

带缺陷结构的二维磁性光子晶体的数值模拟分析*

张 浩 赵建林† 张晓娟

(西北工业大学理学院光信息科学与技术研究所, 陕西省光信息技术重点实验室, 西安 710072)

(2007 年 12 月 2 日收到, 2008 年 5 月 4 日收到修改稿)

利用频域有限差分方法分析了多种带缺陷结构二维磁性光子晶体(二重对称、四重对称和六重对称结构)的法拉第旋转角与椭圆率的变化特性. 结果表明: 在这些结构中, 光波均被局域在中心缺陷处; 同时, 对于具有四重对称轴结构的材料, 在其法拉第旋转角增加的同时, 出射光波的椭圆率没有明显的增加, 但对于不具有四重对称轴结构的材料, 其法拉第旋转角增加的同时, 出射光波的椭圆率也在增加. 因此, 只有在具有四重对称轴结构的二维磁性光子晶体中引入缺陷, 才能很好地抑制光波偏振态的变化. 这种带缺陷的二维磁性光子晶体结构有可能用于制作磁性光子晶体光纤.

关键词: 磁光效应, 二维磁性光子晶体, 缺陷, 频域有限差分法

PACC: 7820L, 7530G

1. 引 言

近年来, 磁性光子晶体由于具有许多独特的性质而受到关注. 1999 年, Inoue 等^[1]提出了一维磁性光子晶体(magnetophotonic crystals, MPCs)概念, 并发现这种磁性光子晶体的磁光效应较普通连续分布的磁光材料有显著的提高. 此后, 为了进一步提高材料的磁光效应, 人们在一维磁性光子晶体中引入缺陷. 这类材料因其具有很强的磁光效应, 所以已经应用于磁光隔离器、激光陀螺等光学器件的制造中.

Koji Matsumoto 等^[2]于 1992 年发现, 由 $\text{BaFe}_{10.2}\text{Co}_{0.9}\text{Ti}_{0.9}\text{O}_{19}$ 与树脂组成的类似于二维光子晶体的多孔网状膜, 其法拉第旋转角的峰值显著增加并向长波方向移动. 2004 年, Ikezawa 等^[3]利用多孔铝作模板制作出了一种二维磁性光子晶体. Baryshev 等^[4]利用人造蛋白石作模板制作出了一种三维磁性光子晶体. Kono 等提出平板型的二维磁性光子晶体, 并利用其优良的光学互异性, 提出可用于制作波导光隔离器, 同时应用有限元法对其结构参数和光学特性进行了初步分析^[5,6].

Kono 等人提出的平板型磁性光子晶体具有波导结构, 所以很难应用在光纤系统中. 为了能将磁性

光子晶体应用在光纤系统中, 我们曾提出了类似光子晶体光纤结构的二维磁性光子晶体, 并利用频域有限差分方法, 分析了二维磁性光子晶体的光学特性^[7]. 发现在周期性结构中, 出射光波的椭圆率随着材料法拉第旋转角的增大而增加. 进而提出有可能通过在材料中引入缺陷来抑制这一现象的设想, 但尚未对此给出具体的理论分析和验证. 本文进一步利用频域有限差分方法, 通过分析缺陷对于不同类型结构的二维磁性光子晶体光学特性的影响, 发现只有在 x 和 y 方向上具有相同结构的材料中引入缺陷, 才能很好地抑制光波偏振态的变化. 同时本文还将分析在通讯波长范围内, 二维磁性光子晶体的光学特性随波长变化的规律.

2. 端面模型与数值分析方法

带缺陷结构的二维磁性光子晶体端面结构如图 1 所示, 其中图 1(a)为方形空气孔带缺陷结构, 图 1(b)为圆形空气孔带缺陷结构.

两种结构的原胞均取边长为 D 的正方形, 其中方孔结构的空气孔边长为 $2L$, 圆孔结构的空气孔直径为 $2L$, 两种结构均具有 4 重对称轴. 假设两种结构在 $x-y$ 平面内无限延伸, 在 z 方向上厚度为 h , 同

* 国家自然科学基金委员会/中国航空工业第一集团公司航空科技联合基金(批准号: 30477016)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jlzhao@nwpu.edu.cn

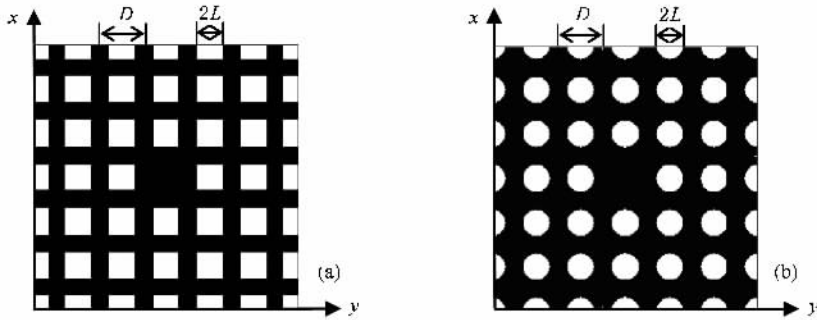


图 1 带缺陷结构二维磁性光子晶体 (a)方孔结构 (b)圆孔结构

时在两种结构的中心处,空气孔均被磁光材料所填充.为方便讨论,取磁光材料的磁化方向沿 z 方向,光波沿 z 方向入射.这时磁光材料的介电张量是一个复数张量,可表示为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon & i\delta & 0 \\ -i\delta & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 δ 为实数.

采用频域有限差分法(FDFD)对上述结构进行数值模拟分析,其特征方程为^[7]

$$\mathbf{P} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}. \quad (2)$$

求解特征方程(2)的本征值和本征矢量,得到各阶模式对应的横向传输常数 β 和模场分布,由传输

常数 β 可以计算出不同模式的有效折射率($n_{\text{eff}} = \beta/k_0$)进而由左旋模(L-mode)与右旋模(R-mode)所对应的有效折射率差计算出材料的法拉第旋转角^[7].

3. 模场分析

现以磁光介质 Bi:YIG 为例对图 1 所示的两种结构分别进行分析.对于波长 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$,Bi:YIG 的介电张量中 $\varepsilon = 5.58$, $\delta = 1.98 \times 10^{-3}i$,法拉第旋转角 $\theta_F \approx 0.0017 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ^[8].

图 2 为数值模拟得到的具有方孔缺陷结构的光子晶体在 $D = 2 \mu\text{m}$, $L = 0.4 \mu\text{m}$ 时基模的模场分布.从图中可以看出,无论是右旋模还是左旋模,电场都主要集中在中心缺陷处,在缺陷周围的周期结构中

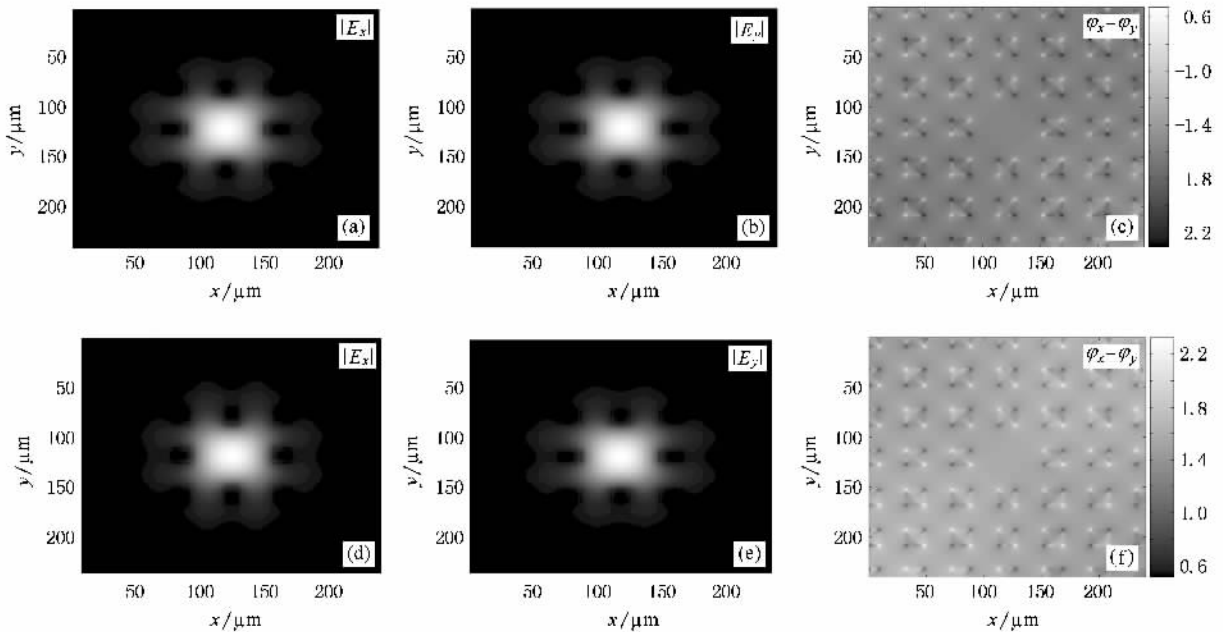


图 2 $L = 0.4$ 时的基模模场分布 (a)右旋模 x 分量 (b)右旋模 y 分量 (c)右旋模 x 与 y 分量相位差 (d)左旋模 x 分量 (e)左旋模 y 分量 (f)左旋模 x 与 y 分量相位差

场强很弱.其中,图 2(a)和(b)分别为右旋模在 x 和 y 方向的电场分布,图 2(c)为该模式的 x 分量与 y 分量电场的相位差分布.图 2(d)和(e)分别为左旋模在 x 和 y 方向的电场分布,图 2(f)为该模式的 x 分量与 y 分量电场的相位差分布.在图 2(c)和(f)中,右侧灰度级分布对应相位差大小.在右旋模和左旋模中心区域, $|E_x|$ 和 $|E_y|$ 的比值均等于 1,相位差分别为 -90° 和 90° .因此右旋模对应右旋圆偏振

光,左旋模对应左旋圆偏振光.通过计算发现右旋模与左旋模的有效折射率不相等.如图 3(a)所示,随着空气孔尺寸的增加,左右旋模的有效折射率均逐渐减小,但其有效折射率差基本不变($L = 0.2 \mu\text{m}$ 时,为 0.00084; $L = 0.9 \mu\text{m}$ 时,为 0.00083).由于左旋模与右旋模的有效折射率不同,导致光波穿过一定厚度的该种晶体后偏振面发生旋转.

在圆形空气孔缺陷结构中的模场分布和有效折

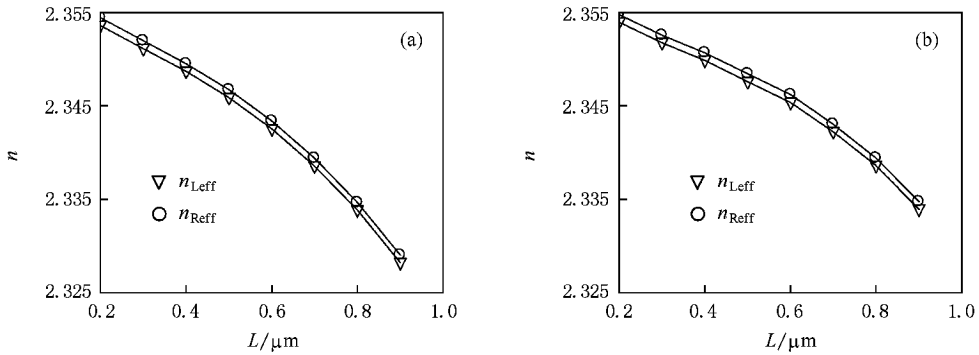


图 3 两种结构中左旋模和右旋模的有效折射率随空气孔尺寸的变化 (a)方孔缺陷结构 (b)圆孔缺陷结构

射率的变化趋势与方形空气孔缺陷结构基本相同.

似于光波在光子晶体光纤中的传播,光场会被局域到这种结构的中心缺陷处即 Bi:YIG 中,而在缺陷周围的周期结构中光强很弱.正是这种光局域效应使得材料的法拉第旋转角增大.

4. 法拉第旋转角和椭圆率

图 4 表示线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚的方孔和圆孔缺陷结构后的椭圆率与空气孔尺寸之间的关系.可以看出,椭圆率几乎没有改变,出射光仍为线偏振光.图 5 表示线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚方孔和圆孔缺陷结构后的法拉第旋转角.对于不同空气孔尺寸,较连续分布的 Bi:YIG 材料增大约 $0.0004 \text{ rad}/\mu\text{m}$.产生这一现象的原因是缺陷的引入破坏了材料的周期结构,同时也破坏了材料对光波周期性的调制作用.类

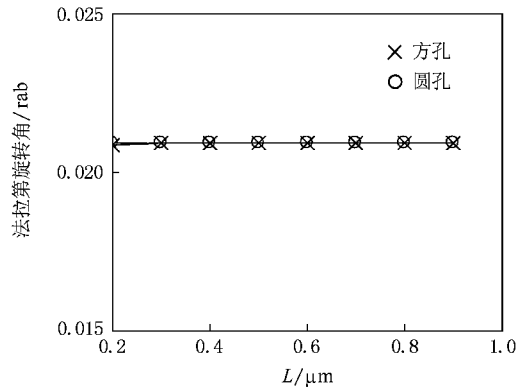


图 5 线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚方孔和圆孔缺陷结构后的法拉第旋转角

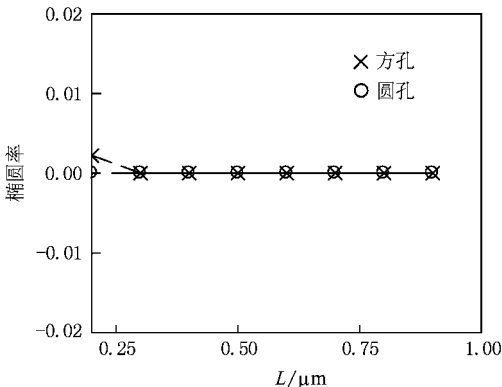


图 4 线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚圆孔和方孔缺陷结构后的椭圆率

5. 非对称缺陷结构

上述两种缺陷结构均具有 4 重对称轴,也就是说在 x 和 y 方向上材料的结构相同.下面进一步分析不具有 4 重对称轴结构材料的光学特性.

图 6 为两种不具有 4 重对称轴结构的二维磁性

光子晶体,其中图 (a) 具有 6 重对称轴,图 (b) 具有 2 重对称轴. 结构参数定义如下: A 为空气孔横向间距; θ 为三角结构顶角; L 为空气孔半径. 计算

发现,在这两种结构中光场同样被局域在中心处,并且法拉第旋转角均有所增加,但同时出射光的椭圆率也有所增加,如图 7 与图 8 所示.

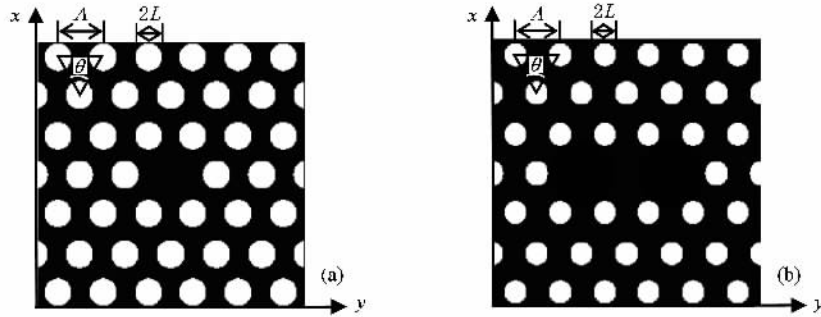


图 6 带缺陷的非 4 重对称轴结构的二维磁性光子晶体 (a) 6 重对称轴结构 (b) 2 重对称轴结构

图 7 表示线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚的 2 重对称和 6 重对称结构后的椭圆率与空气孔尺寸之间的关系. 图 8 表示线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚的 2 重对称和 6 重对称结构后的法拉第旋转角与空气孔尺寸之间的关系. 由图中曲线可以看出,这两种结构的法拉第旋转角,较上面讨论的两种具有 4 重对称轴结构的法拉第旋转角有所增加,其中 2 重对称轴结构的法拉第旋转角增加十分明显,但是这两种结构的椭圆率也有不同程度的增加. 出现这一情况的原因是在 x 和 y 方向上这两种材料的结构不相同,如图 6 所示. 正是这种结构上的差异导致材料内左旋模与右旋模的有效折射率差有所增加,并且两个方向的结构差异越大,其有效折射率差也越大,从而使得法拉第旋转角也就越大. 但是这种结构上的差异使得在材料内传播的左旋光与右旋光在 x 和 y 方向上的分量比值不等于 1, 最终导致出射光的椭圆率有所增加.

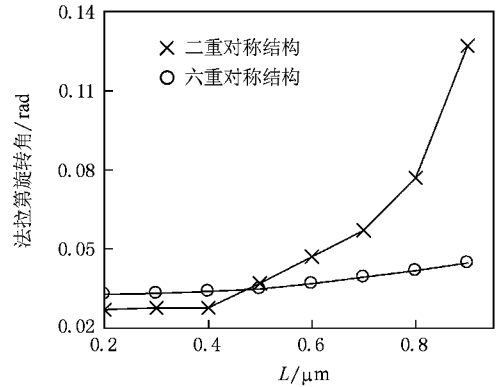


图 8 线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚的 2 重对称和 6 重对称结构后的法拉第旋转角

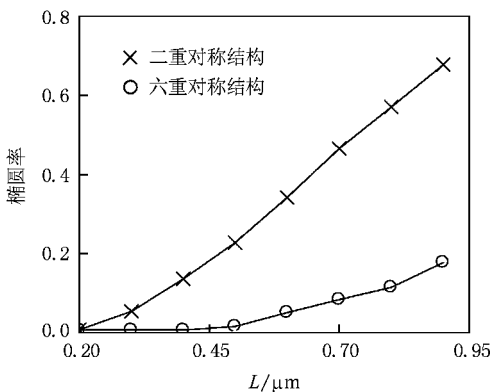


图 7 线偏振光通过 $10 \mu\text{m}$ 厚的 2 重对称和 6 重对称结构后的椭圆率

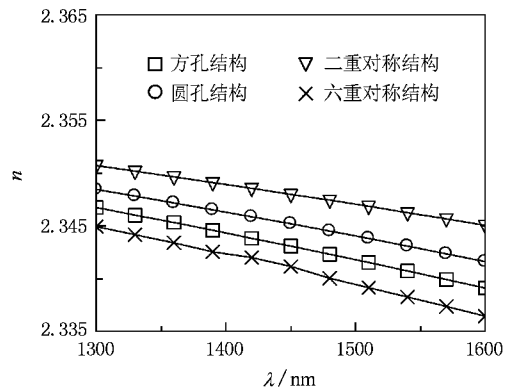


图 9 四种结构 ($L = 0.5 \mu\text{m}$) 中左旋模的有效折射率随波长的变化

6. 法拉第旋转角与椭圆率随波长变化的特性

本文所讨论的四种二维磁性光子晶体均可应用于光纤系统中,因此有必要研究其法拉第旋转角与

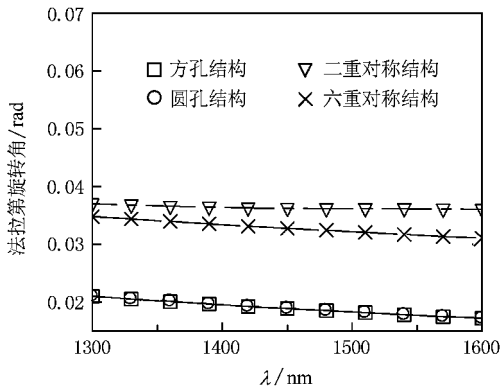


图 10 线偏振光通过四种结构($L = 0.5 \mu\text{m}$, 厚度为 $10 \mu\text{m}$)后的法拉第旋转角随波长的变化

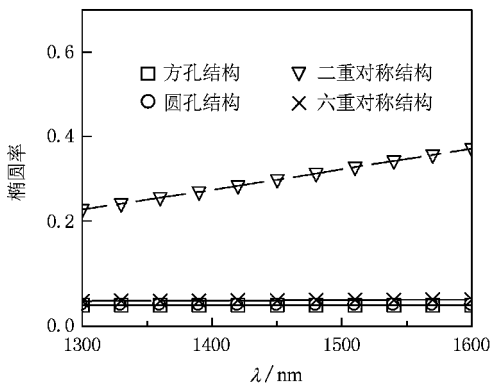


图 11 线偏振光通过四种结构($L = 0.5 \mu\text{m}$, 厚度为 $10 \mu\text{m}$)后的椭圆率随波长的变化

椭圆率在光纤通讯波长范围内的变化特性.由上面的讨论可知,材料的法拉第旋转角是由于左旋模与右旋模所对应的有效折射率不同造成的.首先讨论两种模式的有效折射率随波长的变化特性,经计算发现,随着波长的增加,四种结构中的左、右旋模所对应的有效折射率均缓慢减小.图 9 为四种结构(空气孔尺寸均取 $L = 0.5 \mu\text{m}$)中左旋模的有效折射率随波长的变化关系曲线.由于左旋模所对应的有效折射率减小速率快于右旋模所对应的有效折射率减

小速率,所以材料的法拉第旋转角应当随波长的增加而缓慢减小.图 10 为四种结构(空气孔尺寸均取 $L = 0.5 \mu\text{m}$)的法拉第旋转角随波长变化的关系曲线.图中四种结构的法拉第旋转角均缓慢减小.图 11 为线偏振光通过四种结构(空气孔尺寸均取 $L = 0.5 \mu\text{m}$)后的椭圆率随波长变化的关系曲线.对于在 x 和 y 方向上结构相同的方孔和圆孔结构,其椭圆率基本未发生变化,而六重对称结构的椭圆率则随波长的增加而缓慢增加,椭圆率由 1300 nm 时的 0.010 增加到 1600 nm 时的 0.013.对于二重对称结构,椭圆率则随波长的增加而显著增加,由 1300 nm 时的 0.227 增加到 1600 nm 时的 0.371.材料在 x 和 y 方向上结构差异越大,椭圆率随波长的增加而增大的现象越明显.

7. 结 论

以上分析结果表明,通过在二维磁性光子晶体中引入缺陷来抑制光波偏振态的变化是可行的.但并非所有的缺陷结构均可有效抑制光波偏振态的变化.在具有 4 重对称轴的结构中,即在 x 和 y 方向上具有相同结构的材料中,在法拉第旋转角增大的同时(较连续分布的 Bi:YIG 材料增大约 $0.0004 \text{ rad}/\mu\text{m}$)光波的偏振态基本没有发生变化.在不具有 4 重对称轴的结构中,光波的椭圆率随着法拉第旋转角的增大而增大.其次,四种结构中光波的法拉第旋转角均随波长的增加而缓慢减小,但其椭圆率的变化则与材料的结构有很大关系.在具有 4 重对称轴的结构中,光波的椭圆率基本没有变化;在不具有 4 重对称轴的结构中,其椭圆率随着波长的增加而增加.并且当材料在 x 和 y 方向上的结构差异越大,上述现象越明显.因此只有在 x 和 y 方向上具有相同结构的材料中引入缺陷,才能很好地抑制光波偏振态的变化.这种带缺陷的二维磁性光子晶体结构有可能用于制作磁性光子晶体光纤.

[1] Inoue M, Arai K, Fujii T, Abe M 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5768
 [2] Isamoto K, Yamamoto T, Inoue M, Fujii T 1995 *IEEE T. MAGN.* **31** 3286
 [3] Ikezawa Y, Nishimura K, Uchida H, Inoue M 2004 *J. Magn. Mater.* **272** 1690
 [4] Baryshev A V, Kodama T, Nishimura K, Uchida H, Inoue M 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 7336

[5] Kono N, Tsuji Y 2004 *J. Lightwave Technol.* **22** 1741
 [6] Kono N, Koshiba M 2005 *IEEE Photonic Tech. L.* **17** 1432
 [7] Zhang H, Zhao J L, Zhang X J, Di N 2007 *Acta Phys. Sin* **56** 3546 (in Chinese) [张浩、赵建林、张晓娟、底楠 2007 物理学报 **56** 3546]
 [8] Kato H, Inoue M 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 7017

Numerical analysis of two-dimensional magnetophotonic crystals with structural defects^{*}

Zhang Hao Zhao Jian-Lin[†] Zhang Xiao-Juan

(*Institute of Optical Information Science and Technology , Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology ,
School of Science , Northwestern Polytechnical University , Xi 'an 710072 , China*)

(Received 2 December 2007 ; revised manuscript received 4 May 2008)

Abstract

The Faraday rotation of two-dimensional magnetophotonic crystals (including those with fourfold-symmetry and non-fourfold-symmetry) with structural defects and the ellipticity of outgoing optical waves are analyzed by using finite-difference frequency-domain (FDFD) method. The numerical simulation results show that the localization of the light wave in the vicinity of central defect occurs in these types of the structure. With increasing Faraday rotation of fourfold-symmetry structures , the change of the ellipticity of outgoing optical waves from these structures is unobvious. In contrast , the increases of the ellipticity of outgoing optical waves are obvious with the raise of Faraday rotation in non-fourfold-symmetry structures. It is concluded that introducing defects to the fourfold-symmetry structure constrains the change of the state of polarization of optical waves. This kind of two-dimensional magnetophotonic crystal with structural defects may be used to manufacture magnetophotonic crystal fiber.

Keywords : magneto-optical effect , two-dimensional magnetophotonic crystals , structural defect , finite-difference frequency-domain

PACC : 7820L , 7530G

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10477016).

[†] Corresponding author. E-mail : jlzha@nwpu.edu.cn