

可用于拓宽光波单向传输带宽的光子晶体异质结构界面

费宏明 徐婷 刘欣 林瀚 陈智辉 杨毅彪 张明达 曹斌照 梁九卿

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

Fei Hong-Ming Xu Ting Liu Xin Lin Han Chen Zhi-Hui Yang Yi-Biao Zhang Ming-Da Cao Bin-Zhao Liang Jiu-Qing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 204103 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.204103

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204103>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于超材料的吸波体设计及其波导缝隙天线应用

[Design of metamaterial absorber and its applications for waveguide slot antenna](#)

物理学报.2012, 61(18): 184101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184101>

一种基于光子晶体结构的坦克涂层设计

[The design of tank coating based on photonic crystal](#)

物理学报.2012, 61(16): 164102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164102>

十字环型左手材料单元结构设计与仿真

[Design and simulation of a cross split ring lefthanded materials unit structure](#)

物理学报.2012, 61(16): 164101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164101>

基于平面超材料的 Fano 谐振可调谐研究

[Tuning Fano resonances in a planar metamaterial](#)

物理学报.2012, 61(15): 154101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154101>

基于斜三角开口对环的宽带低耗左手材料

[Broadband and low-loss left-handed metamaterial composed of oblique triangular open-loop pairs resonator](#)

物理学报.2012, 61(15): 154102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154102>

可用于拓宽光波单向传输带宽的光子晶体异质结构界面*

费宏明^{1)2)†} 徐婷¹⁾²⁾ 刘欣¹⁾²⁾ 林瀚³⁾ 陈智辉¹⁾²⁾ 杨毅彪¹⁾²⁾
张明达¹⁾²⁾ 曹斌照¹⁾²⁾ 梁九卿⁴⁾

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) (斯威本科技大学微光子中心, 墨尔本 3122, 澳大利亚)

4) (山西大学理论物理研究所, 太原 030006)

(2017年4月24日收到; 2017年5月23日收到修改稿)

基于光波单向传输的全光二极管在集成光通信、全光网络和光信息处理中有重要应用. 基于方向带隙失配设计的光子晶体异质结构可实现光波单向传输, 但正向透射率较低, 带宽较窄. 基于对光子晶体异质界面倾斜角度的研究, 根据界面全反射条件, 利用可集成材料硅和二氧化硅设计了一种空气孔型二维光子晶体异质结构. 异质结构界面两侧的光子晶体对 1550 nm 波长附近的 TE 模光波在 Γ -X 方向均呈导带, 避免了方向带隙失配. 研究发现当异质界面满足全反射条件时, 由于光子晶体的自准直效应, 较宽波段的光波得以高效传播, 而反向光波在界面由于全反射而被禁止传播. 光子晶体异质结构界面的全反射效应打破了方向带隙对光波单向传输的限制, 使得反向光波在光子晶体中为导带时同样可实现近零透射率, 从而拓宽了光波单向传输的波长范围. 基于全反射界面的光子晶体异质结构经过优化后, 其正向透射率达 0.64, 透射对比度为 0.97, 单向传输带宽可达 553 nm.

关键词: 光波单向传输, 全反射界面, 光子晶体异质结构

PACS: 41.20.Jb, 85.60.Dw, 42.70.Qs

DOI: 10.7498/aps.66.204103

1 引言

随着电子信息技术的发展, 集成电路芯片成为信息传输的主要工具, 而电子由于库仑力产生热效应, 使得集成电路存在能量消耗大、信息传输慢等问题. 光子作为信息传输的载体, 传输速度快, 光子间相互作用弱, 可极大地降低能量消耗, 提高传输效率^[1], 利用光子替代电子已成为科技发展与社会进步的要求. 光子晶体是以光子为信息载体的新型材料^[2,3], 通过实现集成光路推动全光通信的发展, 成为提高信息传输效率的一大助力.

在光通信系统中, 为了保证有源器件的正常运

行, 抑制反射光波, 近年来不少研究小组专注于光子晶体单向传输器的研究. 早期, 实现光波单向传输的光子晶体主要是在其内部加入磁性材料^[4,5]或非线性材料^[6,7]. Inoue 和 Fujii^[8] 将磁光介质掺铋钇铁石榴石薄膜和 SiO₂ 薄膜排列形成一维周期磁光子晶体, 利用磁场产生的法拉第旋光效应实现了光波单向传输, 为光波单向传输的集成化提供了新思路. Xue 等^[9] 将一维光子晶体 (SiO₂/TiO₂)_m 和 Ag 薄膜相结合, 利用金属的非线性吸收, 实现了光强为 0.93 GW/cm² 时 557.2 nm 附近的光波单向传输, 正向透射率为 0.42, 透射对比度为 0.984. 这两种方法均可实现光波单向传输, 但磁性材料需要外加磁场, 非线性材料则要求较高的光强, 在实际应

* 国家自然科学基金 (批准号: 61575138)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61505135)、山西省自然科学基金 (批准号: 2016011048) 和国家留学基金委 (批准号: 201508140067) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: feihm187491@126.com

用中存在非常大的局限性. 于是人们又通过改变光子晶体的空间结构, 破坏其空间反演对称性, 以实现光波单向传输, 主要方法有界面耦合^[10–13]或方向能带失配^[14–16]. Kurt 等^[17]在二维光子晶体波导结构中, 通过改变纵向相邻介质柱的间距形成非对称结构, 实现光波的单向传输, 透射对比度最高可达 0.75. Feng 和 Wang^[18]利用不同能带特性的光子晶体组合, 不仅实现了光波单向传输, 还有分束效果, 最大光波单向传输范围为 $0.1(c/a)$, 其中 c 为真空中的光速, a 为晶格常数, 单位为 nm.

通过方向能带失配实现的光波单向传输要求其中一个方向对传输光波是禁带, 增加了宽频带光波单向传输的难度, 本文通过对不同光子晶体组成的异质结构中异质界面倾斜角度的研究, 发现该界面满足全反射条件时可以摆脱能带限制, 实现光通信波段的光波单向传输, 并优化了界面结构, 实现了 1550 nm 附近 553 nm 带宽的 TE 模式光波单向传输, 透射对比度达到了 0.97, 并对厚度为 1500 nm 的平板光子晶体异质结构进行了分析.

2 结构与分析

光子晶体中异质结界面有两种情况: 一种是异质界面与入射光垂直, 一种是异质界面与入射光存在不为 90° 的夹角. 当异质界面与入射光夹角不为 90° 时, 因为界面两侧背景材料不同, 如果入射角满足界面处的全反射定律则可实现光波的全反射, 改变了原有光波的传播方向. 设计光子晶

体异质结构, 异质界面左右两侧背景材料分别选用二氧化硅和硅, 其折射率在 1550 nm 附近分别为 1.495 和 3.48, 当光波反向传播时, 即从硅(光密介质)进入二氧化硅(光疏介质)向左传播时, 根据全反射定理可知, 异质界面倾斜角度 θ 小于 63.55° 时, 可发生光波全反射, 从而起到阻止反向入射光传播的作用. 因此本文将对异质界面倾斜角度分为三种情况进行讨论: 1) 异质界面与入射光垂直, $\theta = 90^\circ$ (图 1(a)); 2) 异质界面存在倾斜角度但不满足界面全反射条件, $63.55^\circ < \theta < 90^\circ$ (图 1(b)); 3) 异质界面存在倾斜角度且满足界面全反射条件, $0^\circ < \theta < 63.55^\circ$ (图 1(c)). 图 1 中黑色线为正向入射光, 红色线为反向入射光, 入射方向沿 Γ -X 方向.

基于以上三种异质界面基本结构, 光子晶体异质结构包括左右两个二维四方晶格光子晶体 PC_1 和 PC_2 , 如图 1(d) 所示. PC_1 是在二氧化硅背景中打空气孔, PC_2 是在硅背景中打空气孔, 两者具有相同的晶格常数 ($a = 490$ nm) 和空气孔半径 ($r = 140$ nm), 当光波从 PC_1 向右传播时为正向入射光, 当光波从 PC_2 向左传播时为反向入射光. 选取异质界面与水平方向夹角 θ 分别为 90° , 80° , 70° , 55° , 45° 和 35° , 选用 T_f 和 T_b 分别代表正、反向透射率, 透射对比度定义为 $C = (T_f - T_b)/(T_f + T_b)$ ^[19]. 该结构在不同异质界面倾斜角度下的透射谱如图 2 所示, 取高于 90% 最大正向透射率的波段区间为单向传输的透射峰范围, 透射对比度大于 0.8 的波段区间为单向传输范围.

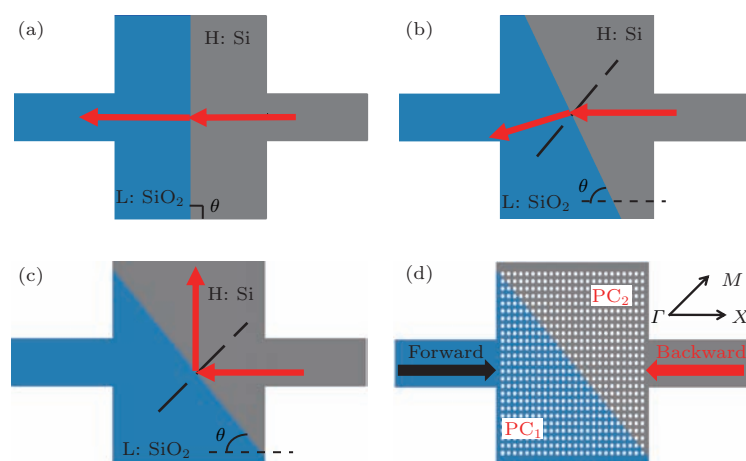


图1 (网刊彩色) 异质界面不同倾斜角度 θ 和光子晶体异质结构示意图 (a) $\theta = 90^\circ$; (b) $63.55^\circ < \theta < 90^\circ$; (c) $0^\circ < \theta < 63.55^\circ$; (d) 空气孔型二维光子晶体异质结构示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of different tilt angles θ at heterostructure interface and 2D photonic crystal heterostructure with air holes: (a) $\theta = 90^\circ$; (b) $63.55^\circ < \theta < 90^\circ$; (c) $0^\circ < \theta < 63.55^\circ$; (d) sketch of 2D photonic crystal heterostructure with air holes.

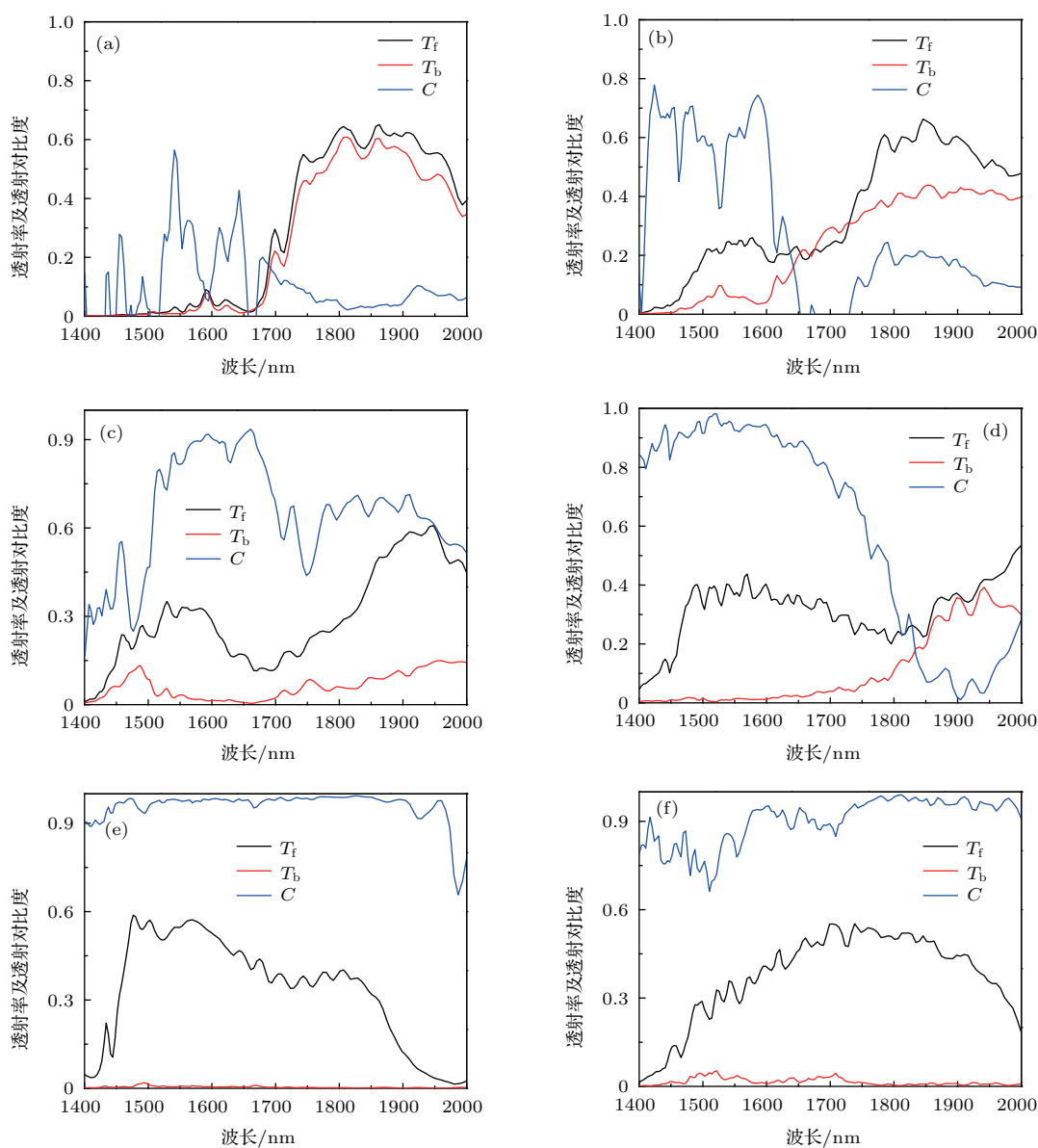


图2 (网刊彩色) 不同倾斜角度异质界面的透射谱 (a) $\theta = 90^\circ$; (b) $\theta = 80^\circ$; (c) $\theta = 70^\circ$; (d) $\theta = 55^\circ$; (e) $\theta = 45^\circ$; (f) $\theta = 35^\circ$

Fig. 2. (color online) Transmittance spectra of heterostructure interfaces with different tilt angles: (a) $\theta = 90^\circ$; (b) $\theta = 80^\circ$; (c) $\theta = 70^\circ$; (d) $\theta = 55^\circ$; (e) $\theta = 45^\circ$; (f) $\theta = 35^\circ$.

当异质界面与入射光垂直(图2(a)), 即界面角度 $\theta = 90^\circ$ 时, 正、反向透射率基本相同, 在1550 nm处正向透射率只有0.019, 反向透射率接近于0.009, 没有形成光波单向传输. 当异质界面存在倾斜角度且不满足界面全反射条件, 即界面角度 $\theta = 80^\circ, 70^\circ$ 时(图2(b)和图2(c)), 正、反向透射率存在差异: $\theta = 80^\circ$ 时, 在1550 nm处正向透射率低于0.24, 反向透射率为0.059, 透射对比度均在0.8以下, 且反向透射率很高, 单向传输性能较差; $\theta = 70^\circ$ 时, 在1550 nm附近正向透射率约为0.317, 反向透射率为0.032, 与 $\theta = 80^\circ$ 时相比正向透射率增加、反向透射率降低, 在

1533—1684 nm的单向传输范围内透射对比度均大于0.8. 当异质界面存在倾斜角度且满足界面全反射条件, 即界面角度 $\theta = 55^\circ, 45^\circ, 35^\circ$ 时(图2(d)—图2(f)), 在1550 nm附近反向透射率在较大的范围内几乎接近于0, 只是正向透射率有所不同, 均可实现光波单向传输. $\theta = 55^\circ$ 时, 正向透射率在0.4附近大范围波动, 反向透射率低于0.015, 单向传输范围为1400—1694 nm, 此范围内透射对比度大于0.8; $\theta = 45^\circ$ 时, 在1550 nm处正向透射率为0.546, 反向透射率低于0.006, 透射峰范围为1521.63—1611.86 nm, 单向传输范围为1400—1974 nm, 单向传输效果较好; $\theta = 35^\circ$ 时, 在

1550 nm处正向透射率为0.33, 最高正向透射率可达0.55, 整个正向透射峰波动挺大, 且反向透射率在0.04左右, 单向传输范围为1525—2000 nm, 但在1550 nm处正向透射率太低.

表1 不同倾斜角度异质界面的单向传输性能

Table 1. The unidirectional transmission performance of heterostructure interfaces with different tilt angles.

异质界面倾斜角度/(°)	1550 nm处正向透射率	1550 nm处反向透射率	单向传输范围/nm	单向传输带宽/nm
90	0.019	0.009		0
80	0.240	0.059		0
70	0.317	0.032	1533—1684	150
55	0.400	0.015	1400—1694	300
45	0.546	0.006	1400—1974	570
35	0.330	0.040	1525—2000	475

对比以上6种不同倾斜角度界面的透射率和单向传输带宽, 如表1所示, 通过分析可知, 界面的倾斜不仅能改变光波的传输方向, 还可以引起正

反向透射率的不同. 当界面倾斜角度为90°和80°时, 都没有实现透射对比度大于0.8的光波单向传输; 当界面倾斜角度为70°时, 单向传输带宽约为150 nm, 但1550 nm处正向透射率较低; 当界面倾斜角度满足界面处的全反射条件, 即 $\theta = 55^\circ, 45^\circ, 35^\circ$ 时, 该界面使得反向入射光波发生全反射, 确保反向透射率几乎为零, 而界面的倾斜使得光波正向透射率有所增加, 反向透射率也大范围降低, 实现了光波单向传输. 尤其是 $\theta = 45^\circ$ 时(图2(e)), 透射峰范围为1522—1612 nm, 且1550 nm处正向透射率可达0.55, 单向传输带宽约为570 nm, 实现了宽波段下1550 nm附近的TE模式光波单向传播.

为了更好地分析结构的单向传输特性, 计算了 $\theta = 45^\circ$ 时PC₁和PC₂的TE模式能带结构, 如图3(a)和图3(b)所示, 其中红色线区域为透射峰范围. 两者的等频率面(EFC)如图3(c)和图3(d)所示, 其中黑色箭头代表光波正入射传播方向, 红色箭头代表光波反入射传播方向.

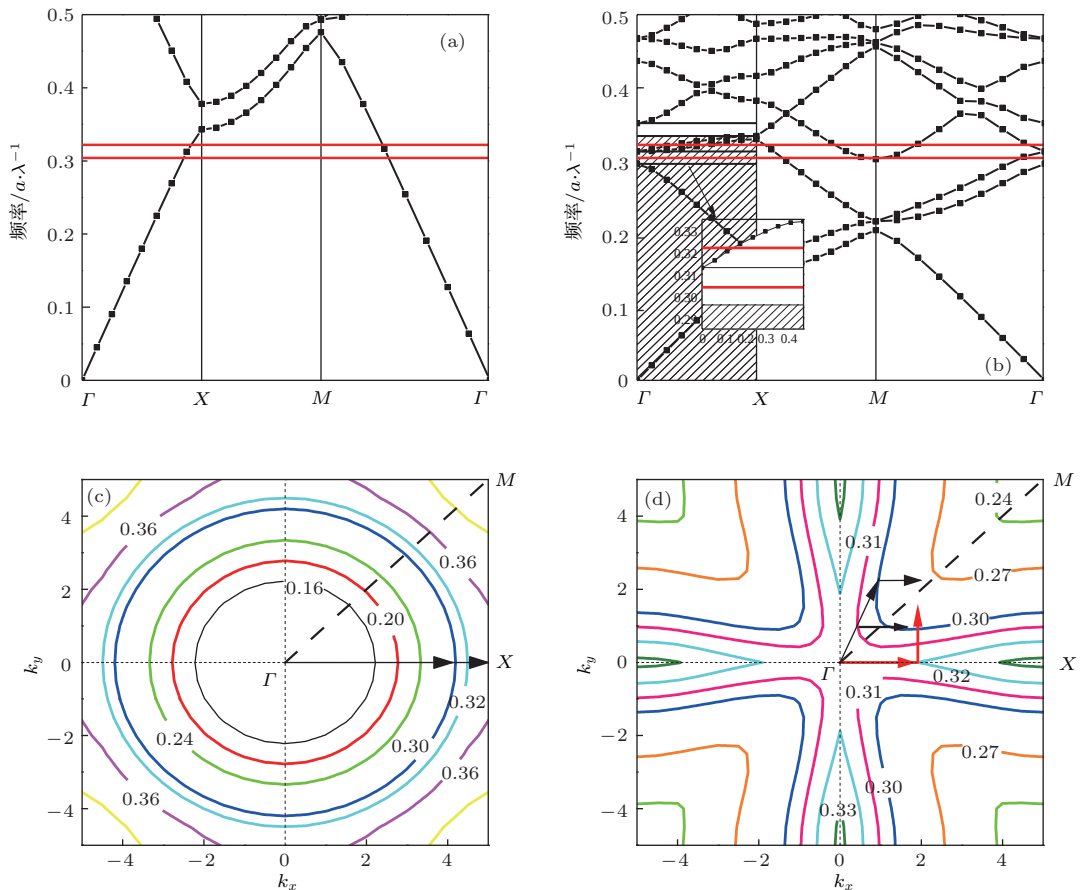


图3 (网刊彩色) TE模式单向传输特性 (a) PC₁能带图; (b) PC₂能带图; (c) PC₁第二能带等频图; (d) PC₂第三能带等频图

Fig. 3. (color online) Unidirectional transmission performance for TE mode: (a) Band of PC₁; (b) band of PC₂; (c) EFCs of PC₁ in the second band; (d) EFCs of PC₂ in the third band.

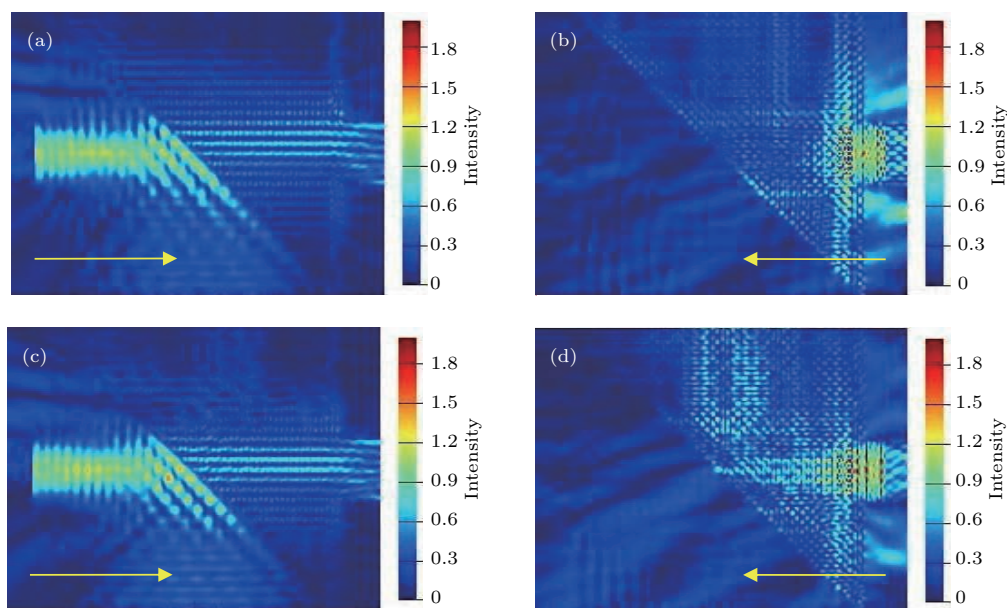


图4 (网刊彩色) (a) $0.306a/\lambda$ 光波的正向入射场强; (b) $0.306a/\lambda$ 光波的反向入射场强; (c) $0.316a/\lambda$ 光波的正向入射场强; (d) $0.316a/\lambda$ 光波的反向入射场强

Fig. 4. (color online) (a) Field intensity distribution of forward transmission at the frequency of $0.306a/\lambda$; (b) field intensity distribution of backward transmission at the frequency of $0.306a/\lambda$; (c) field intensity distribution of forward transmission at the frequency of $0.316a/\lambda$; (d) field intensity distribution of backward transmission at the frequency of $0.316a/\lambda$.

$\theta = 45^\circ$ 时透射峰位于 $1521.63\text{--}1611.86\text{ nm}$, 对应频率为 $0.304a/\lambda\text{--}0.322a/\lambda$, 在图 3(a) 中 PC_1 在 $\Gamma\text{--}X$ 方向为导带, 在图 3(b) 中 PC_2 在频率为 $0.313a/\lambda\text{--}0.334a/\lambda$, 即波长为 $1467.06\text{--}1566.5\text{ nm}$ 时在 $\Gamma\text{--}X$ (0° 入射光) 方向为导带, 在频率为 $0.296a/\lambda\text{--}0.313a/\lambda$, 即波长为 $1566.5\text{--}1655.96\text{ nm}$ 时为禁带. 光波正向入射到 PC_1 时, 在透射峰频段 $0.304a/\lambda\text{--}0.322a/\lambda$ 内, 可沿着 $\Gamma\text{--}X$ 方向水平向右传播, 如图 3(c) 中黑色箭头所示传播方向, 经过异质界面处耦合进入 PC_2 时将沿非 $\Gamma\text{--}X$ 方向传播, 由于 PC_2 具有 $\Gamma\text{--}X$ 方向上的自准直效应, 因此光波被准直到 $\Gamma\text{--}X$ 方向输出, 如图 3(d) 中黑色箭头所示. 光波反向入射到 PC_2 时, 透射峰频段 $0.304a/\lambda\text{--}0.313a/\lambda$ 内的光波因禁带作用, 其传播被阻止, $0.313a/\lambda\text{--}0.322a/\lambda$ 频段内的光波则会在 PC_2 内沿着 $\Gamma\text{--}X$ 方向传播, 并逐渐偏转到 $M\text{--}X$ 方向即竖直向上传播, 无法到达异质界面, 如图 3(d) 中红色箭头所示. 因此, 光子晶体异质结构可以实现正向透射、反向阻止的光波单向传输.

为了能更直观地观察光波的传输情况, 选取 PC_4 导带中的 $0.316a/\lambda$ (1550 nm) 和禁带中的 $0.306a/\lambda$ (1600 nm) 这两个频率的光波, 分析其正反向入射场强图, 如图 4 所示.

这两个频率的光波传输结果与上述分析一致: 光波正向入射时, 由于 $0.306a/\lambda$ 和 $0.316a/\lambda$ 位于 PC_1 和 PC_2 的 $\Gamma\text{--}X$ 方向导带, 在图 4(a) 和图 4(c) 中, 该频率的光波均可沿 $\Gamma\text{--}X$ 方向水平向右传播, 经过异质界面后被准直到 $\Gamma\text{--}X$ 方向输出; 光波反向入射时, $0.306a/\lambda$ 的光波由于是禁带而被阻止传播, $0.316a/\lambda$ 的光波则可沿 $\Gamma\text{--}X$ 方向水平向左进入 PC_2 , 并逐渐被准直到 $M\text{--}X$ 方向即竖直向上方向传播, 也无法到达异质界面.

经过以上分析可知, 当 $\theta = 45^\circ$ 时, 由于光子晶体的自准直效应, 满足全反射条件的光子晶体异质结构的正向透射率提高, 反向透射率降低, 实现了宽波段下 $0.316a/\lambda$ 即波长为 1550 nm 附近的光波单向传输.

3 优化

在影响光子晶体异质结构正向传输率和透射对比度的因素中, 除界面倾斜角度外, 界面两端光子晶体结构与界面间的距离也有重要作用, 距离的不同会改变光波在光子晶体 PC_1 和 PC_2 之间的耦合效率, 从而改变结构的透射率和单向传输带宽. 因此, 在不改变结构平均折射率的条件下, 进一步对界面倾斜角度为 45° 的异质结构进行优化. 定义

异质界面与左侧PC₁相邻空气孔水平距离为 d_1 , 与右侧PC₂相邻空气孔水平距离为 d_2 .

$d_1 = d_2 = a$ 时, 在图5(a)中, 透射峰位于1553.25 nm, 正向透射率为0.613, 反向透射率为0.007, 透射对比度为0.976, 透射峰范围为1537.38—1594.67 nm, 正向透射率都在0.55以上, 宽度约为57.3 nm, 在1550 nm处透射率为0.608, 单向传输范围为1400—1904.5 nm, 带宽约为505 nm.

$d_1 = d_2 = 1.5a$ 时, 在图5(b)中, 透射峰位于1573.68 nm, 正向透射率为0.547, 反向透射率为0.009, 透射对比度为0.966, 透射峰范围为1561.36—1590.43 nm, 宽度约为29 nm, 在1550 nm处正向透射率为0.447, 单向传输范围为1400—1947.9 nm, 带宽约为548 nm.

$d_1 = a, d_2 = 1.5a$ 时, 在图5(c)中, 透射峰位于1480.2 nm, 正向透射率为0.537, 反向透射率为0.007, 透射对比度为0.973, 透射峰范围为1476.54—1483.87 nm, 宽度仅为7.3 nm, 透射峰较窄, 在1400—1950 nm波段内实现了单向传输, 单

向传输范围为1400—1904.5 nm, 带宽约为505 nm, 但透射率波动较大, 没有形成平坦的单向传输.

$d_1 = 1.5a, d_2 = a$ 时, 在图5(d)中, 透射峰位于1573.68 nm, 正向透射率为0.643, 反向透射率为0.011, 透射对比度为0.97, 透射峰范围为1533.33—1603.22 nm, 正向透射率在0.55以上, 宽度约为70 nm, 光波单向传输范围为1400—1933.3 nm, 宽度约为533 nm, 而在1550 nm处正向透射率为0.624, 反向透射率为0.009, 透射对比度为0.970.

比较以上四种优化结构, 为了能够实现近红外波段1550 nm附近的高透射率光波单向传输, 不仅需要较高的正向透射率和透射对比度, 还需要较宽的透射峰和单向传输带宽. 综合表2的各项参数, 发现当 $d_1 = 1.5a, d_2 = 0.5a$ 时, 1550 nm位于透射峰范围内, 且最高正向透射率可达0.643, 透射对比度为0.970, 透射峰宽度也较大, 单向传输带宽可达553 nm, 可以很好地实现TE模式下宽波段内近红外1550 nm波段的光波单向传输.

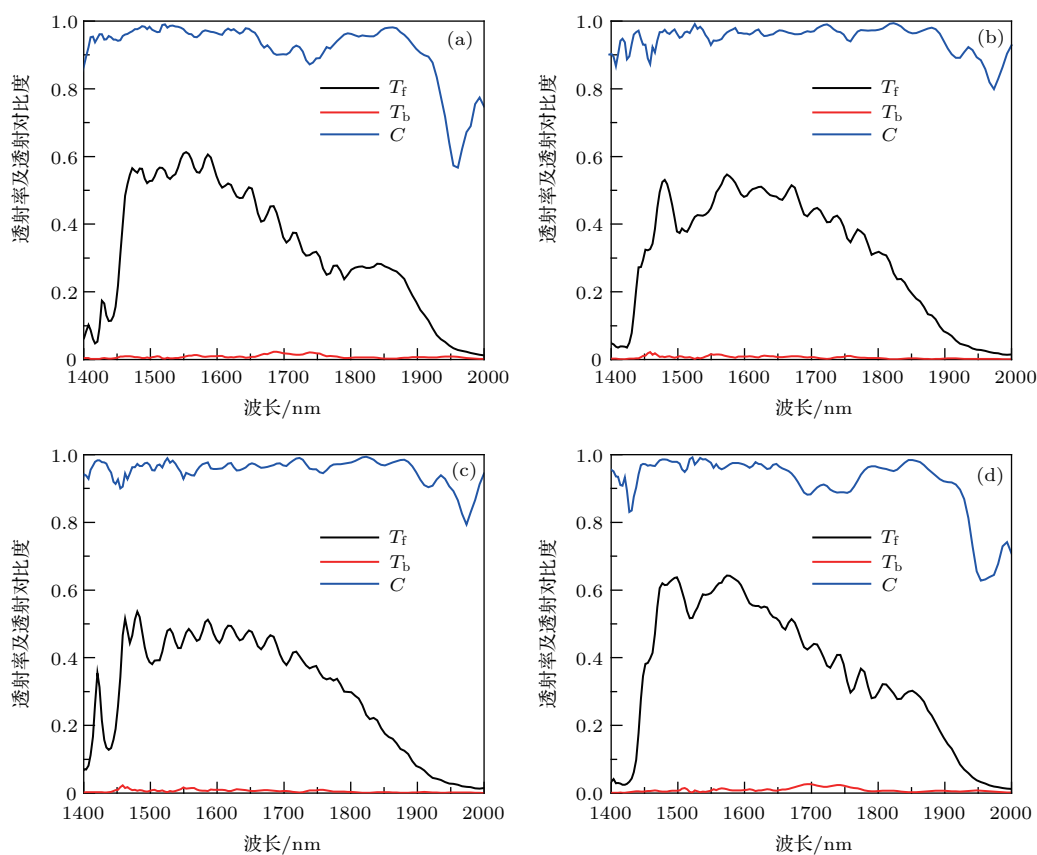


图5 (网刊彩色) TE模式下异质界面与两侧相邻空气孔不同水平间距条件下的透射谱 (a) $d_1 = d_2 = a$; (b) $d_1 = d_2 = 1.5a$; (c) $d_1 = a, d_2 = 1.5a$; (d) $d_1 = 1.5a, d_2 = a$

Fig. 5. (color online) Transmission spectra for the TE mode with different level distances between heterostructure interface and adjacent air holes: (a) $d_1 = d_2 = a$; (b) $d_1 = d_2 = 1.5a$; (c) $d_1 = a, d_2 = 1.5a$; (d) $d_1 = 1.5a, d_2 = a$.

表2 异质界面与两侧相邻空气孔不同水平间距条件下的单向传输性能

Table 2. The unidirectional transmission performance with different level distances between heterostructure interface and adjacent air holes.

异质界面与两侧 空气孔水平间距	透射峰/nm	正向 透射率	透射 对比度	透射峰 范围/nm	透射峰 宽度/nm	单向传输 范围/nm	单向传输 带宽/nm
$d_1 = d_2 = a$	1553.25	0.613	0.976	1537.38—1594.67	57.3	1400—1904.5	505
$d_1 = d_2 = 1.5a$	1573.68	0.547	0.966	1561.36—1590.43	29.0	1400—1947.9	548
$d_1 = a, d_2 = 1.5a$	1480.20	0.537	0.973	1476.54—1483.87	7.3	1400—1904.5	505
$d_1 = 1.5a, d_2 = a$	1573.68	0.643	0.970	1533.33—1603.22	70.0	1400—1933.3	553

考虑到实际器件的制备, 分析了厚度为 1500 nm^[20] 的平板光子晶体异质结的单向传输性能. 当 $a = 490$ nm, $r = 140$ nm, $\theta = 45^\circ$, $d_1 = 1.5a$, $d_2 = a$ 时, 其正反向透射率及透射对比度如图 6 所示, 透射峰位于 1510.1 nm 处, 正向透射率最高可达 0.564, 透射对比度为 0.967, 透射峰范围为 1476.54—1607.53 nm, 宽度约为 130 nm, 当透射对比度大于 0.8 时, 单向传输波段为 1350—2000 nm, 带宽约为 650 nm. 与二维光子晶体异质结构相比, 在此厚度下的平板光子晶体异质结构的正向透射率降低了 12.3%, 透射对比度基本保持不变, 透射峰范围增大了 60 nm, 单向传输带宽也增加了 100 nm. 由此可见, 我们设计的二维光子晶体异质结构可应用于实际中, 为制备性能良好的光子晶体单向传输器件提供支持.

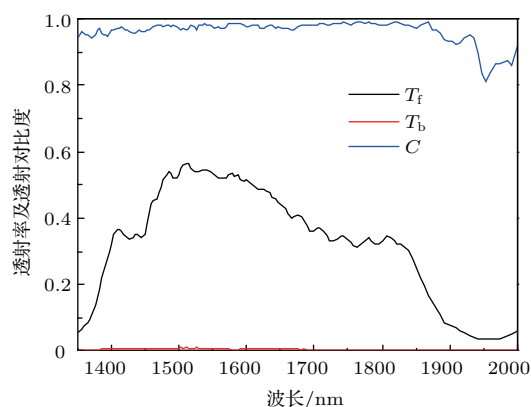


图6 (网刊彩色) TE 模式下厚度为 1500 nm 的平板光子晶体异质结构的透射谱

Fig. 6. (color online) Transmittance spectra of photonic crystal heterostructure slab with a thickness of 1500 nm for the TE mode.

4 结 论

本文设计了一种空气孔型二维光子晶体异质结构, 研究异质界面的倾斜角度发现, 界面满足全反射条件时, 基于光子晶体的自准直可以实现 TE 模式下 1550 nm 附近的光波单向传输. 分析了界面

与相邻两侧空气孔水平间距对透射率的影响, 发现与左侧空气孔距离为 $1.5a$ 、与右侧空气孔距离为 a 时, 可以实现正向透射率为 0.643、单向传输带宽为 553 nm、透射对比度为 0.97 的宽波段光波单向传输. 对厚度为 1500 nm 的平板光子晶体异质结构单向传输性能进行分析发现, 虽然其正向透射率降低了 12.3%, 但透射对比度还保持在 0.97 左右, 单向传输带宽也有所增加, 该光子晶体异质结构有望应用于光子晶体单向传输器件中.

参考文献

- [1] Xu S H, Ding X M, Zi J, Hou X Y 2002 *Physics* **31** 558 (in Chinese) [徐少辉, 丁训民, 资剑, 侯晓远 2002 物理 **31** 558]
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [3] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [4] Zamani M, Ghanaatshoar M 2012 *Opt. Express* **20** 24524
- [5] Yu Z F, Veronis G, Wang Z, Fan S H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023902
- [6] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, Bloemer M J 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 2023
- [7] Tocci M D, Bloemer M J, Scalora M, Dowling J P, Bowen C M 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 2324
- [8] Inoue M, Fujii T 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5659
- [9] Xue C H, Jiang H T, Chen H 2010 *Opt. Express* **18** 7479
- [10] Cicek A, Ulug B 2013 *Appl. Phys. B* **113** 619
- [11] Feng S, Wang Y Q 2013 *Opt. Express* **21** 220
- [12] Feng S, Wang Y Q 2013 *Opt. Mater.* **35** 2166
- [13] Feng S, Wang Y Q 2013 *Opt. Mater.* **35** 1455
- [14] Lu C C, Hu X Y, Zhang Y B, Li Z Q, Xu X A, Yang H, Gong Q H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 051107
- [15] Wang C, Zhou C Z, Li Z Y 2011 *Opt. Express* **19** 26948
- [16] Cheng L F, Ren C, Wang P, Feng S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 154213 (in Chinese) [程立锋, 任承, 王萍, 冯帅 2014 物理学报 **63** 154213]
- [17] Kurt H, Yilmaz D, Akosman A E, Ozbay E 2012 *Opt. Express* **20** 20635
- [18] Feng S, Wang Y Q 2013 *Opt. Mater.* **36** 546
- [19] Galloa K, Assanto G, Parameswaran K R, Fejer M M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 314
- [20] Li Z Y, Gan L 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 0900119 (in Chinese) [李志远, 甘霖 2011 光学学报 **31** 0900119]

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

Fei Hong-Ming^{1)2)†} Xu Ting¹⁾²⁾ Liu Xin¹⁾²⁾ Lin Han³⁾ Chen Zhi-Hui¹⁾²⁾
Yang Yi-Biao¹⁾²⁾ Zhang Ming-Da¹⁾²⁾ Cao Bin-Zhao¹⁾²⁾ Liang Jiu-Qing⁴⁾

1) (School 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) (Micro-Photon Center, Swinburne University of Technology, Melbourne 3122, Australia)

4) (Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 24 April 2017; revised manuscript received 23 May 2017)

Abstract

An all-optical diode (AOD) is a spatially nonreciprocal device that in the ideal case and for a specific wavelength allows light to totally transmit along the forward direction but totally inhibits light to propagate along the backward direction, yielding a unitary contrast. AODs are widely considered to be the key components for the next-generation all-optical signal processing, and completely analogous to electronic diodes which are widely used in computers for processing electric signals. Most of AOD designs suffer some serious drawbacks which make them not suitable for commercial and large-scale applications. Relatively large physical sizes are often needed, the balance between figure of merit and optical intensity is usually inadequate, and in some cases cumbersome structural designs are necessary to provide structural asymmetry. Among different approaches, the AOD based on two-dimensional (2D) photonic crystal (PC) heterostructure has shown significant advantages due to the capability of on-chip integration with other photonic devices. However, current PC heterostructure AOD (PCH-AOD) is based on the mismatch of directional bandgaps, which shows poor performance as a result of the relatively low forward transmittance (<0.40) and contrast ratio (<0.75) with a narrow bandwidth (about 10 nm). In order to improve the performance, here we propose a new PCH-AOD design based on the total reflection principle, which is able to achieve high forward transmittance and contrast ratio within a broad wavelength range. Our design is composed of two rectangle lattice 2D PC structures, in which periodically distributed air holes are embedded in silica (PC₁) and silicon (PC₂) materials, respectively. The two PCs are combined with an inclined interface along the Γ -M direction of both PCs. In this way, the total reflection condition is satisfied when light propagates from silicon to silica material. The forward and backward propagating optical waves are incident along the Γ -X direction of both PCs, in which direction there are transmission bands for TE mode centered at 1550 nm wavelength. A commercial software (R-soft) based on the finite-difference time-domain (FDTD) method is used to study the unidirectional transmission performance of the PCH-AOD. The results show that the forward propagating optical waves (from PC₁ to PC₂) can transmit efficiently through the device. In addition, we further improve the forward transmittance by exploiting the self-collimation effect of PCs and optimizing the coupling from PC₁ to PC₂. In the

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575138), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61505135), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2016011048), and the Chinese Government Scholarship (Grant No. 201508140067).

† Corresponding author. E-mail: feihm187491@126.com

meantime, the light propagating along the backward direction (from PC_2 to PC_1) is blocked at the total reflection interface with near-zero transmittance. In this way, the unidirectional transmission is achieved without the reliance on the directional bandgap mismatch, and thus broad bandwidth is achieved. The AOD has a forward transmittance of 0.64 and a transmission contrast of 0.97 with a bandwidth of 553 nm at 1550 nm. The equal frequency contours (EFCs) of the PCs is plotted to demonstrate the working principle of the PCH-AOD. Finally, considering the experimental fabrication of the AOD device, we analyze the unidirectional transmission performance of a planar PCH-AOD with a finite thickness of 1500 nm. Despite a small reduction (12.3%) in the forward transmittance, the transmission contrast is maintained at about 0.97, and the unidirectional transmission bandwidth is increased to 600 nm. Therefore, our design can be implemented in practice and our work provides a theoretical framework for designing high performance PCH-AOD. In addition, our design allows an unprecedented high forward transmittance, contrast ratio and broad working bandwidth of the device at extremely low operational optical intensity, due to the total reflection condition, and the optimized forward propagation and coupling condition. The proposed device has a small footprint that is promising for next-generation on-chip applications.

Keywords: unidirectional transmission of light waves, interface of total reflection, photonic crystal heterostructure

PACS: 41.20.Jb, 85.60.Dw, 42.70.Qs

DOI: [10.7498/aps.66.204103](https://doi.org/10.7498/aps.66.204103)