

## 可实现宽频带光波非对称传输的自准直效应光子晶体异质结构

费宏明 严帅 徐瑜成 林瀚 武敏 杨毅彪 陈智辉 田媛 张娅敏

## Photonic crystal heterostructure with self-collimation effect for broad-band asymmetric optical transmission

Fei Hong-Ming Yan Shuai Xu Yu-Cheng Lin Han Wu Min Yang Yi-Biao Chen Zhi-Hui Tian Yuan  
Zhang Ya-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 184214 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200538

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200538>

当期内容 View table of contents: <https://wulixb.iphy.ac.cn>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

基于自准直效应的光子晶体异质结偏振分束器

Heterojunction polarization beam splitter based on self-collimation in photonic crystal

物理学报. 2018, 67(3): 034204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171815>

可用于拓宽光波单向传输带宽的光子晶体异质结构界面

Interface of photonic crystal heterostructure for broadening bandwidth of unidirectional light transmission

物理学报. 2017, 66(20): 204103 <https://doi.org/10.7498/aps.66.204103>

CdS/CdS<sub>0.48</sub>Se<sub>0.52</sub>轴向异质结纳米线的非对称光波导及双波长激射

Asymmetric waveguide and the dual-wavelength stimulated emission for CdS/CdS<sub>0.48</sub>Se<sub>0.52</sub> axial nanowire heterostructures

物理学报. 2017, 66(6): 064204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.064204>

半氢化石墨烯与单层氮化硼复合体系的电子结构和磁性的调控

Tuning the electronic and magnetic property of semihydrogenated graphene and monolayer boron nitride heterostructure

物理学报. 2018, 67(16): 167101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180538>

硅基光子晶体异质结的单向传输特性

Study on unidirectional transmission in silicon photonic crystal heterojunctions

物理学报. 2017, 66(5): 054209 <https://doi.org/10.7498/aps.66.054209>

缺陷致非线性电路孤子非对称传输

Defect induced asymmetric soliton transmission in the nonlinear circuit

物理学报. 2017, 66(10): 100502 <https://doi.org/10.7498/aps.66.100502>

# 可实现宽频带光波非对称传输的自准直效应 光子晶体异质结构\*

费宏明<sup>1)2)†</sup> 严帅<sup>1)2)</sup> 徐瑜成<sup>1)2)</sup> 林瀚<sup>3)</sup> 武敏<sup>1)2)</sup>  
杨毅彪<sup>1)2)</sup> 陈智辉<sup>1)2)</sup> 田媛<sup>1)2)</sup> 张娅敏<sup>1)2)</sup>

1) (太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

2) (太原理工大学, 新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 太原 030024)

3) (斯威本科技大学, 埃米材料转化科学中心, 墨尔本 3122)

(2020年4月11日收到; 2020年4月28日收到修改稿)

利用光子晶体的自准直效应和能带特性, 设计了一种能够实现宽频带光波非对称传输的二维光子晶体异质结构. 该结构实现宽频带、高正向透射、非偏振选择的非对称传输. 横电 (transverse electric, TE) 偏振光非对称传输波长带宽可达 532 nm, 在光通信波长 1550 nm 处正向透射率和透射对比度分别可达 0.693 和 0.946; 横磁 (transverse magnetic, TM) 偏振光非对称传输波长带宽为 128 nm, 在光通信波长 1550 nm 处正向透射率和透射对比度分别可达 0.513 和 0.972; 通过进一步优化异质结界面, 在 TE 偏振光下非对称传输波长带宽可达 562 nm.

**关键词:** 自准直, 带隙, 异质结构, 非对称传输

**PACS:** 42.70.Qs, 41.20.Jb

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200538

## 1 引言

随着信息技术的高速发展, 光量子计算与通信对非对称光传输器件提出更高的要求. 因此, 研发具有可集成、高正向透射、非偏振选择、宽工作带宽特性的非对称传输器件成为研究热点. 传统的非对称光传输器件设计是基于在光子晶体中加入磁光材料<sup>[1]</sup> 或非线性材料<sup>[2,3]</sup>. 但是该设计在工作时需要外加磁场引入磁光特性或者高光强度引入非线性效应, 因此基于这种工作原理的器件难以实现光芯片集成. 目前, 新型的微纳结构也应用于非对称传输器件的设计, 如复合光栅结构<sup>[4,5]</sup>、超表面材料<sup>[6-8]</sup>、表面等离子体激元结构<sup>[9,10]</sup> 及超材料<sup>[11-14]</sup>

等, 但其设计存在正向透射率低或工作带宽窄等问题. 光子晶体 (photonic crystal, PhC)<sup>[15-19]</sup> 具有独特的能带和光局域特性, 同时还具备易集成和光损耗低等优点. 因此光子晶体成为制备可集成的非对称光传输器件的研究热点之一. Wang 等<sup>[20]</sup> 研究了硅材料空气孔光子晶体异质结构, 实现在光通信波长 1550 nm 附近非对称光传输, 但其正向透射率仅为 0.213, 工作带宽仅为 50 nm. 刘丹等<sup>[21]</sup> 通过优化光子晶体异质结的排列, 正向透射率进一步提高到 0.54. 费宏明等<sup>[22,23]</sup> 研究了基于广义全反射的二维光子晶体异质结构设计的非对称传输器件, 但其结构采用两种不同电介质材料, 正向透射率最大值为 0.64, 透射率大于 0.5 的非对称传输带宽仅为 70 nm.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11904255, 51702226) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: feihongming@tyut.edu.cn

为了进一步提高非对称传输正向透射率, 本文利用具有自准直效应的二维光子晶体异质结构实现高正向透射率、宽工作带宽、非偏振选择的非对称传输. 该结构采用硅材料正方晶格光子晶体结构, 利用正方形光子晶体的自准直效应将不同入射角的光波进行准直, 使正向光波沿所需的方向耦合传输, 从而显著提高正向透射率. 该结构在通信波长 1550 nm 处, 横电 (transverse electric, TE) 波和横磁 (transverse magnetic, TM) 波得到的正向透射率分别为 0.693 和 0.513; 在工作带宽上, TE 和 TM 偏振光实现的工作带宽分别为 532 和 128 nm. 无论从透射率还是工作带宽方面来考虑, 相较之前的研究<sup>[20–23]</sup>都实现了明显提升. 同时, 该结构可利用当前的纳米制造技术进行制备, 为非对称传输器件的设计研究提供了新的研究方向<sup>[24]</sup>.

## 2 结构与分析

如图 1 所示, 该光子晶体异质结构由不同晶格常数的二维正方晶格光子晶体 1 (PhC 1) 和光子晶体 2 (PhC 2) 构成. 其中 PhC 1 为空气中周期排列的硅圆柱阵列, 介质硅圆柱沿  $\Gamma'$ — $X'$  方向的正方晶格周期排列 ( $\Gamma'$ ,  $X'$ ,  $M'$  分别为 PhC 1 第一布里渊区高对称点), 与  $x$  轴正方向呈  $45^\circ$  夹角, 晶格常数为  $a = 346.4$  nm, 硅圆柱半径  $R = 60$  nm; PhC 2 为硅衬底上周期排列空气方孔阵列, 晶格常数为  $\sqrt{2}a = 490$  nm, 空气方形孔边长  $A = 220$  nm. 异质结界面与光波入射方向 ( $x$  轴正方向) 的夹角为  $45^\circ$ . 同时, 定义正向光波为从 PhC 1 向 PhC 2 传播 ( $x$  轴正方向) 的光波, 反向光波从 PhC 2 向 PhC 1 传播 ( $x$  轴负方向).

为了更好地分析 TE 和 TM 偏振光在光子晶

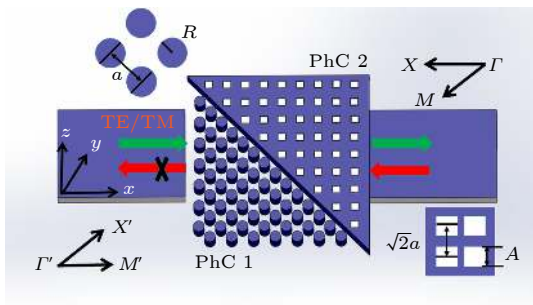


图 1 硅基光子晶体异质结构示意图

Fig. 1. Schematic of photonic crystal heterostructure based on silicon.

体中的传输性能, 采用平面波展开法分别计算 PhC 1 和 PhC 2 的能带图, 如图 2(a) 和图 2(b) 所示, 以及等频图 (equal frequency contour, EFC), 如图 2(c)—图 2(f) 所示.

如图 2(a) 所示, 在光子晶体 PhC 1 中, TE 和 TM 偏振光在归一化频带范围  $(0.302—0.446)a/\lambda$  内分别处于完全禁带和导带 (蓝线表示 TE 偏振光, 红线表示 TM 偏振光), 其中  $a$  为晶格常数,  $\lambda$  为波长, 单位均为 nm. 在通信波长 1550 nm 处 (对应于 PhC 1 的归一化频率为  $0.224a/\lambda$ ), TE 和 TM 偏振光在 PhC 1 中沿  $\Gamma'$ — $X'$  和  $\Gamma'$ — $M'$  方向都为导带 (由绿色水平线标记). 因此 1550 nm 的光波在 PhC 1 中能沿  $\Gamma'$ — $X'$  或  $\Gamma'$ — $M'$  进行传输, 为实现正向高透射率提供理论基础. 图 2(b) 给出了正方形空气孔型光子晶体 PhC 2 的能带结构, 在通信波长 1550 nm 处 (对应于 PhC 2 的归一化频率  $0.316a/\lambda$ ), 沿  $\Gamma$ — $M$  方向在 TE 和 TM 偏振光下都是导带, 因此在 PhC 2 中 1550 nm 的光波能沿着  $\Gamma$ — $M$  方向传输 ( $\Gamma$ ,  $X$ ,  $M$  分别表示 PhC 2 第一布里渊区高对称点). 另一方面, TM 偏振光沿着  $\Gamma$ — $X$  方向为禁带, 因此反向入射的 TM 偏振光在光子晶体 PhC 2 中传输. 为了更加清晰地研究 1550 nm 的光波在 PhC 1 和 PhC 2 中的传输状态, 绘制 1550 nm 波段在 TE 和 TM 偏振光下的 EFC, 以  $\Gamma$  点为中心, 光在光子晶体中的传播方向沿 EFC 的梯度方向 (如图 2(c)—图 2(f) 中黑色双箭头所示). TE 和 TM 偏振光分别正向入射时, 入射光在 PhC 1 中沿着  $\Gamma'$ — $M'$  方向传输到达异质界面, 相应的箭头标记在图 2(c) 和图 2(e) 中, 然后光波将沿  $\Gamma$ — $M$  方向进入 PhC 2, 由于光子晶体的色散特性, 在平坦的等频线处会发生自准直现象, 使沿  $\Gamma$ — $M$  的光波准直到  $\Gamma$ — $X$  方向上输出, 如图 2(d) 和图 2(f) 中蓝色箭头所示, 因此该结构在 1550 nm 波长处, TE 或 TM 偏振光都能够实现正向高透射. 在反向入射时, 入射光在 PhC 2 中将沿着  $\Gamma$ — $X$  方向进行传输, 针对 TE 偏振光, 光子晶体的色散特性使光波逐渐偏转到  $M$ — $X$  方向即垂直向上传播, 无法到达异质界面, 图 2(d) 中红色箭头所示的 TM 偏振光在 1550 nm 波长处于禁带 (如图 2(b) 所示), 不能在 PhC 2 中进行传输. 因此, 在反向入射时, TE 和 TM 偏振光均不能传输, 实现了反向低透射. 因此, 本文设计的二维光子晶体异质结构能够实现正向高透射、宽频带的单向光传输.

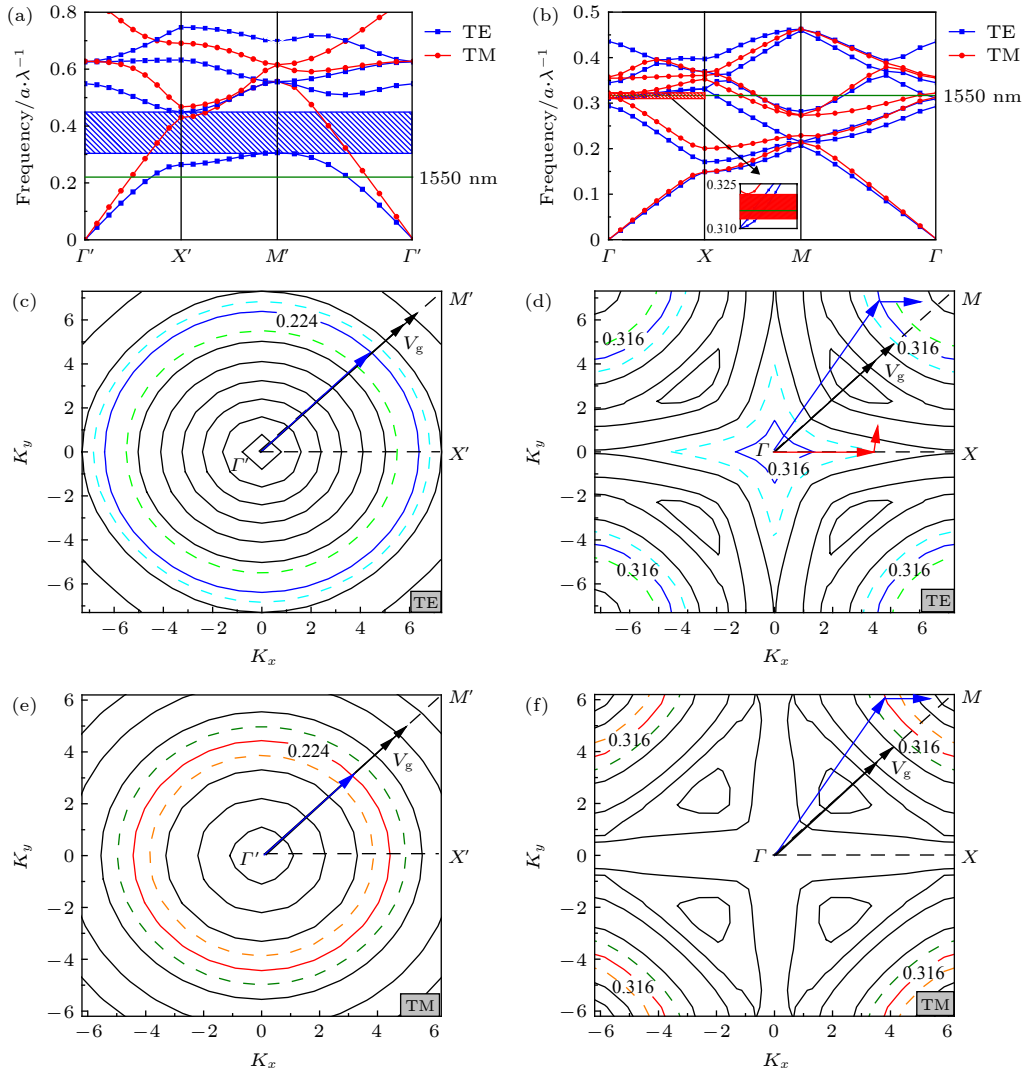


图 2 (a) PhC 1 能带图; (b) PhC 2 能带图, 插图为 PhC 2 在  $\Gamma-X$  方向的能带; (c) PhC 1 在 TE 偏振模式第一条能带 EFC; (d) PhC 2 在 TE 偏振光下第四条能带 EFC (蓝线表示 TE 偏振光 1550 nm 处的频带); (e) PhC 1 在 TM 偏振光第一条能带 EFC; (f) PhC 2 在 TM 偏振光第三条能带 EFC (红线表示 TM 模式 1550 nm 处的频带)

Fig. 2. (a) Photonic band diagrams of PhC 1; (b) the photonic band diagrams of PhC 2, where the insert shows the energy band of PhC 2 in  $\Gamma-X$  direction; (c) the first band EFC of PhC 1 under TE polarized light; (d) the fourth band EFC of PhC 2 under TE polarized light (blue lines represent TE mode at the wavelength of 1550 nm); (e) the first band EFC of PhC 1 under TM polarized light; (f) the third band EFC of PhC 2 under TM polarized light (red lines represent TM mode at 1550 nm).

为了更加形象地观察光波的传输状态, 运用时域有限差分法计算 1550 nm 光波在 TE 和 TM 偏振光的正向、反向电场强度空间分布图. 当 TE 偏振光正向入射时, 如图 3(a) 所示. 正向入射光波从 PhC 1 入射后沿  $\Gamma'-M'$  方向传播, 到达异质界面后, 由于界面两侧折射率不同, 光波传输方向发生一定的偏折, 光波将沿偏离  $\Gamma-X$  方向进入 PhC 2, 但是由于光子晶体自准直效应, 沿着非  $\Gamma-X$  方向入射的光波 (由于衍射, 有一个小角度范围) 将被准直到  $\Gamma-X$  方向上输出. TE 偏振光反向入射时, 光波在 PhC 2 中会发生偏折, 当偏转

到  $M-X$  方向时, 不能到达异质界面, 如图 3(b) 所示. 以上均符合图 2(c) 和图 2(d) 的理论分析. 由图 3(c) 可以看出, 当 TM 偏振光正向入射时, 在光子晶体 PhC 2 中由于自准直效应, 光波也能正向透射传输; 反向入射时, 如图 3(d) 所示, 由于光子晶体 PhC 2 禁带特性, 反向入射光不能在 PhC 2 中传输, 因此光波不能到达异质界面.

为了分析该结构在宽波段的透射特性, 利用时域有限差分法计算异质结构透射率光谱图, 结果如图 4 所示. 正向透射率和反向透射率分别用  $T_f$  和  $T_b$  表示, 透射对比度定义为  $C = (T_f - T_b)/(T_f + T_b)$ ,

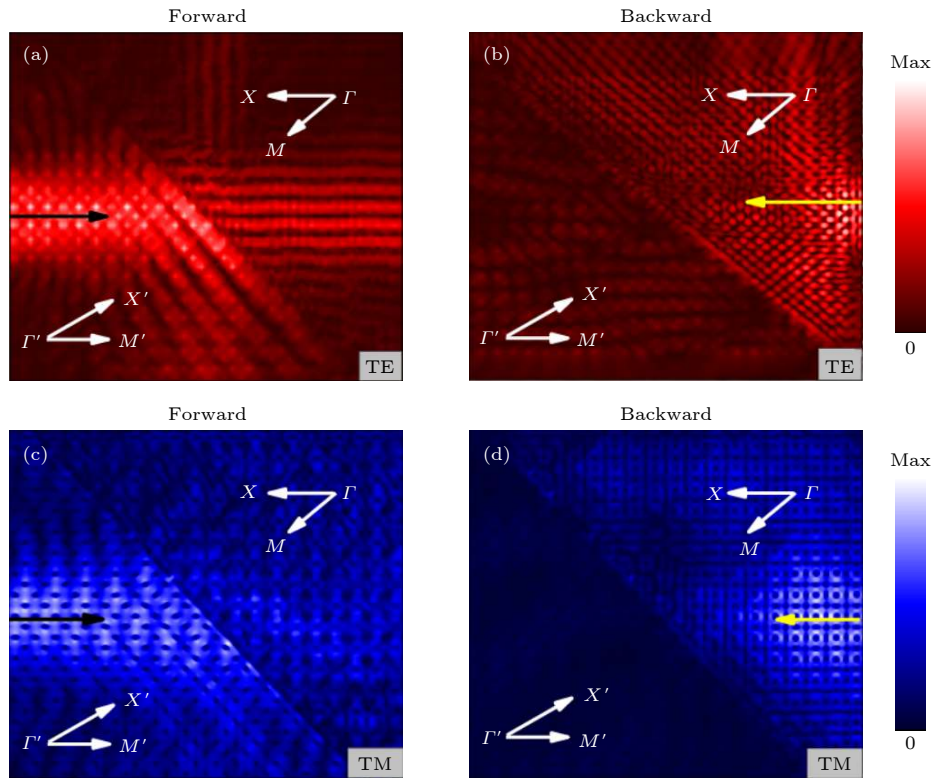


图 3 1550 nm 波长处正向入射场强图和反向入射场强图 (a) TE 偏振光正向; (b) TE 偏振光反向; (c) TM 偏振光正向; (d) TM 偏振光反向

Fig. 3. Electric field intensity distribution of forward transmission and backward transmission at the wavelength of 1550 nm: (a) Forward transmission of TE polarized light; (b) backward transmission of TE polarized light; (c) forward transmission of TM polarized light; (d) backward transmission of TM polarized light.

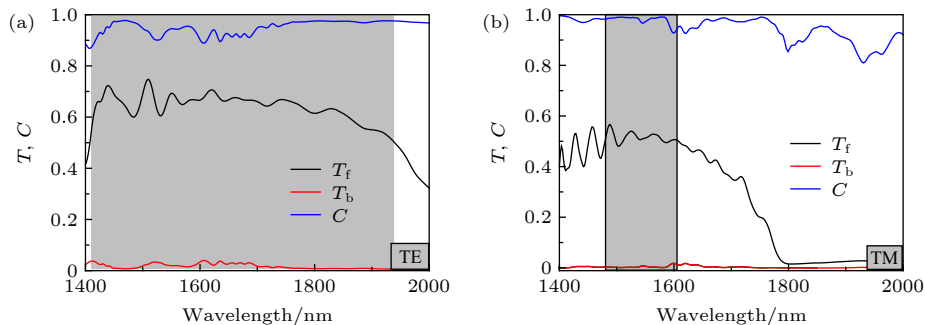


图 4 异质结构透射谱 (a) TE 偏振光; (b) TM 偏振光; 其中灰色区域表示结构工作带宽

Fig. 4. Transmittance spectra of heterostructure: (a) TE polarized light, (b) TM polarized light. The grey region represents the asymmetric transmission working wavelength range, where forward transmission is higher than 0.5.

其工作带宽定义为正向透射率高于 0.5 的区域, 如图 4 中灰色区域所示. 对于 TE 偏振光, 如图 4(a) 所示, 在 1408—1940 nm (带宽 532 nm) 范围内, 正向透射率  $T_f > 0.5$ ; 在 1510 nm 波长处具有最大正向透射率 0.746, 透射对比度为 0.932. 在波长 1550 nm 的通信波段, 正向透射率和透射对比度分别为 0.693 和 0.946. 对于 TM 偏振光, 如图 4(b) 所示, 传输波长带宽仅为 128 nm, 带宽较窄, 最高正向透射率为 0.567. 在 1550 nm 的通信频段, 正

向透射率和透射对比度分别为 0.513 和 0.972. 因此, 该结构能够在宽频带范围内实现 TE 和 TM 偏振态的高效率非对称传输.

### 3 优化结构分析

为了提高非对称传输特性, 对光子晶体异质结构进行进一步优化. 考虑到影响正向透射率和透射对比度的各种因素, 研究发现通过改变异质界面

处 PhC 1 硅圆柱半径的大小  $R$  (如图 5 红色区域所示) 可以进一步增加光子晶体 PhC 1 和 PhC 2 之间的耦合效率, 提高 TE 偏振光正向透射率和透射对比度.

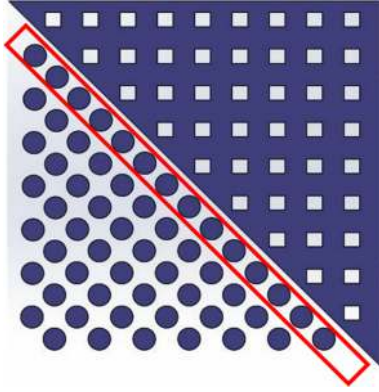


图 5 光子晶体异质结优化示意图, 其中被优化的光子晶体结构通过红色长方形标注  
Fig. 5. Schematic of optimization of photonic crystal heterostructure, where the row of photonic lattice is highlighted by the red square is optimized.

如图 6 所示, 当  $R = 55$  nm 时, 非对称传输波长带宽可达 448 nm, 在通信波段 1550 nm 处正向透射率为 0.579, 透射对比度为 0.941. 随着半径的增大, 正向透射率也增大, 当  $R = 70$  nm, 在通信波段 1550 nm 处正向透射率高达 0.832, 透射对比

度达到了 0.944. 此时的非对称传输波长带宽为 562 nm. 当半径  $R = 75$  nm 时, 虽然非对称传输波长带宽有一定的增加, 达到 568 nm, 但与半径  $R = 70$  nm 时相比, 正向透射率减少到 0.803.

比较以上四种优化结构, 为了更好地实现通信波长 1550 nm 附近的非对称传输, 不仅需要较高的正向透射率和透射对比度, 另外还需要较宽的非对称传输带宽. 综合表 1 各项参数, 当界面处半径  $R = 70$  nm, 其他硅圆柱半径为 60 nm 时, 可实现通信波长 1550 nm 处正向透射率 0.832, 非对称传输带宽可达 562 nm, 因此, 该结构在 TE 偏振光下能够实现较高带宽的非对称传输.

表 1 异质界面处 PhC 1 硅圆柱不同半径的非对称传输性能

Table 1. Asymmetric transmission performance with different radii of PhC 1 at heterostructure interface.

$R/\text{nm}$	1550 nm 正向透射率	透射对比度	非对称传输带宽/nm
55	0.579	0.941	448
60	0.693	0.946	532
65	0.789	0.947	556
70	0.832	0.944	562
75	0.803	0.942	568

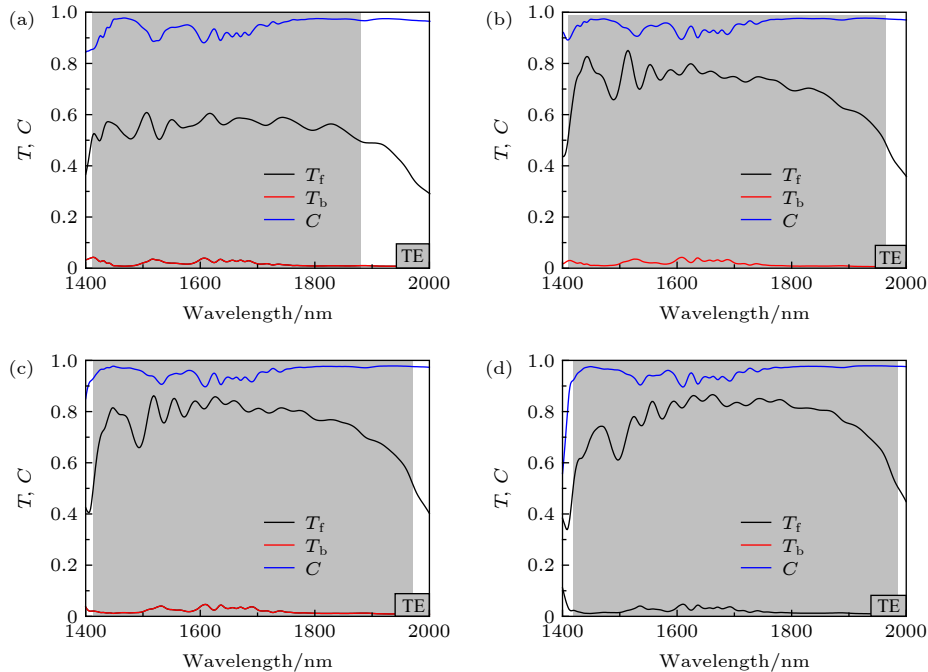


图 6 异质结构界面处 PhC 1 不同半径硅圆柱 TE 偏振光透射谱 (a)  $R = 55$  nm; (b)  $R = 65$  nm; (c)  $R = 70$  nm; (d)  $R = 75$  nm  
Fig. 6. Transmittance spectra of the TE polarized light with different radii of PhC 1 photonic lattice at heterostructure interface: (a)  $R = 55$  nm; (b)  $R = 65$  nm; (c)  $R = 70$  nm; (d)  $R = 75$  nm.

## 4 结 论

综上所述, 本文基于光子晶体自准直效应和带隙特性构建了一种能实现宽频带非对称光传输的二维光子晶体异质结构. 在光通信波段 1550 nm 处, TE 偏振光正向透射率和透射对比度分别为 0.693 和 0.946, 工作带宽可达 532 nm. TM 偏振光非对称传输波长带宽为 128 nm, 在 1550 nm 处正向透射和透射对比度分别为 0.513 和 0.972, 实现了宽频带、高效率、非偏振选择的非对称传输. 在此基础上, 通过分析异质界面处 PhC 1 硅圆柱的半径大小, 当异质界面处硅圆柱半径  $R = 70$  nm 时, 可实现 562 nm 的工作带宽和 0.832 的正向透射率. 由于该结构采用硅材料, 设计简单, 非对称传输效率高, 为实验制备非对称光传输器件提供了新的思路, 对未来集成光路的发展有着重要意义.

## 参考文献

- [1] Espinola R L, Izuhara T, Tsai M C, Osgoode R M 2004 *Opt. Lett.* **29** 941
- [2] Zhou X, Wang Y, Leykam D, Chong Y D 2017 *New J. Phys.* **19** 095002
- [3] Fan L, Wang J, Varghese L T, Shen H, Niu B, Xuan Y, Weiner A M, Qi M 2012 *Science* **335** 447
- [4] Kuzniak V, Maradudin A A 2015 *Phys. Rev. A* **92** 013615
- [5] Stolarek M, Yavorskiy D, Kotyński R, Zapata R, Carlos J, Lusakowski J, Szoplik T 2013 *Opt. Lett.* **38** 839
- [6] Xiao Z Y, Zou H L, Xu K K, Tang J Y 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **449** 278
- [7] Ozer A, Kocer H, Kurt H 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 2111
- [8] Zhang L, Mei S, Huang K, Qiu C W 2016 *Adv. Opt. Mater.* **4** 818
- [9] Ling Y H, Lirong H, Wei H, Tongjun L, Yali S, Jing L, Gang Y 2017 *Opt. Express* **25** 13648
- [10] Peng Y X, Wang K J, He M D, Luo J H, Zhang X M, Li J B, Tan S H, Liu J Q, Hu W D, Chen X S 2018 *Opt. Commun.* **412** 1
- [11] Li X F, Rui F, Ding W 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 145304
- [12] Bai Y, Chen Y, Zhang Y, Wang Y, Aba T, Li H, Wang L, Zhang Z 2018 *J. Phys. Condens. Matter* **30** 114001
- [13] Stephen L, Yogesh N, Subramanian V 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 033103
- [14] Xu T, Lezec H J 2014 *Nat. Commun.* **5** 4141
- [15] Soltani A, Ouerghi F, AbdelMalek F, Haxha S, Ademgil H, Akowuah E K 2017 *Opt. Commun.* **392** 147
- [16] Wu Z, Chen J, Ji M, Huang Q, Xia J, Wu Y, Wang Y 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 221102
- [17] Zhang Y, Li D, Zeng C, Huang Z, Wang Y, Huang Q, Wu Y, Yu J, Xia J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1370
- [18] Zhang Y, Kan Q, Wang G P 2014 *Opt. Lett.* **39** 4934
- [19] Serebryannikov A E, Alici K B, Magath T, Cakmak A O, Ozbay E 2012 *Phys. Rev. A* **86** 053835
- [20] Wang C, Zhou C Z, Li Z Y 2011 *Opt. Express* **19** 26948
- [21] Liu D, Hu S, Xiao M 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054209 (in Chinese) [刘丹, 胡森, 肖明 2017 物理学报 **66** 054209]
- [22] Fei H M, Xu T, Liu X, Lin H, Chen Z H, Yang Y B, Zhang M D, Cao B Z, Liang J Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 204103 (in Chinese) [费宏明, 徐婷, 刘欣, 林瀚, 陈智辉, 杨毅彪, 张明达, 曹斌照, 梁九卿 2017 物理学报 **66** 204103]
- [23] Fei H M, Wu M, Xu T, Lin H, Yang Y B, Liu X, Zhang M D, Cao B Z 2018 *J. Opt.* **20** 095004
- [24] Bourzac K 2012 *Nature* **483** 388

# Photonic crystal heterostructure with self-collimation effect for broad-band asymmetric optical transmission\*

Fei Hong-Ming<sup>1)2)†</sup> Yan Shuai<sup>1)2)</sup> Xu Yu-Cheng<sup>1)2)</sup> Lin Han<sup>3)</sup> Wu Min<sup>1)2)</sup>  
 Yang Yi-Biao<sup>1)2)</sup> Chen Zhi-Hui<sup>1)2)</sup> Tian Yuan<sup>1)2)</sup> Zhang Ya-Min<sup>1)2)</sup>

1) (*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

3) (*Centre for Translational Atomaterials, Swinburne University of Technology, Melbourne 3122, Australia*)

( Received 11 April 2020; revised manuscript received 28 April 2020 )

## Abstract

Recently, quantum computing and information processing based on photons has become one research frontier, attracting significant attentions. The optical asymmetric transmission devices (OATD), having similar function to the diode in electric circuitry, will find important applications. In particular, the OATDs based on nanophotonic structures are preferred due to their potential applications in the on-chip integration with other photonic devices. Therefore, there have been numerous applications of OATDs based on different nanostructures, including composite grating structures, metasurfaces, surface plasmon polaritons, metamaterials, photonic crystals (PhCs). However, in general, those designs show relatively low forward transmittance ( $< 0.5$ ) and narrow working bandwidth ( $< 100$  nm), and they are able to work with only one polarization state. This makes the current OATDs unsuitable for many applications. To solve this challenge, here we design a two-dimensional (2D) PhC heterostructure based on the self-collimating effect and bandgap properties. The PhC heterostructure is composed of two square lattice 2D PhCs (PhC 1 and PhC 2) on a silicon substrate with different lattice shapes and lattice constants. The PhC 1 is composed of periodically arranged silicon cylinders in air. Meanwhile, the PhC 2 is an square air hole array embedding in silicon. The two PhCs are integrated with an inclined interface with an angle of  $45^\circ$  with respect to the direction of incident light. The plane wave expansion method is used to calculate the band diagrams and equal frequency contours (EFCs) of the two PhCs. As the propagation directions of light waves in PhCs are determined by the gradient direction of the EFCs, we are able to control the light propagation by controlling the EFCs of PhCs. By engineering the EFCs, the PhC 2 shows strong self-collimation effect in a broad wavelength range with a central wavelength of 1550 nm for both TE and TM polarization. By self-collimating the forward incident light from different incident angles to couple to the output waveguide, we are able to significantly increase the forward transmittance to  $> 0.5$  for both TE and TM polarized light. Meanwhile, the backward transmittance can be effectively cut off by the unique dispersion properties of the PhC heterostructures. In this way, the heterostructure is able to achieve polarization independent asymmetric transmission of light waves in a broad wavelength range. To visualize the light propagation in the PhC heterostructure, we use the finite-difference-time-domain method to calculate the electric intensity distributions of the forward and backward propagation light of both TE and TM polarization at a wavelength of 1550 nm. Strong self-collimation effect of forward propagation light and the nearly complete blockage of backward propagation light can be identified unambiguously in the intensity plots, confirming the theoretical analysis. The calculation of transmittance and contrast ratio spectra show that the asymmetric

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11904255, 51702226).

† Corresponding author. E-mail: feihongming@tyut.edu.cn



transmission wavelength bandwidth can reach 532 nm with the forward transmittance and contrast ratio being 0.693 and 0.946 at an optical communication wavelength of 1550 nm for TE polarized light. On the other hand, for the TM polarized light, the asymmetric transmission wavelength bandwidth is 128 nm, the forward transmittance and contrast ratio are 0.513 and 0.972, respectively, at 1550 nm wavelength. Thus, it is confirmed that the PhC heterostructure achieves highly efficient, broadband and polarization independent asymmetric transmission. Finally, to further improve the forward transmittance of the TE polarized light, we modulate the radius of the front row of photonic lattice of PhC 1 at the interface. It shows that the forward transmittance can be further improved to a record high value of 0.832 with a bandwidth of 562 nm for TE polarized light. Our design opens up new possibilities for designing OATDs based on PhCs, and will find broad applications, for the design can be realized by current nanofabrication techniques.

**Keywords:** self-collimation, photonic bandgap, heterostructure, asymmetric transmission

**PACS:** 42.70.Qs, 41.20.Jb

**DOI:** [10.7498/aps.69.20200538](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200538)