

# 基于光子晶体自准直和带隙效应的马赫-曾德尔干涉仪设计\*

韩奎<sup>†</sup> 王子煜 沈晓鹏 吴琼华 童星 唐刚 吴玉喜

(中国矿业大学理学院物理系, 徐州 221116)

(2010年5月5日收到; 2010年6月18日收到修改稿)

结合能带图和等频图分析, 基于光子晶体自准直和光子带隙效应, 设计了一种紧凑、高效的全光子晶体马赫-曾德尔(MZ)干涉仪. 相应的光分束器和反射镜均由缺陷结构的光子晶体实现. 讨论了干涉仪的输出机理, 并与时域有限差分法(FDTD)模拟结果进行了比较. 结果分析表明可以把MZ干涉仪作为一种气体、液体微型探测器. 可在集成光学中起到重要的作用.

**关键词:** 光子晶体, 自准直, MZ干涉仪

**PACS:** 42.70.Qs, 07.60.-J, 42.79.-Ag

## 1. 引言

自从1987年Yablonovitch和John分别提出光子晶体概念以来<sup>[1,2]</sup>, 光子晶体便受到物理学、材料学等方面研究者的广泛关注, 并取得了一系列重要成果. 光子晶体不仅是一种与现代高科技密切相关的新材料, 也为相关学科发展和高科技技术突破带来新机遇的关键性基础材料<sup>[3-7]</sup>. 利用光子晶体可控制光子运动的特点, 可以在光学仪器设计中利用光子晶体替代传统的器件, 以实现光学仪器的微型化.

马赫-曾德尔干涉仪(Mach-Zehnder interferometer, MZI)是一种常见的双光束干涉仪器, 常被用于研究大体积折射率的分布情况. 如在航空工程的风洞实验中研究飞机模型的空气阻力, 流动的空气吹过飞机模型后在其周围形成空气的压强与密度分布, 它最大的优点是可以把相位信号转化为振幅信号. 基于MZ干涉仪原理, 已经发展了很多光学控制仪器, 如光分插滤波器、折射率探测器、波分复用器、强度调节器、全光开关等<sup>[8-16]</sup>. 最近, 在理论和实验上验证了可以利用线缺陷结构实现二维光子晶体下MZ干涉仪<sup>[17-19]</sup>, 这些研究的特点都是利用了禁带缺陷型波导结构来实现二维光子晶体MZ干涉仪. 在本

文中, 将利用自准直效应代替缺陷型波导来控制光在光子晶体中的传播. 自准直效应是利用光子晶体中布洛赫波的色散特性来操控光的传播, 能够在无缺陷波导情况下保持光的直线传播而不发散<sup>[20-24]</sup>. 自准直效应已经在二维、三维光子晶体中通过实验得到了验证<sup>[25-27]</sup>. 基于自准直效应的光子器件, 如光折弯、光分束、偏振分束器等在理论和实验上也得到了广泛研究<sup>[28-33]</sup>.

本文利用自准直效应形成的“虚拟波导”实现二维光子晶体MZ干涉仪. 相应的光分束和光反射镜均由缺陷结构实现. 讨论了干涉仪的输出与填充物质的关系并与时域有限差分法(FDTD)的模拟结果进行比较. 一系列分析表明, 该MZ干涉仪存在很好的光学特性, 可以把MZ干涉仪作为一种微型气体、液体探测器, 在以后的集成光学中可能会起到重要的作用.

## 2. 二维光子晶体中的自准直效应

### 2.1. 自准直效应

1998年Kosaka提出了所谓的自准直效应: 即光束在光子晶体中传播时不依赖入射角和波导结

\* 中央高校基本科研业务经费专项资金(批准号: 2010LKWL05)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: han6409@263.net

构就能保持单一方向传播,并且没有发散和衍射增宽<sup>[21]</sup>. Witzens 等人从理论上详细论证了二维平板光子晶体结构中的自准直,红外和可见光波段的自准直效应在实验中已经实现<sup>[23,27]</sup>. 基于自准直效应的光学器件在理论和实验上也得到了广泛研究. 可以预计在不久的将来,无需引入任何缺陷就能实现光束传播的自准直“虚拟波导”就像连接电子器件的导线,将会成为连接各类光子器件的纽带,基于自准直效应的光子学器件也会在未来的高度集成光路中发挥重要作用.

本文研究由二维正方格子空气孔阵列组成的晶格结构,空气孔半径为  $r = 0.26a$ ,背景介质为 Si

( $\epsilon = 12$ ),其中  $a$  和  $\epsilon$  分别代表晶格常数和介电常数. 图 1(a) 是该晶格结构对于 TE 模(电场分量垂直于空气孔的轴)的等频图. 在光子晶体中,复杂的能带结构使能流的传播方向与波矢  $k$  的传播方向可能不再一致,而由  $v_g = \nabla_k \omega$  决定,即垂直于等频图,并沿着频率增加的方向传播,如图 1(a) 所示,其中  $v_g$  和  $\omega$  分别表示群速度和角频率. 从图中可以看出该晶格结构在频率为  $f = 0.26(c/a)$  的等频图为中心处在  $\Gamma$  点的圆角正方形. 因此,由空气入射到光子晶体中的光束,其能流将被约束在  $\Gamma X$  方向传播. 可见该晶格结构在  $0.26(c/a)$  频率处,在  $\Gamma X$  方向具有良好的自准直特性.

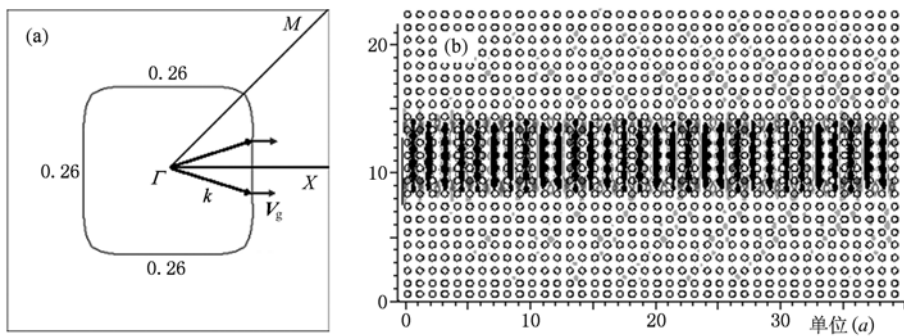


图 1 光子晶体结构的等频图 (a) 光子晶体结构对 TE 模的等频图; (b) 光子晶体中沿着  $\Gamma X$  方向传播光束的稳定磁场分布模式

图 1(b) 是用 FDTD 模拟的一束频率为  $f = 0.26(c/a)$  的光束从空气入射到光子晶体,在光子晶体中沿  $\Gamma X$  方向传播的稳定磁场分布模式. 可以看出,光束在光子晶体中沿着直线传播( $\Gamma X$  方向),既没有发散也没有衍射增宽,表现出较好的自准直特性.

我们探讨了当背景折射率变化(被填充气体或液体)时,自准直效应是否有效. 利用平面波展开

法,可以得到不同背景材料时自准直频率  $f = 0.26c/a$  对应的等频图如图 2 所示. 从图 2(a) 可以看出,当背景折射率以 0.2 的步长从 1.0 增加到 2.0 时,在归一化频率  $0.26(c/a)$  下,等频图仍然能够保持围绕  $\Gamma$  点的圆角正方形,即在  $\Gamma X$  方向具有良好的自准直特性. 图 2(b) 表示当孔半径  $r$  以  $0.02a$  步长从  $0.2a$  变化到  $0.32a$  时,归一化频率  $f = 0.26(c/a)$

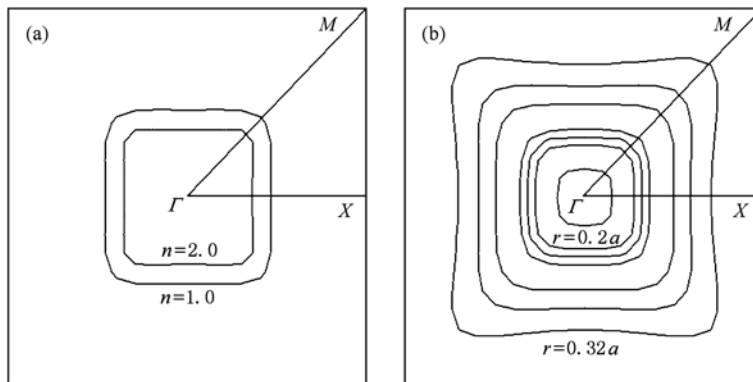


图 2 归一化频率  $f = 0.26(c/a)$  对应的等频图 (a) 折射率从 1.0 增加到 2.0; (b) 空气孔半径  $r$  从  $0.20a$  变化到  $0.32a$

对应的等频图从内向外逐渐扩展. 从图中可以看出, 如果半径变化不大, 等频图仍保持圆角正方形, 即在传播方向具有良好的自准直特性. 因此我们所设计的MZ干涉仪的优点是: 在实际加工中允许存在一个相对较大的容错率.

### 2.2. 自准直光分束器

以前的研究表明通过引入线缺陷可用来改变波束传播特性. 文献[27, 34]指出, 通过调节一排或多排介质柱半径可制成任意强度比例的波形分束器. 图3是分束器的结构及分束结果分析图. 利用一排与水平方向成 $45^\circ$ 的缺陷结构来实现分束器, 周围是自准直区域. 三条黑直线分别代表能量探测器 I, II, III; 黑色十字代表连续光源, 光源的工作频率为 $0.26(c/a)$ .

对于TE模, 一束沿 $IX$ 方向传播的光束具有自准直效应. 能量探测器 I, II, III 分别放置在 $(-7.5a, 0)$ ,  $(7.5a, 0)$  和  $(0, -7.5a)$  处. 另外, 完美的匹配层(PML)边界条件被应用到该晶格结构的周围. 光从左边入射传播到缺陷处, 一部分透过缺陷得以沿着 $X$ 轴继续直线传播, 一部分则被折射沿着 $Y$ 轴直线传播. 利用FDTD方法得到归一化频率 $f=0.26(c/a)$ 下, 不同缺陷半径时的稳定磁场分布模式, 分束比与缺陷半径之间的关系如图3(b)和3(c)所示. 从图中可以发现, 当缺陷半径设计合理时, 分束后反射和透射强度可以相等. 通过FDTD模拟, 可以发现选取的缺陷半径为 $0.431a$ , 当光稳态传播时, 其磁场分量 $H_z$ 分布如图3(c)所示. 此时, 分束比为1:1, 透射和反射强度之和达98%, 表现出较好的分束效率.

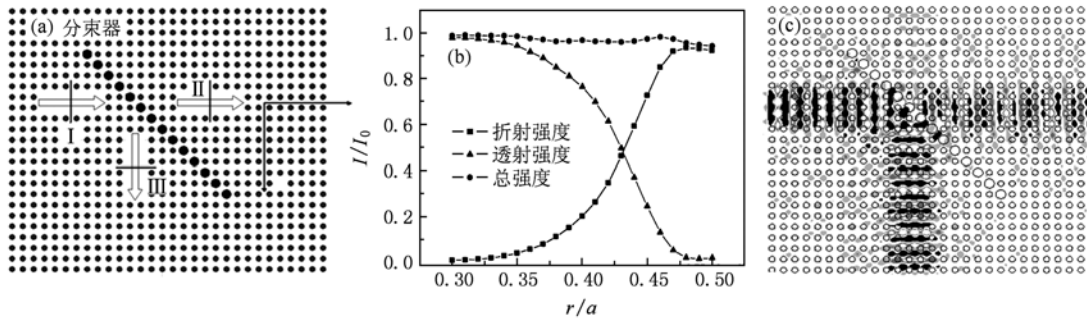


图3 (a)自准直分束器结构;(b)透射和反射系数与缺陷半径之间的关系;(c)缺陷半径为 $0.431a$ 时,模拟得到的稳态磁场传输图

### 2.3. 自准直光反射镜

光子晶体重要的特性之一是存在光子禁带. 频率落在禁带内的电磁波是不能在光子晶体中传播的. 利用光子禁带可以设计自准直光束反射镜. 图4

(a)表示随着空气柱半径从 $0.32a$ 增加到 $0.48a$ 时,TE模式下带隙的变化图. 在归一化频率 $f=0.26(c/a)$ 下,当半径从 $0.36a$ 变化到 $0.41a$ 时,会出现TE模式的禁带.

为了实现自准直光束的 $90^\circ$ 折弯,我们利用5

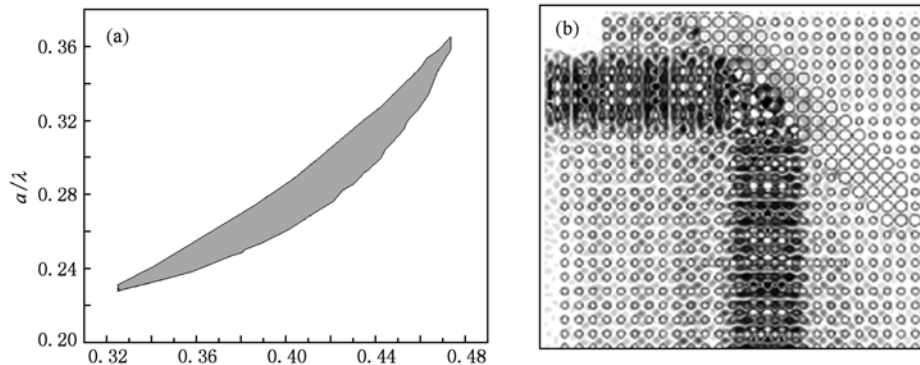


图4 (a)空气柱半径从 $0.32a$ 增加到 $0.48a$ 时,TE模式带隙图;(b)5排缺陷空气孔半径为 $0.41a$ ,稳态时的光反射镜的磁场分量分布

排缺陷结构来构成光反射镜,缺陷半径为  $0.41a$ ,以保证较好的反射效率.当光传播到反射镜时,会被折弯而沿着  $Y$  轴直线传播.利用 FDTD 方法,可以得到归一化频率  $f=0.26(c/a)$  下,不同缺陷半径时的折弯效率,当缺陷半径为  $0.38-0.44a$  范围内折弯效率较高,超过 90%.表明该结构有较高的容错性.当光稳定传播时,其磁场分量  $H_z$  分布如图 4 (b) 所示.可以看出该光反射镜能对光波实现  $90^\circ$  折弯,并具有较高的效率.

### 3. 基于自准直效应 MZ 干涉仪设计

#### 3.1. MZ 干涉仪设计

图 5 是基于光子晶体自准直效应的 MZ 干涉仪的示意图,包括两个分束器和反射镜.箭头表示为该 MZ 干涉仪中 TE 波的传播路径,边界处采用 PML 边界条件.该二维光子晶体 MZ 干涉仪 ( $41a \times 41a$ ) 采用正方格子排列的空气孔体系,利用自准直效应来实现虚拟波导.灰色区域是由半径为  $0.26a$  的空气柱构成,该区域可以实现自准直效应,即光可以直线传播.1 排半径为  $0.431a$  的缺陷被用来制成分束器,实现光信号的等分.反射镜则是由 5 排缺陷半径为  $0.41a$  的空气柱构成.当一个  $5a$  宽度的 TE 波从左边入射,首先在分束器 1 处等分成两束光,分别进入参考光路和待测光路,且均被反射镜反射.图 5 左下方为待测光路,在孔中注入折射率不同的液体或气体(孔被标为黑色).最后在分束器 2 处两路光汇聚,发生干涉,并输出结果(即输出 1,输出 2).保持参考光路不变,改变探测光路长度或填充物质折射率时,则干涉时两束光会有光程差,输出结果便会发生改变.本文所设计的结构中,两条光路中一边放入待测气体或液体,称为探测光路;另一路始终放入空气.当检测探测中气体的折射率改变时,输出强度会有相应变化.

MZ 干涉仪输出依赖两光路的相位差,即调制输出 1 和 2 取决于参考光路和探测光路的光程差.从图 2 已经看出,通过等频图分析,当探测光路中被放入待测气体或液体时,光波都可以保持自准直效应实现直线传播.如果参考光路和探测光路(如图 5 所示)中填入相同物质(如空气,  $n=1$ ),这样两光路具有相同的相位,则光将全部从输出 1 位置出射.若光全部从输出 2 输出,则表明两光路之差已经引

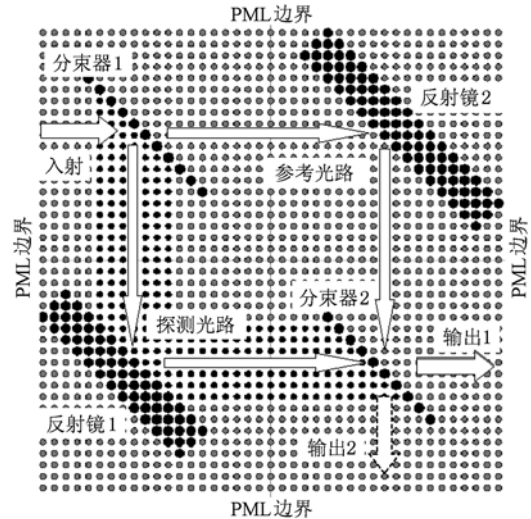


图 5 MZ 干涉仪结构图

起了额外的相位变化.利用 FDTD 方法进行模拟,所设计的干涉仪输出随探测光路中填入物质折射率变化而变化的规律如图 6(a) 所示,从图中可以明显地看出,当探测光路填入物质折射率为 1.12 时,输出的两路光具有相等的能量;当检测光路中气体折射率为 1.24 时,输出的两路光存在  $\pi$  的相位差.图 6(b), (c), (d) 表示当探测光路中填入折射率为 1.0, 1.12, 1.24 时,对应的 TE 模式下稳定传播时的强度分布.从图 6(c) 可以看出,输出 1 和 2 的强度相等;在图 6(d) 下,光将全部从下方出射.这与干涉理论符合得很好.对于图 6(b),可以看到部分杂散光,导致 FDTD 模拟结果与理论有部分误差.

通过以上的分析,我们可知 MZ 干涉仪的输出情况与填入物质的折射率存在一一对应的关系.因此填入物质的成分或类型发生变化而导致其折射率产生变化时,干涉仪的输出情况也会跟着改变.因此,可以利用该 MZ 干涉仪作为一种折射率敏感的探测器.

#### 3.2. MZ 干涉仪输出理论分析

假设反射镜能实现 100% 反射.分别用  $I_0, I_1$  和  $I_2$  来表示入射光、输出 1 和输出 2 处的强度,忽略能量损失,根据文献[34],输出光强的表达式为

$$I_1 = I_0 \left[ R_1 + R_2 - 2R_1R_2 + 2 \sqrt{T_1T_2R_1R_2} \times \cos \left( \Delta\Phi_n^{s1} - \Delta\Phi_n^{s2} + \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) \right],$$

$$I_2 = I_0 [1 - R_1 - R_2 + 2R_1R_2 - 2 \sqrt{T_1T_2R_1R_2}$$

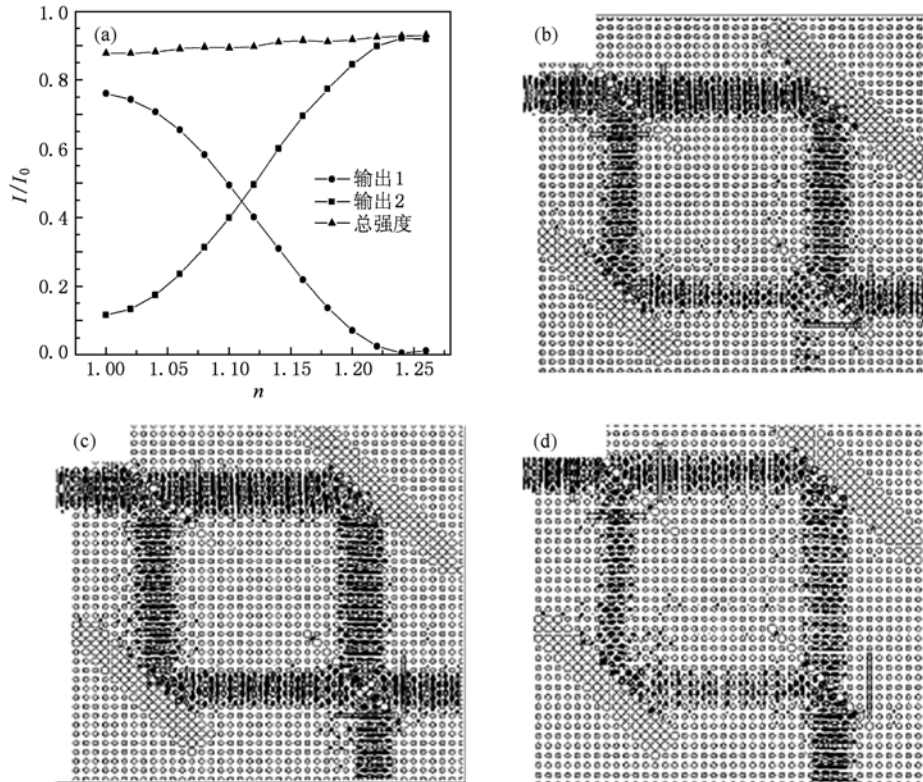


图6 MZ干涉仪输出随着探测光路中填入物质的折射率的变化关系 (a)归一化光强随折射率的变化; (b)折射率为1时稳定磁场分布模式; (c)折射率为1.12时稳定磁场分布模式; (d)折射率为1.24时稳定磁场分布模式

$$\times \cos\left(\Delta\Phi_n^{s1} - \Delta\Phi_n^{s2} + \frac{2\pi\delta}{\lambda}\right)],$$

其中  $A$  表示入射光  $I_0$  的振幅,  $T_i$  和  $R_i$  ( $i=1,2$ ) 是分束器的透射和反射率;  $\Delta\Phi_n^{si}$  表示在分束和折弯时产生的相位差.  $\delta$  表示探测光路和参考光路之间的光程差,  $\lambda$  是入射光的波长.  $\Delta\Phi_n^{s1}$  为  $\pi/2$  或  $-\pi/2$ , 这样  $\Delta\Phi_n^{s1} - \Delta\Phi_n^{s2} = 0$ . 如果分束器能完美实现光束的等分, 且无能量损失,  $T_i = R_i = 1 - T_i = 50\%$ . 则上式将简化为

$$\begin{aligned} I_1 &= A^2 [0.5 + 0.5 \times \cos(2\pi\delta/\lambda)] \\ &= I_0 \cos^2(\pi\delta/\lambda) = I_0 \cos^2(\Delta\varphi/2), \\ I_2 &= 1 - I_1 = I_0 (1 - \cos^2(\Delta\varphi/2)). \end{aligned}$$

干涉相位  $\Delta\varphi = 2\pi(n_{\text{eff-t}}L_t - n_{\text{eff-r}}L_r)/\lambda$ , 这里的  $n_{\text{eff}(t,r)}$  和  $L_{(t,r)}$  分别表示探测光路(t)和参考光路(r)的等效折射率和长度. 在我们所设计的MZ干涉仪中,  $L(t,r)$  等于  $37a$ . 根据文献[35], 有效折射率可以表示为:  $n_{\text{eff}} = k_1/k_2$ , 其中,  $k_1$  为等频率图中空气对应的波矢,  $k_2$  为相同频率下填充不同物质时, 光子晶体等频图中沿  $\Gamma X$  方向的波矢. 当探测光路填入空气时, 两路光的光程相同,

计算得到  $n_{\text{eff-t}} = n_{\text{eff-r}} = 1.127$ , 则该结构只在输出1处输出(与图6(b))对应). 同理, 当填入物质折射率为1.12, 对应的  $n_{\text{eff-t}}$  分别为1.151,  $I_1$  等于  $0.559I_0$ ,  $I_2$  等于  $0.441I_0$  (与图6(c)对应); 当填入物质折射率为1.24时,  $n_{\text{eff-t}}$  为1.180,  $I_1$  等于  $0.001I_0$ ,  $I_2$  等于  $0.999I_0$  (与图6(d))对应). 从图6中可以看出理论的计算结果与FDTD模拟结果符合得很好.

#### 4. 结 论

本文设计了基于二维周期结构光子晶体MZ干涉仪, 该干涉仪输出与测试光路中填入物质有关. 利用自准直效应取代波导控制光的直线传播, 使用线缺陷结构来构成光分束器和反射镜, 干涉理论结果和FDTD方法模拟结果相一致. 该干涉仪可以作为一种对折射率敏感的探测器, 这样就可实现气体探测器的微型化, 在高密度集成设计中可能会发挥很大的作用.

- [1] Yablonovich E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Ni P G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 340 ( in Chinese ) [ 倪培根 2010 物理学报 **59** 340 ]
- [4] Dai Q F, Feng T H, Lan S, Liu Z Q, Wu L J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2383
- [5] Zhang Y, Zhao X X, Zhu Q F 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2864
- [6] Gu P F, Chen H X, Qin X Y, Liu X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 773 ( in Chinese ) [ 顾培夫、陈海星、秦小芸、刘旭 2005 物理学报 **54** 773 ]
- [7] Ma B Q, Wang T, Sheng Y, Ni P G, Cheng B Y, Zhang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3670 ( in Chinese ) [ 马博琴、王霆、盛艳、倪培根、程丙英、张道中 2005 物理学报 **54** 3670 ]
- [8] Zhu G X, Yu T B, Chen S W, Shi Z, Hu S J, Lai Z Q, Liao Q H, Huang Y Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1014 ( in Chinese ) [ 朱桂新、于天宝、陈淑文、石哲、胡淑娟、赖珍荃、廖清华、黄永箴 2009 物理学报 **58** 1014 ]
- [9] Fan S, Lilleneuve P R, Joannopoulos J D, Haus H A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 960
- [10] Jin C J, Han S Z, Mend X D, Cheng B Y, Zhang D Z 2002 *J. Appl. Phys.* **97** 4771
- [11] Camargo E A, Chong H M H, Rue D L A 2004 *Opt. Exp.* **12** 558
- [12] Liu C Y, Chen L W 2004 *Opt. Exp.* **12** 2616
- [13] Martin R, Sharkawy A, Humphrey J, Kelmelis E J, Prather D W 2006 *Proc. of SPIE* **63** 63220
- [14] Lin Y J, Lee S L, Yao C L 2003 *Appl. Opt.* **42** 2689.
- [15] Liao L, D. Rubio S, Morse M 2005 *Opt. Exp.* **13** 3125
- [16] Liu J G, Kai G Y, Xue L F, Zhang C S, Liu Y G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 941 ( in Chinese ) [ 刘建国、开桂云、薛力芳、张春书、刘艳格 2007 物理学报 **56** 941 ]
- [17] White T, Sterke C, McPhedran R, Huang T, Botten L 2004 *Opt. Exp.* **12** 3035
- [18] Shih M H, Kim W J, Kuang W, Cao J R, Yukawa H, Choi S J, Obrien J D, Dapkus P D, Marshall W K 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 460
- [19] Liu C Y, Chen L W 2004 *Opt. Exp.* **12** 2616
- [20] Shen X P, Han K, Li H P, Shen Y F, Wang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1737 ( in Chinese ) [ 沈晓鹏、韩奎、李海鹏、沈义峰、王子煜 2008 物理学报 **57** 1737 ]
- [21] Kosaka H, Kawashima T, Tomita A, Notomi A, Tamamura T, Sato T, Kawakami S 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 1212
- [22] Shen X P, Han K, Shen Y F, Li H P, Xiao Z W, Zhen J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2760 ( in Chinese ) [ 沈晓鹏、韩奎、沈义峰、李海鹏、肖正伟、郑健 2006 物理学报 **55** 2760 ]
- [23] Chen C, Sharkawy A, Pustai D M, Shi S H, Prather D W 2003 *Opt. Exp.* **11** 3153
- [24] Augustin M, Iliew R, Etrich C 2005 *Appl. Phys. B* **81** 313
- [25] Rakich P T, Dahlem M S, Tandon S 2006 *Nature. Material* **5** 93
- [26] Lu Z L, Shi S S, Murakowski J A, Schneider G J, Christopher A S, Prather D W 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 173902
- [27] Pustai M, Shi S Y, Chen C H, Sharkawy A, Prather W 2004 *Opt. Exp.* **12** 1824
- [28] Chen L H, Du X Y, Ren G, Wang K, Xing M X, Zheng W H 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2553
- [29] Gu P F, Li M Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2358 ( in Chinese ) [ 顾培夫、李明宇 2005 物理学报 **54** 2358 ]
- [30] Li Y Y, Gu P F, Li M Y, Zhang J L, Liu X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2596 ( in Chinese ) [ 厉以宇、顾培夫、李明宇、张锦龙、刘旭 2006 物理学报 **55** 2596 ]
- [31] Yu X F, Fan S H 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3251
- [32] Schonbrun E, Wu Q, Park W, Yamashita T, Summers C J 2006 *Opt. Lett.* **31** 3104
- [33] Witzens J, Loncar M, Scherer A 2002 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8** 1246
- [34] Zhao D Y, Zhang J, Yao P J, Jiang X Y, Chen X Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 231114
- [35] Sun G L, Kirl. A G, 2007 *Opt. Exp.* **15** 13149

# Mach-Zehnder interferometer designed based on self-collimating beams and photonic band gap in photonic crystals\*

Han Kui<sup>†</sup> Wang Zi-Yu Shen Xiao-Peng Wu Qiong-Hua Tong Xing Tang Gang Wu Yu-Xi

(Department of Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 5 May 2010; revised manuscript received 18 June 2010)

## Abstract

We propose a compact, high efficient full photonic crystal Mach-Zehnder (MZ) interferometer based on the self-collimation and photonic band gap in two-dimensional photonic crystals. Line defected photonic crystals are used as the beam splitter and the mirror. The interference theory is used to discuss the interferometer output mechanism, and compared with the finite-difference time-domain (FDTD) simulation results. The designed MZ interferometer can serve as micro-detectors of gas and liquid, which may play an important role in integrated optics.

**Keywords:** photonic crystals, self-collimation, MZ interferometer

**PACS:** 42.70.Qs, 07.60.-J, 42.79.-Ag

---

\* Project Supported by the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2010LKWL05).

<sup>†</sup> E-mail: han6409@263.net