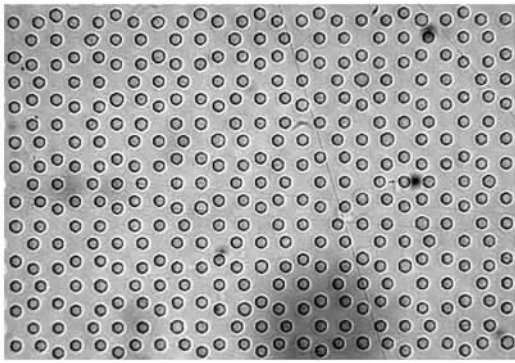


图1 八重准周期非线性光子晶体 + z 面的形貌图

尔坐标系以及特征四位矢量标示下完成的. 每一个基矢的大小均与边长  $a$  有关, 可表示为  $|F| = 4\pi/(\sqrt{3}a)^{101}$ . 但由于本文需要标定的倒格矢数目较多, 用四个基矢来逐一描述将是一项复杂且没有太多意义的工作, 因而我们只用一个下标对后面要用到的倒格矢进行了标记, 如图 2(b) 所示. 其中倒格矢 3 对应基矢  $F_3$ , 倒格矢 4 对应  $F_2 + F_4$ .

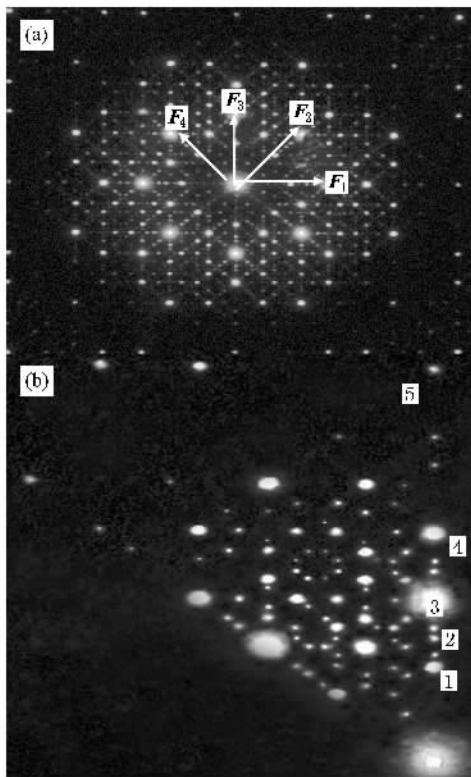


图2 (a) He-Ne 激光衍射图 (b) 基矢以及倒格矢分布示意图, 箭头表示四个基矢

进行准相位频率变换的基频光束由 Nd:YAG 抽运的纳秒激光参量振荡器提供. 其闲频波长可在

0.78—1.80  $\mu\text{m}$  范围内进行连续调节, 重复频率和脉冲宽度分别为 10 Hz 和 4 ns. 基频光束通过焦距为 15 cm 的透镜聚焦到准周期非线性光子晶体的入射端面.

### 3. 实验结果

当基频光波沿图 2 中  $x$  方向入射时, 我们观察到了多波长的同时倍频产生, 我们选取其中较强的 5 个波长进行研究. 具体基频波长为  $\lambda_1 = 1.482 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 1.318 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_3 = 1.207 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_4 = 1.075 \mu\text{m}$  和  $\lambda_5 = 0.915 \mu\text{m}$ . 各倍频过程所采用的匹配倒格矢分别为图 2(b) 中标出的倒矢量 1—5. 图 3 给出了平均输出功率与平均输入功率的关系图, 正方块, 圆点, 三角, 倒三角和菱形分别代表  $\lambda_3, \lambda_4, \lambda_1, \lambda_5$  和  $\lambda_2$  的实验值. 当输入功率为 3.2 mW 时, 它们的倍频转换效率分别为 36%、20%、9%、5.6% 和 1.8%. 波长  $\lambda_3$  的倍频输出比其他波长的都强, 这主要归结为以下二个原因: 首先是  $\lambda_3$  用到的倒格矢 3 具有最大的傅里叶系数, 其次是晶体的极化圆柱直径对其更加适合.

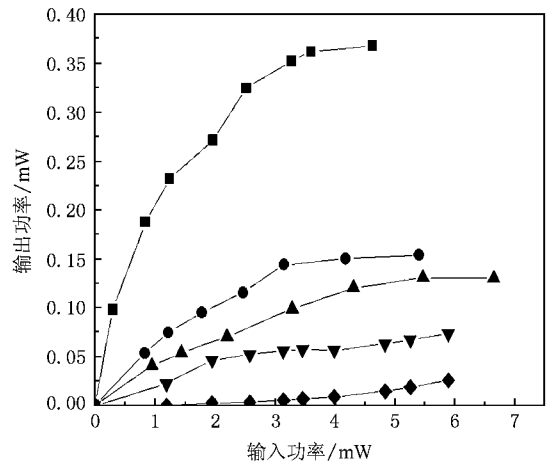


图3 倍频输出功率随输入功率变化曲线

此外我们在输入功率不变的情况下测量了各二次谐波输出功率随晶体温度的变化曲线, 如图 4 所示. 实验显示, 各个倍频信号的温度调谐带宽各不相同.  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$  和  $\lambda_5$  对应的温度调谐带宽分别为 27  $^{\circ}\text{C}$ , 25  $^{\circ}\text{C}$ , 16  $^{\circ}\text{C}$ , 11  $^{\circ}\text{C}$  和 10  $^{\circ}\text{C}$ , 显然, 随着基频光波长的变短, 温度调谐带宽有逐渐变窄的趋势.

我们还测量了各二次谐波的波长调谐变化曲线, 结果如图 5 所示. 与温度调谐相似, 随着基频光波长的变短, 波长调谐带宽也逐渐减低.  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3,$

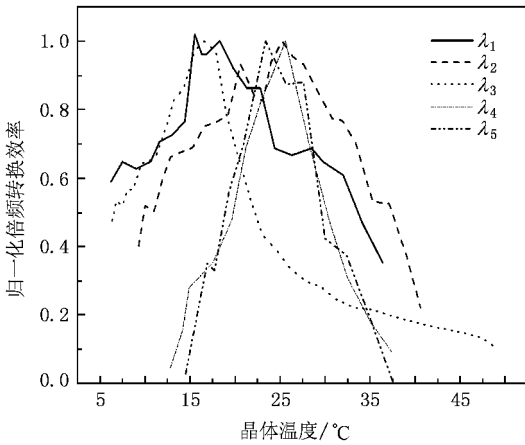


图4 倍频信号随晶体温度的调谐曲线

$\lambda_4$  和  $\lambda_5$  对应的波长调谐带宽分别为 2.4 nm, 1.5 nm, 1.2 nm, 0.97 nm 和 0.8 nm. 长波段有利于得到较宽的波长调谐特性.

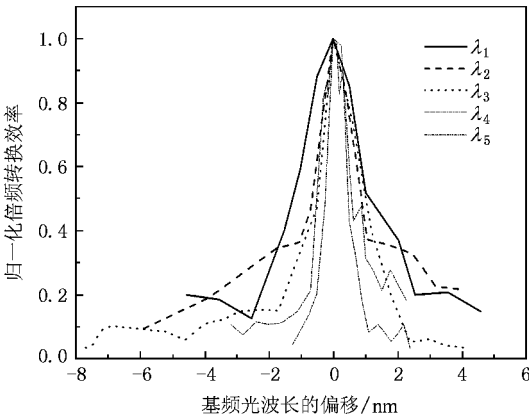


图5 倍频信号随晶体波长的调谐曲线

## 4. 理论分析

根据以上的实验结果,我们进行了下面的理论分析.非线性光子晶体中准相位倍频转换效率  $\eta \propto \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)$ , 其中  $\Delta k = k_2 - 2k_1 - G$ ,  $k_1, k_2$  分别为基频和倍频光波矢,  $G$  为倒格矢,  $L$  为晶体长度. 晶体温度以及入射波长的改变会引起  $\Delta kL$  的变化, 相应倍频效率随之改变. 一般将转换效率降为最大值一半时对应的温度或波长范围称为调谐带宽(此时  $\frac{\Delta kL}{2} = 0.4429\pi$ ).

首先分析波长调谐,波长的改变只影响  $k_1$  和  $k_2$ , 对  $G$  和  $L$  都没有影响.

$$\begin{aligned} \frac{\partial\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\partial\lambda} &= 2\pi L \frac{\partial\left(\frac{n_2 - n_1}{\lambda}\right)}{\partial\lambda} \\ &= 2\pi L \left(\frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial\lambda} - \frac{\partial n_1}{\partial\lambda}\right) \lambda + \frac{n_2 - n_1}{\lambda^2} \quad (1) \end{aligned}$$

由  $\frac{\partial\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\partial\lambda} \Delta\lambda = 0.4429\pi$ , 可得调谐带宽<sup>[11]</sup>

$$\Delta\lambda = \frac{0.4429\lambda}{L} \left| \frac{n_2 - n_1}{\lambda} + \frac{\partial n_1}{\partial\lambda} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial\lambda} \right|^{-1}. \quad (2)$$

显然随着波长  $\lambda$  的增大,波长调谐带宽也相应增大.与波长调谐类似,我们进行了温度调谐分析.温度不仅影响晶体的折射率(波矢),还通过热胀冷缩影响非线性晶体的周期和长度.

$$\begin{aligned} \frac{\partial\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\partial T} &= L \frac{\alpha(k_2 - 2k_1 - G)}{\partial T} \\ &\quad + (k_2 - 2k_1 - G) \frac{\partial L}{\partial T}, \quad (3) \end{aligned}$$

晶体的热膨胀系数定义为  $\alpha = \frac{\partial L}{L\partial T}$ ,  $T$  为晶体温度, 则有  $\frac{\partial L}{\partial T} = \alpha L$ . 倒格矢  $G = \frac{2\pi}{\Lambda}$ , 则有  $\frac{\partial G}{\partial T} = -\alpha L$ , 将其代入(3)式,可得到

$$\frac{\partial\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\partial T} = L(k_2 - 2k_1) \left( \frac{1}{\Delta n} \frac{\partial \Delta n}{\partial T} + \alpha \right). \quad (4)$$

进而有  $\Delta T = \frac{0.4429\lambda}{L} \left| \frac{\partial \Delta n}{\partial T} + \alpha \Delta n \right|^{-1}$ , 温度调谐带宽也随波长增加而变宽,由以上分析可见实验结果与理论分析有比较好地符合.

## 5. 结 论

本文利用外加电场的方法,制备了具有八重准周期结构的铌酸锂非线性光子晶体中,通过调节基频光波长实现了多个波长的同时共线准相位匹配倍频,最高转换效率达 36%.同时,测量了二次谐波转换效率随晶体温度和入射波长的关系曲线,表明二次谐波在长波处具有更宽的温度和波长响应带宽.该项研究对于准周期非线性光子晶体在实际工作中的运用具有重要的指导意义.

- [ 1 ] Berger V 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4136
- [ 2 ] Broderick N G R , Ross G W , Offerhaus H L , Richardson D J , Hanna D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4345
- [ 3 ] Ni P G , Ma B Q , Cheng B Y , Zhang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1925 ( in Chinese ) [ 倪培根、马博琴、程丙英、张道中 2003 物理学报 **52** 1925 ]
- [ 4 ] Ma B Q , Wang T , Sheng Y , Ni P G , Cheng B Y , Zhang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3670 ( in Chinese ) [ 马博琴、王 霆、盛 艳、倪培根、程丙英、张道中 2005 物理学报 **54** 3670 ]
- [ 5 ] Chowdhury A , Staus C , Boland B F *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 1353
- [ 6 ] Bratfalean R T , Peacock A C , Broderick N G R , Gallo K 2005 *Opt. Lett.* **30** 424
- [ 7 ] Sheng Y , Dou J , Cheng B , Zhang D 2007 *Appl. Phys. B* **87** 603
- [ 8 ] Sheng Y , Dou J , Ma B , Cheng B , Zhang D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 011101
- [ 9 ] Sheng Y , Dou J , Li J , Ma D , Cheng B , Zhang D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 101109
- [ 10 ] Ma B , Wang T , Sheng Y , Cheng B , Zhang D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **87** 251103
- [ 11 ] Fejer M M , Magel G A , Jundt D H , Byer R L 1992 *IEEE Journal of Quantum Electronic* **28** 11

## Temperature and wavelength tuning of second harmonic generation in a nonlinear photonic quasi-crystal<sup>\*</sup>

Dou Jun-Hong Sheng Yan Zhang Dao-Zhong<sup>†</sup>

( Key laboratory of Optical Physics , Beijing National Laboratory , for Condensed Matter Physics , and Institute of Physics Chinese Academy of Science , Beijing 100190 , China )

( Received 25 April 2008 ; revised manuscript received 19 June 2008 )

### Abstract

In the  $\text{LiNbO}_3$  nonlinear photonic crystals with a two-dimensional octagonal quasilattice , the collinear quasi-phase-matched second harmonic generation processes at multiple wavelengths were observed. The maximum conversion efficiency was 36% . Meanwhile , for the first time we measured the change of the second harmonic conversion efficiency with the temperature and incident wavelength. The results show that the second harmonic has broader temperature and wavelength tuning bandwidth in long waveband. It is believed the study might be significant for the application of quasi-periodic nonlinear photonic crystal in practice.

**Keywords** : quasi-periodic , nonlinear optical crystal , temperature tuning , wavelength tuning

**PACC** : 4265K , 4262A , 4270F

<sup>\*</sup> Project supported by the National Basic Research Program of China ( Grant No . 2001 CB6104 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : doujunhong@aphy.iphy.ac.cn