



基于非对称微波光子晶体的电磁二极管

陈永强 许光远 王军 方宇 吴幸智 丁亚琼 孙勇

Electromagnetic diode based on asymmetric microwave photonic crystal

Chen Yong-Qiang Xu Guang-Yuan Wang Jun Fang Yu Wu Xing-Zhi Ding Ya-Qiong Sun Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 034701 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211291

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211291>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双明模耦合的双波段类电磁诱导透明研究

Electromagnetic induction-like transparency in dual-band with dual-bright mode coupling

物理学报. 2022, 71(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211312>

基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计

Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial

物理学报. 2018, 67(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180114>

基于非对称结构全介质超材料的类电磁诱导透明效应研究

Research on analogue of electromagnetically induced transparency effect based on asymmetric structure all-dielectric metamaterial

物理学报. 2021, 70(19): 194201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210070>

基于二维六方氮化硼材料的光子晶体非对称传输异质结构设计

Design of asymmetric transmission of photonic crystal heterostructure based on two-dimensional hexagonal boron nitride material

物理学报. 2021, 70(2): 028501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200741>

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

基于晶向优化和Sn合金化技术的一种2.45 G弱能量微波无线输能用Ge基肖特基二极管

A Ge-based Schottky diode for 2.45 G weak energy microwave wireless energy transmission based on crystal orientation optimization and Sn alloying technology

物理学报. 2021, 70(10): 108401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201674>

基于非对称微波光子晶体的电磁二极管*

陈永强^{1)†} 许光远¹⁾ 王军¹⁾ 方宇¹⁾ 吴幸智¹⁾ 丁亚琼²⁾ 孙勇^{3)‡}

1) (苏州科技大学物理科学与技术学院, 苏州 215009)

2) (上海理工大学理学院, 上海 200093)

3) (同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092)

(2021年7月11日收到; 2021年9月17日收到修改稿)

通过引入具有类电磁诱导透明效应的超材料, 非对称光子晶体谐振腔的透射特性得到了极大的优化, 包括透射峰的品质因子和谐振腔模所对应的电磁场强度. 品质因子的提高与非对称场强局域的增强有利于高性能电磁二极管的实现. 我们在引入非线性材料的微带导系统中验证了该方案. 实验结果显示, 此二极管在 1.329 GHz 的工作频率下可产生高达 19.7 dB 的透射对比度, 同时输入功率强度仅为 7 dBm. 此外, 我们提出的方案并没有大幅增加器件体积和剧烈降低信号透过率. 这些特性的亚波长尺度实现将有益于集成光学回路的小型化.

关键词: 类电磁诱导透明, 光子晶体, 超材料, 电磁二极管

PACS: 47.20.Ky, 78.67.Pt, 42.25.Bs, 42.65.Pc

DOI: 10.7498/aps.71.20211291

1 引言

电磁二极管 (electromagnetic diodes, EMDs) 是一类空间非互易信号传输装置, 能够实现电磁波在特定频率和功率下的单向传输, 在信号整流、信息处理及通信领域有广阔的应用前景. EMDs 的性能评价主要包括透射对比度和光强阈值两个方面. 为了实现高性能 EMDs, 研究人员们提出了包括磁光效应、非线性光学效应、手征效应、电磁隧穿效应、宇称-时间对称效应在内的多种设计方案^[1-16]. 其中, 一维非对称光子晶体 (photonic crystal, PC) 谐振腔结构因具有设计简单、成本低、精度高的优点而备受青睐^[17-22]. 通常情况下, 为了提高透射对比度, 人们一方面通过增大 PC 谐振腔几何非对称性的方法来实现. 但是这样做不可避免地会带来体

积上的问题, 不利于实现器件的小型化设计. 另一方面, 人们采用调整 PC 谐振腔反射壁厚度的方法来达到光强阈值降低的目的. 然而, 这样做又不可避免会导致透射率的剧烈下降, 不利于器件的实际应用. 因此, 为了利用一维非对称 PC 谐振腔结构在亚波长尺度构筑低阈值、高对比度的 EMDs, 一些辅助的平面内的设计必须被引入.

近年来, 量子光学中的电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 现象受到了国内外科学家的广泛关注^[23-40]. EIT 源于 Λ 型三能级原子系统中两个量子通道之间的干涉效应, 电磁波在原共振吸收频率处吸收减小, 甚至完全透明^[23]. EIT 强色散及慢光特性使其被广泛用于光延迟、光存储、非线性及量子相干等方面^[24-26]. 2008 年, Zhang 等^[27] 提出了一种基于金属等离子超材料的类 EIT 结构. 可以将亚波长电、磁共振

* 国家自然科学基金 (批准号: 91850206, 51607119, 11974261, 11804244)、江苏省高校自然科学研究项目 (批准号: 18KJA470004) 和江苏省十三五重点学科 (批准号: 20168765) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yqchen@usts.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: yongsun@tongji.edu.cn

单元分别等效成经典 EIT 系统中的辐射性的“明态”与吸收性的“暗态”. 通过电磁波在这两种状态之间的耦合与相消干涉, 可抑制原“明态”电共振单元中的辐射模式, 从而形成与经典 EIT 体系相类似的透明窗口及慢光效应. 2008 年末、2009 年初, Papasimakis 等 [28] 与 Tassin 等 [29] 分别提出了一种“渔网”结构与“耦合开口共振环”结构, 同样证实了这种固态人工电磁材料中的类 EIT 效应. 之后, 类 EIT 效应陆续在其他光学系统中得到实验上的实现, 观测到了抑制吸收、脉冲延迟、局域场放大等现象 [30–36]. 此外, 研究人员发现, 利用类 EIT 超材料设计的非线性器件, 比如双稳态开关、电磁二极管、光学调制器, 可以降低非线性阈值, 改进透射比, 增大调制深度, 同时还可以使器件小型化 [37–40]. 这些特点使类 EIT 超材料有望被用于增强一维非对称 PC 谐振腔的透射特性以及相关的非线性行为.

本文对内嵌类 EIT 超材料的一维非对称 PC 谐振腔的非互易传输行为进行了研究. 首先, 设计了一种基于金属矩形环与金属导带交替排列的非对称 PC 谐振腔, 实现了正、反向入射结构上的场强局域不同. 其次, 利用微带线、梳状线和开口谐振环在微带波导系统实现了类 EIT 效应. 然后, 将具有类 EIT 效应的超材料集成到一维非对称 PC 谐振腔中, 实现了一维非对称 PC 谐振腔透射峰品质因子的增强与电磁场局域的增大. 最后, 通过加载非线性材料 (变容二极管), 并且改变输入信号功率, 从实验上观察到电磁波正、反向入射内嵌类 EIT 超材料的一维非对称 PC 谐振腔结构时的非线性相移不同. 在频率为 1.329 GHz 下, 得到了高达 19.7 dB 的透射对比度, 相应的输入功率强度仅为 7 dBm. 值得一提的是, 引入类 EIT 超材料并没有大幅增加器件体积和剧烈降低信号透过率. 这些特性的亚波长尺度实现将会促进基于光子晶体-超材料复合结构的非线性器件研究.

2 数值仿真与结果讨论

图 1 给出了内嵌类 EIT 超材料的一维非对称 PC 谐振腔. 该结构的下表面敷有一层厚度为 0.035 mm 金属基板, 中间是相对介电常数为 2.65、损耗角正切为 0.002、厚度为 1.0 mm 的聚四氟乙烯介质板, 上表面由厚度同样为 0.035 mm 的金属矩形环和金属导带交替排列而成. 整个结构的长为 222 mm、

宽为 44 mm, 两端通过宽度为 2.7 mm 的 50 Ω 匹配线与 SMA 头相连. 我们将矩形环标记为 B, 导带标记为 A, 谐振腔记为 D. 矩形环的单元大小为 8.5 mm × 15 mm, 线宽为 0.5 mm. 导带的单元大小为 8.5 mm × 15 mm, 导带内金属折线的宽度为 0.5 mm, 折线之间的间隙为 0.5 mm. 谐振腔的长度为 90 mm, 线宽为 0.3 mm. 谐振腔 D 两侧光子晶体 AB 和 BA 的周期数均为 2, 记为 (AB)₂D(BA)₂. 通过在 (AB)₂D(BA)₂ 右侧引入光子壁垒 (BBAA), 我们构造了基于微带闭合环路的一维非对称 PC 谐振腔 (AB)₂D(BA)₂(BBAA). 图 1 插图 of 具有类 EIT 效应的超材料, 将其嵌入到 (AB)₂D(BA)₂(BBAA) 当中, 即可以形成 (AB)₂D(BA)₂(BBAA)-EIT 复合结构. 其中, 梳状线耦合微带线结构对应经典的二能级系统, 再放置一个仅与梳状线近场耦合的开口谐振环 (split ring resonator, SRR) 后, 就构成了经典的 Λ 型三能级系统. 由于梳状线可以直接通过微带线被信号激发, 对应三能级中的“亮态”; SRR 距离微带线较远, 不能直接通过微带线被入射信号激发, 仅依靠梳状线近场耦合激励, 对应三能级中的“暗态”. “亮态”与“暗态”之间相消干涉形成类 EIT 效应. 作为“亮态”的梳状线总长度为 $l_1 + l_2 = 38.7$ mm, 线宽为 0.3 mm. 作为“暗态”的 SRR 大小为 6.4 mm × 6.4 mm, 线宽为 1.5 mm, 开口狭缝为 1.0 mm, 与微带线的距离为 10.2 mm, 与梳状线的距离为 0.3 mm. 作为非线性材料的变容二极管 (Infineon, 型号为 BBY52) 焊接在 SRR 的开口狭缝处. 根据上述所选定的结构参数, 梳状线与 SRR 共振频率相同, 同时类 EIT 超材料与 (AB)₂D(BA)₂(BBAA) 的工作频率一致.

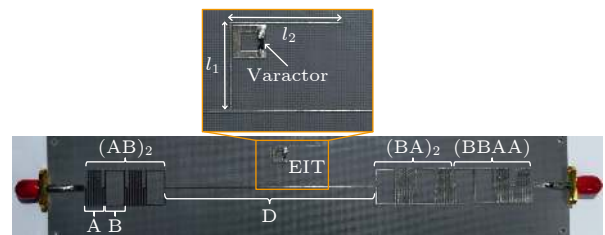


图 1 内嵌类 EIT 超材料的一维非对称光子晶体谐振腔样品照片

Fig. 1. Photograph of the composite (AB)₂D(BA)₂(BBAA)-EIT structure.

首先, 通过 CST 全场仿真得到了一维光子晶体 (AB)₂(BA)₂、光子晶体谐振腔 (AB)₂D(BA)₂、非对称光子晶体谐振腔 (AB)₂D(BA)₂(BBAA) 的

透射谱线, 如图 2(a) 所示. 其中, $(AB)_2(BA)_2$ 在 0.95 GHz 和 1.65 GHz 之间存在一个明显的光子带隙. 当引入谐振腔 D 时, 在光子禁带中 1.374 GHz 频率处会出现一个谐振腔模. 当在 $(AB)_2D(BA)_2$ 右侧引入光子壁垒 BBAA, 由于谐振腔反射壁的厚度增加, 谐振腔的透射发生微小的下降. 图 2(b) 给出了不同方向入射 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 时的反射谱线. 可以明显看出, 正向入射和反向入射结构时的反射率是不一样的. 这里我们假定从左侧入射为正向入射, 而从右侧入射为反向入射. 对于正向入射情形, 在腔模处的反射为 -7.8 dB; 然而对于反向入射情形, 在腔模处的反射仅为 -2.5 dB. 由于一维非对称光子晶体谐振腔的透射率不依赖于入射方向, 所以也就是说, 正、反向入射结构时总吸收是不同的. 而结构的吸收是由电磁场局域强弱决定的, 因此可知正向入射时腔模处的电磁场局域要强于反向入射时的情形.

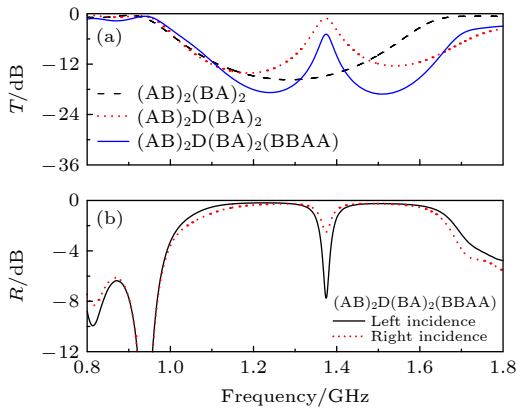


图 2 (a) 数值仿真得到的 $(AB)_2(BA)_2$, $(AB)_2D(BA)_2$, $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 的透射谱线; (b) 不同入射方向激发下 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 的反射谱线

Fig. 2. (a) Simulated transmission spectra of $(AB)_2(BA)_2$, $(AB)_2D(BA)_2$, and $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$; (b) simulated reflection spectra of $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ for the left and right incidence.

其次, 图 3 给出了仿真得到的 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 、类 EIT 超材料及 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构的透射谱线. 通过计算得出它们三者的品质因子, 并且进行比较分析. 可知, 单独的 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 透射峰的品质因子为 41; 单独的一类 EIT 超材料透射峰的品质因子为 19; 而当将类 EIT 超材料嵌入到 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 中后发现, $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构透射峰的品质因子显著提高到了 352, 此时透射峰最大值为 -13 dB. 同时, 由于类 EIT 超材料的引

入, $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 腔模左侧的透射谷由 -18.8 dB 下降到 -71.5 dB, 并且透射峰和透射谷的距离由 132 MHz 缩减为 70 MHz, 导致二者靠得很近, 因此只需要输入较低的功率, 就可以使谱线发生移动, 进而有利于实现低阈值和高对比度的电磁二极管行为. 此外, 为了比较, 给出了 $(AB)_5D(BA)_5(BBAA)$ 的透射谱线, 如图 3 中绿色曲线所示, 其品质因子为 198, 透射峰最大值为 -20 dB. 很明显, 相比传统的通过调整 PC 反射壁厚度来实现品质因子提高的方法, 我们提出的 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构在不额外增大器件体积的情况下, 透射峰的品质因子增长非常迅速, 与此同时透射峰的下降又十分缓慢.

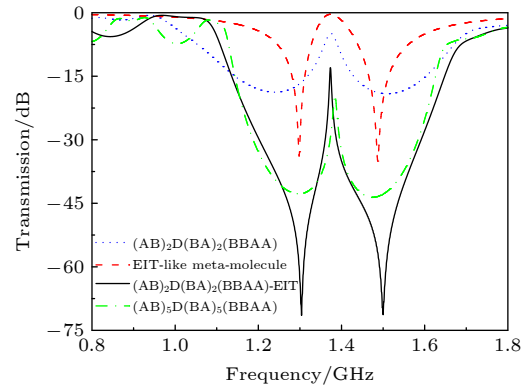


图 3 数值仿真得到的 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 、类 EIT 超材料、 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构以及 $(AB)_5D(BA)_5(BBAA)$ 的透射谱线

Fig. 3. Simulated transmission spectra of $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$, EIT-like metamaterial, composite $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT structure, and $(AB)_5D(BA)_5(BBAA)$.

为了深入理解透射峰品质因子增强的物理机理, 又分别对 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 、类 EIT 超材料及 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构的电场强度分布进行了数值仿真, 如图 4 所示. 从图 4 可以发现, $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构之所以能够显著增强透射峰的品质因子, 主要是因为 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ 能够提供传播方向上的电场局域 (正向入射, 最大值为 7.31×10^4 V/m; 反向入射, 最大值为 2.98×10^4 V/m), 而类 EIT 超材料能够提供垂直于传播方向的单元内的电场局域 (正、反向入射最大值均为 3.41×10^4 V/m). 因此, 在这两种机制的共同作用下, 使得 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构能够将电场能量的绝大部分都局域到 SRR 周围 (正向入射, 最大值为

$1.16 \times 10^5 \text{ V/m}$; 反向入射, 最大值为 $4.76 \times 10^4 \text{ V/m}$). 显然, 正向入射时, $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$ -EIT 复合结构的电场强度分别比单独的 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2$ (BBAA) 和类 EIT 超材料提高了 1.6 倍和 3.4 倍. 同时, 由于非对称性的引入, 正向入射 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2$ (BBAA)-EIT 复合结构的电场强度是反向入射时的 2.4 倍. 也就是说, 如果在 SRR 开口处加载变容二极管, 对于同一输入功率, 电磁波正向入射更容易激发复合结构的非线性响应. 此外, 图 4 还给出了 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})_3$ 的电场强度分布, 正向入射最大值为 $8.21 \times 10^4 \text{ V/m}$, 反向入射最大值为 $2.05 \times 10^4 \text{ V/m}$. 很明显, 相比传统的通过增大 PC 谐振腔几何非对称性的方法来实现对比度增大的方法, 我们提出的 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$ -EIT 复合结构场强局域非常明显, 与此同时器件体积保持不变.

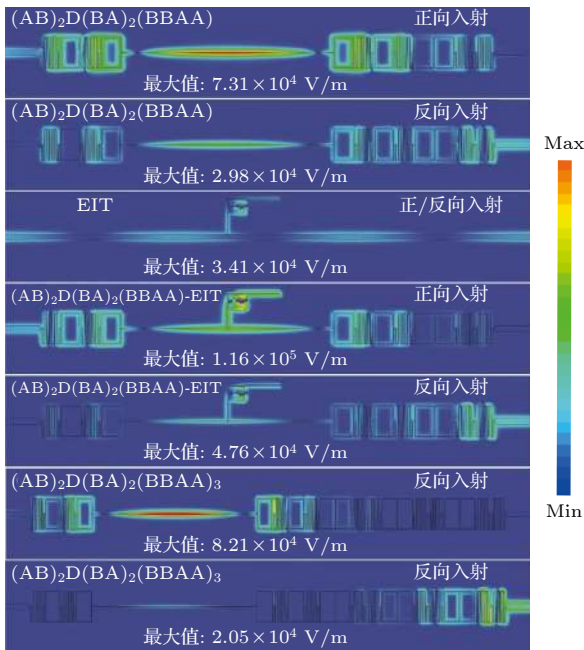


图 4 数值仿真得到的在 1.374 GHz 频率下, 正、反向入射 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$, 类 EIT 超材料, $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$ -EIT 复合结构, 以及 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})_3$ 的电场强度分布
Fig. 4. Simulated electric field distributions at 1.374 GHz of $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$, EIT-like metamaterial, $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$ -EIT, and $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})_3$ for the left and right incidence.

3 微波实验与结果讨论

接下来, 通过微波实验来研究 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2$ (BBAA)-EIT 复合结构的非互易传输行为. 图 5 给

出了正、反向入射结构时, 不同功率强度下的透射谱线. 从图 5 可以看到, 当输入功率小于 -5 dBm 时, 其引起的非线性相移较小, 此时正、反方向入射结构时的透射谱线均是连续的, 并且基本没有发生移动. 随着输入功率的增大, 正、反方向入射结构时的透射谱线均逐渐向低频移动, 并且出现不连续的情况. 不同的是, 在同样输入功率下, 正向入射更容易激发变容二极管的非线性, 透射谱线的非线性相移更大. 例如, 当输入功率为 10 dBm 时, 正向入射的阈值频率为 1.318 GHz , 而反向入射的阈值频率为 1.348 GHz . 因此, 如果输入功率范围为 $5\text{--}10 \text{ dBm}$, 必定可以找到在某一频率下正、反向入射结构时的透射率差别很大.

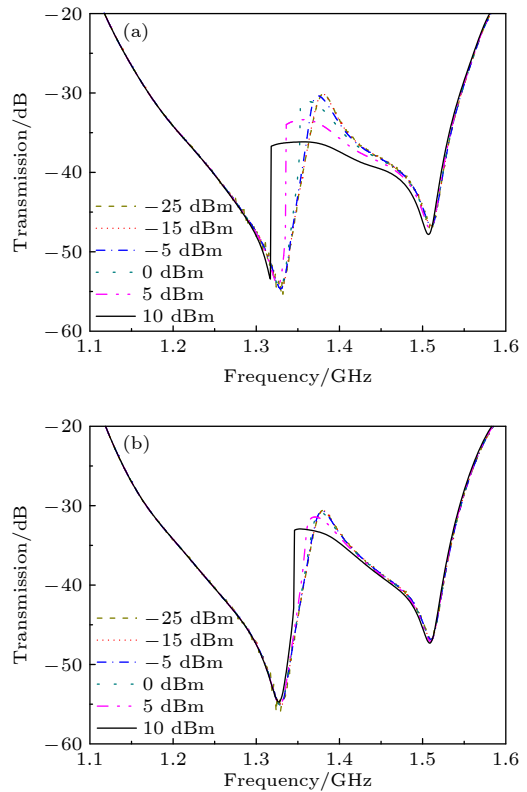


图 5 实验测试得到的, $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2(\text{BBAA})$ -EIT 复合结构在不同入射功率下的透射谱线 (a) 正向入射; (b) 反向入射
Fig. 5. Measured nonreciprocal transmission spectra as a function of input power for the (a) left and (b) right incidence.

为了定量描述电磁二极管的性能, 给出了在输入功率为 7 dBm 下的正、反向入射 $(\text{AB})_2\text{D}(\text{BA})_2$ (BBAA)-EIT 复合结构时的透射谱线, 如图 6 所示. 从图 6 可以看出最大透射对比度产生的原因. 当信号正向入射时, 频率 1.329 GHz 对应谱线中透射率最大的点, 为 -35.2 dB . 当信号从反向入射时,

频率 1.329 GHz 对应谱线中透射率最小的点, 为 -54.9 dB. 在该工作频率下, 正向入射时非线性效应被增强, 但反向入射时非线性效应却被抑制, 透射对比度达到 19.7 dB. 所以, 该复合结构的非互易透射展示了低阈值和高对比度的电磁二极管行为.

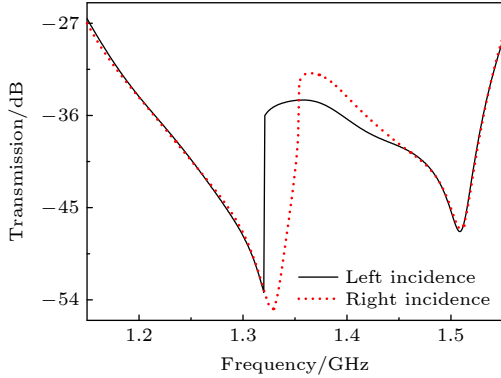


图 6 实验测试得到的在输入功率为 7 dBm 下, 正、反向入射复合结构时的透射谱线

Fig. 6. Measured transmission spectra at 7 dBm of the input power for the left and right incidence.

一定带宽内正、反透射的对比度是评价电磁二极管性能的重要指标. 图 7 为测试的在频率范围为 1.31—1.35 GHz 内 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构的最大透射对比度. 之所以选择此频率范围, 是因为在此频率范围, 最大透射对比度都在 12 dB 以上. 由图 7 可知, 当频率为 1.329 GHz, 其最大透射对比度为 19.7 dB, 是正反透射对比度随频率变化曲线的峰值. 当工作频率偏离该频率时, 最大透射对比度会发生一定的下降, 但都在 12 dB 以上. 因此, 基于非对称微波光子晶体设计的电磁二极管最优化的工作频率为 1.329 GHz, 最大透射对比度超过 12 dB 的工作频率带宽为 40 MHz.

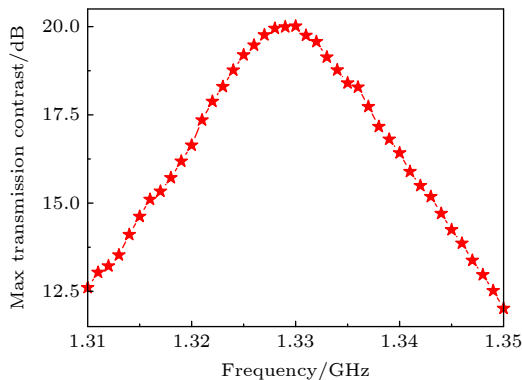


图 7 实验测试得到的最大正、反透射对比度与频率的关系
Fig. 7. Measured maximum transmission contrast in the frequency range from 1.31 to 1.35 GHz.

4 结 论

我们研究了基于 $(AB)_2D(BA)_2(BBAA)$ -EIT 复合结构的电磁二极管. 仿真结果显示, 将具有类 EIT 效应的超材料集成到一维非对称微带 PC 谐振腔中, 不仅可以显著增强其品质因子, 并且还可以实现强烈的场强非对称局域效应. 实验结果表明, 正向入射复合结构时非线性效应被增强, 但反向入射时非线性效应却被抑制. 在 1.329 GHz 频率处, 得到了高达 19.7 dB 的透射对比度, 相应的输入功率强度仅为 7 dBm. 此外, 我们提出的方案并没有大幅增加器件体积和剧烈降低信号透过率. 这些特性的亚波长尺度实现可为高性能全关器件的设计提供一定的理论和实验参考.

参考文献

- [1] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, Bloemer M J 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 2023
- [2] Tocci M D, Bloemer M J, Scalora M, Dowling J P, Bowden C M 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 2324
- [3] Yu Z, Fan S 2009 *Nat. Photonics* **3** 91
- [4] Feise M W, Shadrivov I V, Kivshar Y S 2005 *Phys. Rev. E* **71** 037602
- [5] Hu X, Xin C, Li Z, Gong Q 2010 *New J. Phys.* **12** 023029
- [6] Hu X, Li Z, Zhang J, Yang H, Gong Q, Zhang X 2011 *Adv. Funct. Mater.* **21** 1803
- [7] Feng L, Ayache M, Huang J, Xu Y, Lu M, Chen Y, Fainman Y, Scherer A 2011 *Science* **333** 729
- [8] Wang C, Zhou C, Li Z 2011 *Opt. Exp.* **19** 26948
- [9] Bi L, Hu J J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photonics* **5** 758
- [10] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [11] Shen Z, Zhang Y, Chen Y, Zou C, Xiao Y, Zou X, Sun F, Guo G, Dong C 2016 *Nat. Photon.* **10** 657
- [12] 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]
- [13] Liu Y F, Liu B, He X D, Li S J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064207 (in Chinese) [刘云凤, 刘彬, 何兴道, 李淑静 2016 物理学报 **65** 064207]
- [14] Fan Y, Han J, Wei Z Y, Wu C, Cao Y, Yu X, Li H Q 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 151903
- [15] Xue C H, Jiang H T, Chen H 2010 *Opt. Exp.* **18** 7479
- [16] Du G Q, Jiang H T, Wang Z S, Chen H 2009 *Opt. Lett.* **34** 578
- [17] Zhou H, Zhou K, Hu W, Guo Q, Lan S, Lin X, Gopal A V 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 123111
- [18] Zhukovsky S V, Smirnov A G 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023818
- [19] Cai X, Wang X, Li S 2012 *Opt. Commun.* **285** 1959
- [20] Ghaleh K J, Moslemi F 2017 *Appl. Opt.* **56** 4146
- [21] Zhang J, Wang P, Ding Y, Wang Y 2019 *Opt. Commun.* **450** 322

- [22] Yang P, Xia X, He H, Li S, Han X, Zhang P, Li G, Zhang P, Xu J, Yang Y, Zhang T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 233604
- [23] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [24] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [25] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [26] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [27] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [28] Papasimakis N, Fedotov V A, Zheludev N I, Prosvirnin S L 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 253903
- [29] Tassin P, Zhang L, Koschny T, Economou E N, Soukoulis C M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 053901
- [30] Zhang L S, Li X L, Wang J, Yang L J, Feng X M, Li X W, Fu G S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4921 (in Chinese) [张连水, 李晓莉, 王健, 杨丽君, 冯晓敏, 李晓苇, 傅广生 2008 *物理学报* **57** 4921]
- [31] Liu N, Langguth L, Weiss T, Kästel J, Fleischhauer M, Pfau T, Giessen H 2009 *Nat. Mater.* **8** 758
- [32] Singh R, Rockstuhl C, Lederer F, Zhang W L 2009 *Phys. Rev. B* **79** 085111
- [33] Dong Z G, Liu H, Cao J X, Li T, Wang S M, Zhu S N, Zhang X 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 114101
- [34] Sun Y, Jiang H T, Yang Y P, Zhang Y W, Chen H, Zhu S Y 2011 *Phys. Rev. B* **83** 195140
- [35] Yang Y, Kravchenko I I, Briggs D P, Valentine J 2014 *Nat. Commun.* **5** 5753
- [36] Shao J, Li J Q, Li J, Wang Y K, Dong Z G, Chen P, Wu R X, Zhai Y 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 034106
- [37] Chen Y Q, Dong L J, Fang Y, Wu X Z, Wu Q Y, Jiang J, Shi Y L 2019 *Appl. Phys. A* **125** 1
- [38] Sun Y, Tong Y W, Xue C H, Ding Y Q, Li Y H, Jiang H T, Chen H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 091904
- [39] Gu J Q, Singh R, Liu X J, Zhang X Q, Ma Y F, Zhang S, Maier S A, Tian Z, Azad A K, Chen H T, Taylor A J, Han J G, Zhang W L 2012 *Nat. Commun.* **3** 1151
- [40] Fan Y C, Qiao T, Zhang F L, Fu Q H, Dong J J, Kong B T, Li H Q 2017 *Sci. Rep.* **7** 40441

Electromagnetic diode based on asymmetric microwave photonic crystal*

Chen Yong-Qiang^{1)†} Xu Guang-Yuan¹⁾ Wang Jun¹⁾ Fang Yu¹⁾
Wu Xing-Zhi¹⁾ Ding Ya-Qiong²⁾ Sun Yong^{3)‡}

1) (School of Physical Science and Technology, Suzhou University of Science and Technology, Suzhou 215009, China)

2) (Science of College, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

3) (School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 11 July 2021; revised manuscript received 17 September 2021)

Abstract

A subwavelength electromagnetic diode scheme in a microwave waveguide system is proposed by using an asymmetric photonic crystal (PC) cavity side-coupled with electromagnetically induced transparency like (EIT-like) metamaterials. It is found that the composite PC-EIT configuration can generate tenfold Q -factor enlargement, accompanied with enhanced nonreciprocal electromagnetic localization simultaneously. Further study of the measured one-way response exhibits excellent electromagnetic diode performance including 19.7 dB transmission contrast and 7 dBm operating power at a working frequency of 1.329 GHz. We emphasize that such high-contrast transmission and low-threshold diode actions are not at costs of greatly increasing volume and drastically reducing transmission. Our findings may benefit the design of compact nonreciprocal devices in the integrated optical nanocircuits.

Keywords: electromagnetically induced transparency, photonic crystal, metamaterials, electromagnetic diode

PACS: 47.20.Ky, 78.67.Pt, 42.25.Bs, 42.65.Pc

DOI: 10.7498/aps.71.20211291

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91850206, 51607119, 11974261, 11804244), the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China (Grant No. 18KJA470004), and the Jiangsu Province Key Discipline of China's 13th Five-Year Plan, China (Grant No. 20168765).

† Corresponding author. E-mail: yqchen@usts.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yongsun@tongji.edu.cn