

光致折射率微小变化的观测方法

吴泽军, 杨立森

内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 内蒙古 呼和浩特 010022

摘要 光折变晶体内部产生的光致折射率的变化很小, 不易实时观测, 导致对写入晶格的质量无法鉴定。为了实时观测光折变光子晶格写入导致的更细微的光致折射率的时间和空间的变化, 提出了在 Mach-Zehnder 光路的基础上引入放大的傅里叶变换的观测方法, 极大地提高了测量的分辨率。该方法可以实时观测写入高密度光子晶格折射率的时间和空间变化, 同时可以鉴定光子晶格的质量和均匀度, 解决了高密度光子晶格制作质量的时间把控问题。与间接方法相比, 该方法更加直观明了, 所测数据更加准确、清晰, 分辨率可方便地由傅里叶变换透镜的组合决定。

关键词 非线性光学; Mach-Zehnder 干涉仪; 傅里叶变换; LiNbO₃ 晶体; 光折变光子晶格

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP55.061902

Observation Method of Slight Changes of Light Induced Refractive Index

Wu Zejun, Yang Lisen

*Department of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University,
Hohhot, Inner Mongolia 010022, China*

Abstract The photorefractive index generated inside the photorefractive crystal has a very small change and is not easy observed in real time, resulting in the failure to characterize the quality of the writing lattices. In order to observe the temporal and spatial variation of the photorefractive index caused by the writing of photorefractive photonic lattice, we propose amplified Fourier transform method based on Mach-Zehnder optical path. The resolution of the measurement is greatly improved. This method can observe the time and space changes of refractive index of high density photonic lattice in real time, at the same time, it can identify the quality and uniformity of photonic lattice, and solve the time control problem of high density photonic lattice fabrication quality. Compared with the indirect method, the proposed method is more straightforward, the measured data is more accurate and clear, and the resolution can be easily determined by the combination of Fourier transform lens.

Key words nonlinear optics; Mach-Zehnder interferometer; Fourier transform; lithium niobate crystal; photorefractive photonic lattice

OCIS codes 190.4400; 230.5298; 230.3810

1 引言

光折变光子晶格作为全光子元件的基础材料, 具有很高的应用价值。由于光折变晶体内部产生的光致折射率的变化很小(一般在 10^{-3} 左右)^[1], 加之光子晶格的格间距一般为波长量级, 密度很高, 在用干涉光诱导光折变光子晶格^[2-3]时会出现写入光与

写入光栅相互作用, 形成新的空间不稳定光栅的问题^[4-6], 因此需要对诱导时间进行严格控制, 才能构造出质量好、折射率对比度高的光折变光子晶格, 这就需要写入光子晶格的过程进行实时观测。

目前还没有发现对高密度干涉条纹写入的光折变光子晶格折射率变化情况进行直接观察和直接测量的方法, 只能用间接测量衍射效率的方法^[7]进行

收稿日期: 2017-11-06; **收到修改稿日期:** 2017-12-19

基金项目: 国家自然科学基金(60467002)、内蒙古自然科学基金(2013MS0926)

作者简介: 吴泽军(1991—), 男, 硕士研究生, 主要从事光折变非线性光学方面的研究。E-mail: 1446783116@qq.com

导师简介: 杨立森(1953—), 男, 教授, 硕士生导师, 主要从事光折变非线性光学方面的研究。

E-mail: ylisen@imnu.edu.cn

估算,不能实时掌握写入晶格折射率变化的情况和最佳写入时间。为了观测到更细微的光致折射率时间和空间变化,本文提出在马赫-曾德尔光路的基础上引入放大的傅里叶变换的方法,以实时观测高密度光子晶格折射率的时间和空间变化,鉴定光子晶格的质量和均匀度,从而解决高密度光子晶格的制作质量及时间把控问题。这种方法相比间接方法更加直观明了,测量分辨率可方便地由傅里叶变换透镜的组合决定,测量出来的数据也更加准确和清晰。本文采用马赫-曾德尔光路和放大的傅里叶透镜的组合系统,实时研究了 LiNbO_3 晶体在不同波长光写入高密度光折变光子晶格的折射率变化规律,折

射率的微小变化清晰可辨。

2 观测原理与分析

LiNbO_3 晶体是光折变晶体,在干涉条纹光场的辐照下会产生光折变光栅,这是因为当条纹光照射到晶体上时,会在晶体内部产生随光场变化的空间电荷场^[8],空间电荷场会改变晶体中折射率的空间分布,形成与干涉条纹相对应的折射率光栅。此种光栅是透明的相位光栅^[9],是无法直接观测到的。因此将光辐照下的 LiNbO_3 晶体放在图 1 所示的光路中进行观察测量,可以实时控制和测量折射率的变化。

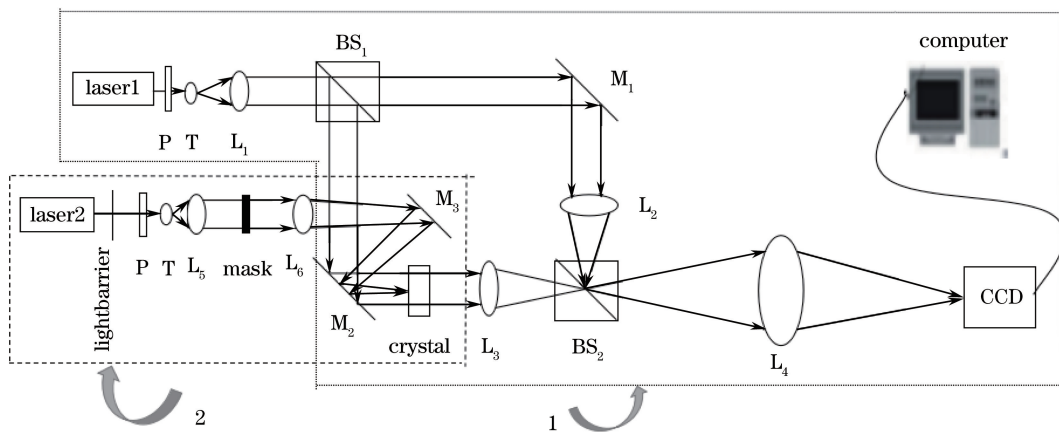


图 1 实时观测光路图

Fig. 1 Real time observation optical path

2.1 光路设计

图 1 所示的光路由两部分组成,实线框为第 1 部分,虚线框为第 2 部分。第 1 部分是由马赫-曾德尔干涉仪、放大的傅里叶变换系统以及 LBA-PC 模式分析仪组成的观测系统,它可实时观测、研究光辐照下 LiNbO_3 内部产生的微小折射率变化。在图 1 中: Laser 1 是氩氖激光发射器; P 为偏振片(改变光的偏振方向); T 是针孔滤波器,使发出的光更纯净; L_1 、 L_2 、 L_3 、 L_4 为凸透镜; L_3 、 L_4 组成傅里叶变换的成像系统; L_2 、 L_3 的焦距相等,均为 100 mm; L_4 为长焦距透镜, L_2 、 BS_2 、 L_4 和 L_3 、 L_4 分别组成倒置的望远镜系统; Crystal 为 LiNbO_3 晶体,掺杂 Fe 的质量分数为 0.03%,其尺寸为 $27\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 4\text{ mm}$,放在 L_3 的前焦面处; BS_1 、 BS_2 为非偏振的分束器; M_1 、 M_2 为平面反射镜。在第 1 部分中,由激光器发出的激光经过偏振片和针孔滤波器再由凸透镜 L_1 转变为平行光照射到分束器 BS_1 上,分解为两束相互垂直的平行光,并分别由两个平面镜 M_1 和 M_2 反射到透镜 L_2 和 L_3 上。经由 L_2 、 BS_2 、 L_4 的

透射光称为参考光,经由 L_3 、 BS_2 、 L_4 的透射光为物光。在不放入晶体时,这两束平行光方向基本一致地照射在 L_4 后焦面处的电荷耦合器件(CCD)上,相交后形成干涉的水平条纹图样,如图 2(a)所示,此时干涉光信号经 CCD 转换为电信号,并由计算机接收后经 LBA-PC 软件将干涉图案直观快速地呈现在计算机屏幕上。通过调节 M_1 、 M_2 反射镜可以改变干涉条纹的倾斜程度和疏密度;当光路中 L_3 的前焦面处放有晶体时,如果晶体中的折射率是均匀的,则计算机屏幕上呈现的图案依然是平行的干涉条纹,如图 2(a)所示;如果晶体正在被照射,且已经产生了相位光栅,则此时透过晶体的光为光栅的相位光,此相位光经过由 L_3 、 L_4 组成的傅里叶变换系统变为放大的像在 CCD 上形成光栅的相位图。另一束平行光经过 M_1 反射后经过由 L_2 、 L_4 组成的傅里叶变换系统后变为扩束的平行光,照射到 CCD 上;这两束光干涉后会形成随折射率变化而摆动的干涉条纹,如图 2(b)所示。因此条纹摆动幅度的大小就直接反映了晶体中折射率变化的大小,通过测量条

纹的摆动幅度即可测量折射率变化的大小。

图 1 的第 2 部分是晶体写入的光路:由 Laser 2 激光器发射出光强较强的单色激光,经过针孔滤波器 T 滤光并经过透过透镜 L_5 后变为平行光,再经过掩模(掩模可以是一条竖直的狭缝,也可以是双狭缝或 4 孔)后变为单束或多束相干光,经透镜 L_6 和反射镜 M_3 、 M_2 会聚到光折变晶体上。如果掩模为单缝,则会有 1 条很明亮的竖直条纹照射到 LiNbO_3 晶体上,晶体的 C 轴垂直于条纹。 LiNbO_3

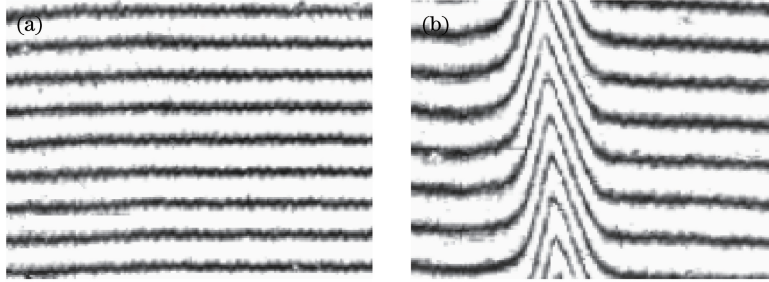


图 2 (a)干涉条纹及(b)条纹摆动图

Fig. 2 (a) Interference stripe and (b) fringe swing diagram

2.2 计算公式

由测量条纹摆动幅度的数据可以计算出 LiNbO_3 晶体中的光致折射率的变化^[10]:

$$\Delta n = \frac{\lambda \cdot \Delta\Phi}{2\pi l}, \quad (1)$$

式中: λ 为观测光的波长; $\Delta\Phi$ 为激光照射到晶体之后所形成的相位变化量; l 为 LiNbO_3 晶体的厚度。观测光的光强不宜太强,否则很可能会擦除或破坏已经写入 LiNbO_3 晶体中的图案。激光器 Laser 1

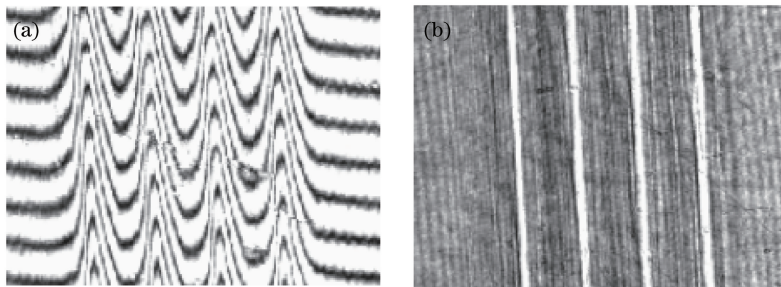


图 3 多条条纹(a)摆动图和(b)波导图

Fig. 3 (a) Swing diagram and (b) waveguide diagram of multiple stripes

2.3 傅里叶变换在光路中的作用

由于 LiNbO_3 晶体中已经写入了折射率不均匀的图案,平行光透过晶体后会发散,很难全部到达 CCD。加入傅里叶变换系统后,两次傅里叶变换可将晶体后表面的相位光如实地变换到 CCD 上,形成与晶体后表面一致的相位光。它与平面镜 M_1 反射

晶体受光辐照一段时间后,会在其内部引发光折变效应,进而会出现与写入的亮条纹相一致的折射率改变,从而改变此处透射光的相位。切断写入光,打开观测光,在计算机屏幕上可以看到如图 2(b)所示的图样。控制写入时间,使条纹的摆动幅度最大。条纹的摆动幅度直接反映了折射率的改变,即 Δn 的大小,摆动 1 个条纹间距说明透射光的相位移动了 2π ,摆动 N 个条纹间距,则透射光相位移动 $\Delta\Phi = 2\pi N$ 。

发出的光为长波长的红色激光,与同条件下的其他色光相比,红色激光的波长较长,光强相对较弱,对已经写好的 LiNbO_3 晶体的影响较小。根据测得的数据可以计算得到折射率为 1.54×10^{-4} 。

平行移动载物台上的晶体(每次移动的距离相同),可以使竖直的单狭缝掩模光对晶体的不同位置进行多次辐照,可写入并行多条条纹摆动图和波导图^[11-13],如图 3 所示。可以通过控制写入时间使条纹的摆动幅度最大,进而使 Δn 达到要求。

光经 L_2 、 BS_2 、 L_4 直接到达 CCD 上的平面光形成干涉,干涉条纹的相移(摆动)可以直接反映晶体中折射率的变化。

傅里叶变换^[14]系统光路如图 4 所示。设透过晶体的光为物光场 $g(x_0, y_0)$,经过透镜 L_3 后对物光场进行傅里叶变换在频谱面上形成频谱函数:

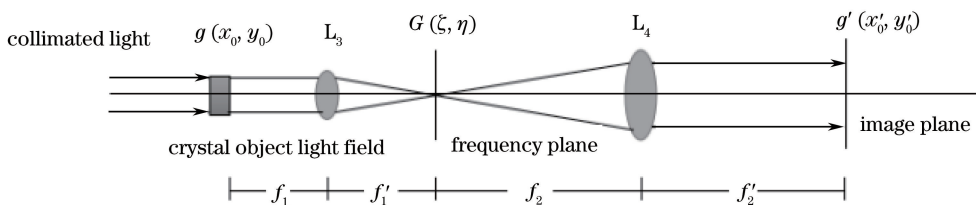


图4 傅里叶变换图

Fig. 4 Fourier transform diagram

$$G(\zeta, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x_0, y_0) \cdot \exp[-j2\pi(x_0\zeta + y_0\eta)] dx_0 dy_0, \quad (2)$$

式中: $\zeta = v_x = x/(f_1\lambda)$ 为 x 方向的空间频率坐标; $\eta = v_y = y/(f_1\lambda)$ 为 y 方向的空间频率坐标; 频谱函数 $G(\zeta, \eta)$ 的傅里叶逆变换就是原物光场:

$$g(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\zeta, \eta) \cdot \exp[-j2\pi(x_0\zeta + y_0\eta)] d\zeta d\eta. \quad (3)$$

如果再加一个傅里叶透镜 L_4 , 其前焦点恰在 L_3 的后焦点上(即 L_3 的频谱面上), 则会在 L_4 的后焦点上形成物光场 $g(x_0, y_0)$ 的像光场 $g'(x'_0, y'_0)$ 。即 L_4 将 L_3 对物光场的傅里叶变换频谱 $G(\zeta, \eta)$ 变换为 $g(x_0, y_0)$ 的像光场 $g'(x'_0, y'_0)$:

$$g'(x'_0, y'_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\zeta, \eta) \cdot \exp[-j2\pi(x'_0\zeta + y'_0\eta)] d\zeta d\eta. \quad (4)$$

像光场 $g'(x'_0, y'_0)$ 是物光场 $g(x_0, y_0)$ 的倒像。 $G(\zeta, \eta)$ 既是透镜 L_3 对物光场 $g(x_0, y_0)$ 的频谱函数, 又是像光场 $g'(x'_0, y'_0)$ 经透镜 L_4 逆变换的频谱函数。在(4)式中,

$$\zeta = \frac{x_0}{f_3\lambda} = \frac{x'_0}{f_4\lambda}, \quad (5)$$

$$\eta = \frac{y_0}{f_3\lambda} = \frac{y'_0}{f_4\lambda}, \quad (6)$$

从而得出放大率:

$$M = \frac{x'_0}{x_0} = \frac{f_4}{f_3} = \frac{y'_0}{y_0} = \frac{f_4}{f_3}, \quad (7)$$

式中: f 为透镜焦距。由此可见, 成像过程是经过两次傅里叶变换的过程; M 值表示成像放大或缩小的倍数, M 小于 1 时为缩小的像, M 等于 1 时为等大的像, M 大于 1 时为放大的像, 这里 M 值为 5, 可以提高观测的分辨率。第 1 次变换是由透镜 L_3 将晶体后表面的物光场空间分布变换为透镜 L_3 后焦点上的空间频谱 $G(\zeta, \eta)$ 分布, 第 2 次变换则又经 L_4 的 1 次变换将空间的频谱分布还原为像场的空

间分布, 结果是物平面和像平面上共轭点的复数振幅之比为常数, 亦即像平面光振动的实数振幅和相位分布与物平面上的分布完全对应, 因此像与物在几何上一致。

3 对低密度光子晶格的观测

3.1 观测步骤

用不同波长的线光束分别对 LiNbO_3 晶体进行光辐照, 制作间距为 1 mm 的晶格, 观测其折射率的变化并进行对比。分别采用红、绿、蓝三色光, 在相同功率、相同光强、同为 o 光的条件下对晶体进行光写入, 分别记录晶体在三色光照射下形成的相位图, 并记录下三色光所用的时间。实验所用红光波长为 633 nm, 绿光波长为 532 nm, 蓝光波长为 488 nm; 控制光功率都为 150 mW。 LiNbO_3 晶体中掺杂铁的质量分数为 0.025%, 晶体尺寸为 12.46 mm \times 10.40 mm \times 98.68 mm。不改变其他条件, 仅改变入射光的光源, 即分别用红光、绿光、蓝色光对 LiNbO_3 晶体进行辐照, 经过一定时间后打开观测系统进行观察记录, 可以得到 LiNbO_3 晶体在 3 种光源下的折射率变化(如图 5 所示)。

3.2 结果分析

由图 5 可以看出: 红光辐照 90 min 时, 条纹的摆动幅度可以达到 3 个条纹间距; 绿光辐照 60 min 时, 条纹摆动 4 个条纹间距; 蓝光辐照 50 min 时, 条纹摆动 4.5 个条纹间距。在实际观测中, 条纹摆动幅度即使是在超过以上对应的时间后也不会再变化, 折射率达到了饱和。在理论上, 所有可见色光都可以使 LiNbO_3 晶体产生光折变, 只要给予足够的时间, 条纹的摆动幅度即与折射率呈正比, 唯一不同的是它们各自响应的时间长短会不同, 短波长的光写入时间快, 条纹摆动幅度大, 这是因为短波长携带的能量大。另外, 从图 5 中还可以看出条纹摆动幅度很大, 因为这 4 个条纹是逐个写入的, 条纹间距比较大, 折射率对比度相对较高, 从而保证了能很好地观测到低密度光子晶格在不同色光写入下的折射率变化。

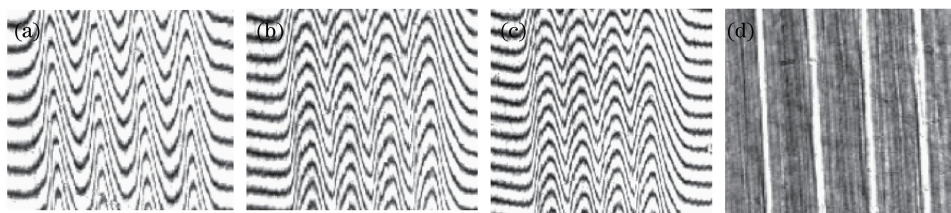


图5 相同条件下不同色光辐照 LiNbO₃ 晶体不同时间后,条纹摆动达到最大时的(a~c)对比图与(d)波导图。

(a)红光,90 min;(b)绿光,60 min;(c)蓝光,50 min;(d)波导图

Fig. 5 (a-c) Contrast diagrams and (d) waveguide diagram of lithium niobate crystal fringes under the same conditions when the maximum wobble of lithium niobate crystals is reached. (a) Red light, 90 min;

(b) green light, 60 min; (c) blue light, 50 min; (d) waveguide

4 高密度光子晶格折射率的变化

如图6所示,单色平行光透过双棱镜后产生双光束干涉条纹,经柱透镜后会聚到 LiNbO₃ 晶体上,产生高密度的一维光子晶格,目前尚未见关于如何直接观测写入晶体中光子晶格的折射率变化的文献报道。本课题组将写入高密度一维光子晶格的光路(如图6所示)放入加有傅里叶变换系统的马赫-曾德尔光路中,一边写入一边观测。当傅里叶变换系统的放大率 M 为 1 时,不能很好地分辨折射率的变化,因此本课题组将傅里叶透镜组合进行改进,将系统换成了放大的傅里叶变换系统,使放大率 M 达到 5,大大提高了观测的分辨率,实现了对高密度光子晶格折射率的观测。由此可见,只要增大傅里叶变换系统的放大率 M ,就能很好地解决以往光路对高密度光子晶格不容易观测的缺点。

将图1中的第2部分光路替换为图6中的光路,即可得到写入一维高密度光子晶格的光路图,其特点是一次光照射可以产生多条等间距的高密度竖

直条纹。激光器发出波长为 488 nm 的蓝光,其中双棱镜的作用是分光,透过透镜 L 后的平行光在经过狭缝后产生一条线光源,并照射在双棱镜上,通过双棱镜将这条线光源发出的一束光变为两束光。这两束光再经过柱面透镜会聚后产生高密度的干涉条纹,辐照到 LiNbO₃ 晶体上,在晶体中形成高密度的光折变光子晶格。晶体与柱透镜之间的距离决定着细条纹之间的间距,距离越远,条纹间距越小,密度越高,晶体处的条纹间距可由测微显微镜读取。为了观测更细微的折射率变化,需要将图1中的透镜 L_4 更换为一个比 L_2 具有更大焦距的透镜,同时满足傅里叶变换,使像放大,放大的倍数是 f_4 与 f_2 的比值。放大的物光和放大的参考光在 CCD 上相干涉,可很好地观测到更小的折射率变化。在本研究中, L_4 是焦距为 550 mm 的透镜,此时 L_4 与 L_2 、 L_3 组成一个放大 5.5 倍的傅里叶变换系统,足以分辨条纹间距为 100 μm 的晶格折射率变化。如果希望分辨更密的晶格,则可以使用更大焦距的 L_4 透镜(即扩大 M 的值)。

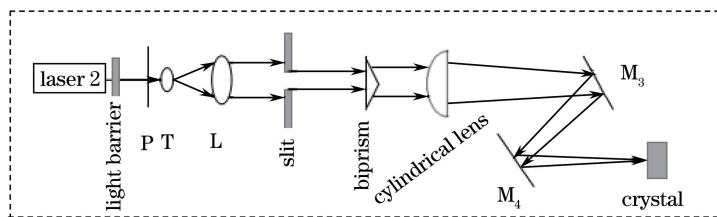


图6 写入高密度光子晶格的光路图

Fig. 6 Optical path diagram of high density photonic lattice

图7所示为观测系统观测到的不同间距高密度干涉条纹写入的折射率变化图及与其对应的相位图(波导图),图中的条纹间距分别为 530, 170, 100 μm ,条纹间距为 100 μm 时依然清晰可辨,此时计算所得的折射率变化约为 $0.5 \times 10^{-4} \sim 0.25 \times 10^{-4}$ 。在此装置系统中可以观测到最小条纹间距为

100 μm 的折射率变化图样,如果透镜 L_4 的焦距继续增大,则可以观测到更小的条纹间距。在本研究中,由于实验仪器的限制,只能观测到最小条纹间距为 100 μm 的折射率变化,而以前所测量的数值精度都不能达到此值,且其他文献也没有提到如何测量更小条纹间距下折射率变化的方法,所以此实验

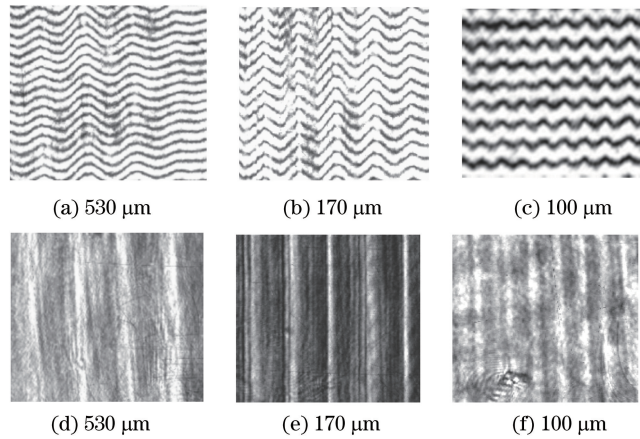


图7 不同间距下的(a~c)折射率变化图与(d~f)相应的波导图

Fig. 7 (a-c) Refractive index variations at different intervals and (d-f) corresponding waveguide diagrams

中的方法为测量到更小条纹间距的折射率变化提供了新方法。另外,在图7中还可以看到条纹的摆动幅度很小,这是因为本研究采用的方法是采用双光束干涉所产生的干涉条纹对LiNbO₃晶体进行的光写入,条纹间距非常小,这会产生很强的背景光,对比度不高,所以导致条纹的摆动幅度很小。

5 结 论

以上研究表明,采用马赫-曾德尔结合傅里叶变换观测系统来观测高密度光子晶格的折射率变化是完全可行的,具体体现在:该方法可以对写入晶格进行实时监控,也可以对写入晶格的质量进行评估;不仅可用于一维光子晶格,也可以用于对二维光子晶格进行实时观测;该方法可以更直接、快速、方便地测量光子晶格的微小折射率变化,具有很高的分辨率。本课题组的研究对研究制作高密度的光子晶格做出了一定工作,也为设计和制作新的光子晶格提供了新的观测途径。

本课题组还采用该方法研究了LiNbO₃晶体对不同色光的响应情况,给出了在相同条件下,分别用红、绿、蓝3种不同波长的色光对LiNbO₃晶体进行照射时所展现出的条纹摆动幅度与各自响应时间长短的关系,进而可以计算出不同情况下光子晶格折射率的大小。研究结果表明:LiNbO₃晶体在可见光范围内对短波长的光响应时间比较迅速,折射率变化较大。

参 考 文 献

[1] Yang C H, Sun L, Leng X S, *et al.* Photorefractive nonlinear optical material of lithium niobate [M]. Beijing: Science Press, 2009: 43-49.

杨春晖, 孙亮, 冷雪松. 光折变非线性光学材料铌酸锂晶体[M]. 北京: 科学出版社, 2009: 43-49.

- [2] Jia Y C, Chen F. Research progress of femtosecond laser direct write dielectric optical waveguide [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(1): 010001.
贾曰辰, 陈峰. 飞秒激光直写介电晶体光波导的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(1): 010001.
- [3] Yang B, Qin Y L, Liu X, *et al.* Study of dipole soliton in photo-induced lattice [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(7): 0719001.
杨斌, 覃亚丽, 刘鲜, 等. 光诱导晶格中偶极孤子的研究[J]. *光学学报*, 2016, 36(7): 0719001.
- [4] Wang L F, Yang L S, Wu Y J, *et al.* The effect of space two harmonic generation on the lattice structure of photon [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(7): 071901.
王龙飞, 杨立森, 武一洁, 等. 空间二次谐波产生对光子晶格结构的影响[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(7): 071901.
- [5] Liu S M, Guo R, Xu J J. Photorefractive nonlinear optics and its applications [M]. Beijing: Science Press, 2004: 48.
刘思敏, 郭儒, 许京军. 光折变非线性光学及其应用[M]. 北京: 科学出版社, 2004: 48.
- [6] Zhang P, Zhao J L, Xu H L, *et al.* Refractive index change caused by different intensity distribution of slice light in LiNbO₃:Fe crystal [J]. *Chinese Science Series G: Physics, Mechanics, Astronomy*, 2005, 35(3): 247-259.

张鹏, 赵建林, 徐宏来, 等. LiNbO₃:Fe晶体中不同强度分布的片光导致的折射率变化[J]. *中国科学 G辑: 物理学、力学、天文学*, 2005, 35(3): 247-259.

- [7] Peithmann K, Wiebrock A, Buse k, *et al.* Low-spatial-frequency refractive-index changes in iron-doped lithium niobate crystals upon illumination with a focused continuous-wave laser beam [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2000, 17(4): 586-592.
- [8] Ashkin A, Boyd G D, Dziedzic J M, *et al.* Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃ [J]. *Applied Physics Letters*, 1966, 9(1): 72-74.
- [9] Wen H D, Liu S M, Zhang X Z, *et al.* Photorefractive bitmap [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2001, 28(1): 55-58.
温海东, 刘思敏, 张心正, 等. 光折变位相图 [J]. *中国激光*, 2001, 28(1): 55-58.
- [10] Chen B D, Yang L S, Wen J, *et al.* Experimental research of Mach-Zehnder interferometer observation of the refractive index modulation of light-induced planar photonic lattices [J]. *Information Recording Material*, 2008, 9(2): 7-12.
陈宝东, 杨立森, 温静, 等. 马赫-曾德干涉仪观测光写入平面光子晶格折射率调制制度的实验研究 [J]. *信息记录材料*, 2008, 9(2): 7-12.
- [11] Liu J F, Hu M L, Li J L, *et al.* Light induced graded-index waveguide distribution in photorefractive crystals [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, 30(4): 406-409.
刘继芳, 忽满利, 李家立, 等. 光折变晶体中光诱导波导的折射率分布 [J]. *光子学报*, 2001, 30(4): 406-409.
- [12] Matoba O, Lchioka Y, Ltoh K. Array of photorefractive waveguides for massively parallel optical interconnections in lithium niobate [J]. *Optics Letters*, 1996, 21(2): 358-361.
- [13] Gao L X, Lu K Q, Zhao C, *et al.* Study on the sequence of odd and even gap solitons in self focusing photovoltaic photorefractive crystals [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(9): 0908001.
高立许, 卢克清, 赵冲, 等. 自聚焦光伏光折变晶体中奇偶间隙孤子序列研究 [J]. *中国激光*, 2017, 44(9): 0908001.
- [14] Yang L S. Basic principle and method of optical experiment [M]. Hohhot: Inner Mongolia University Press, 2012: 158-166.
杨立森. 光学实验基本原理与方法 [M]. 呼和浩特: 内蒙古大学出版社, 2012: 158-166.