

光控液晶光子晶体微腔全光开关*

周建伟¹⁾²⁾ 梁静秋¹⁾ 梁中翥¹⁾ 田超¹⁾²⁾ 秦余欣¹⁾ 王维彪^{1)†}

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 长春 130033)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013年2月1日收到; 2013年3月25日收到修改稿)

设计了一种缺陷模迁移光子晶体微腔全光开关. 两条二维三角晶格空气孔光子晶体波导由一个光子晶体微腔连接, 在微腔的点缺陷中填充有少量偶氮聚合物的苯乙炔类液晶. 通过调节控制光的偏振态, 使偶氮聚合物发生顺-反异构化反应, 带动液晶分子重新取向, 从而改变光子晶体微腔的谐振波长, 进而实现光的通过与截止. 运用时域有限差分法和平面波展开法分析了二维光控液晶光子晶体微腔全光开关的光学特性. 数值计算结果表明: 对于 $1.55 \mu\text{m}$ 通信波段通过外界偏振光控制所填充的向列相液晶的折射率可以实现对光波的导通与截止. 分析结果显示, 此开关具有阈值低, 消光比较大, 体积小等优点.

关键词: 二维光子晶体微腔, 波导, 时域有限差分 (FDTD), 液晶

PACS: 42.79.Ta, 42.70.Qs

DOI: 10.7498/aps.62.134208

1 引言

1987年 Yablonovich 和 John 分别在研究如何抑制自发辐射和无序电介质材料中的光子局域时, 各自独立地提出了“光子晶体”(photonic crystal)的概念^[1,2]. 光子晶体是由不同介电常数的物质在空间周期性排列而形成的人工微结构. 由固体电子能带理论可知, 晶体中的电子由于受到晶格的周期性势场的 Bragg 散射, 色散关系会呈带状分布, 这就是人们熟知的电子能带结构. 与之相似, 电磁波在光子晶体中传播时, 也会由于受到介电物质的周期性空间调制而形成能带结构, 光子能带之间可能出现带隙, 即光子带隙 (photonic band gap, PBG) 频率落在光子禁带中的电磁波不能在光子晶体内部传播, 所以光子晶体又被称为光半导体.

现阶段所制备的光子晶体多数是不可调的, 光子晶体的禁带位置、禁带宽度和谐振频率等不能发生变化. 如果这些性质是可调的, 例如通过施加电场、光场、磁场或者改变温度等方式改变介质的折射率等参数, 从而实现对光子晶体性质的调节,

那必将产生一系列新的效应, 进而实现基于光子晶体的光调制器^[3-15].

全光开关是一种重要的光子晶体光调制器件, 自 1994 年 Scalora 等^[8]提出了光子晶体全光开关的思路以来, 光子晶体全光开关的研究受到了极大关注. 其调制机理可分为光子带隙迁移和缺陷模式迁移等机理, 光子带隙迁移易于在实验中容易观测到全光开关的现象, 但是因为这种方法受到光子带隙边缘斜率的严重限制, 要获得明显的全光开关效应和较高的探测光透过率对比较困难^[9,10], 缺陷模式迁移不受光子带隙边缘斜率的影响, 而且, 在缺陷模处存在强烈的光子局域效应, 这都有利于光子晶体全光开关的实现^[11-14]. 例如, 2004 年, Locatelli 等利用 AlGaAs 的非线性效应设计了光子晶体波导耦合器, 利用两条波导在不同折射率下的不同耦合情况, 实现了全光开关效应, 消光比 20 dB, 阈值 5 GW/cm^2 , 器件长度超过 $70 \mu\text{m}$ ^[11]. 2005 年, Hu 等设计了基于聚苯乙烯材料的二维非线性光子晶体波导全光开关, 通过泵浦光控制材料折射率, 进而使光子晶体波导的缺陷模迁移, 开关响应时间 10 ps, 探测光透过率 70%, 抽运光阈值

* 国家自然科学基金(批准号: 60877031)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangwbcn@126.com

18.7 GW/cm²[12]. 2012 年, Fei 等在填充了聚苯乙烯的半导体介质柱光子晶体中利用光子晶体波导与微腔的边耦合实现了全光开关, 在 80 GW/cm² 的抽运光下, 微腔缺陷模迁移 15 nm[13]. 但是, 目前大部分的光子晶体全光开关是直接使用非线性光学材料或在整个光子晶体中填充功能性材料, 为了使材料折射率发生足够改变, 需要较强的抽运光, 阈值较高. 材料折射率的变化会导致光子晶体禁带结构变窄, 不利于缺陷模的利用. 而且, 光子晶体波导与微腔的耦合方式为边耦合, 增加了器件的复杂性和体积.

本文设计了一种新型的缺陷模迁移光子晶体全光开关, 用光子晶体微腔连接两条光子晶体波导, 光子晶体波导与微腔直接耦合, 选用掺有少量偶氮聚合物(如偶氮苯)的苯乙炔类液晶作为填充材料, 填充入二维光子晶体微腔的点缺陷中, 通过调节控制光的偏振态来改变微腔的谐振波长, 进而实现对光波传输的导通与截止. 与传统全光开关和目前的许多光子晶体全光开关相比, 苯乙炔类液晶中掺有的少量偶氮聚合物(如偶氮苯)分子在光功率为 mW/cm² 量级的控制光照射下就能够发生顺-反异构化反应, 远小于普通一般非线性材料所需的 GW/cm² 量级, 光控阈值低; 器件反应时间在纳秒量级, 远快于一般的液晶盒中电场调制时的响应速度; 而且光子晶体波导与光子晶体微腔直接耦合, 使得结构更简单, 体积更小, 易于集成; 消光比较大. 在光通讯、光计算和快速光信息处理等领域都具有非常广阔的应用前景.

2 理论模型

二维光子晶体结构多种多样, 主要可以分为空气孔结构和介质柱结构两种, 晶格排列方式主要有正方晶格、三角晶格等结构[16,17]. 本文采用了三角晶格空气孔结构. 图 1 所示为所设计的光控液晶光子晶体微腔全光开关模型, 背景材料为 Si, 折射率为 3.4, 晶格周期为 a , 圆孔为空气孔, 孔半径为 $R = 0.37a$, 折射率 1. 用光子晶体微腔连接两条光子晶体波导, A 端为输入波导, B 端为输出波导. 从 A 端输入光波时, 只有符合微腔谐振频率的光才可能高效率的通过光子晶体微腔耦合进入输出波导. 微腔由一个半径为 r 的点缺陷和点缺陷两旁的两个空气孔构成, 在点缺陷内填充掺有少量偶氮聚合物的苯乙炔类液晶. 计算的时候在 A 点放置激励源, 在 B 点接收并记录信号数据, 如图 1 所示.

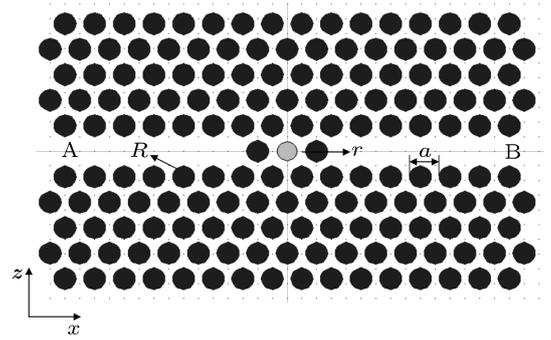


图 1 光控液晶光子晶体微腔全光开关结构图

由于三角晶格空气孔型光子晶体存在较宽的 TE 波禁带, 所以下面的讨论全部针对于 TE 波模式, 也即光波电场方向垂直于孔所在的方向, 并忽略液晶对电磁波的吸收. 在微腔中填充掺有少量偶氮聚合物的苯乙炔类液晶, 用一定强度 ($> 0.7 \text{ mW/cm}^2$) 和波长 (366 nm) 的线偏振紫外光照射偶氮苯化合物使之发生顺-反异构化反应, 弯曲的顺式结构转变成杆状的反式结构, 反式异构体在偏振光作用下, 带动液晶分子重新取向, 新的取向垂直于控制光的偏振方向[18-20]. 顺-反异构过程是可逆的, 当用可见光 ($> 400 \text{ nm}$) 照射时, 偶氮化合物由反式转变为顺式, 相应地液晶由向列相转变为各向同性相. 有研究表明[21], 在一定强度的脉冲 (355 nm, 25 ps, fwhm) 激光的辐照下, 偶氮分子的顺-反异构化反应的响应时间在纳秒量级 (约 200 ns), 远小于一般的液晶盒中电场调制时的响应速度. 在一个反-顺-反循环中, 我们可通过改变外加控制光的偏振方向来调制液晶分子的取向, 从而改变液晶分子的折射率, 进而实现对填充液晶的光子晶体微腔的谐振波长进行调制.

苯乙炔类液晶的正常折射率和反常折射率分别为 $n_o = 1.590$ 和 $n_e = 2.223$ [10], 当电磁波的电场方向垂直于液晶的指向矢时, 液晶呈现出正常折射率; 当电磁波的电场方向平行于液晶的指向矢时, 液晶呈现出反常折射率. 因此, 在二维平面内, 向列相液晶的介电张量元可以表述如下.[10]:

$$\epsilon_{xx}(r) = \epsilon_o(r) \sin^2 \varphi + \epsilon_e(r) \cos^2 \varphi, \quad (1)$$

$$\epsilon_{zz}(r) = \epsilon_o(r) \cos^2 \varphi + \epsilon_e(r) \sin^2 \varphi, \quad (2)$$

$$\epsilon_{xz}(r) = \epsilon_{zx}(r) = [\epsilon_e(r) - \epsilon_o(r)] \sin \varphi \cos \varphi, \quad (3)$$

式中, φ 是液晶指向矢的旋转角, $n = (\cos \varphi, \sin \varphi)$ 为液晶的指向矢, 光子晶体微腔中的折射率分布发生变化时, 微腔的谐振频率也会发生改变. 本文正

是利用控制光偏振态控制液晶取向来改变微腔中的折射率分布,从而达到对光传播的导通与截止.

本文采用时域有限差分法 (FDTD) 来研究光在光开关中的传播特性. 1966 年 Kane S. Yee 提出,用后来被称为 Yee 氏网格的空间离散方式,把带时间变量的麦克斯韦旋度方程转化为一组差分方程,对电磁场 E, H 分量在空间和时间上进行交替抽样的离散,并在时间轴上逐步推进求解空间电磁场的值 [22]. 利用时域有限差分法可将 TE 波麦克斯韦旋度方程转化为

$$E_z|_{i,j}^{n+1/2} = E_z|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y|_{i+1,j}^n - H_y|_{i,j}^n}{\Delta x} \right), \quad (4)$$

$$E_x|_{i,j}^{n+1/2} = E_x|_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j}} \left(\frac{H_y|_{i,j+1}^n - H_y|_{i,j}^n}{\Delta z} \right), \quad (5)$$

$$H_y|_{i,j}^{n+1} = H_y|_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j}} \left(\frac{E_x|_{i,j}^{n+1/2} - E_x|_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j}^{n+1/2} - E_z|_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right). \quad (6)$$

给定初始场分布情况以及边界条件时,上述方程即可用来计算电磁场各场分量随时间和位置的变化规律.

3 数值计算与分析

3.1 微腔结构设计

光子晶体微腔是光开关的关键部分只有输入光的波长 λ 符合光子晶体微腔的谐振波长时,输入光才有可能被微腔高效耦合进入输出波导. 当苯乙炔类液晶中掺杂的偶氮聚合物分子在控制光作用下发生顺-反异构化反应,带动液晶分子重新取向,改变微腔中的折射率,进而改变了微腔的谐振波长. 如果谐振波长变化不大,波长 λ 的光仍包括在谐振峰之内,则仍然会有部分光经微腔耦合进入输出波导. 但是如果谐振波长发生了较大的变化,波长 λ 的光已经不在谐振峰之内,那么波长 λ 的光将无法被耦合进输出波导,基本被微腔完全反射回去,这样就实现了较大的消光比.

在图 1 中 A 点处设置一个时域上的高斯脉冲光源,在 B 点处设置探测器,对探测结果进行快速傅里叶变换 (FFT),就可以得到透射系数随波长的变化关系. 边界处使用的都是完美匹配层 (PML) 边界条件,完美匹配层厚度为 8 层网格,完美匹配层反射系数为 1×10^{-8} . 适当调节控制光偏振态,使微

腔中液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$, 分别对一系列的 r 值进行计算,就可以确定不同 r 值下微腔的谐振波长,及在此情况下光开关的透射率. 图 2 分别是 $r = 0.2a, 0.28a, 0.34a$ 时,透过率与归一化波长 λ/a 的关系曲线. 从图 2 中可知,谐振波长处的透射率为最大值. 图 2(a) 中, $r = 0.2a$ 时,谐振波长为 3.507,谐振波长处的透射率为 96.94%; 图 2(b) 中 $r = 0.28a$ 时,谐振波长为 3.368,谐振波长处的透射率为 91.64%; 而 $r = 0.34a$ 时,谐振波长为 3.303,谐振波长处的透过率为 99.90%. 在 r 值为 $0.2a$ 和 $0.28a$ 时,波长为谐振波长的光有一部分被反射回

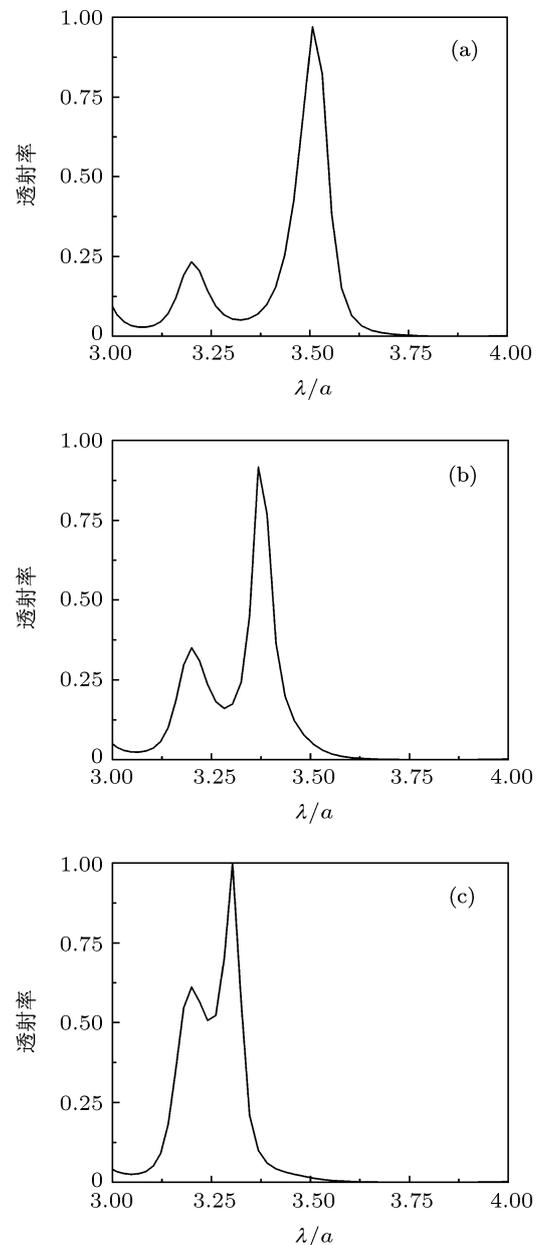


图 2 透过率与归一化波长 λ/a 的关系曲线 (a) $r = 0.2a$; (b) $r = 0.28a$; (c) $r = 0.34a$

输入波导,透射率只在 90%左右,这是由于透射率在受到光波长的影响的同时,还受到微腔耦合系数的影响.

采用平面波展开法分析输入、输出波导得到波导色散曲线图,如图 3(a).由于使用平面波展开法,以下将归一化波长转化为归一化频率.在归一化频率 0.303(归一化波长为 3.303)处,波导存在一个模式.图 3(b)是波导模式的模式场图,波导模式为偶模.

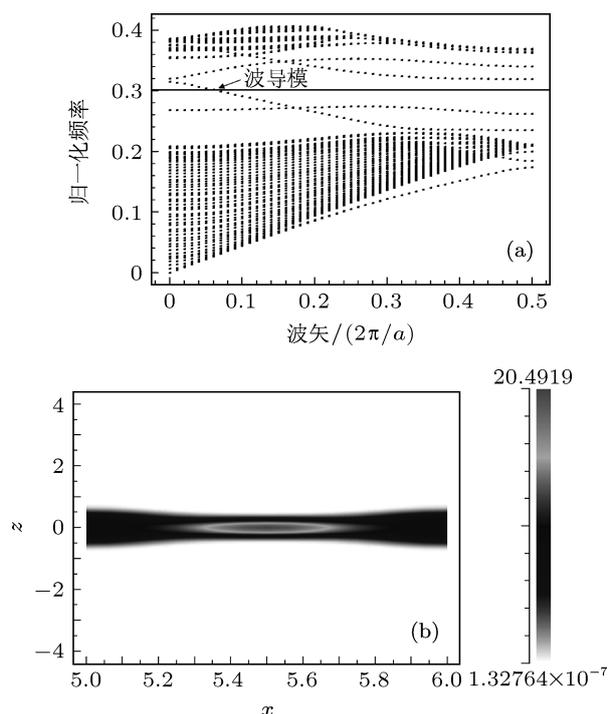


图 3 (a) 波导色散曲线; (b) 波导模式的模式场

下面采用平面波展开法分析光子晶体微腔,令 $r = 0.34a$.当微腔中液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$ 时,计算结果表明光子晶体微腔在归一化频率 0.303(归一化波长为 3.303)附近存在一个模式,称作微腔模式 1,如图 4 所示.当微腔中液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时,计算结果表明光子晶体微腔在归一化频率 0.303(归一化波长为 3.303)附近不存在模式,缺陷模式已经迁移到归一化频率 0.334(归一化波长为 2.994)处.从图中可知,对于微腔模式,大部分能量在微腔中震荡.经计算,反常折射率 $n_e = 2.223$ 时,微腔品质因数 Q 为 23542.

通过以上时域有限差分法和平面波展开法的计算可知, $r = 0.34a$,微腔中液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$ 时,对于归一化频率 0.303(归一化

波长为 3.303),微腔的微腔模式能够存储光场能量,微腔能够将光在输入输出波导间高效率的耦合.当微腔中液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时,缺陷模式已经迁移到归一化频率 0.334(归一化波长为 2.994)处,微腔无法存储归一化频率 0.303(归一化波长为 3.303)得光波.

综上,本文选择微腔点缺陷尺寸 $r = 0.34a$.调整晶格常数 a ,在透过率不变的同时,光控液晶光子晶体微腔全光开关可适用于不同波长.为了适应 $1.55 \mu\text{m}$ 通信波段设计光子晶体晶格常数 $a = 470 \text{ nm}$,空气孔半径 $R = 174 \text{ nm}$,微腔点缺陷半径 $r = 160 \text{ nm}$.

3.2 器件性能分析

在确定了光子晶体微腔全光开关结构参数和传输波长后,将图 1 中 A 点处的光源改为发射 $1.55 \mu\text{m}$ 波长光的持续波光源.通过调制外加控制光的偏振态,微腔中液晶材料的折射率能够在 2.223 和 1.590 之间跳变.当微腔中折射率分布改变时,微腔的谐振波长也会发生变化,此时 $1.55 \mu\text{m}$ 的光基本无法被微腔耦合进入下一段输出波导.

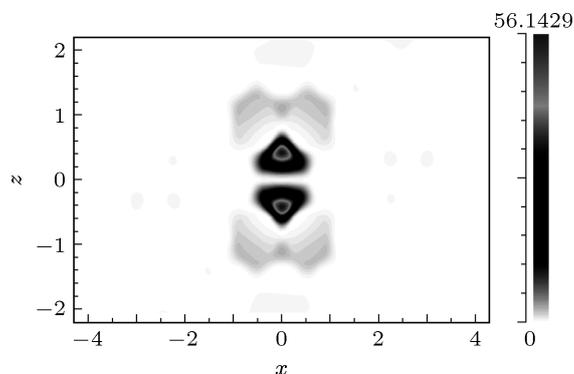


图 4 微腔模式的模式场

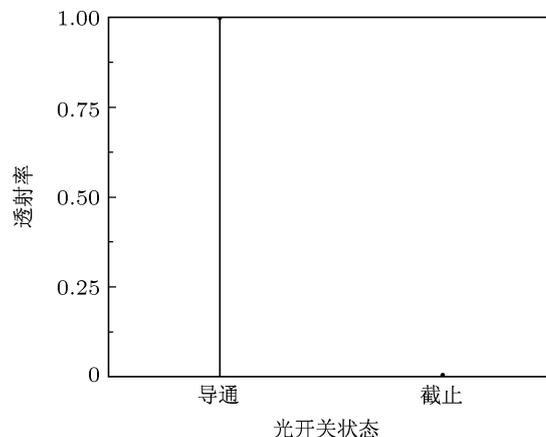


图 5 光开关导通和截止状态下的透射率

对折射率为 2.223 和 1.590 时的光开关透过率进行计算, 能够得到透过率与光开关状态的关系曲线, 如图 5 所示. 从图中可知液晶折射率为反常折射率 $n_e = 2.223$ 时, 透射率达到 99.90%; 液晶折射率为正常折射率 $n_o = 1.590$ 时, 透射率仅为 0.44%. 计算可得光开关的消光比为 23.56 dB, 光开关具有较好的消光性能.

图 6 分别是液晶折射率取不同值时, 光开关中 $1.55 \mu\text{m}$ 波长的光波的光场分布图. 结果表明, 液晶折射率 $n = n_e = 2.223$ 时, 绝大部分的能量都到达了右边的波导; 液晶的折射率 $n = n_o = 1.590$ 时, 绝大部分能量被微腔反射回输入波导, 只有很小的一部分能量到达右边波导.

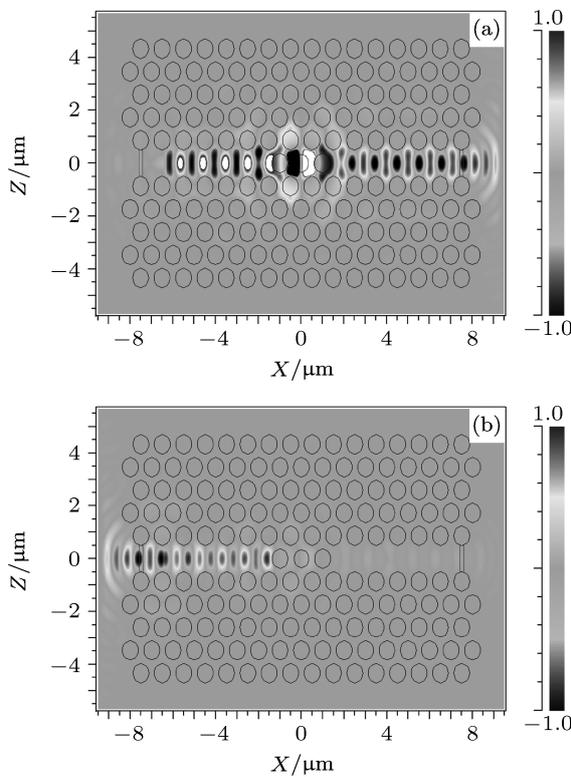


图 6 光开关中的光场分布图 (a) 液晶折射率 $n = 2.223$; (b) 液晶折射率 $n = 1.590$

图 7 是光开关处于导通状态时放置于图 1 A, B

附近处的探测器值, B 线为透射强度, A 线为反射强度, 纵坐标为强度, 横坐标为 $cT (\mu\text{m})$, 其中 c 为真空中光速, T 为时间. 从图中可知, 横坐标为 $400 \mu\text{m}$ 时达到稳定. 光波完全通过, 此时 $T = 1.33 \text{ ps}$, 远小于偶氮分子的顺-反异构化反应的响应时间. 所以器件响应时间主要由偶氮分子的顺-反异构化反应的响应时间决定, 响应时间在纳秒量级 (约 200 ns), 远小于一般的液晶盒中电场调制时的响应速度.

由于偶氮聚合物在强度大于 0.7 mW/cm^2 的线偏振紫外光照射下就能发生顺-反异构化反应^[18,19], 所以器件的阈值极低.

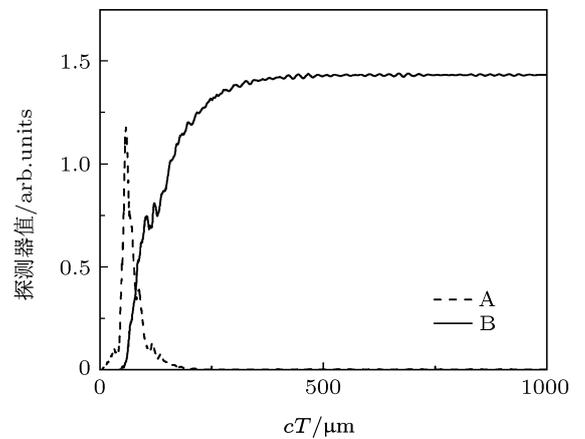


图 7 光开关在导通状态下通光强度与时间响应图

4 结论

运用时域有限差分方法和平面波展开法设计了目标波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 的光控液晶光子晶体微腔全光开关, 通过外加线偏振控制光调节填充入微腔的掺有少量偶氮聚合物的苯乙炔类液晶分子的折射率, 进而使微腔的缺陷模迁移. 计算了处于不同传输状态时该光开关的透过率, 导通状态时透过率为 99.90%, 截止状态时透过率为 0.44%, 开关消光比为 23.56 dB, 阈值 0.7 mW/cm^2 . 相对于传统的光开关, 该全光开关具有阈值低, 结构简单, 体积小, 易于集成, 消光比较大等优点.

[1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
 [3] Chen Y L, Lien W C 2005 *Opt. Commun.* **256** 114
 [4] Leonard S W, Mondia J P, Driel H M, Toader O, John S 2000 *Phys. Rev. B* **61** 2389
 [5] Hiroyuki T, Katsumi Y 2003 *Phys. Rev. E* **67** 056607
 [6] Hiroyuki T, Katsumi Y 2003 *Phys. Rev. B* **67** 073106
 [7] Tan C H, Huang X G 2008 *Journal of Applied Optics* **29** 3 452 (in Chinese) [谭春华, 黄旭光 2008 应用光学 **29** 3 452]
 [8] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, Bloemer M J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1368
 [9] Gong Q H, Hu X Y 2006 *Acta Scientiarum Naturalium Universitatis*

- Pekinensis* **42** 1
- [10] Tan C H, Huang X G 2010 *Acta. Optica. Sinica* **30** 2714(in Chinese)
[谭春华, 黄旭光 2010 光学学报 **30** 2714]
- [11] Locatelli A, Modotto D, Paloschi D, Angelis C D 2004 *Opt Commun.* **237** 97
- [12] Hu X Y, Gong Q H, Liu Y H, Cheng B Y, Zhang D Z 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 23111
- [13] Fei Q, Zi M M, Zhi Y L 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 2314
- [14] Tanabe T, Nishiguchi K, Shinya A, Eiichi K, Hiroshi I, Masaya N, Koji Y, Tai T, Toshifumi W, Hiroshi F, Hiroyuki S, Seiichi I 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 3 031115
- [15] Wang C H, Zhao G H, Chang S J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 157805 (in Chinese) [王昌辉, 赵国华, 常胜江 2012 物理学报 **61** 157805]
- [16] Kersten S, Roman K 2010 *Opt. Lett.* **18** 7307
- [17] Tada T, Poborchii V V, Kanayama T. 2002 *Microelectronic Engineering* **63** 259
- [18] Schadt M, Schmitt K, Kozinkov V, Chigrinov V 1992 *Japn. J. Appl. Phys.* **31** 2155
- [19] Tan C H, Huang X G, Yin J L 2006 *Chinese Journal of Liquid Crystals and Display* **21** 291 (in Chinese) [谭春华, 黄旭光, 殷建玲 2006 液晶与显示 **21** 291]
- [20] Liang Z C, Ming H, Wang Pei, Zhang J Y, Long Y Z, Xia Y, Xie J P, Zhang Q J, 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2482 (in Chinese) [梁忠诚, 明海, 王沛, 章江英, 龙云泽, 夏勇, 谢建平, 张其锦 2001 物理学报 **50** 2482]
- [21] Tsutsumi O, Ikeda T 2002 *Current Opinion in Solid State & Materials Science* **6** 563
- [22] Wang C Q, Zhu X L 1994 *The FDTD Method in Electromagnetic Field* (Beijing: Peking University Press) p18 (in Chinese) [王长庆, 祝西里 1994 电磁场计算中的时域有限差分法 (北京: 北京大学出版社) 第 18 页]

Tunable two-dimensional photonic crystal cavity all-optical switching infiltrated with liquid-crystal*

Zhou Jian-Wei¹⁾²⁾ Liang Jing-Qiu¹⁾ Liang Zhong-Zhu¹⁾ Tian Chao¹⁾²⁾
Qin Yu-Xin¹⁾ Wang Wei-Biao^{1)†}

1) (State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

2) (Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 1 February 2013; revised manuscript received 25 March 2013)

Abstract

A novel photonic crystal (PC) all-optical switch based on the shift of defect mode is demonstrated. Two photonic crystal waveguides are connected by a photonic crystal cavity. The point defect of the photonic crystal cavity is filled with phenylacetylene liquid crystals intermingled with azobenzene. The output of the optical switch is controlled by adjusting the rotation angle of the liquid crystals' orientation vector. And the optical switch is numerically investigated by using the finite difference time domain (FDTD) method and plane wave expansion method. Numerical simulation shows that the optical switch based on the PC cavity can be changed by adjusting the applied linearly polarized light. Results show that the switch has low threshold power density, great extinction ratio, and small size.

Keywords: two-dimensional photonic crystal cavity, waveguide, finite difference time domain (FDTD) method, liquid crystals

PACS: 42.79.Ta, 42.70.Qs

DOI: 10.7498/aps.62.134208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60877031)

† Corresponding author. E-mail: wangwbcn@126.com