

二维正方格子磁性光子晶体的界面传导模^{*}

车 明¹⁾ 周云松^{1)†} 王福合¹⁾ 顾本源²⁾

¹⁾ 首都师范大学物理系, 北京 100037)

²⁾ 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2004 年 9 月 17 日收到, 2004 年 10 月 10 日收到修改稿)

采用平面波展开加超元胞方法计算了二维正方格子磁性光子晶体的光子带隙结构, 其中散射子的形状分别为长方形、正方形、六角形和圆形. 结果表明绝对带隙宽度和其宽高比远大于同种结构的非磁性光子晶体. 在此基础上, 构成了混合型异质结, 并计算了相应的传导模, 发现了理想的界面传导模, 而且当磁性散射子为长方形、圆形、六角形散射子时产生传导模都不需要晶格畸变, 这也是磁性光子晶体异质结所具备的优点.

关键词: 光子晶体, 光子带隙结构, 传导模

PACC: 4270, 7340, 7820

1. 引 言

在光子晶体^[1](PC)中去除一排散射子或者造成晶格局部畸变能够产生缺陷态. 如果这些缺陷态正好处于光子带隙(PBG)之中, 可以成为界面传导模. 界面传导模对于未来的光电信息技术会有重要价值^[2-5].

利用异质结的界面态作为传导模也是一种思路. Li 等研究了二维正方格子圆形散射子异质结^[6], 界面两边只有填充率不同. 结果表明, 只有从界面作晶格横向拉开或者纵向滑移才能产生界面传导模. 但它们是出现在偏振 PBG 中, 而不是在绝对 PBG. 本文所说的绝对 PBG 指 TE 模和 TM 模两种偏振 PBG 的交叠部分. 对于非磁性镜面对称 PC 异质结^[7,8], 发现只能通过沿界面拉开或者滑移在绝对 PBG 中产生传导模. 如果异质结是由两种不同晶格的非磁性 PC 构成, 可以不需要沿界面作任何拉开或者滑移就能在绝对 PBG 中产生传导模^[9], 显然这是由于界面处畸变性变大.

对于磁性 PC 异质结, 一种是镜面对称, 一种是界面左右填充率不同的混合型磁性异质结^[10]. 结果发现: 只有正方格子正方形散射子异质结可以不通

过晶格畸变而在绝对 PBG 中产生传导模. 以上研究表明: 设法增大界面处的畸变有利于传导模的产生.

本文提出一种新的混合型磁性 PC 异质结, 相对于前面研究的磁性混合型 PC 异质结^[10], 进一步增大了界面处的畸变. 研究发现: 当散射子形状为长方形、六角形、圆形时, 无须沿界面作任何拉开或者滑移就可在绝对 PBG 中产生传导模.

2. 计算结果及分析

2.1. 磁性光子晶体的能带结构

图 1 是二维正方格子磁性 PC 的示意图 (a) 为长方形散射子 (b) 为正方形散射子 (c) 为六角形散射子 (d) 为圆形散射子, a 为正方格子的晶格常数, 长方形散射子的长边和短边分别是 L_b 和 L_a , ϵ 为均匀背景的介电常数, μ 为相应散射子的磁导率, θ 表示的是散射子相对于 x 轴旋转的角度, 本文中其他图线若无特殊规定, 都将按此解释其意义. 利用文献 [10] 中所给出的二维磁性 PC 电磁波所满足的本征方程来计算. 此方程由平面波展开法得到. 由文献 [9, 10] 可知, 计算此类结构取得的平面波数 $N = 1235$ 就足够了.

要使混合型异质结有比较大的绝对 PBG, 首先

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号: D01CB61040)和北京市教育委员会科技发展计划面上项目(批准号: KM200310028108)资助的课题.

[†] E-mail: 263zys@263.net

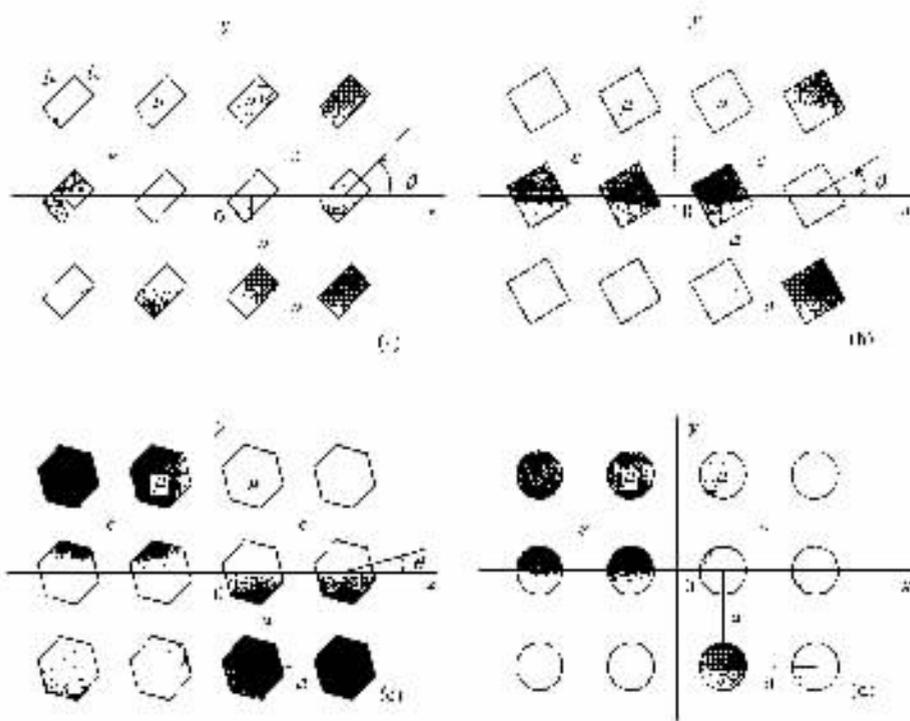


图 1 二维正方格子磁性 PC 示意图 (a)为长方形散射子 (b)为正方形散射子 (c)为六角形散射子 (d)为圆形散射子

需要找出完美磁性 PC 的最佳参数. 为了后面构造异质结的方便, 将散射子全部限制在维格纳-赛茨原胞中. 通过改变参数, 得到了完美磁性 PC 的最佳参数及其对应的绝对 PBG 宽度, 如表 1 所示. 图 2 给出了相应的态密度图. 为了考虑加入磁性以后对绝对 PBG 的影响, 保持上面的参数不变, 令 $\mu = 1.00$, 将磁性和非磁性的结果一并列表 2 中. 其中 $\Delta\omega$ 表示的是绝对 PBG 的宽度, ω_R 表示的是绝对 PBG 宽高比. 加入磁性以后, 发现长方形散射子在接近非磁性 PC 绝对 PBG 的位置产生了一个宽一些的绝对 PBG, 又在较低的位置重新产生了一个比原来大很多的绝对 PBG. 而正方形散射子则不同, 它只在较

低位置重新产生了一个大很多的绝对 PBG. 而对于六角形和圆形散射子, 当 $\mu = 1.00$ 时候, 并没有出现绝对 PBG, 这是因为表 2 中结果都是在散射子不超出维格纳-赛茨原胞这个限制下得到的, 这一限制

表 1 完美磁性 PC 的最佳参数及其对应的绝对 PBG

散射子	简称	f	$\theta(^{\circ})$	ϵ	μ	$\Delta\omega/(2\pi c \cdot a^{-1})$
长方形 ^{a)}	SR	0.496	45	12.96	12.60	0.078
						0.022
正方形	SS	0.536	30	12.96	13.69	0.072
六角形	SH	0.649	15	12.96	11.56	0.070
圆形	SC	0.660	-	12.96	8.70	0.074

a) $L_a/L_b = 0.84$.

表 2 非磁性和磁性 PC 绝对 PBG 的对比

结构	PBG 范围($2\pi c \cdot a^{-1}$)		$\Delta\omega/(2\pi c \cdot a^{-1})$		$\omega_R/\%$	
	非磁性	磁性	非磁性	磁性	非磁性	磁性
SR	[0.344 0.354]	[0.098 0.176] [0.326 0.348]	0.010	0.078 0.022	2.86	56.9 6.53
SS	[0.353 0.364]	[0.108 0.180]	0.011	0.070	3.06	50.0
SH	0	[0.106 0.176]	0	0.070	0	49.6
SC	0	[0.114 0.188]	0	0.074	0	49.0

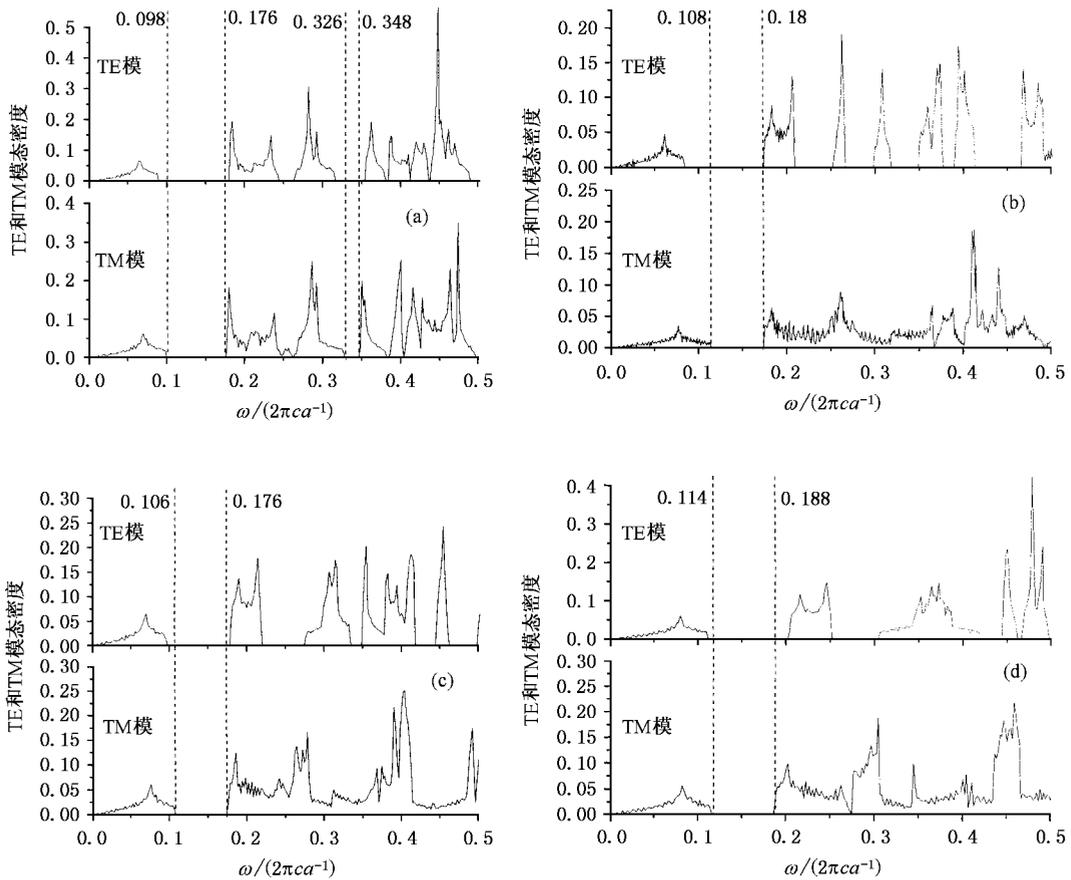


图2 二维正方形格子磁性光子晶体态密度图 (a)为长方形散射子 (b)为正方形散射子 (c)为六角形散射子 (d)为圆形散射子

也使其样品的结果不如文献 [11] 的好. 表 2 的结果只为了给出磁性材料对绝对 PBG 的影响, 并方便构造异质结. 为了观察加入磁性对六角形和圆形散射子绝对 PBG 的影响, 逐渐增加 μ , 发现当 $\mu = 2.10$ 和 $\mu = 1.69$ 时, 分别在 $[0.201, 0.220] [2\pi c \cdot a^{-1}]$ 和 $[0.220, 0.230] [2\pi c \cdot a^{-1}]$ 处出现了绝对 PBG, 绝对 PBG 宽度分别为 $\Delta\omega = 0.019(2\pi c \cdot a^{-1})$ 和 $\Delta\omega = 0.01(2\pi c \cdot a^{-1})$, 绝对 PBG 宽高比分别为 $\omega_R = 9.00\%$ 和 $\omega_R = 4.44\%$. 通过和表 2 的比较发现: 六角形和圆形散射子情况类似于正方形散射子.

总体上看, 磁性 PC 的 ω_R 远大于非磁性 PC 的 ω_R . 除了原来绝对 PBG 加宽外, 更重要的原因是在低频段产生了新的绝对 PBG. 我们认为其主要物理原因是引入磁性材料后加大了系统的不均匀性. PBG 主要是周期性散射造成, 磁性所增强的不均匀性增加了光子的散射, 这为新的绝对 PBG 的产生创造了条件.

2.2. 混合异质结磁性 PC 的界面态

我们要研究的异质结如图 3 所示 (a)为长方形

散射子 (b)为正方形散射子 (c)为六角形散射子, (d)为圆形散射子, y 轴是界面, 左右两边的 PC 是半无限大的. 界面两边的布拉菲格子都是正方形, $\epsilon_1, \mu_1, \epsilon_2, \mu_2$ 分别表示左右两边材料的介电常数和磁导率. 界面右边是磁介质散射子在均匀的电介质背景上, 选择表 1 的最佳参数, 左边的电磁参数是将右边的互换, 即如果 $\epsilon_1 = a, \mu_1 = b$, 则 $\epsilon_2 = b, \mu_2 = a$. 由于 TE 模 (电场平行于 xy 平面) 和 TM 模 (电场垂直于 xy 平面) 方程中 ϵ 和 μ 是对称的, 交换电磁参数不会改变完美磁性 PC 的绝对 PBG, 只是将 TE 模和 TM 模 PBG 交换位置, 而构成的混合型磁性 PC 异质结 TE 模和 TM 模的色散关系是一样的. 其计算结果见表 3, ω_g 表示的是绝对 PBG 中心频率, Num. of gm (TE) 表示 TE 模 PBG 中传导模个数, Num. of gm (TM) 表示 TM 模 PBG 中传导模个数. 图 4 给出了对应散射子的能带图, 其中 (a)为长方形散射子 (b)为正方形散射子 (c)为六角形散射子 (d)为圆形散射子, 两条平行线给出了绝对 PBG 的范围, 实心点线表示传导模. 为了对比, 我们在表 3 中引入了非磁性

异质结的计算结果^[6-8],除了圆形散射子是界面左右填充率不同,其余都是镜面对称的异质结.其中圆

形散射子横向拉开或者纵向滑移没有在绝对 PBG 中发现传导模,故没有在表中相应位置给出数据^[6].

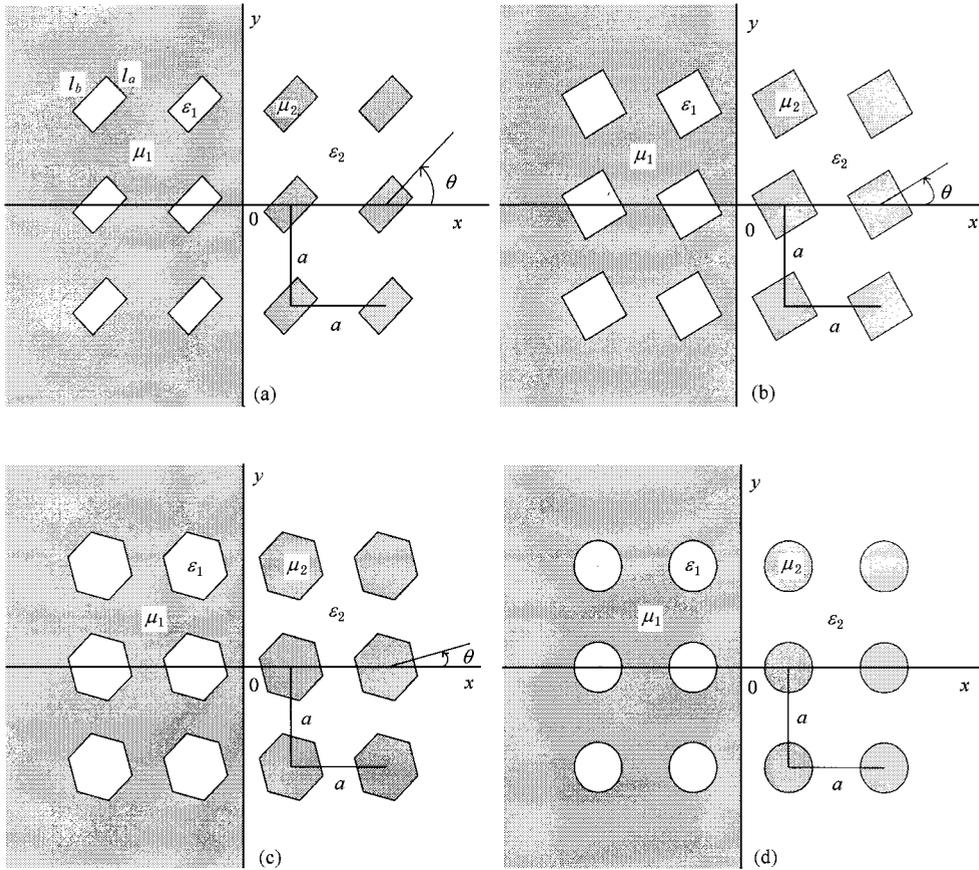


图 3 二维正方格子磁性混合型 PC 异质结示意图 (a)为长方形散射子 (b)为正方形散射子 (c)为六角形散射子 (d)为圆形散射子

表 3 磁性和非磁性 PC 异质结绝对 PBG 和界面传导模个数对比

结构	$\Delta\omega/(2\pi c \cdot a^{-1})$		$\omega_g/(2\pi c \cdot a^{-1})$		$\omega_R/\%$		Num. of gn(TE)		Num. of gn(TM)	
	磁性	非磁性	磁性	非磁性	磁性	非磁性	磁性	非磁性	磁性	非磁性
SR	0.043	0.041	0.112	0.382	38.6	10.7	4	2	4	2
SS	0.065	0.051	0.119	0.451	54.6	11.3	6	2	6	3
SH	0.041	0.033	0.141	0.551	29.2	5.99	1	2	1	1
SC	0.037	-	0.144	-	25.0	-	3	-	3	-

通过对比表 3 中磁性和非磁性异质结的数据可以发现:前者的 $\Delta\omega$ 大于后者, ω_g 要低而且 ω_R 要大得多,说明这种混合异质结比镜面对称非磁性异质结有着更好的性质.对于非磁性异质结,所有形状的散射子都需要横向拉开或者纵向滑移才能在绝对 PBG 中产生传导模,磁性镜面对称和界面左右填充

率不同的混合型异质结,只有正方形散射子不需要晶格畸变能产生界面传导模,而我们这种混合型异质结长方形,圆柱,六角形散射子都可以.造成以上的主要原因是这种混合异质结增加了界面处的畸变,有利于异质结界面传导模的产生.

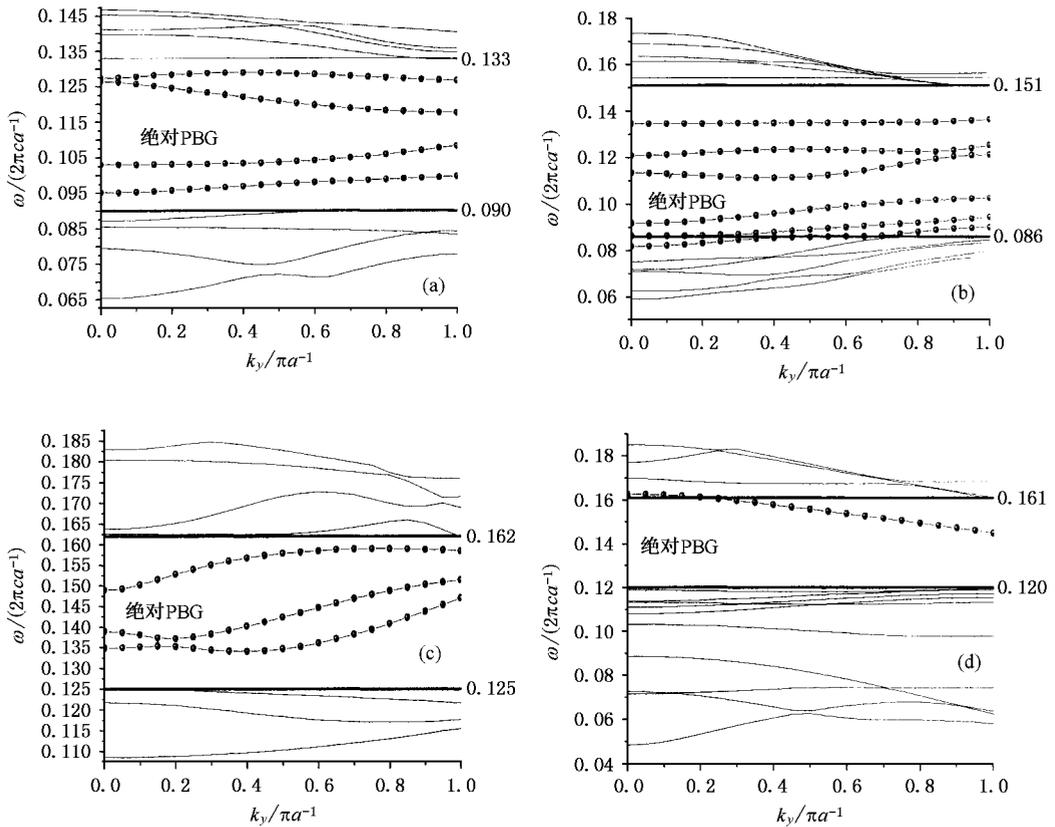


图4 二维正方形格子磁性混合型 PC 异质结能带图 (a)为长方形散射子 (b)为正方形散射子 (c)为六角形散射子 (d)为圆形散射子,两条平行线给出了绝对 PBG 的范围,实心点线表示传导模

3. 结 论

我们采用超元胞加平面波展开法研究了磁性散射子正方形格子二维 PC 的光子带隙结构和混合型异

质结传导模的性质. 研究发现, 加入磁性材料可以增加绝对 PBG 宽度和它的宽高比, 当散射子形状为长方形、六角形、圆形时无须从界面做晶格横向拉开或者纵向滑移就可以产生界面传导模.

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] Mekis A, Chen J C, Kurland I, Fan S, Villeneuve P R and Joannopoulos J D 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3787
- [3] Bozhevolnyi S I et al 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3008
- [4] Qiu G X, Lin F L and Li Y P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 600 (in Chinese) [仇高新、林芳蕾、李永平 2003 物理学报 **52** 600]
- [5] Jin C J, Qin B, Yang M and Qin R H 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2325 (in Chinese) [金崇君、秦柏、杨森、秦汝虎 1997 物理学报 **46** 2325]
- [6] Li Z Y, Wang J and Gu B Y 1998 *Phys. Rev. B* **58** 3721
- [7] Zhou Y S, Gu B Y and Wang F H 2003 *Journal of Physics: Condensed Matter* **15** 4109
- [8] Che M and Liu J T 2004 *Acta Photonica. Sin.* **33** 1393 (in Chinese) [车明、刘江涛 2004 光子学报 **33** 1393]
- [9] Liu J T, Zhou Y S, Wang F H and Gu B Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1845 (in Chinese) [刘江涛、周云松、王福合、顾本源 2004 物理学报 **53** 1845]
- [10] Zhou Y S, Gu B Y and Wang F H 2004 *Eur. Phys. J. B* **37** 293
- [11] Wang R Z, Wang X H, Gu B Y and Yang G Z 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 4307

Guide modes in magnetic photonic crystal heterostructures in two-dimensional square lattices^{*}

Che Ming¹⁾ Zhou Yun-Song^{1)†} Wang Fu-He¹⁾ Gu Ben-Yuan²⁾

¹⁾*Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037, China*

²⁾*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

(Received 17 September 2004; revised manuscript received 10 October 2004)

Abstract

The photonic band structure of two-dimensional magnetic photonic crystals (MPCs) composed of magnetic pillars in different shapes (rectangular, square, hexagonal and circular) sitting on square lattice is investigated by use of the plane wave expansion method. The optimal MPCs, which possess the largest photonic band gap and the lowest frequency in the middle of the photonic band gap, are picked up when scanning the parameters (filling factor, orientation angle, and permeability). Based on the results, we construct theoretically the mixed MPC heterostructures and investigate the guide modes at interface. The guide modes along the interface of the heterostructures can be generated without any lattice distortion when the scattering pillars are in shapes of rectangle, hexagon, and circle.

Keywords : photonic crystals, photonic band gap, interface state

PACC : 4270, 7340, 7820

^{*} Project supported by the National Key Basic Research Special Foundation of China (Grant No.001CB61040) and by the Foundation of Beijing Education Commission, China (Grant No. KM200310028108).

[†] E-mail 263zys@263.net