

光折变光子晶格中空间二次谐波的产生*

杨立森^{1)†} 陈玉和¹⁾ 陆改玲¹⁾ 刘思敏²⁾

1) 内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 呼和浩特 010022)

2) 南开大学物理学院, 天津 300071)

(2006 年 9 月 14 日收到, 2006 年 10 月 27 日收到修改稿)

用干涉法在自散焦光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中写入光子晶格的动态过程中, 发现了双光束干涉条纹一分为二, 四光束干涉点阵一分为四的分裂现象. 研究证明: 这是干涉条纹空间频率的倍频现象, 是入射的干涉光场与写入的光子晶格之间相互作用的结果. 本实验说明利用光折变效应可以容易地实现干涉光场空间频率的倍频和空间高次谐波的产生, 并可利用产生的空间谐波感应出二倍频和高倍频的光折变光子晶格.

关键词: 光折变晶体, 光子晶格, 空间谐波

PACC: 4265, 4280L

1. 引言

目前许多文献报道, 光波在折射率周期性变化的分立系统(如光子晶格或波导阵列)中传播时会出现许多在连续、均匀的体介质中从未见到过的反常现象^[1-3], 例如, 反常衍射、反常折射及分立衍射等. 这都是入射光与光子晶体或波导阵列相互作用的结果. 我们发现在光折变晶体中写入的光子晶格与写入光场之间的相互作用, 也会产生以前从未见到过的非线性现象. 我们用干涉法(或傅里叶变换法)在自散焦光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中写入光子晶格的动态过程中, 发现了双光束干涉条纹一分为二, 四光束干涉阵列的阵列元光斑一分为四的分裂现象, 我们对此现象进行了仔细地研究, 证明这是一种空间频率的倍频现象, 并用相位分裂的观点给予了初步解

释. 实验和理论证明: 在光折变晶体中写入的光子晶格与写入光场之间的相互作用还可以产生空间高次谐波.

2. 实验装置及研究方法

实验装置如图 1 所示, 来自 YAG 倍频激光器波长为 532 nm 的偏振光经空间滤波器 F 滤波、扩束并准直后, 通过具有两个(或四个)圆孔的振幅掩膜, 得到两个(或四个)点光源, 经傅里叶透镜 L_1 聚焦在 1 mm 厚的 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体中. 晶体后表面的光强分布由透镜 L_2 ($f = 70$ mm) 成像在 CCD 上, CCD 输出经 PC 的屏幕直接观察到晶体后表面的光强分布. 在写入过程中可以动态地观察干涉条纹的变化过程. 在 L_1 与晶体之间加入分束器 BS, 挡住 532 nm 的绿光, 由 He-Ne 激光器出射的激光束通过 BS 照到

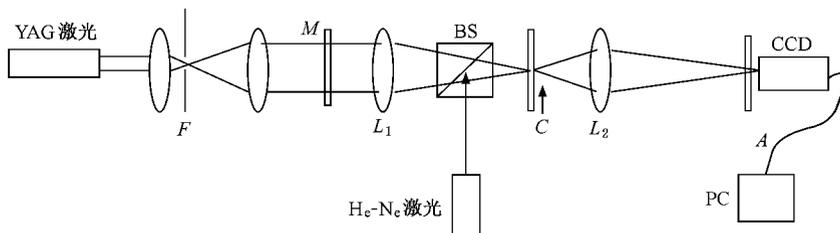


图 1 写入与读出光折变波导阵列的实验装置

* 国家自然科学基金(批准号 60467002)和内蒙自然科学基金(批准号 200408020111)资助的课题.

† E-mail: yangls@imnu.edu.cn

LiNbO₃:Fe 晶体中写入波导的区域,通过波导的导向到达晶体的后表面,同样由 L₂ 成像在 CCD 上,因而可以读出在晶体中写入的波导的情况.

3. 两孔掩膜的实验现象

按图 1 的装置,实验中我们分别用了孔间距 2a = 1.05 cm, 2a = 0.8 cm;孔径均为 0.8 mm 的两孔振幅掩膜, L₁ 的焦距 f = 300 mm,通过 CCD 观察了在写入过程中晶体输出面处光强分布随写入时间的变化过程.

3.1. 干涉条纹与 c 轴垂直 e 光照射

入射的干涉条纹与 c 轴垂直,孔间距 2a = 1.05 cm,条纹的空间周期为 15.2 μm, e 光照射时,输出条纹随写入时间的变化如图 2 所示.

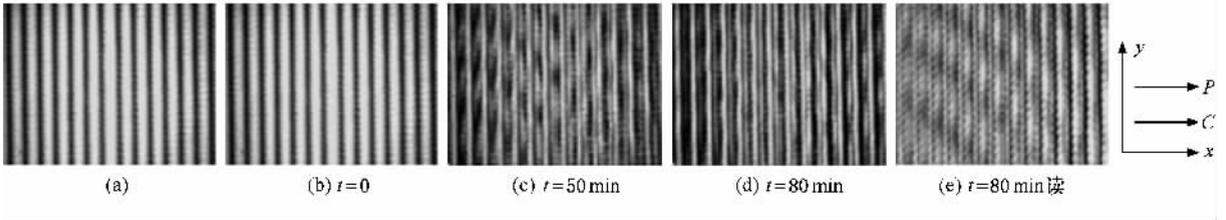


图 2 条纹与 c 轴垂直, e 光照射, 条纹分裂的情况 (a)为入射的干涉条纹;(b),(c),(d)为不同时间晶体后表面出射的条纹;(e)为写 80 min 后读出写入的一维波导

从图 2 看出,当写入 50—80 min 时出射的干涉条纹每一条分裂为两条,条纹空间周期减少一半,大约变为 7.6 μm,空间频率是入射光干涉条纹的二倍.图 2(e)为写 80 min 后读出的写入波导,说明写入的一维光折变波导的空间频率也增加一倍,空间周期变为 7.6 μm.

3.2. 干涉条纹与 c 轴垂直,光的偏振方向与 c 轴夹 45°角照射

仍用以上的两孔掩膜,孔间距 2a = 1.05 cm,条纹的空间周期为 15.2 μm,入射的条纹与 c 轴垂直,光的偏振方向 P 与 c 轴夹 45°角照射,输出条纹随写入时间的变化见图 3.

从图 3 看出,当写入 90 min 时出射的干涉条纹同样是每一条分裂为两条,空间周期减少一半,空间周期变为 7.6 μm,空间频率是入射光干涉条纹的

二倍.写入的一维光折变波导的空间频率也将增加一倍.

3.3. 干涉条纹与 c 轴夹 45°角,入射光的偏振方向也与 c 轴夹 45°角

将两孔掩膜换为孔间距 2a = 0.8 cm 掩膜,并旋转 45°,入射的条纹与 c 轴夹 45°角,条纹的空间周期为 19.95 μm,入射光的偏振方向 P 也与 c 轴夹 45°角.输出条纹随写入时间的变化见图 4.

从图 2,3,4 可以看出,以上三种情况,出射的干涉条纹经过一定的时间后均发生分裂,一条变为两条,其中干涉条纹与 c 轴垂直 e 光照射时分裂最快;孔间距小的掩膜,干涉条纹分裂的更开些,并且均能在晶体中写入空间倍频波导.在我们以上的实验中,写入的空间倍频波导的最小间距大约为 7.6 μm.

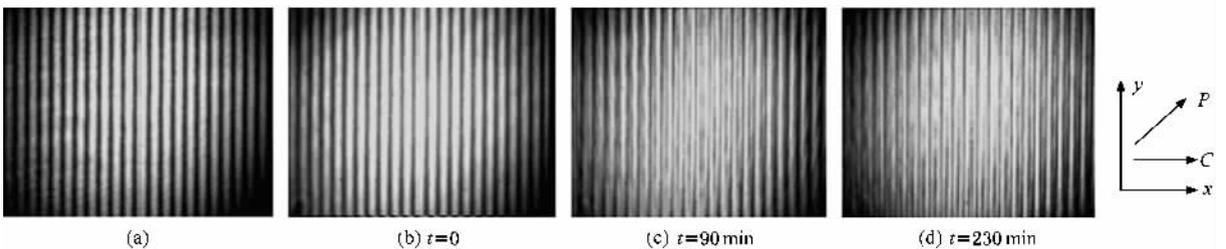


图 3 条纹与 c 轴垂直,光的偏振方向与 c 轴夹 45°角照射, 条纹分裂的情况 (a)为入射的干涉条纹;(b),(c),(d)为不同时间晶体后表面出射的条纹

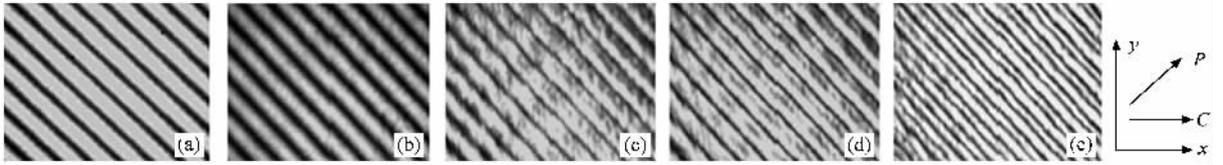


图 4 条纹与 c 轴夹 45° 角, 光的偏振方向与 c 轴夹 45° 角照射 (a) 入射的干涉条纹; (b) 放入晶体 $t = 0$; (c) $t = 100 \text{ min}$; (d) $t = 170 \text{ min}$; (e) $t = 220 \text{ min}$

4. 四孔掩膜的实验现象

实验装置不变, 只是把 L_1 的焦距变为 $f = 400 \text{ mm}$, 掩膜换成对称的四孔掩膜, 它的空间分布如图 5 所示. 圆孔直径均为 0.7 mm 、相邻圆孔间距 $2a = 0.8 \text{ cm}$. 四孔掩膜产生四个点光源^[4], 四孔振幅掩膜的干涉图案如图 (a) 所示, 水平方向干涉点阵的空间周期为 $18.8 \mu\text{m}$. 用此图案输入到晶体中, 输出图案随写入时间的变化和读出波导阵列的结果于图 6 所示.

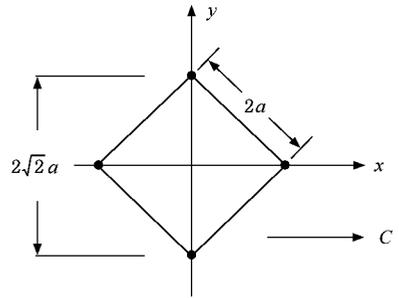


图 5 掩膜面四圆孔的空间分布

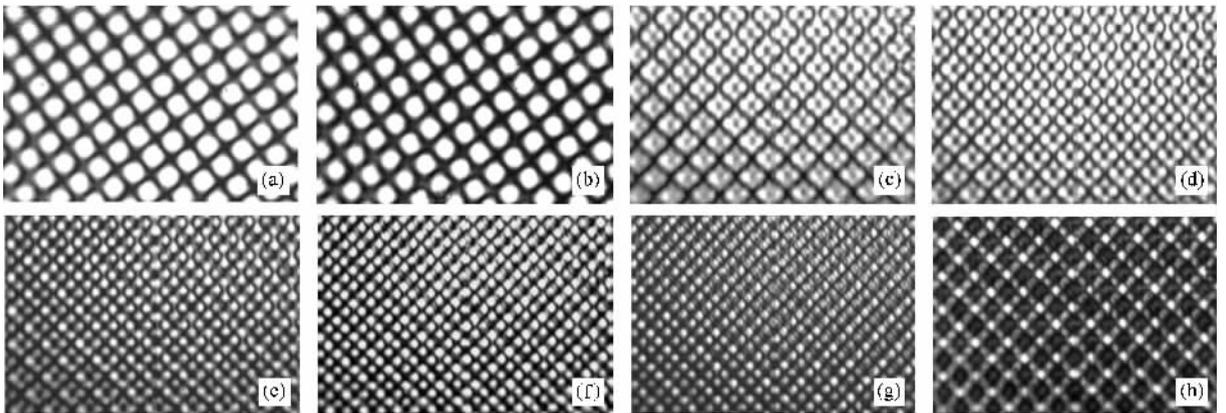


图 6 用四孔振幅掩膜写入波导阵列时, 输出阵列光束随写入时间分裂变化和写入的波导阵列 (a) 输入图案; (b) 刚放晶体输出图案; (c) 写 20 min 输出图案; (d) 写 30 min 输出图案; (e) 写 40 min 输出图案; (f) 写 80 min 输出图案; (g) 写 110 min 输出图案; (h) 写 110 min 后读出的波导阵列

由图 6 看出写 $20\text{--}30 \text{ min}$ 阵列光束开始一分为四的分裂, 空间二次谐波产生. 写 40 min 空间二次谐波占主导地位, 水平方向的空间周期为 $9.4 \mu\text{m}$. 写 $80\text{--}110 \text{ min}$ 开始有高次谐波出现. (h) 为写 110 min 后读出的空间二次谐波写入的倍频波导阵列, 水平方向的空间周期约为 $9.4 \mu\text{m}$. 在放大的 (h) 图中可以看到有非常微弱的高倍频波导阵列出现.

5. 讨论与分析

5.1. 实验现象的初步解释

我们先来分析一维干涉条纹的分裂情况: 见图 7, 设 AA' , BB' 为两束等光强的相干平行光束, 在晶体中相交形成干涉条纹, x 方向的光强分布为 $I(x)$

$= I_0(1 + m\cos kx)$, 其中 $I_0 = I_1 + I_2, m = 2\sqrt{I_1 I_2}/I_0, k = k_A - k_B$. 经过一定时间在晶体中写入光折变体相位光栅. 由于 LN 晶体是局域响应介质, 折射率光栅与干涉条纹不存在空间相移, 晶体中 x 方向的折射率 $n(x) = n_0\left(1 + \frac{1}{2} \frac{n_1}{n_0} m\cos kx\right)$. 光折变体相位光栅形成后必然产生布拉格自衍射, 由于任何位相物 $\phi(x, y)$ 的透射函数为 $\tau(x, y) = A e^{i\phi(x, y)}$ [5], 利用

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots \quad (|x| < +\infty)$$

上式可以展开为

$$\tau(x, y) = A \left[1 + i\phi(x, y) - \frac{\phi^2(x, y)}{2} + \dots \right] \approx A [1 + i\phi(x, y)], \quad (1)$$

其中第一项表示零级衍射的透射光, 第二项表示一级衍射光. 因为本体相位栅的衍射满足 Bragg 条件, 所以只有一级衍射光. 因 $i = e^{i\pi/2}$, $i\phi(x, y)$ 表示衍射光相对于透射光滞后为 $\pi/2$ 相位.

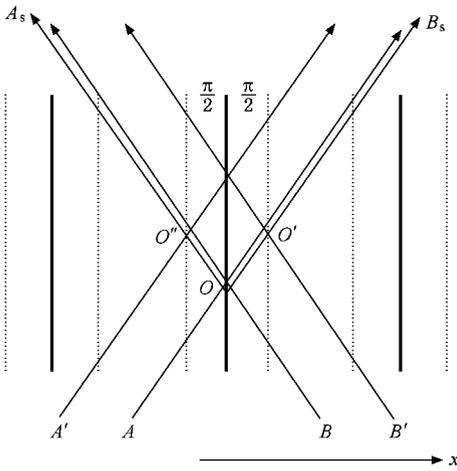


图 7 双光束干涉条纹与写入光栅的相互作用及相位变化示意图(实黑线表示 AB 两束光在晶体中的干涉条纹及其写入的折射率光栅, 虚线表示滞后 $\pi/2$ 的衍射光与读出光产生的空间 2 倍频干涉条纹)

又由于两束光在空间相交点的相位差为空间相位 ϕ [6], 我们把光线 A, B' 的相交点 O' 取在空间相位 $\Phi = \frac{\pi}{2}$ 处, 这样 A, B' 两束光在相交点 O' 的位相差就为 $\frac{\pi}{2}$, 也就是在 O' 点 A 光超前 B' 光 $\frac{\pi}{2}$ 的位相. 又由于 B 光在 O 点的布拉格衍射光 B_s 的位相落后 A 光 $\frac{\pi}{2}$, 这样衍射光 B_s 与 B' 光在 O' 的位相就相同,

干涉加强为亮条纹. 这时, 衍射光 B_s 与 B' 光在 O' 点产生的亮条纹与折射率光栅有 $\frac{\pi}{2}$ 的相移, B 光的能量会向衍射光 B_s 转移使 B 的透射光减弱. 同样的道理也发生在 O' 点. 我们把 A', B 的相交点 O'' 取在空间相位 $\Phi = -\frac{\pi}{2}$ 处, 这样 A', B 两束光在相交点 O'' 的位相差就为 $\frac{\pi}{2}$, 也就是在 O'' 点 B 光超前 A' 光 $\frac{\pi}{2}$ 的位相. 又由于 A 光在 O 点的布拉格衍射光 A_s 的位相落后 B 光 $\frac{\pi}{2}$, 这样衍射光 A_s 与 A' 光在 O'' 处的位相就相同, 干涉加强为亮条纹. 同样衍射光 A_s 与 A' 光在 O'' 点产生的亮条纹与折射率光栅有 $-\frac{\pi}{2}$ 的相移, A 光的能量会向衍射光 A_s 转移, 使 A 光的透射光减弱. 由于 O 点处 A, B 光的能量向衍射光 A_s, B_s 的转移, O 点垂直线上的亮条纹变暗, 原来的一条亮条纹就分裂为了两条亮条纹. 我们称这种现象为“相位分裂”, 又由于分裂的两条亮条纹位于原来亮条纹左右的 $1/4$ 空间周期处, 这样亮条纹的空间频率是原来的二倍, 我们又称这种现象为“空间倍频”现象.

5.2. 实验现象的数学描述

对于两孔掩膜, 写入光场为

$$E = A_1 e^{ik_1 \cdot r} + A_2 e^{ik_2 \cdot r}. \quad (2)$$

取 $A_1 = A_2$, 写入光的光强分布为

$$I(x) = I_0(1 + \cos kx) = I_0 \left(1 + \frac{1}{2} e^{ikx} + c.c. \right), \quad (3)$$

其中 $k = k_B - k_A = k_2 - k_1$. 由于 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体属局域响应介质, 又存在很强的光生伏打效应, 是以漂移机理占主导的, 干涉条纹与之写入的折射率栅的空间相移是 0 或 π , 我们取其为 0. 形成的折射率光栅为

$$\Delta n = \Delta n_0 [1 + \cos kx] = \Delta n_0 \left[1 + \frac{1}{2} e^{ikx} + c.c. \right]. \quad (4)$$

则光栅的透射函数

$$\tau = \tau_0 e^{i\phi} \approx \tau_0 (1 + i\phi) = \tau_0 [1 + i(1 - \cos kx)], \quad (5)$$

于是写入光束(干涉条纹)与写入光栅的相互作用后的出射光场为

$$E' = E\tau = A\tau_0(e^{ik_1x} + e^{ik_2x} + \text{c.c.}) \cdot [1 + \chi(1 - \cos kx)]. \quad (6)$$

出射的光强

$$\begin{aligned} I &= E'^* E' \\ &= I_0 \tau_0^2 \left[\frac{3}{2} + \frac{3}{4} \cos kx - \frac{1}{2} \cos 2kx + \frac{1}{4} \cos 3kx \right] \\ &= I_0 \tau_0^2 \frac{1}{4} [\chi(1 + \cos kx) + \chi(1 - \cos 2kx) \\ &\quad + (1 + \cos 3kx)]. \end{aligned} \quad (7)$$

由于干涉条纹的空间频率 $\frac{1}{\Lambda} = k/2\pi$, 可见出射光的光强分布除原空间频率为 $k/2\pi$ 的干涉条纹外, 随着辐照时间延长, 又会依次出现了新的空间频率为 $2k/2\pi$ 的干涉条纹和空间频率为 $3k/2\pi$ 的干涉条纹. 由其幅度看出二倍频弱于基频, 三倍频弱于二倍频. 它们又是随着辐照时间依次出现的, 在二倍频出现最佳辐照时间内三倍频很弱, 可忽略. 因此透射光强可写作

$$I' = I_0 \tau_0^2 \frac{1}{4} [\chi(1 + \cos kx) + \chi(1 - \cos 2kx)]. \quad (8)$$

由于二倍频的出现, 使得条纹发生分裂, 产生一分为二的空间二次谐波现象; 但因透射光强中存在基频, 它将调制二次谐波, 数值模拟见图 8, 与实验现象相当符合.

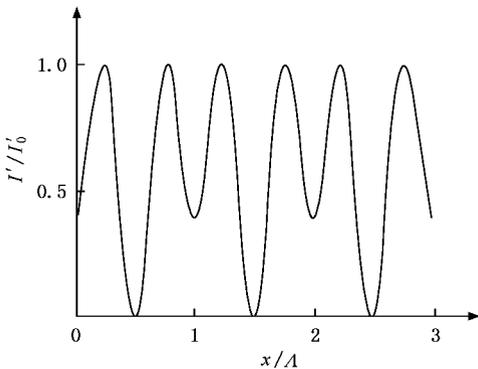


图 8 产生倍频时的光强分布

对于四孔掩膜图 5 的干涉, 图 6 的实验现象完全可以分解为两个正交的一维情况来分析处理. 对于四孔掩膜, 写入光场为

$$E = A_1 e^{ik_1 \cdot r} + A_2 e^{ik_2 \cdot r} + A_3 e^{ik_3 \cdot r} + A_4 e^{ik_4 \cdot r}, \quad (9)$$

取 $A_1 = A_2 = A_3 = A_4$, $I_1 = A_1 A_1^*$, $I_2 = A_2 A_2^*$, $I_3 = A_3 A_3^*$, $I_4 = A_4 A_4^*$ 写入光的光强分布为

$$I(x, y) = I_0 (I + \cos kx) \cdot (1 + \cos ky), \quad (10)$$

其中 $I_0 = I_1 + I_2 + I_3 + I_4$.

则光栅的透射函数

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_0 e^{i\phi} \approx \tau_0 (1 + i\phi) \\ &= \tau_0 [1 + \chi(1 - \cos kx)] \\ &\quad \cdot [1 + \chi(1 - \cos ky)]. \end{aligned} \quad (11)$$

出射的光强

$$\begin{aligned} I' &= E'^* E' \\ &= I_0 \left(\frac{\tau_0}{4} \right)^2 [\chi(1 + \cos kx) \\ &\quad + \chi(1 - \cos 2kx) + (1 + \cos 3kx)] \\ &\quad \cdot [\chi(1 + \cos ky) + \chi(1 - \cos 2ky) \\ &\quad + (1 + \cos 3ky)]. \end{aligned} \quad (12)$$

可见, 同样会有二次谐波和高次谐波项出现, 由其幅度看出二次谐波弱于基频, 三次谐波弱于二次谐波. 与实验现象相符合. 由实验看出, 它们是随着辐照时间依次出现的, 控制辐照时间, 可以得到所需要的谐波.

6. 结 论

以上的实验现象和理论分析表明: 用干涉法在自散焦光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中写入光折变光子晶格的过程中, 写入光与写入的光子晶格相互作用会发生位相分裂产生空间二次谐波乃至空间高次谐波. 空间二次谐波可以在光折变晶体中写入光折变倍频光子晶格, 空间高次谐波可以在光折变晶体中写入光折变高倍频光子晶格. 由于二次谐波高次谐波是随着辐照时间依次出现的, 控制辐照时间, 可以得到所需要的空间谐波和光子晶格. 这是光折变光子晶格非线性的重要表现. 这一特性的发现对光折变光子晶格和光学微结构的制作是非常有意义的, 这将大大促进对在自散焦晶体中用阵列光束写入波导阵列以及光学微结构的机理以及阵列光束与写入晶格的相互作用的进一步研究.

- [1] Pertsch T , Zentgraf T , Peschel U , Brauer A , Lederer F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 093901-1
- [2] Jason W F , Tal C , Mordechai S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 023902-1
- [3] Morandotti R , Eisenberg H S , Silberberg Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3296
- [4] Yang L S , Chen X H , Liu S M , Wang D Y , Zhao H E , Zhang W L 2002 *Acta Photonica. Sin.* **31** 1200 (in Chinese) [杨立森、陈晓虎、刘思敏、汪大云、赵红娥、张万林 2002 光子学报 **31** 1200]
- [5] Liu S M , Guo R , Xu J J 2004 *Photorefractive Nonlinear Optics and Application* (Beijing Science Press) p26—27 , p61—62 (in Chinese) [刘思敏、郭 儒、许京军 2004 光折变非线性光学及其应用 (北京 科学出版社 第 26—27 页 , 第 61—62 页)]
- [6] Zhao H E , Liu S M , Guo R , Wang D Y , Yu X Y , Gao Y M , Huang C F , Xu J J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2781 (in Chinese) [赵红娥、刘思敏、郭 儒、汪大云、禹宣伊、高垣梅、黄春福、许京军 2003 物理学报 **52** 2781]

Generation of spacial second-harmonic in photorefractive photonic lattice *

Yang Li-Sen¹⁾ Chen Yu-He¹⁾ Lu Gai-Ling¹⁾ Liu Si-Min²⁾

1) (College of Physics and Electronic Information , Inner Mongolia Normal University , Huhhot 010022 , China)

2) (College of Physics , Nankai University , Tianjin 300071 , China)

(Received 14 September 2006 ; revised manuscript received 27 October 2006)

Abstract

Using interference method fabricate photonic lattices in self-defocus photorefractive crystal $\text{LNbO}_3:\text{Fe}$. We had find the phenomenons that dual-beam interference fringe one divides into two , four-beam interference fringe one divides into four . We had proved it is a kind of phenomena of spacial frequency-doubling , this kind of phenomenon is the result of the interaction between the interfere field and the interfere field fabricative photonic lattices . This experiment had showed that spacial second-harmonic generation and high-order harmonics generation can be easy achieved by photorefractive effect crystal , that second-harmonic can fabricate spacial frequency-doubling photonic lattices , that high-order harmonics can fabricate spacial frequency-high photonic lattices .

Keywords : photorefractive crystal , photonic lattices , spacial frequency

PACC : 4265 , 4280L

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60467002) and the Natural Science Foundation of Inner Mongolia , China (Grant No. 200408020111) .