

## 铌酸锂变换光学波导中彩虹捕获与宽带非线性

宗心牧, 黄春雨, 盛冲, 祝世宁, 刘辉\*

南京大学物理学院固体微结构物理国家重点实验室, 人工微结构科学与技术协同创新中心, 江苏 南京 210093

**摘要** 变换光学的发展与应用为实现片上集成多频传输和宽带非线性光子器件的设计提供了新的方法。基于变换光学理论模型, 通过在铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)薄膜光子晶体中调控色散和群速度的空间分布, 获得了具有片上彩虹捕获特性的波导器件。通过对非线性四波混频过程进行分析, 展示了其在宽带四波混频方面具有良好的应用前景。同时, 所设计的变换光学波导结构也可应用于其他集成非线性光学器件。

**关键词** 物理光学; 光学器件; 彩虹捕获; 铌酸锂薄膜; 变换光学; 光子晶体

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.2126012

## Rainbow Trapping and Broadband Nonlinearity in Lithium Niobate Transformation Optical Waveguides

Zong Xinmu, Huang Chunyu, Sheng Chong, Zhu Shining, Liu Hui\*

Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures, National Laboratory of Solid State Microstructures, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, Jiangsu, China

**Abstract** The development and application of transformation optics provide a new approach to on-chip integrated multi-frequency transmission and the design of broadband nonlinear photonic devices. In this paper, a model based on the transformation optics theory is utilized to obtain a waveguide device featuring on-chip rainbow trapping by manipulating the spatial distribution of dispersion and group velocity of thin-film lithium niobate photonic crystals. The analysis of the nonlinear four-wave mixing process reveals the bright application prospect of the proposed waveguide device in broadband four-wave mixing. The transformation optical waveguide structure designed can also be applied to other nonlinear integrated optical devices.

**Key words** physical optics; optical device; rainbow trapping; lithium niobate film; transformation optics; photonic crystal

## 1 引言

近年来,随着集成光学在调制器及有源器件方面的需求增大和微纳加工工艺的进步,铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)薄膜在光子芯片上的潜在优势逐渐体现出来<sup>[1]</sup>。LiNbO<sub>3</sub>是一种具有较高折射率的双折射单轴晶体,存在显著的电光效应和二阶非线性效应,以及较宽的透光波段。LiNbO<sub>3</sub>较高的折射率使其被加工为波导结构时对光场有很好的局域性,波导结构中极小的模式体积和非线性效应较强的光场交叠对提高非线性频率转换起到了至关重要的作用<sup>[2-4]</sup>。LiNbO<sub>3</sub>光子芯片在片上纠缠源的产生以及拓扑界面态的研究都取得了重要成就<sup>[5-6]</sup>。此外,多频率器件与宽带非线性器件对于

光子芯片上可集成的高速光通信、大容量光存储,以及探测等领域都有重要的应用<sup>[7]</sup>。早期针对宽带非线性器件的研究集中于块状晶体,通过级联或者啁啾极化的方式可以增大非线性光学过程的带宽<sup>[4,8-11]</sup>。随着硅基芯片的发展,通过波导结构可调控色散可以实现片上宽带的四波混频和宽带超连续谱的产生<sup>[12-13]</sup>。彩虹捕获可实现多频率信号处理,在微纳器件中可为片上多频率传输提供重要方案<sup>[7,14]</sup>。近期通过调整光子晶体合成维度控制不同频率拓扑态的色散,在硅基光子芯片上实现了拓扑彩虹捕获<sup>[15-16]</sup>。然而至今为止,针对LiNbO<sub>3</sub>薄膜上的彩虹捕获的研究仍未取得突破。本文利用光子晶体周期结构调控色散,利用变换光学的方法实现了LiNbO<sub>3</sub>光子晶体波导的彩虹捕获,为

收稿日期: 2022-06-20; 修回日期: 2022-07-14; 录用日期: 2022-07-26

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFA0303700, 2017YFA0303702)、国家自然科学基金(11690033, 61425018, 11621091, 12174187)、中央高校基本科研专项(14380139)

通信作者: \*liuhui@nju.edu.cn

LiNbO<sub>3</sub> 光子芯片的多频率信号传输提供了新的方法。通过分析变换光学的光子晶体波导的波矢差和四波混频的有效非线性系数随传播方向的变化行为,证明了所提方法可以有效拓展 LiNbO<sub>3</sub> 薄膜片上非线性频率转换的带宽。

变换光学利用了任意几何坐标系的麦克斯韦方程组等价于笛卡儿坐标中的宏观麦克斯韦方程组这一性质,其坐标系的几何形状可以表现为笛卡儿坐标系中的电介质<sup>[17-18]</sup>。通过控制材料中电磁参数的分布来控制光的传播,可以灵活调控光子色散和传输行为<sup>[19]</sup>。变换光学可以将空间的几何弯曲表现为非均匀分布的介电常数  $\epsilon$  与磁导率  $\mu$ , 从而实现光线轨迹的自由调控,因此其在隐身斗篷和幻觉光学器件以及引力类比等方面都取得了巨大的成就<sup>[20-24]</sup>。变换光学在宽带光子器件的成就为制备片上宽带器件提供了可能。传统的均匀或周期光子晶体在能带调控等领域都取得了巨大的成就,而对渐变周期的光子晶体的研究仍处于探索阶段,变换光学为研究这一问题提供了有效的手段<sup>[25]</sup>。

本文通过对不同周期光子晶体色散的研究,利用变换光学的方法设计周期缓慢变化的 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导。基于群速度随传播距离的变化关系,在波导的不同传输距离处实现了针对不同频率的慢光效应,

制备出一维彩虹捕获波导器件,并在波导耦入耦出端口解决了矩形波导和光子晶体波导连接处的群速度不匹配问题,避免了群速度不匹配带来的耦合损耗。从第一性原理出发,对所设计的波导结构进行线性和非线性仿真分析,并依据其对光与物质相互作用的增强,分析了其宽带高效的非线性频率转化。结果表明,周期渐变的 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导可应用于片上彩虹捕获。

## 2 理论计算与样品设计

图 1 为基于变换光学设计的 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导的示意图。图 1(a) 为 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导的整体示意图,其中,入射光由耦入光栅进入渐变周期的光子晶体波导,并经耦出光栅射出。在衬底为二氧化硅 (SiO<sub>2</sub>) 的  $z$  切 LiNbO<sub>3</sub> 薄膜上蚀刻出直波导和光栅结构,并沿着波导传输方向按特定周期打上空气孔。打孔间距依据群速度的演化方式随传播方向先增加后减小,形成对称的一维渐变周期结构,且波导中心处打孔间距最大。图 1(b) 展示了 LiNbO<sub>3</sub> 波导的截面结构, SiO<sub>2</sub> 上层为宽  $b = 700$  nm、厚度  $c = 170$  nm 的 LiNbO<sub>3</sub> 矩形波导。图 1(c) 展示了光子晶体单元中空气孔结构,空气孔 (白色部分) 为半径  $r = 100$  nm、高 170 nm 的圆柱体,  $a$  为可调控的光子晶体周期。

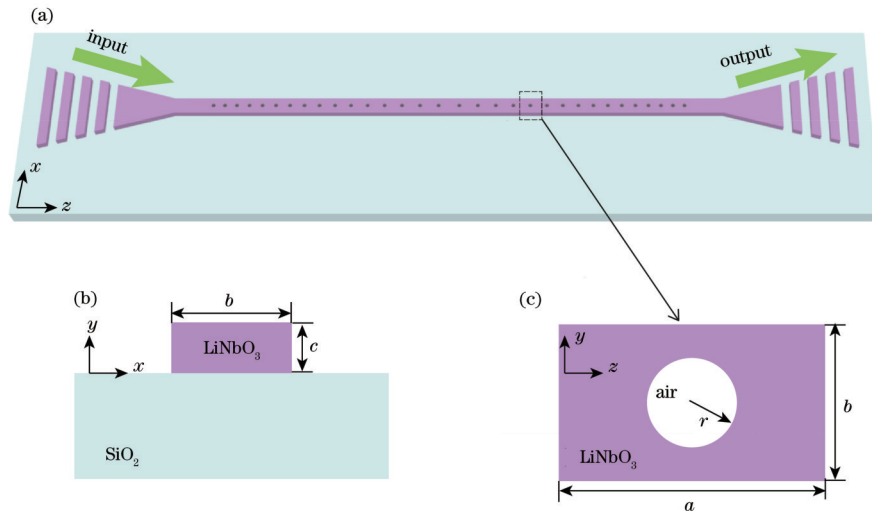


图 1 LiNbO<sub>3</sub> 薄膜上变换光学光子晶体波导的结构。(a) 纳米孔光子晶体波导结构; (b) 波导的横截面结构; (c) 光子晶体结构单元的纵截面

Fig. 1 Structure of transformation thin-film lithium niobate photonic crystal waveguide. (a) Structure of photonic crystal waveguide with nanoporous; (b) cross-section structure of waveguide; (c) longitudinal section of photonic crystal unit

对于图 1 所示的渐变周期光子晶体波导,其光子晶体周期缓慢变化,即打孔间距的变化量  $\Delta a$  相比于打孔间距  $a$  很小,对于每一个结构单元,可以认为其仍然满足周期性边界条件,并可以计算出局部色散。光子晶体的最小结构单元为包含空气孔的 LiNbO<sub>3</sub> 长方体,选定其宽度  $b = 700$  nm,厚度  $c = 170$  nm,孔半径  $r = 100$  nm。对于周期  $a$  为 318、317、313、294 nm 结构单元的光子晶体,分别绘制了色散曲线,如图 2(a) 所示。

使用有限元数值分析软件——COMSOL

MultiPhysics 的波动光学模块进行光子晶体色散的计算。建立最小结构单元并填入材料属性,在  $x$  方向上使用周期边界条件中的 Floquet 边界条件, Bloch 波矢  $k_F = (0, 0, k_z)$ 。  $x$  方向和  $y$  方向使用散射边界条件,再加上完美匹配层,参数化扫描  $k_z$ , 对每个  $k_z$  计算出对应的特征频率。绘制出特征频率与  $k_z$  的变化曲线,得到图 2(a) 所示的不同周期结构光子晶体的色散曲线。用 SiO<sub>2</sub> 中的光锥线过滤掉泄漏模,分析色散曲线上模场的分布,只保留图 2(b) 所示模场分布的 TE 导模。

根据图 2 (a) 所示的色散曲线, 频率  $f=299.79$  THz 的横线和 4 条色散曲线相交于不同的点, 交点处的斜率即为光子晶体对 1000 nm 波长的光的群速度  $v_g = d\omega/dk_z$ 。当光子晶体的周期  $a=318$  nm 时, 交点正好在布里渊区边界处, 此时群速度为 0, 即该结构的光子晶体对于 1000 nm 的光具有慢光效应; 当周期逐渐变小时, 交点逐渐向左移动, 斜率所表征的群速度逐渐增大。因此, 本文采用中心处打孔间距为 318 nm、往两边间距逐渐缩小的 LiNbO<sub>3</sub> 纳米孔光子晶体波导的设计方案。这样, 入射波长为 1000 nm 的光会在刚进入光子晶体波导时受到一个较大的群速度, 然后群速度缓慢降低, 直至波导中心区域的群速度降为 0。相比于周期结构的光子晶体波导, 群速度渐变的变换光学光子晶体波导可以避免耦合端与耦合端群

速度不匹配带来的散射损耗, 从而提高波导器件的耦合效率。

利用变换光学的思想和色散调控的手段, 可以让光子晶体的群速度以设想的方式分布。比如为了使群速度随波导传输距离线性变化, 得到所需光子晶体波导对应周期的变化趋势, 就要根据群速度随周期的变化曲线, 通过改变周期的分布来调控群速度的分布。对周期为  $a$  的光子晶体, 在其色散曲线上找到特征频率  $f=299.79$  THz 的色散点, 提取出特征模场, 计算模式功率和能量密度, 再代入公式  $P_m = W_m v_g / a$  中得到群速度, 利用这种方法得到的结果比计算色散曲线的斜率更精确。其中,  $P_m$  为模式功率,  $W_m$  为模式能量密度。对于波长为 1000 nm 的光, 光子晶体群速度  $v_g$  随周期的变化曲线如图 2(c) 所示。

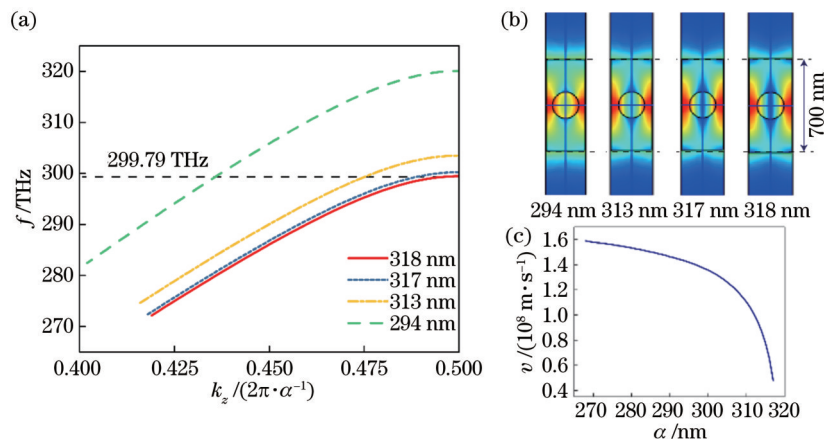


图 2 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体的色散。(a) LiNbO<sub>3</sub> 纳米孔光子晶体波导的色散曲线; (b) 4 种不同周期的光子晶体在特征频率为 299.79 THz 时的特征模场分布; (c) 对于频率 299.79 THz 的光, 光子晶体的群速度随周期的变化曲线

Fig. 2 Dispersion of lithium niobate photonic crystals. (a) Dispersion curves of lithium niobate nanoporous photonic crystal waveguides; (b) eigenmode field distribution of four photonic crystals with different periods and the eigenfrequency is 299.79 THz; (c) for light with a frequency of 299.79 THz, group velocity of photonic crystal varies with the period

为了得到线性变化的群速度, 设计从波导的中心到两端, 第 0、1、2、3 个孔所在结构单元的周期依次为 318、317、313、294 nm, 由于样品的结构是对称的, 一共有 7 个孔。图 3 所示为这 7 个孔在样品上的坐标和周期以及对应的群速度, 此时数据点的变化是离散的, 其中, 圆形数据点代表光子晶体波导特定位置处的周期, 根据这些离散点的分布可以拟合出连续的关系曲线。用曲线拟合的方式可以插入更多的点, 从而增加孔的数量, 使周期缓慢变化, 确保对每个结构单元能应用周期性边界条件。根据该方法可以设计出任意长度的变换光学光子晶体波导, 使得其群速度随着传输距离线性变化。图 3 展示的就是总长约为 8 μm 的样品的光子晶体群速度和周期随坐标的变化关系。

### 3 模拟分析与讨论

#### 3.1 彩虹捕获效应的仿真

彩虹捕获是指在不同空间位置分散地捕获具有不同频率分量的态。彩虹捕获针对多个频率需要临时存

储光, 在频率路由和增强光与物质相互作用等方面有很多应用。在硅片上设计的彩虹捕获器件可以实现多频率的传输, 例如随着合成维度在拓扑光学体系中的发展<sup>[30]</sup>, 在片上利用合成维度可制备出多频率拓扑彩虹捕获器件<sup>[16]</sup>。然而在 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导中, 至今仍未实现多频的宽带彩虹捕获。

对于设计好的变换光学渐变 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导, 其群速度随坐标  $z$  的分布如图 3(b) 所示。使用 FDTD Solutions 软件来模拟激光在光子晶体波导内的传播, 建立 SiO<sub>2</sub> 衬底上的 LiNbO<sub>3</sub> 长直波导, 在波导中心处依次添加空气孔, 总长约为 8 μm 的样品的空气孔坐标分布满足图 3(b) 所示的分布关系。在远离纳米孔波导光子晶体的直波导部分设置光源、模式光源、TE 基模, 在纳米孔光子晶体波导内部设置电场监视器来模拟近场。图 4(a) 所示的模拟结果显示, 对于波长为 1000 nm 的激光, 当它传播经过渐变光子晶体的中心区域时, 电场强度明显减弱。而波长更短的比如 990 nm、980 nm、970 nm 的激光在传播了更短的距离就停止了,



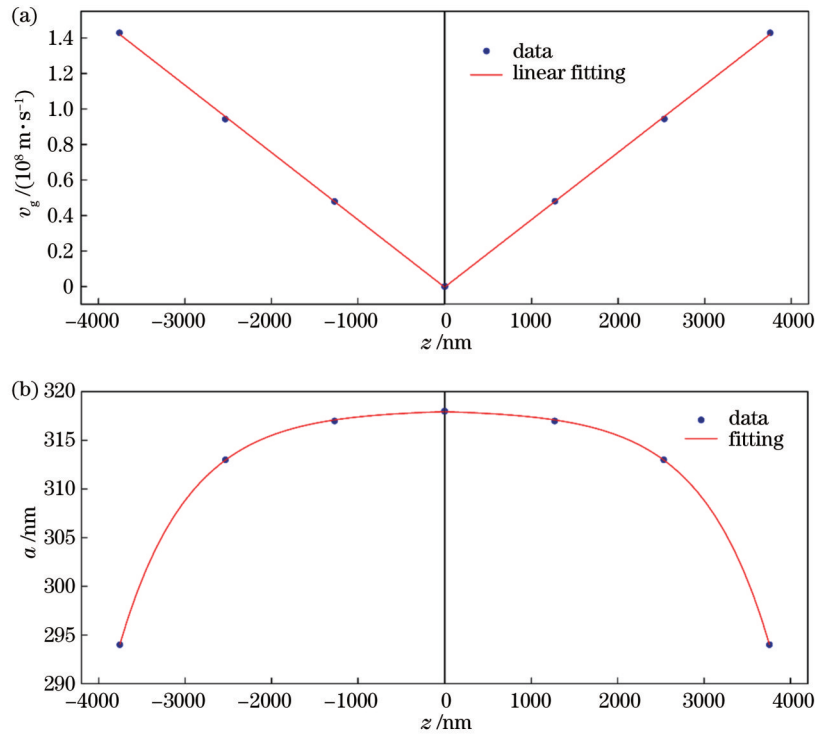


图 3 变换光学光子晶体波导的设计。(a)群速度  $v_g$  沿传播方向的变化;(b)周期  $a$  随坐标  $z$  的变化关系

Fig. 3 Design of the transformation photonic crystal waveguides. (a) Group velocity  $v_g$  varying along  $z$ ; (b) period  $a$  of transforming optical photonic crystal waveguide as a function of  $z$

如图 4(b)~(d)所示。由此可见,不同波长的光停在不同的位置,呈现出一种彩虹捕获的效果。

仿真结果显示:中心区域周期为 318 nm 的光子晶体波导,对 1000 nm 波长的入射光产生慢光效果;越往两边的区域,光子晶体的周期越短,允许 1000 nm 的激光传播,但对更短波长的光则有较强的慢光效果。所设计的周期渐变光子晶体对不同的波长有不同的慢光区域,不同波长的激光进入光子晶体后会停在不同的地方,从而形成一种彩虹捕获的效果。所设计的变换光学光子晶体波导通过改变单元结构来改变波的传输特性,是实现彩虹捕获的理想平台。

### 3.2 光子晶体波导中四波混频的理论及分析

本节对群速度线性变化的渐变光子晶体波导的非线性效应进行讨论分析。由于 LiNbO<sub>3</sub> 材料具有优异的二阶非线性效应,已有研究更多关注其二阶非线性过程,比如倍频、下转换、和频、差频,以及利用级联二阶非线性过程达成的等效四波混频。对于所设计的 LiNbO<sub>3</sub> 纳米孔光子晶体,光锥线将晶体分为导模和泄漏模部分,导模部分色散曲线涵盖的频率范围为 270~320 THz,对于这个范围以外的频率,不存在导模,只存在泄漏模。这意味着如果把 1000 nm 激光作为基频光,其通过二阶非线性产生的 500 nm 倍频光将是泄漏模式,故二次谐波等二阶非线性效应难以在这个体系中发挥优势。因此,本文尝试分析其三阶非线性效应过程。目前,针对 LiNbO<sub>3</sub> 直接利用其三阶非线性过程达成的四波混频的研究较少。然而,光子晶体对电磁场的局域效应增强,以及慢光效应可以显著增强非线

性效应<sup>[26-27]</sup>,因此可以利用变换光学 LiNbO<sub>3</sub> 光子晶体波导来实现三阶非线性过程,比如简并四波混频。LiNbO<sub>3</sub> 在 1064 nm 波长处的三阶非线性系数  $\chi^{(3)} = 1.04 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-2}$ ,比通常实现三阶非线性过程的硅要小约一个数量级。

往三阶非线性材料的一端打入一束泵浦光和一束信号光,会在另一端额外接收到一束闲频光。泵浦光、信号光和闲频光的频率满足  $2\omega_p = \omega_i + \omega_s$ ,其中,  $\omega_p$ 、 $\omega_i$ 、 $\omega_s$  分别为泵浦光、闲频光、信号光的特征频率。两束泵浦光、一束信号光、一束闲频光由于材料的三阶非线性发生相互作用,泵浦光和信号光的能量会转移给闲频光,于是在初始只有泵浦光和信号光的情况下,最终也会产生不同频率的闲频光,这个过程就是简并四波混频。简并四波混频不仅可以扩展光源的频率范围,实现参量放大和参量振荡,还可以产生相位复共轭波<sup>[28]</sup>。

光子晶体中的简并四波混频过程可以用如下耦合波方程<sup>[29]</sup>描述:假设泵浦光的强度不变,且远大于信号光和闲频光的强度,则耦合波方程可以简化为

$$i \frac{\partial A_s}{\partial z} + 2\gamma_{sp}(z) |A_p|^2 A_s + \exp(-i\Delta kz) \gamma_{spi}(z) A_p^2 A_i^* = 0, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_i}{\partial z} + 2\gamma_{ip}(z) |A_p|^2 A_i + \exp(-i\Delta kz) \gamma_{ips}(z) A_p^2 A_s^* = 0, \quad (2)$$

式中:  $A_\mu$  为振幅,下标  $\mu$  取 p、s、i,分别代表泵浦光、信号光、闲频光,振幅的模平方即为功率; $z$  为传输距离;

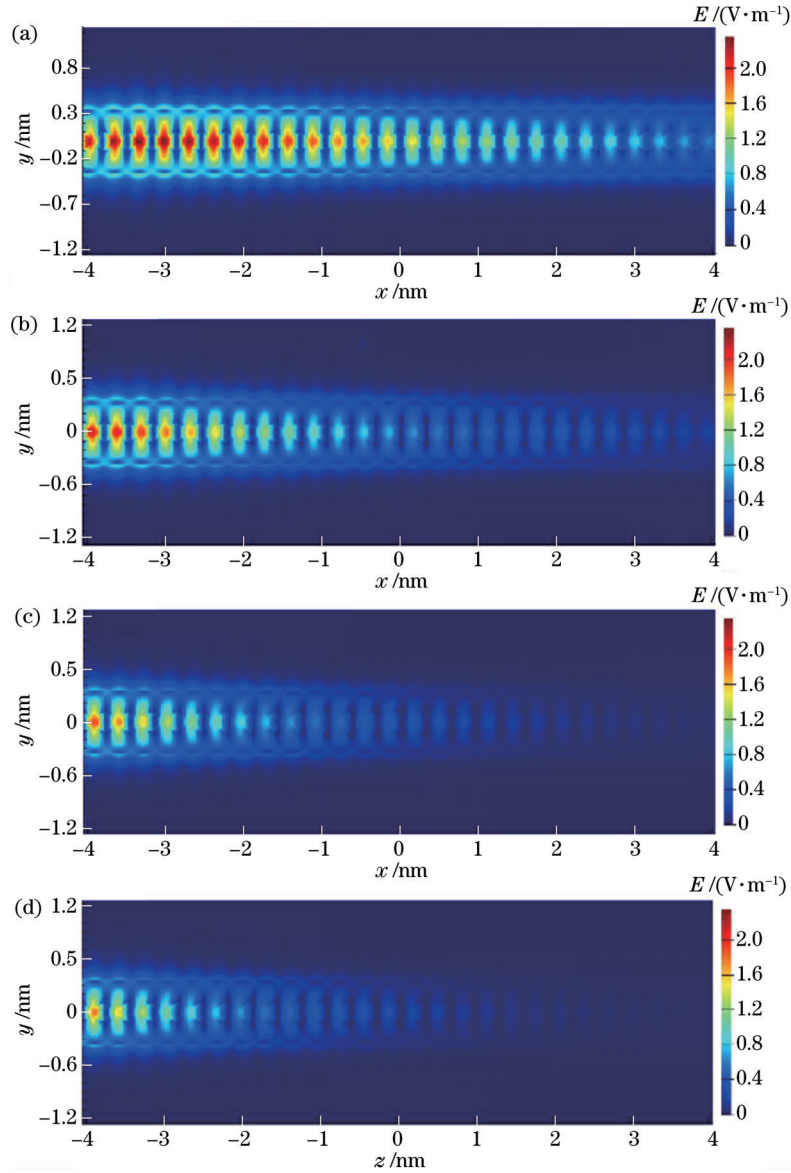


图 4 不同波长的光进入变换光学光子晶体波导后的彩虹捕获效应仿真。(a) 1000 nm; (b) 990 nm; (c) 980 nm; (d) 970 nm  
 Fig. 4 Rainbow trapping effect simulation after light with different wavelengths enters the transforming optical photonic crystal waveguide. (a) 1000 nm; (b) 990 nm; (c) 980 nm; (d) 970 nm

$\Delta k = k_i + k_s - 2k_p$  为相位失配量,  $k_i, k_s, k_p$  分别为闲频光、信号光和泵浦光沿传播方向的波矢大小;  $\gamma$  为有效非线性系数, 依赖于坐标  $z$ 。对于在一个维度上具有周期性的光子晶体,  $\gamma$  的计算公式为

$$\gamma_{\mu\nu} = \frac{3\omega_\mu \epsilon_0 \int_{V_{nl}} e_\mu^* \chi^{(3)} : e_\nu e_\mu^* dV}{a \left[ \int_S (e_\mu \times h_\mu^* + e_\mu^* \times h_\mu) z dS \right] \left[ \int_S (e_\nu \times h_\nu^* + e_\nu^* \times h_\nu) z dS \right]}, \quad (3)$$

$$\gamma_{spi} = \frac{3\omega_s \epsilon_0 \int_{V_{nl}} e_s^* \chi^{(3)} : e_p e_i^* dV}{a \left[ \int_S (e_p \times h_p^* + e_p^* \times h_p) z dS \right] \left[ \int_S (e_s \times h_s^* + e_s^* \times h_s) z dS \right] \left[ \int_S (e_i \times h_i^* + e_i^* \times h_i) z dS \right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (4)$$

$$\gamma_{ips} = \frac{\omega_i}{\omega_s} \gamma_{spi}, \quad (5)$$

式中:  $e_\mu$  为本征电场;  $h_\mu$  为本征磁场; 下标  $\nu$  代表四波

混频过程中的任一频率, 取 s, p, i;  $\epsilon_0$  为真空介电常数;  $V$  表示对全空间进行体积分;  $V_{nl}$  表示对非线性材料区域进行体积分;  $S$  为波导的截面积分;  $z$  为传播

方向的单位矢量。 $\gamma$ 的计算公式涉及泵浦光、信号光、闲频光对应的特征模场在非线性材料内的交叠积分,并对结构单元求平均。交叠积分越大,表示模场之间的相互作用越强,有效非线性系数 $\gamma$ 越大,非线性效应越显著,而光子晶体对模场的增强会显著增强非线性效应。式(5)同时还涉及模式功率,模式功率正比于群速度,群速度越小,非线性系数 $\gamma$ 越大。即从原理上说明,慢光效应同样会显著增强非线性效应。

本文选定的信号光波长为 1002 nm、泵浦光波长为 1019 nm、闲频光波长为 1037 nm,计算不同周期的光子晶体的有效非线性系数 $\gamma$ 和相位失配量 $\Delta k$ 。图 2(a)的色散关系是通过 COMSOL 软件仿真计算得到的,色散图中的每一个点对应于一个特征频率和特征模场。提取出信号光、泵浦光和闲频光频率对应的特征模场,就可以代入式(5)进行计算。由于计算涉及多个不同频率对应的特征模场的交叠积分,可以充分利用 COMSOL 软件多物理场耦合的特性,添加多个“电磁波、频域”物理场,在同一个研究中进行特征频率计

算,这样就可以在同一个数据集中对多个特征模场进行后处理。

对于 1002 nm 的信号光、1019 nm 的泵浦光、1037 nm 的闲频光,计算不同周期光子晶体的有效非线性系数 $\gamma$ 和相位失配量 $\Delta k$ ,并将计算结果和变换光学光子晶体的周期随坐标的变化关系相结合,就可以得到变换光学光子晶体波导不同坐标位置的相位失配量 $\Delta k$ 和有效非线性系数 $\gamma$ ,如图 5(a)、(b)所示,所设计的波导长度为 100  $\mu\text{m}$ 左右。可以看到,有效非线性系数 $\gamma$ 大的位置有利于非线性频率转化,但相位失配量 $\Delta k$ 同样很大,不利于非线性频率转化。随着光子晶体坐标的变动,有效非线性系数增强和相位匹配这两种效应处于一个此消彼长的过程,因此所设计的周期渐变光子晶体波导有望在高耦合效率的基础上维持一个较大的四波混频转化效率。接下来,固定信号光的频率,将闲频光的频率分别变为 291.19、293.19、295.19 THz,同样可以计算出类似的结果,如图 5(c)~(h)所示,可见变换光学光子晶体波导的四波混频过程对频率不敏感,体现出宽带的特性。

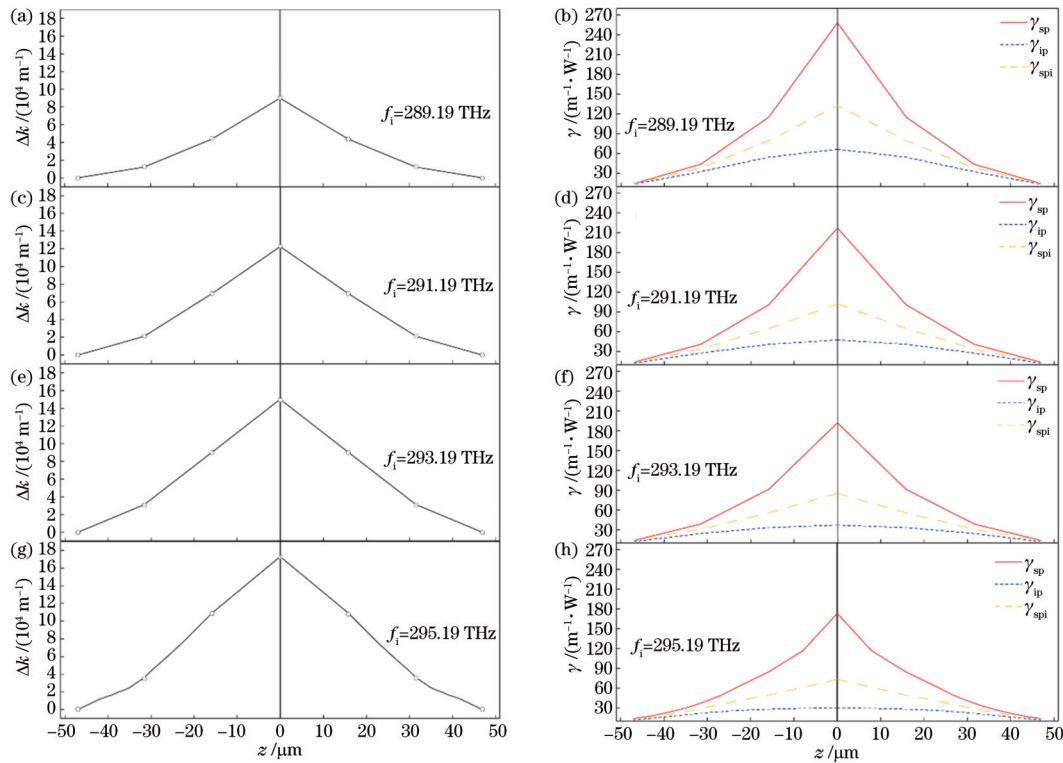


图 5 变换光学光子晶体波导中四波混频过程的分析。(a)对于 299.19 THz 的信号光、294.19 THz 的泵浦光、289.19 THz 的闲频光,相位失配量 $\Delta k$ 随坐标 $z$ 的变化关系;(b)光子晶体波导的有效非线性系数 $\gamma$ 随坐标 $z$ 的变化关系;(c)~(h)信号光频率不变,闲频光的频率分别变为 291.19、293.19、295.19 THz 时,相位失配量 $\Delta k$ 以及光子晶体波导的有效非线性系数 $\gamma$ 随坐标 $z$ 的变化

Fig. 5 Analysis of four-wave mixing in the transformation photonic crystal waveguide. (a) For the signal light of 299.19 THz, the pump light of 294.19 THz, and the corresponding idle light of 289.19 THz, relationship between phase mismatch  $\Delta k$  and coordinate  $z$ ; (b) variation of effective nonlinear coefficient  $\gamma$  of photonic crystal waveguide with the coordinate  $z$ ; (c)~(h) when frequency of signal light remains unchanged, and idle light frequency changes to 291.19, 293.19, 295.19 THz, respectively, phase mismatch  $\Delta k$  and effective nonlinear coefficient  $\gamma$  of photonic crystal waveguide vary with coordinate  $z$



## 4 结 论

变换光学为光子芯片上色散的调控提供了新的方法, 本文将光子晶体的周期沿着波导传输方向按某种特定方式分布, 从而使其群速度随坐标线性变化。这样设计的变换光学光子晶体波导具有多方面的优势: 首先, 特定波长的激光在到达零群速度的慢光区域之前可以经历一段群速度缓慢降低的过程, 避免群速度不匹配带来的波导和光子晶体连接处耦合效率降低; 其次, 不同的周期对不同波长的光信号具有慢光效应, 渐变周期意味着对更大波长范围的光信号具有慢光效应, 可用来实现一维光子晶体波导上的彩虹捕获。

设计了群速度随着坐标线性变化的  $\text{LiNbO}_3$  变换光学光子晶体波导, 并进行了模拟仿真。用 FDTD Solutions 软件模拟不同波长光的近场演化, 结果显示不同波长的光会停在不同的位置, 可用于制备多频率传输存储的  $\text{LiNbO}_3$  片上彩虹捕获器件。另外, 慢光效应可以被用来增强光与物质的相互作用, 而渐变周期纳米孔光子晶体波导不仅可以使光高效地通过低群速度区域, 并且由于其波矢差在一定范围内连续变化, 可以实现宽带的非线性频率转化。用 COMSOL 软件中模场的交叠积分计算波导不同位置、不同频率的四波混频的有效非线性系数, 结果显示, 随着周期的改变, 有效非线性系数降低的同时相位失配量也降低, 并且沿传播方向连续变化, 这对实现宽带高效的四波混频具有重要意义。相对于传统多频信号传输和宽带非线性光学器件,  $\text{LiNbO}_3$  薄膜上的变换光学波导结构紧凑、制备简单, 可与 CMOS 工艺兼容。

### 参 考 文 献

- [1] Lehmann L, Grossard L, Delage L, et al. Single photon MIR upconversion detector at room temperature with a PPLN ridge waveguide[J]. *Optics Express*, 2019, 27(14): 19233-19241.
- [2] Luo R, He Y, Liang H X, et al. Semi-nonlinear nanophotonic waveguides for highly efficient second-harmonic generation[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(3): 1800288.
- [3] Wang C, Zhang M, Chen X, et al. Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages[J]. *Nature*, 2018, 562(7725): 101-104.
- [4] Javid U A, Ling J W, Staffa J, et al. Ultrabroadband entangled photons on a nanophotonic chip[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(18): 183601.
- [5] Xue G T, Niu Y F, Liu X Y, et al. Ultra-bright multiplexed energy-time entangled photon generation from lithium niobate on insulator chip[J]. *Physical Review Applied*, 2021, 15(6): 064059.
- [6] Yan Z W, Wang Q, Xiao M, et al. Probing rotated Weyl physics on nonlinear lithium niobate-on-insulator chips[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 127(1): 013901.
- [7] Gan Q Q, Ding Y J, Bartoli F J. Rainbow trapping and releasing at telecommunication wavelengths[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(5): 056801.
- [8] Lin J T, Yao N, Hao Z Z, et al. Broadband quasi-phase-matched harmonic generation in an on-chip monocrystalline lithium niobate microdisk resonator[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 122(17): 173903.
- [9] Savo R, Morandi A, Müller J S, et al. Broadband Mie driven random quasi-phase-matching[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(12): 740-747.
- [10] Li G Z, Chen Y P, Jiang H W, et al. Broadband sum-frequency generation using  $d_{33}$  in periodically poled  $\text{LiNbO}_3$  thin film in the telecommunications band[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(5): 939-942.
- [11] Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. Quasi-phase-matched third-harmonic generation in a quasi-periodic optical superlattice[J]. *Science*, 1997, 278(5339): 843-846.
- [12] Foster M A, Turner A C, Sharping J E, et al. Broadband optical parametric gain on a silicon photonic chip[J]. *Nature*, 2006, 441(7096): 960-963.
- [13] Lafforgue C, Montesinos-Ballester M, Dinh T T, et al. Supercontinuum generation in silicon photonics platforms [J]. *Photonics Research*, 2022, 10(3): A43-A56.
- [14] Tsakmakidis K L, Boardman A D, Hess O. 'Trapped rainbow' storage of light in metamaterials[J]. *Nature*, 2007, 450(7168): 397-401.
- [15] Lu C C, Wang C Y, Xiao M, et al. Topological rainbow concentrator based on synthetic dimension[J]. *Physical Review Letters*, 2021, 126(11): 113902.
- [16] Lu C C, Sun Y Z, Wang C Y, et al. On-chip nanophotonic topological rainbow[J]. *Nature Communications*, 2022, 13(1): 2586.
- [17] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling electromagnetic fields[J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [18] Leonhardt U. Optical conformal mapping[J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1777-1780.
- [19] Leonhardt U, Tyc T. Broadband invisibility by non-euclidean cloaking[J]. *Science*, 2009, 323(5910): 110-112.
- [20] Pendry J B, Luo Y, Zhao R K. Transforming the optical landscape[J]. *Science*, 2015, 348(6234): 521-524.
- [21] Pendry J B, Fernández-Domínguez A I, Luo Y, et al. Capturing photons with transformation optics[J]. *Nature Physics*, 2013, 9(8): 518-522.
- [22] Sheng C, Bekenstein R, Liu H, et al. Wavefront shaping through emulated curved space in waveguide settings[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 10747.
- [23] Luo Y, Lei D Y, Maier S A, et al. Broadband light harvesting nanostructures robust to edge bluntness[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(2): 023901.
- [24] Sheng C, Huang C Y, Yang R Q, et al. Simulating the escape of entangled photons from the event horizon of black holes in nonuniform optical lattices[J]. *Physical Review A*, 2021, 103(3): 033703.
- [25] Xu T, Fang A N, Jia Z Y, et al. Realization of a complementary medium using dielectric photonic crystals [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(23): 4909-4912.
- [26] 刘辉, 严志伟, 肖孟, 等. 拓扑光学体系中合成维度方

- 法的进展[J]. 光学学报, 2021, 41(1): 0123002.
- Liu H, Yan Z W, Xiao M, et al. Recent progress in synthetic dimension in topological photonics[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(1): 0123002.
- [27] Xu C, Shan X L, He W T, et al. The influence of paleoclimate and a marine transgression event on organic matter accumulation in lacustrine black shales from the Late Cretaceous, southern Songliao Basin, Northeast China[J]. International Journal of Coal Geology, 2021, 246: 103842.
- [28] Zheng Y L, Chen X F. Nonlinear wave mixing in lithium niobate thin film[J]. Advances in Physics: X, 2021, 6(1): 1889402.
- [29] Kim D W, Kim S H, Lee S H, et al. Enhanced four-wave-mixing effects by large group indices of one-dimensional silicon photonic crystal waveguides[J]. Optics Express, 2013, 21(24): 30019-30029.
- [30] Yang Y X, Sun L, Zhang Y, et al. Efficient and broadband four-wave mixing in a compact silicon subwavelength nanohole waveguide[J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(21): 1900810.