

# 基于单向边界模式与磁性微腔模式耦合的 磁光存储系统

方云团 胡坚霞 徐青松 倪志瑶 何韩庆

江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

**摘要** 光存储系统是未来全光通信和全光计算的关键要素。基于有限元方法的仿真实验研究,设计了一种新型的  
光学存储系统,该系统基于磁光光子晶体单向边界模式与微腔模式的耦合。应用磁光光子晶体单向边界模式特性  
形成闭合回路。设计另外的单向波导和磁性微腔,电磁信号不仅能从闭合回路中取出,而且能写入回路。通过外  
加磁场控制微腔属性,可动态实现电磁信号的读写操作。

**关键词** 材料;磁光光子晶体;单向边界模式;微腔模式;全光读写

中图分类号 O482.54

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1106001

## Magneto-Optical Storage System Based on the Coupling of the One-Way Edge Modes and Micro Cavity Modes

Fang Yuntuan Hu Jianxia Xu Qingsong Ni Zhiyao He Hanqing

*School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University,  
Zhenjiang, Jiangsu 212013, China*

**Abstract** Optical storage system is the key role for the future all-optical communications and computer. Through  
numerical study, we design a new kind of magneto-optical storage system based on the coupling of one-way edge  
modes of magneto-optical photonic crystals and microcavity modes. A close field circulation loop is achieved from  
the one-way edge modes. By designing a magnetic cavity and another edge waveguide, we can not only take out  
the signal from the loop but also write the signal into the loop. Through controlling the magnetic field on the cavity,  
we can dynamically achieve the operation of reading and writing of electromagnetic signals.

**Key words** materials; magneto-optical photonic crystal; one-way edge mode; microcavity; all-optical reading  
and writing

**OCIS codes** 160.3820; 230.3240; 310.2790

## 1 引 言

很早以前科学家认为“不能静态地存储和处理光数据,光数据的存储和处理必须是在光高速传播的过程中”<sup>[1]</sup>。由于光的速度过快,在当时限制和存储光信号几乎是不可能的。然而,近年来科学和技术的发展证明了光的群速度可以减慢甚至降到零,从而可以有效地“限制”或者“阻止”光信号。在微波领域,环形谐振器广泛运用于带通滤波器、耦合器、混频器、隔离器和天线中。环形谐振器通常与其他波导相结合,控制光沿着单一方向环流,在光电回路中起着重要的作用<sup>[2-4]</sup>。然而,早期的环形谐振器系统中有很多端口,使得光信号不能在一个闭合路径中流动。因此,传统的环形谐振器不能运用于存储系统中。如果光信号能在独立的环形谐振器中循环流动,光信号就能够存储。因此,除了通过“限制”和“阻止”光脉冲来实现静态光存储外,还可以设计新型环形谐振器来动态地存储光数据。本文基于该新型环形谐振器设计了一种磁光存储系统。

收稿日期: 2015-05-18; 收到修改稿日期: 2015-06-10

基金项目: 江苏大学高级专业人才科研启动项目(13JDG003)

作者简介: 方云团(1965—),男,教授,主要从事基于光子晶体微纳光子器件的设计和光学超材料方面的研究。

E-mail: fang\_yt1965@sina.com

## 2 结构和方法

使用一个截断的二维磁光光子晶体平板与两个普通光子晶体相结合。在特定方向的外加直流磁场作用下,在二维磁光光子晶体边界上可分别激发两个单向边界模式。两个普通光子晶体作为限制层是为了阻止光散射进空气中。当结构的两个边界间距足够大时,两个边界模式不发生耦合作用。这里所使用的二维磁光光子晶体的参数和参考文献[7]中的相同。该二维磁光光子晶体由排列在空气中的钇铁石榴石(YIG)介质柱组成,介电常数为  $\varepsilon = 15\varepsilon_0$ ,半径为  $0.11a$ , $a$ 为晶格常数,且为正方晶格。作为覆盖层的普通光子晶体介质材料为氧化铝,介电常数  $\varepsilon = 10\varepsilon_0$ ,半径  $0.106a$ ,其晶格为旋转  $45^\circ$ 的正方晶格。当无磁场作用时,磁导率为  $\mu_0$ ,当有  $0.16\text{ T}$  稳恒偏置磁场作用在  $+z$  方向时,引发强烈的旋磁各向异性,使得磁光 YIG 材料磁导率表现为张量形式:

$$\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}) = \begin{bmatrix} \mu_1 & j\mu_2 & 0 \\ -j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中,  $\mu_1 = 14\mu_0$ ,  $\mu_2 = 12.4\mu_0$ 。二维磁光光子晶体的两个边界模式可以通过改进的平面波展开法得到<sup>[9]</sup>。对于  $E$  极化(电场沿着  $z$  轴),由麦克斯韦方程组中消去磁场分量,得到:

$$\nabla \times \frac{1}{\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \omega^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \varepsilon_0 \mu_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

方程中  $\frac{1}{\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})} = \begin{bmatrix} \mu' & j\mu'' & 0 \\ -j\mu'' & \mu' & 0 \\ 0 & 0 & \mu''' \end{bmatrix}$ 。利用周期结构的布洛赫原理,电场分量可进行如下展开:

$$E_z(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} E(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \exp[i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}], \quad (3)$$

上述方程中  $\mathbf{k}$  为在第一布里渊区里面布洛赫波的波矢量, $\mathbf{G}$  为周期结构倒格子空间晶格矢量, $E(\mathbf{k} + \mathbf{G})$  对应  $\mathbf{G}$  的展开系数。磁导率张量中的元素可以展开成傅里叶级数形式:

$$\mu' = \sum_{\mathbf{G}} \mu'(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (4)$$

$$\mu'' = \sum_{\mathbf{G}} \mu''(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (5)$$

上述方程中

$$\mu'(\mathbf{G}) = \frac{1}{A_u} \int \mu'(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (6)$$

$$\mu''(\mathbf{G}) = \frac{1}{A_u} \int \mu''(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (7)$$

式中  $A_u$  为周期性结构中的维格纳-塞茨原胞面积。将(3)~(5)式代入(2)式中,最后得出下列方程:

$$\sum_{\mathbf{G}'} [\mu'(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \mathbf{K}' \cdot \mathbf{K} - j\mu''(\mathbf{G} - \mathbf{G}') (\mathbf{K}' \times \mathbf{K} \cdot \mathbf{e}_z)] E(\mathbf{k} + \mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\mathbf{G}'} \varepsilon(\mathbf{G} - \mathbf{G}') E(\mathbf{k} + \mathbf{G}'), \quad (8)$$

式中,  $\mathbf{K} = \mathbf{k} + \mathbf{G}$  和  $\mathbf{K}' = \mathbf{k} + \mathbf{G}'$ , 以及  $\varepsilon(\mathbf{G}) = \frac{1}{A_u} \int \varepsilon(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}$ 。(8)式为无穷多个倒格矢  $\mathbf{G}'$  的和,但在允许的精度范围内可以选择有限个倒格矢代替。上述方程为矩阵的特征值方程,对于给定的波矢量  $\mathbf{k}$ ,解出相应的特征值角频率  $\omega$  就得到周期结构的能带,边界模式可以通过超胞技术得到。

## 3 结果与分析

根据(1)~(8)式并且利用超胞算法计算出系统结构的投影能带图,如图 1(a)所示。图中有两条位于磁光光子晶体与普通光子晶体共同禁带内的对称色散曲线。红色虚线和黑色实线分别对应上边界与下边界模式。每条色散曲线都有对应的单向群速度,但这两条色散曲线群速度方向相反。由于两个边界间距足够大,所以两者不会发生耦合现象,黑线曲线非常接近文献[7]中单个边界模式色散曲线。为了更加直接地表明单向边界模式,使用有限元频域方法计算了稳态电场  $E$  分布图,如图 1(b)所示。图中设置了两个点源,分别放置在上边界与下边界中间处,边界条件设置为散射边界。图 1(b)中下边界的点源激发单向边界模式只

向右传播,而上边界的点源激发的单向边界模式只朝左传播。

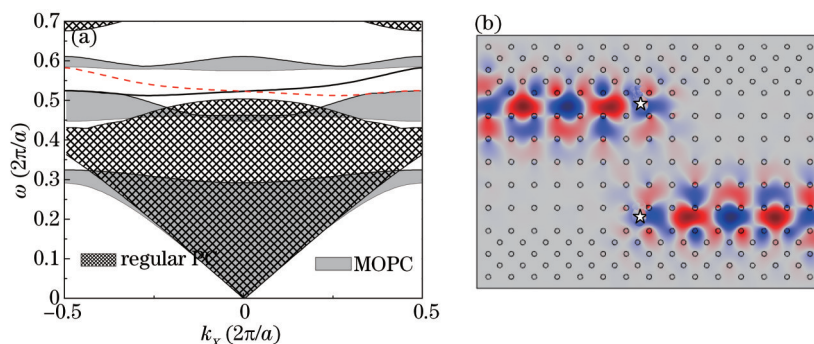


图1 (a) 磁光光子晶体与普通光子晶体投影能带图,红色虚线与黑色实线分别对应上下单向边界模式;

(b)上下单向边界态电场  $E_z$  分布图,点源(图中以五角星标注)角频率取为  $\omega = 0.5417(2\pi c/a)$

Fig.1 (a) Project bands for the magneto-optical photonic crystal and ordinary PC. The red dashed curve and the black solid curve denote the one-way edge modes, respectively; (b)  $E_z$  field distribution corresponding to the edge modes, the frequency for the point source (star) is  $\omega = 0.5417(2\pi c/a)$

为了使信号能在波导中形成环路,设计了矩形波导,如图2(a)所示。磁光光子晶体被普通光子晶体所包围,在两者界面处形成波导。由于结构参数保持不变,其形成的波导仍为单向波导。为研究波导的传输规律,利用基于有限元方法的电磁场模拟软件 Comsol 进行电磁波传播的仿真实验。图中给出了稳态电场  $E_z$  分布,点源放置在环形波导下方。由前文分析可得,电磁信号只能往一个方向传输。在下方波导中信号向左传输,而在上方波导中信号向右传输,因此正好形成封闭式循环回路。图2(b)给出了时间平均能流密度矢量的分布,从能流箭头可以清晰地看出信号传输的单向性和闭合回路形成的原因。

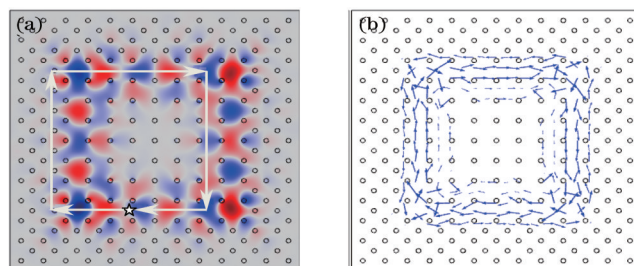


图2 (a) 闭合回路电场分量  $E_z$  分布图。点源(图中以五角星标注)角频率取为  $\omega = 0.552(2\pi c/a)$ ; (b) 时间平均坡印廷矢量分布

Fig.2  $E_z$  field distribution in the close loop for a point source with  $\omega = 0.552(2\pi c/a)$ ; (b) distribution of time averaged Poynting vectors

环形波导为光存储系统的核心部件。当电磁信号在环形波导中激发时,由于信号不能外泄,实现了信号的存储。但单个环形波导还没有实际价值,因为信号不能从系统取出。为了能够将信号取出,即实现读的功能,设计了另外一条单向边界波导,这在图2普通光子晶体的上方再添加磁光光子晶体即可。在普通光子晶体中设置一个微腔,方法是增大一个介质柱半径,并且去除该微腔介质柱旁边4个介质柱。由于微腔的耦合效率取决于微腔的物理属性,为实现动态的读写操作,微腔中心介质柱也采用磁性材料 YIG,以便可以通过外加磁场调节微腔的属性。选择的介质柱半径为  $2.13r_c$  ( $r_c$  为普通光子晶体介质柱半径),当频率为  $\omega = 0.54413(2\pi c/a)$  时对微腔介质柱施加外界磁场,该微腔能将矩形波导内能量全部耦合到上方单向波导。但除去外界磁场后,由于微腔共振频率发生变化,回路与微腔不能发生耦合共振,能量则不能经该微腔耦合出去。因此通过外加磁场可以对该系统进行耦合条件的控制。图3(a)~(c)分别给出了对微腔介质柱施加磁场与去除磁场时的电场分布图。在图3(a)中可以清楚看出波从矩形波导中经耦合腔进入到上方单向波导中。由于能量被完全耦合出去,信号在回路中的循环沿顺时针方向只进行了左边的一半。在上方波导中,只有往左传输的电磁信号,显示了上方波导的单向特性。图3(b)与图3(a)比较可知,两部分磁光光子晶体的外加磁场方向变为反向,信号在回路中的循环沿逆时针方向进行了右边的一半。在上方波导中,只有往右传输的电磁信号。图3(c)是在图3(a)的基础上去除微腔介质柱上的磁场,结果耦合条件被破坏,电磁信号又在回路中形成闭合循环,上方单向边界波



导没有任何电磁信号。图 3(d)~(f)分别给出了对应图 3(a)~(c)时间平均坡印亭矢量的分布,从能流矢量方向可以看出信号流的运动方向。图 3(d)显示能流沿顺时针方向经过左边回路,微腔中能流沿顺时针方向转动,把能量耦合到上方单向边界波导。在上方单向边界波导中能流矢量方向明显向左。图 3(e)的情况正好与图 3(d)相反。在图 3(f)中,能流矢量完全局限在回路中,并构成逆时针循环。

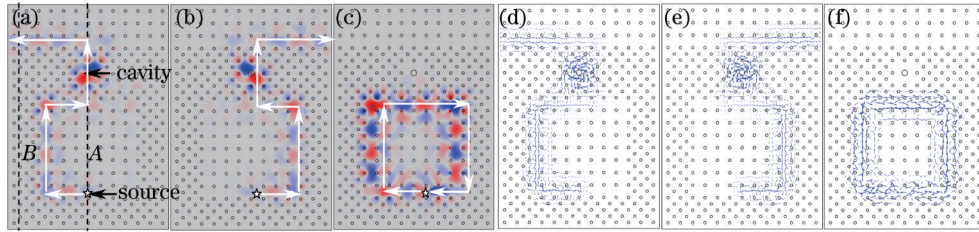


图 3 不同条件下电场分量  $E_z$  和平均坡印亭矢量分布图。(a) 对整体施加  $+z$  方向磁场  $E_z$  分布; (b) 对整体施加  $-z$  方向磁场  $E_z$  分布; (c) 去除微腔介质柱磁场  $E_z$  分布。(d),(e),(f) 为图 (a),(c),(b) 对应的平均坡印亭矢量分布图。白色箭头代表传输方向  
Fig.3 Distributions of  $E_z$  and time-averaged Poynting vectors. (a)  $+z$  magnetic field; (b)  $-z$  magnetic field; (c) no magnetic field on the cavity rod; (d), (e) and (f) are distributions of time-averaged Poynting vectors corresponding to (a), (b) and (c). White arrows denote the transmission directions

为了观察微腔与单向边界波导的耦合效率,计算了图 3(a)中沿直线 A、B 的平均电场能量密度。直线 A 正好穿过矩形波导中的源和普通光子晶体中的微腔,而线条 B 位于单向输出波导左端口。计算结果如图 4 所示,图中平均电场能量密度值是以与源电场平均能量值的比值来表示。沿直线 A 可以清晰地看到 3 个峰值,分别对应矩形波导中的源,微腔共振的 2 个简并模式。由于微腔共振,微腔能量值远大于激励源值,微腔将能量从矩形波导耦合到单向波导。比较输出端口数值与激励源数值可以看出输出效率接近 100%。

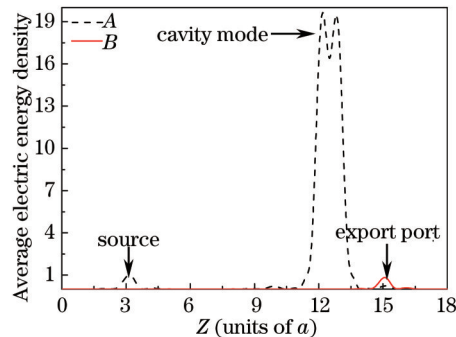


图 4 在图 3(a)中沿直线 A、B 的平均电场能量密度值

Fig.4 Average electric field energy density along lines A and B in Fig.3 (a)

一个完整的存储系统仅有读的功能是不够的,还必须要要有写数据的功能。为此基于图 3,在上方单向波导的右边放置一个信号源,频率仍为  $\omega = 0.54413(2\pi c/a)$ ,数值仿真结果如图 5(a)所示。电磁信号先通过微腔耦合进入封闭的矩形波导中,在矩形波导中构成循环,形成信号的存储,此时还有一部分能量再通过该微腔

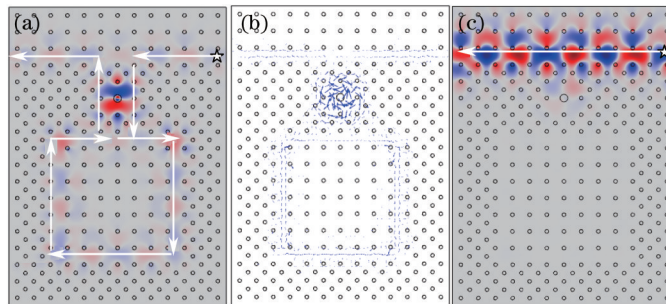


图 5 (a) 微腔介质柱施加外界直流磁场,电磁信号写入环形存储器; (b) 与(a)对应的平均能流分布; (c) 去除微腔介质柱磁场后,电磁信号不能写入环形存储器中。图中所有的箭头皆为传输方向

Fig.5 (a) EM signal is written into the loop through applying the magnetic field on the cavity; (b) corresponding time-averaged Poynting vectors of (a); (c) EM signal cannot be written into the loop if the magnetic field is removed. All the arrows denote the transmission directions

耦合进入单向波导。对应的平均能流矢量分布如图 5(b)所示,在微腔中能流矢量沿逆时针旋转,回路中能流矢量沿顺时针旋转。该过程说明信号被微腔写进环形回路。若将微腔介质柱磁场去除,则信号将不能被写入到环形回路,信号将无任何干扰沿单向波导传播,仿真结果如图 5(c)所示。

## 4 结 论

通过单向边界模式与微腔的耦合建立了闭合环形波导,进而设计了电磁信号的读写存储器。给定特定的结构参数,电磁能流将被限制在该闭合环形波导中。如果环形波导与另外一个单向波导通过磁性微腔耦合,则电磁信号不仅能从闭合回路读出,而且也可以从外界写进闭合回路。读写操作可通过控制微腔上的磁场来实现。该设计的优点是实现光信号动态的存储和读写,具有单向边界态的抗干扰性;不足之处,读写操作还需要外磁场控制,没有实现全光操作。研究结果将为磁光读写存储器的设计提供一定的参考。

## 参 考 文 献

- 1 Vlasov Y A, O'Boyle M, Hamann H F, *et al.*. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides[J]. *Nature*, 2005, 438(7064): 65-69.
- 2 Smigaj W, Romero-Vivas J, Gralak B, *et al.*. Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field [J]. *Opt Lett*, 2010, 35(4): 568-570.
- 3 Wang Z, Fan S. Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals[J]. *Opt Lett*, 2005, 30(15): 1989-1991.
- 4 Wilson R Almeida, Carlos A Barrios, Roberto R Panepucci, *et al.*. All-optical switching on a silicon chip[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(24): 2867-2869.
- 5 Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(1): 013904.
- 6 Raghu S, Haldane F D M. Analogs of quantum-Hall-effect edge states in photonic crystals[J]. *Phys Rev A*, 2008, 78(3): 033834.
- 7 Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos John D, Soljacic M. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(1): 013905.
- 8 Wang Z, Chong Y D, Joannopoulos John D, *et al.*. Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states[J]. *Nature*, 2009, 461(7265): 772-776.
- 9 Jiang Aimin, Wu Ruixin, Xu Jie. Band gap of two-dimensional magnetized photonic crystals by plane-wave expansion method[J]. *Journal of Nanjing University*, 2008, 44(4): 401-407.  
蒋爱敏, 伍瑞新, 徐 杰. 应用平面波展开法计算色散和各向异性二维磁性光子晶体的带隙[J]. *南京大学学报*, 2008, 44(4): 401-407.

栏目编辑: 韩 峰