

非线性光子晶体中光敏超棱镜现象的研究*

陈小军 吴立军[†] 胡 巍 兰 胜

(华南师范大学光电子信息实验室广东省高校重点实验室 广州 510006)

(2008 年 3 月 12 日收到, 2008 年 7 月 13 日收到修改稿)

基于非线性时域有限差分法, 模拟了克尔非线性光子晶体中的光敏超棱镜现象. 结果发现, 当光强变化 230 W/ μm^2 时, 两束光在空间上能被分开 10° . 选取较大的基本功率将有助于提高其光强分辨率. 而且, 当自抽运光较强时, 光子晶体中光波的波矢方向将会发生转动. 此外, 光束在非线性光子晶体中远距离传播时, 透过率的变化将经历几个不同的阶段, 分别对应于不同原因所造成的光强损耗.

关键词: 光子晶体, 超棱镜, 克尔非线性效应

PACC: 4270Q, 7820P, 7530G

1. 引 言

光子晶体是由具有不同介电常数(或折射率)的材料进行有序排列形成的人工微结构. 由于在未来集成光路中具有潜在的应用, 自其发现以来已引起了研究者的极大兴趣^[1]. 光子晶体的应用主要基于其带隙特性与异常色散特性^[2,3]. 而后一种特性主要用于制作各种功能的“无源”器件, 如超棱镜^[4]、自准直器^[5]、分束器^[6]与成像器件^[7]等. 然而, 光子带结构可以调控的光子晶体器件无疑在全光信息处理和全光网络中扮演更加重要的角色. 根据晶体基质材料物理性质的不同, 可以通过控制外部条件如温度、电场、磁场、应力等来调节光子带结构. 但是, 这些可控物理参量的响应速度太慢, 无法满足全光信息处理的要求. 另外一种可以用来控制光子晶体带结构的方式是利用具有克尔非线性的光子晶体背景材料, 通过对非线性光子晶体进行抽运, 改变背景材料的折射率从而调节光子晶体的带结构. 由于克尔非线性的响应特性瞬态, 因此超快全光器件能够在这种材料中实现.

最近, Panoiu 等^[8]研究了具有克尔非线性的光子晶体中的光敏超棱镜作用. 他们借助于一种基于平面波展开法(PWE)的自洽(self-consistent)算法, 从等频线的角度出发实现了超大角度分叉的光敏超棱

镜. 尽管如此, 我们认为仍然有三个问题是值得商榷的: ①用等频线来分析光路的分束情况, 这种方法更适合用于从物理上指导实验和数值模拟, 或者是对实验结果进行分析. ②这种方法忽略了光的波动性. 比如由于光束的有限宽度导致的多个空间傅里叶分量的存在, 由于衍射作用造成的光束展宽, 以及高频光波在晶体内部光场模式的混乱而导致的光路模糊等. 因此, 这种方法无法准确地模拟光在非线性光子晶体中的传播行为. ③自洽算法描述的是一种匀态(即介质的折射率均匀变化). 在自抽运的情况下, 由于局域光场仅仅引起局部折射率的分布变化, 这种算法不再适用. 因此, 自洽算法对于这种折射率局域变化的器件只能在物理上做出定性的判断而不能对光的传播行为进行精确描述.

在本文中, 我们运用非线性时域有限差分方法(FDTD)对非线性光子晶体的光敏超棱镜现象进行了设计和模拟, 并且采用 PWE 来指导设计模拟的方向. 我们的研究期望为未来光控光子晶体器件的实现提供理论基础和设计指导.

2. 器件模型的设计

图 1(a)是我们设计的对于光强敏感的非线性光子晶体结构, 采用了二维的正方晶格结构. 相对于三角晶格, 正方晶格具有更大的各向异性, 更容易

* 国家自然科学基金(批准号: 310774050)和广东省高等学校科技创新团队项目(批准号: D6CXTD005)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: ljwu@snu.edu.cn

找到能带的突变点. 所以, 正方晶格在第一条能带的赝带隙附近等频线的突变特性和准直特性等已经受到广泛关注^[9,10]. 我们选择在介电常数 $\epsilon = 7.84$ (这个数值与 GaAs 基底材料的包覆层为 AlGaAs 时的介电常数相似)^[8], 非线性克尔系数 $n_2 = 3.0 \times 10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$ 的平板材料上刻蚀圆柱孔, 晶格常数为 $a = 1$, 圆柱空气孔半径 $r/a = 0.35$. 由于超棱镜现象

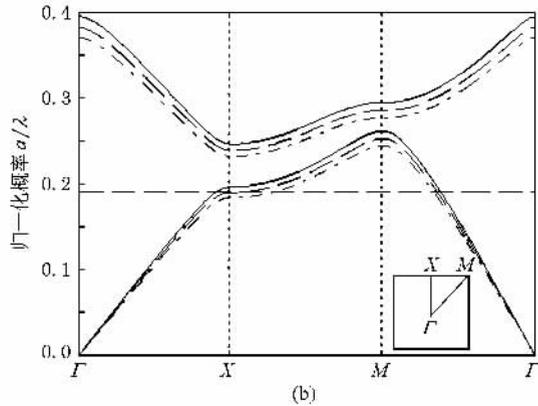
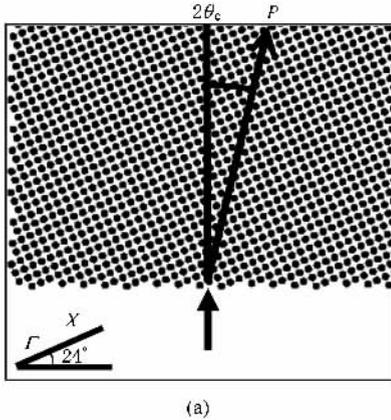


图 1 (a) 光子晶体计算模型 P 为入射光强 $2\theta_c$ 为折射角 (b) 所选取光子晶体模型的光子带结构 实线、虚线、点划线对应背景折射率分别为 n_0 (线性情况) n_1 n_2 其中 $n_0 < n_1 < n_2$

图 2 示意了如何在倒易空间中从入射光波矢推导出光在光子晶体中传播方向的过程. 这一过程主要是基于两点: ①波矢的切向分量在界面上守恒(线性和非线性光子晶体中都将满足); ②光在光子晶体中的传播方向为能流方向, 即等频线的法线方向. 图 1(b) 所示为我们所选取的光子晶体模型的光子带结构. 基于以前的研究基础^[9,11], 我们重点研究归一化频率 $a/\lambda = 0.19$ 的入射光, 如图 1(b) 中水平虚线所示. 由于 $n_2 > 0$, 所以抽运光将引起折射率 n 的增大, 反映在光子带结构上则是能带的普遍下移. 如图 1(b) 所示, 带结构随着折射率的增加从实线变到虚线再到点划线. 此时与 $a/\lambda = 0.19$ 对应的等频线由类椭圆变为以倒易空间中第一布里渊区 $(1, 1)$ $(1, -1)$ $(-1, 1)$ $(-1, -1)$ 方向为对称轴的圆弧, 如图 3(a) 所示. 图 2(b)(c)(d) 分别表示入射光在不同折射率背景下晶体中的传播方向. 可以看出, 随着背景材料折射率的增加(同一频率下), 光在光子晶体中传播方向的偏折角 $2\theta_c$ 慢慢增加. 所以, 由 (1) 式可知, 在自抽运情况下, 当光强增加时, 折射率增大, 导致偏折角增加, 这就是我们所研究的光敏超棱镜现象. 下面, 我们用非线性 FDTD 方法来分析光敏超棱镜现象中光束在光子晶体中的

在与 ΓM 方向成 24° 时比较敏感^[10], 因此我们选择的入射面为 ΓX 方向逆时针旋转 24° 然后切平, 光入射方向与入射面垂直, 如图 1(a) 所示. 在克尔非线性介质中, 光强与折射率之间遵循关系

$$n(x, y) = n_0 + n_2 E^2(x, y), \quad (1)$$

其中 $E(x, y)$ 为局部光场强, n_0 为线性情况下介质的折射率, (x, y) 为位置坐标.

具体传播行为以及影响分辨率的因素. 在数值实验中, 光子晶体的横向和纵向尺寸分别为 $40a$ 和 $115a$. 特别值得注意的是, 我们研究的是自抽运行为, 即入射光既是抽运光同时也是信号光, 入射光束的宽度为 $8a$.

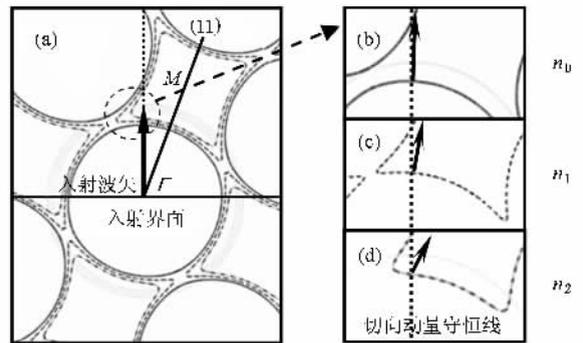


图 2 (a) 光子晶体结构在同一频率 ($a/\lambda = 0.19$) 不同背景折射率情况下的等频线 (b)(c)(d) 背景折射率分别为 n_0 n_1 n_2 时光子晶体等频线及晶体内光传播方向的变化 虚线圈表示等频线的作用区段

3. 模拟结果与讨论

图 3(a) 中从左至右表示光强分别为 70, 100,

130, 170, 200, 300 $W/\mu\text{m}$ 时光子晶体中的场强分布, 可以看出, 随着入射光强的增加, 光束在光子晶体中的偏转角逐渐增大, 使得不同光强的光在空间上逐渐分开, 这种光敏超棱镜现象与上面用 PWE 方法所预言的行为是一致的。

值得注意的是, 从图 3 我们观察到许多被 PWE 方法忽略的细节, 如入射光束宽度和波矢方向随入射深度的变化等。对于前者, 当入射光强较小时, 光束在传播一段距离后将会展宽。我们画出了 $P = 30$ $W/\mu\text{m}$ 和 100 $W/\mu\text{m}$ 时的能流立体图, 如图 3(d) 和

(e) 所示。其中纵坐标 z 表示能量的相对值大小, 横坐标 y 和 x 分别表示光传播的空间距离与束宽的变化。可以看到, 由于功率不同, 光在光子晶体中传播一段距离后光束中心已经发生明显分离。如果光波在传播过程中存在光束展宽, 那么基于这种非线性光子晶体的光敏超棱镜或者分束器的分辨率将会受到影响。一般来说, 超棱镜的波长分辨率 $\Delta\lambda$ 为^[12]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2w/L}{a/\lambda} \cdot \frac{\alpha(a/\lambda)}{\partial\theta_c}, \quad (2)$$

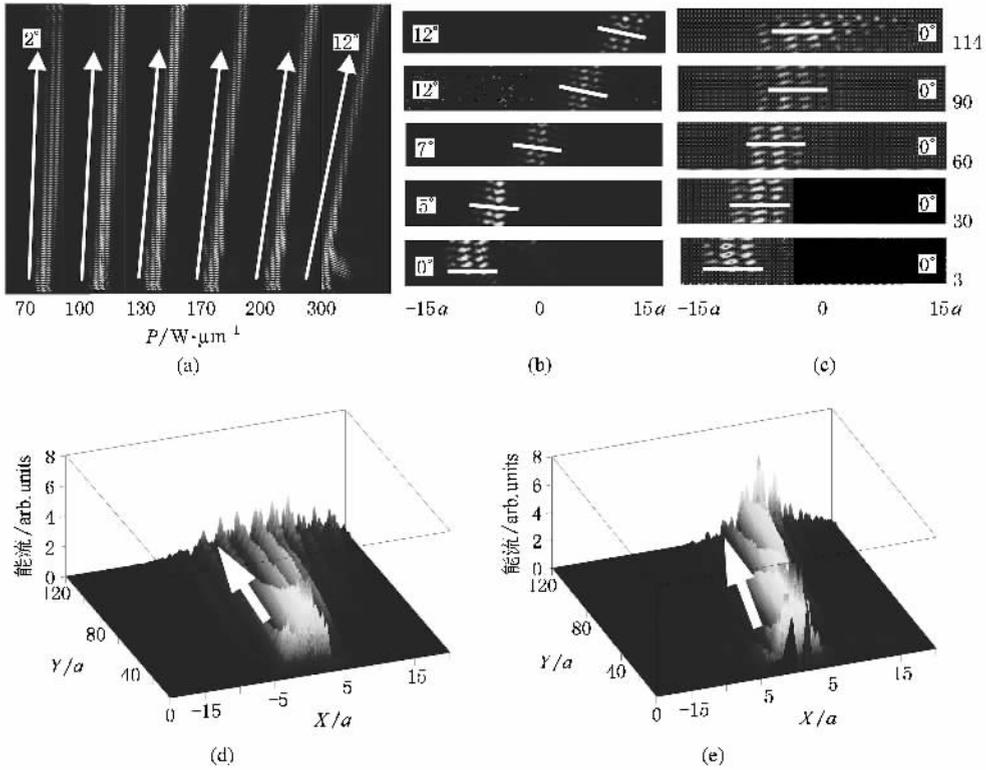


图 3 (a) 不同抽运光强度时光束在光子晶体中的传播行为, (b)(c) 分别表示 P 为 300 $W/\mu\text{m}$ 和背景折射率在匀态时光子晶体不同深度处波阵面的情况, 横坐标为光子晶体宽度周期数; (d)(e) 分别为 P 为 30 和 100 $W/\mu\text{m}$ 时光在晶体中传播不同距离的能流图

其中 L 为高斯光束在光子晶体中的传播距离, $2w$ 为传播 L 后光束的束宽, a 为晶格常数, $2\theta_c$ 为相对于入射方向的偏折角 (如图 1(a) 所示)。经过简单变换 (2) 式可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \frac{2w/L}{a/\lambda} \cdot \frac{\partial I}{\partial\theta_c} \cdot \frac{\alpha(a/\lambda)}{\partial I} \\ &= \frac{2w/L}{a/\lambda} \cdot \frac{\partial I}{\partial\theta_c} \cdot b. \end{aligned} \quad (3)$$

对于非线性引起的光路偏折情况 ΔI (光强分辨率) 其实相当于 $\Delta\lambda$ (波长分辨率), 可以将它们的关系写

成 $\Delta\lambda = g(\Delta I)$, 而 λ 也相当于 I , 同样可以写成 $\lambda = f(I)$, b 是一项由非线性因子决定的量, 所以 (3) 式可以进一步写成

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{g(\Delta I)}{f(I)} = \frac{2w/L}{a/\lambda} \cdot \frac{\partial I}{\partial\theta_c} \cdot b. \quad (4)$$

若折射光偏折角的变化相对于入射光光强的变化一定 (即 $\partial I/\partial\theta_c$ 一定), 则 ΔI 随着折射光束宽 $2w$ (或者发散角 $2w/L$) 的增加而增加, 从而导致器件的光强分辨率的降低。但是, 在自抽运情况下, 折射率变化的情况和光束的传播行为与匀态时大不一样。在

匀态情况下 随着抽运光强的增加 基底材料的折射率整体变化 对应于光子晶体能带结构的整体平移, 仅仅造成探测光偏转; 在自抽运情况下 随着入射光强 I 的增大 光束行进路线上克尔介质的即时折射率将高于周边未参与作用介质的折射率, 这种内外折射率差将会产生类似于非线性自聚焦效果, 结果使得束宽 2ω 变小. 例如, 当 $P = 200 \text{ W}/\mu\text{m}$ 时, 晶体内的束宽甚至小于入射光束宽. 在这些情况下, 光子晶体内的光强分布仍可近似为高斯分布, 使得分辨率分析仍然满足(4)式^[12]. 因此, 这种由于自抽运造成的光束自聚焦能够阻止光束在传播过程中由于多个空间傅里叶分量的存在而导致的光束展宽, 有助于提高光敏超棱镜的分辨率.

此外, 从图 3(b) 和 3(c) 中我们能看到, 在匀态情况下(图 3(c)), 即背景折射率整体均匀变化时, 光波在光子晶体中传播的波阵面(波矢方向)始终保持与入射光一致, 而群速度则有一个角度偏离, 这是一种奇异折射的情况. 而在非线性自抽运过程中(如图 3(b)), 达到一定光强的光束在光子晶体中传播时, 随着传播的进行, 波阵面逐渐发生偏转, 由入射光的 0° 转动到一段距离后的 5° 和 7° , 最后稳定在 12° 左右, 波矢的方向也相应变化. 这种变化源于两个条件的共同存在: 材料的非线性和 Poynting 矢量与波矢方向发生分离的奇异折射现象的存在. 具体过程可以分析如下: 当光束进入光子晶体后, 由于材料非线性的存在, 晶体中局部折射率发生变化, 在光经过的地方与未到之处形成一个与 Poynting 矢量方向一致的动态界面. 当光子晶体中发生奇异折射时, 波矢与 Poynting 矢量方向发生分离, 因而波矢方向在这些动态界面上将发生反射而导致其转动. 当然在整个过程中, 动态界面上切线方向波矢守恒仍是一个普遍遵循的规律.

抽运功率一定的入射光在光子晶体中远距离传播时, 由于光在传播过程中的损耗和衰减, 不同位置传播行为会有所区别, 而计算机的计算能力有限, 通过设定大面积光子晶体来模拟一个抽运功率的整个衰减过程是不现实的. 但是, 不同抽运功率下光束的传播过程皆会衰减, 因此, 我们可以通过模拟不同入射光强光束的传播行为以及分析它们之间的关系来推测某个抽运功率下光束的整个传播过程. 下面, 我们通过跟踪不同强度光束在实际传播中透过率的变化情况分析光束在较长非线性光子晶体中的传播行为和损耗过程. 我们选取了几个抽运强度

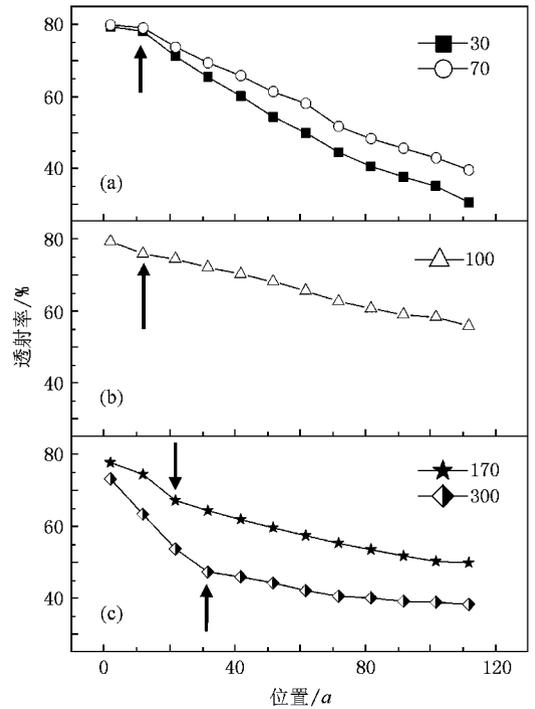


图 4 不同入射光能量在光子晶体中传播不同距离时的透射率
图中不同曲线代表抽运能量分别为 $30, 70 \text{ W}/\mu\text{m}$ (a), $100 \text{ W}/\mu\text{m}$ (b) 和 $170, 300 \text{ W}/\mu\text{m}$ (c), 图中箭头分别表示各个抽运光强度下透射率的突变点

来分析. 图 4 表示强度 P 分别为 $30, 70, 100, 170, 300 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的入射光在光子晶体中传播时, 采用与入射光束束宽相同的探测器探测到的透射率的情况. 探测器从距离入射界面 2 个周期开始顺光路走向放置, 每隔 10 个周期放置一个, 共 12 个. 从图 4 中可以看出, 对于不同的入射光, 随着光强的增加, 也即折射率的增大, 工作频率向带隙移动, 导致晶体内偏折角增大, 入射光在晶体表面的耦合效率也随之减小, 因此在起始位置的透射率与光强成反比. 例如: 抽运光光强为 $300 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的光束在第一个探测器处的透射率明显低于 $170 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的; 另一方面, 对于同一束光, 当入射到晶体中的不同深度时, 由于传播过程中的散射和反射损耗, 局域光强也会随着递减. 通过对这个过程进行分析, 可以将图 4 中不同抽运强度的透射率曲线分为三类, 30 和 $70 \text{ W}/\mu\text{m}$ 为第一类(图 4(a)), $100 \text{ W}/\mu\text{m}$ 为第二类(图 4(b)), 170 和 $300 \text{ W}/\mu\text{m}$ 为第三类(图 4(c)). 对于入射光强度为 30 和 $70 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的第一类曲线, 在经过第 2 个探测器之后, 透射率急剧下降. 结合图 3 所示 FDTD 数值实验结果, 我们可以推测这种下降是由于光束的发射而导致的单位面积光强减小迅速. 而且, 由于 30

比 $70 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的发散更为严重,因此下降更快. 当入射光强度为 $100 \text{ W}/\mu\text{m}$ 时,透射率曲线的斜率基本保持不变,如图 4(b)所示. 可见光以这种功率入射时,在 $115 a$ 的光子晶体中保持着比较稳定的状态,此时光在晶体中的散射为局域光密度减小的主因. 同时,我们发现强度为 $100 \text{ W}/\mu\text{m}$ 时,曲线中第二个探测器之后的衰减,其斜率与强度为 30 和 $70 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的第一个与第二个探测器之间的斜率相当,因此可以预测,经过一定的传播距离后,由于透射率的不断衰减(意味着局部光强的不断减弱),入射光强度为 $100 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的曲线将会顺着入射光强为 $30 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的趋势. 再来看强度为 170 和 $300 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的曲线,可分为两段来看,进入光子晶体深度较浅时($170 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的曲线约为 20 个晶格周期, $300 \text{ W}/\mu\text{m}$ 的大概为 30 个晶格周期,见图 4(b)和(c)),光强衰减较快,分析图 3(a)中最右边的图(光强为 $300 \text{ W}/\mu\text{m}$)可知,当光强较大时,折射率的局域变化导致光在传播过程中发生了较强的反射,如右下角的一束小辫子. 当光强衰减到一定程度后,光在晶体中的传播情况将会类似于 $100 \text{ W}/\mu\text{m}$. 综上所述,当抽运光以较大强度

如 $300 \text{ W}/\mu\text{m}$ 入射到光子晶体中进行长距离传播时,虽然损耗和衰减始终伴随着整个传播过程,但是衰减的原因在各个阶段并不一样,可以将其分为几个阶段,分别对应着不同的入射光强,整个传播过程可以分解为 $300 \rightarrow 170 \rightarrow 100 \rightarrow 30 \text{ W}/\mu\text{m}$.

4. 结 论

基于非线性 FDTD 方法,我们研究了自抽运方式下克尔非线性光子晶体中的光敏超棱镜现象. 数值实验发现,当光强变化 $230 \text{ W}/\mu\text{m}$ 时,两束光能在空间上被分开 10° . 分析影响光敏超棱镜分辨率的因素时发现,在自抽运方法中选取较大的基本功率有助于提高其分辨率. 而且,当自抽运光较强时,由于局域折射率的变化,光子晶体中光的波矢方向将会转动. 最后,我们跟踪了光束在非线性光子晶体中远距离传播时透射率的变化情况,发现晶体中透射率的衰减与抽运光强度有着密切的关系. 我们的研究有望为未来光控光子晶体器件的实现提供基础理论的支持.

-
- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Qiu G X, Lin F L, Li Y P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 600 (in Chinese) [仇高新、林芳蕾、李永平 2003 物理学报 **52** 600]
- [3] Gu P F, Huang B Q, Zheng Z R 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3707 (in Chinese) [顾培夫、黄弼勤、郑臻荣 2005 物理学报 **54** 3707]
- [4] Baba T, Nakamura M 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 909
- [5] Lu Z, Shi S, Murakowski J A, Schneider G J, Schuetz C A, Prather D W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 173902
- [6] Schonbrun E, Wu Q, Park W, Yamashita T, Summers J C 2006 *Opt. Lett.* **31** 3104
- [7] Feng Z, Zhang X, Ren K, Feng S, Li Z Y, Cheng B, Zhang D 2006 *Phys. Rev. B* **73** 075118
- [8] Panoiu N C, Bahl M, Osgood R M 2003 *Opt. Lett.* **28** 2503
- [9] Wu L J, Mazilu M, Krauss T 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 561
- [10] Wu L J, Mazilu M, Gallet J F, Krauss T F 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 211106
- [11] Chen X J, Xu Y, Lan S, Guo Q, Yang X B, Wu L J 2008 *Appl. Opt.* **47** 4701
- [12] Baba T, Matsumoto T 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 2325

The light intensity-dependent superprism phenomenon in nonlinear photonic crystals^{*}

Chen Xiao-Jun Wu Li-Jun[†] Hu Wei Lan Sheng

(*Laboratory of Photonic Information Technology, School for Information and Optoelectronic Science
and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 12 March 2008 ; revised manuscript received 13 July 2008)

Abstract

We investigate the light intensity-dependent superprism phenomenon in the two-dimensional Kerr nonlinear photonic crystal (PhC) by nonlinear finite-difference time-domain (FDTD) technique. Results show that when the intensity of the self-pumping beam is increased from 70 to 300 W/ μm^2 , the refraction angle of the beam can be tuned about 10 degree. Furthermore, when the input power is high enough, the wave vector can be rotated by the local refractive index interfaces induced by the pumping power. By monitoring the transmission efficiency at different depths in PhCs, the propagating beam is found to undergo several states which correspond to different power loss mechanisms.

Keywords : photonic crystal, superprism, nonlinear Kerr effect

PACC : 4270Q, 7820P, 7530G

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10774050) and the Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 06CXTD005).

[†] Corresponding author. E-mail : ljwu@sncu.edu.cn