

引用本文:赵钰,翟凤潇,张晓冬,等.基于 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器[J].光通信技术,2023,47(4):21-25.

基于 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器

赵钰,翟凤潇*,张晓冬,刘楠楠,杨坤

(郑州轻工业大学 物理与电子工程学院,郑州 450001)

摘要:为了实现红外吸收波长的主动调控,提出一种 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST)相变材料的可调谐金属/介质/金属(MDM)型近红外光学超构表面吸收器。首先,采用时域有限差分(FDTD)法对器件的吸收性能进行仿真分析;然后,根据电场分布特点分析了吸收器等离子体震荡吸收的物理机制。仿真结果表明:当改变GST的晶化分数时,所提吸收器实现了吸收峰中心位置从 $1.17\text{ }\mu\text{m}$ 偏移到 $1.8\text{ }\mu\text{m}$,偏移宽度为 630 nm ,吸收器在通信波长为 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 时可以实现高-低吸收率的转换。

关键词:超构表面;吸收器; $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变材料

中图分类号:TN256 文献标志码:A 文章编号:1002-5561(2023)04-0021-05

DOI:10.13921/j.cnki.issn1002-5561.2023.04.004

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Tunable near-infrared optical superstructure surface absorber based on $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ phase change material

ZHAO Yu, ZHAI Fengxiao*, ZHANG Xiaodong, LIU Nannan, YANG Kun

(School of Physics and Electronic Engineering, Zhengzhou University of Light Industry, Zhengzhou 450001, China)

Abstract: A tunable metal/medium/metal type (MDM) near-infrared optical surface absorber based on $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST) phase change material is proposed to realize active regulation of infrared absorption wavelength. Firstly, the absorption performance of the device is calculated and analyzed by using the finite difference time domain (FDTD) method. Then, the physical mechanism of plasma shock absorption of the absorber is analyzed according to the electric field distribution characteristics. The simulation results show that the absorption peak center position of the proposed absorber is shifted from $1.17\text{ }\mu\text{m}$ to $1.8\text{ }\mu\text{m}$, and the deviation width is 630 nm . When the appropriate crystallization fraction of GST is selected, the absorber can achieve a high-low absorptivity conversion at a communication wavelength of $1.55\text{ }\mu\text{m}$.

Key words: metasurface, absorber, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ phase change material

0 引言

光学超构表面对光场具有独特的操控能力,在电磁波吸收、光开关调制、光传感等领域具有广泛的应用前景和价值^[1-2]。与传统的器件相比,超构表面光电器件具有结构灵活、性能可调谐等优点。金属/介电材料/金属(MDM)型超构表面吸收器在红外波段及太赫兹波段都具有超高吸收率^[3-4]。此外,改变MDM型超构

表面吸收器中的单元结构参数可以调控吸收器的等离子体共振频率,进而调控吸收器的吸收频带^[5]。随着电磁学理论和纳米制造技术的发展,基于等离激元的电磁超材料通过精确控制单元的形状大小和排列周期,能够主动调控磁导率和有效介电常数,成为当前吸收器的研究热点。

典型MDM结构的等离激元共振能够增强局部电磁场引起的强吸收效应。文献[6-7]提出了基于等离激元共振增强电磁损耗的纳米结构的谐振腔,实现了在红外波段近完美吸收机制的调控。虽然金属优异的电磁特性被用于超构表面材料,但其高损耗和不可调谐性也限制了超构表面器件的性能。在MDM结构中,传统介质的介电常数通常难以调控,在超构表面器件结构的尺寸确定之后将形成固定的光学响应,因此在结构设计中采用对外场敏感的可重构功能材料对器件

收稿日期:2023-01-09。

基金项目:河南省科技公关项目(212102210604)资助;河南省高等学校重点科研项目(22A140011)资助。

作者简介:赵钰(1996—),女,研究生,河南安阳人,现就读于郑州轻工业大学物理与电子工程学院光电信息工程专业,主要从事红外波段光学超构表面的设计和光电子器件方面的研究工作。

*通信作者:翟凤潇(1979—),男,博士,副教授,主要研究方向为相变材料、光学超构表面材料与器件。



赵钰,翟凤潇,张晓冬,等:基于 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器

吸收功能的调控研究具有十分重要的意义。随着材料科学的发展,近年来,市面上出现了许多对外场能量高度敏感的功能材料,这为人们通过采用特殊材料或者设计光学超构材料实现对光波的主动调控提供了可能。硫族相变材料是 Ge、Sb、Te 元素组成的化合物,由于其具有优异的结构重构和光学特性被用于光盘存储器,也是下一代非易失性相变存储器的候选材料。 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (下文简称 GST)具有较高的折射率对比度,通过加热、激光脉冲、电脉冲等多种外场激励可以实现晶态和非晶态间的可逆重构,因此被应用于主动调控超构表面光学器件^[8-10]。本文提出一种基于 GST 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器,以实现覆盖 $1.55\ \mu\text{m}$ 通信波段的可调谐吸收。

1 基于GST 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器

1.1 结构原理

本文所设计的 MDM 型超构表面吸收器中的顶层金属单元由周期排列的单元晶胞组成。与传统材料不同,这种结构可以通过选择金属介质材料,以及结构单元的形状、尺寸、排列周期的调控来实现对整个结构的有效介电常数和磁导率的动态调控,解决了传统电磁材料不可调谐的问题。在超表面的结构设计中,采用具有较高介质损耗的金属金与硫系 GST 相变材料的组合,在电磁波的入射下可以使金属-介质表面产生等离激元共振模式,从而在介质层中实现稳定的光子耦合,加强电磁波的吸收。其中,等离子体共振频率的大小主要取决于周围环境的介电常数的大小。因此,本文通过改变金属单元的结构参数、介质层的介电常数实现对整个结构的有效介电常数和磁导率的动态调节。

1.2 结构设计

本文提出的基于 GST 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器结构如图 1 所示。 E 为电场矢量、 H 为磁场矢量、 k 为波矢。该吸收器由金圆盘周期阵列和结构可调的 GST 薄膜构成。在衬底上的金反射层厚度为 $100\ \text{nm}$,金反射层上是厚度为 $80\ \text{nm}$ 的二氧化硅(SiO_2)绝缘层,GST 薄膜在 SiO_2 绝缘层上。金圆盘阵列位于相变材料 GST 薄膜上,圆盘半径 $r=100\sim 300\ \text{nm}$ 。整个圆盘以方形阵列排列,具有高度的对称性,因此该结构的光学响应与偏振无关。GST 薄膜与金圆盘阵列的典型厚度均为 $20\ \text{nm}$ 。

吸收器结构分别在 x 轴和 y 轴方向上设置周期性

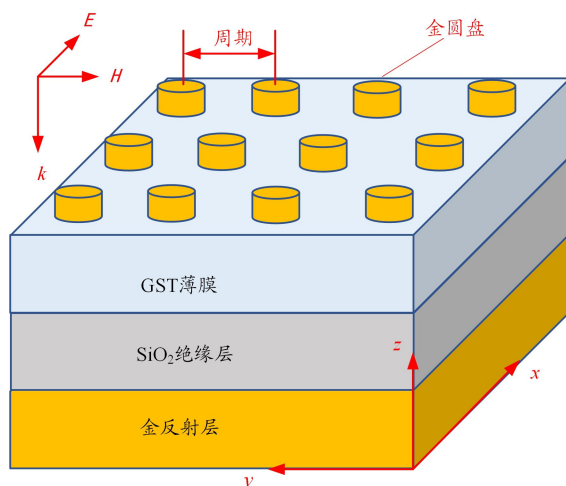


图1 基于GST相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器结构示意图

边界条件,在顶部和底部边界处设置完美匹配层。采用平面波光源,从 z 方向垂直入射到纳米圆盘阵列上,平面波矢量默认平行于 x 轴方向。由于底部 $100\ \text{nm}$ 的金反射层厚度远大于近红外波段的穿透深度,透射电场为零,故吸收率 $A(\lambda)$ 可以通过式(1)^[11-12]得到

$$A(\lambda)=1-R(\lambda) \quad (1)$$

其中, $R(\lambda)$ 为反射率谱。

2 仿真分析

2.1 2种相态下的吸收谱线

本文采用 Lumerical 软件中的时域有限差分(FDTD)法建立数值模型对吸收器的性能进行仿真。当金属圆盘半径为 $150\ \text{nm}$ 、阵列周期为 $700\ \text{nm}$ 时,所提吸收器在 GST 为 2 种相态下典型的吸收谱如图 2 所示。可以看出,在 2 种结构状态下,GST 的吸收谱线具有类似的双吸收峰。当 GST 为非晶态时,2 个吸收峰位置分别为

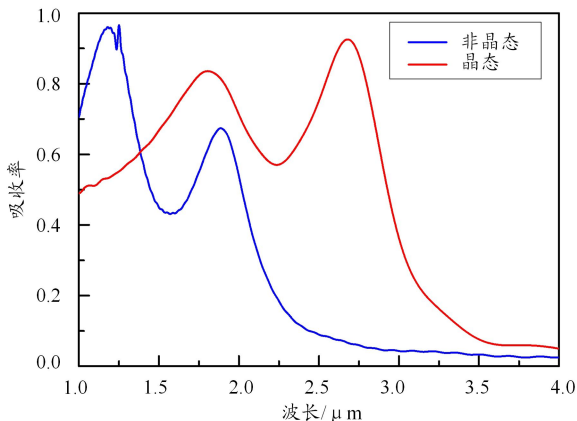


图2 吸收器在GST分别为非晶态和晶态时的吸收谱线

1.17 μm 和 1.88 μm ; 当 GST 为晶态结构时, 2 个吸收峰波长分别为 1.8 μm 和 2.67 μm ; 当 GST 由非晶态转化为晶态结构时, 2 个吸收峰均发生了红移, 短波长吸收峰位置由 1.17 μm 红移到 1.8 μm 。因此, 通过外激励场改变 GST 的结构状态, 可以实现超构表面吸收器吸收率的主动调控。

2.2 吸收峰值处的电场分析

本文分别对吸收峰对应波长处的电场分布特性进行定量研究。非晶态 GST 吸收谱线对应的 2 个峰值处的电场分布图如图 3 所示。图 3(a) 和图 3(b) 中的虚线表示图 1 中 GST 薄膜层和 1 个金圆盘在 x - z 剖面内的轮廓位置; 图 3(c) 和图 3(d) 中的虚线则表示 1 个金属圆盘在 $z=0$ 方向上 x - y 剖面内的轮廓位置。从图 3(a) 和图 3(c) 中可以看出, 电场主要被限制在 GST 下面的 SiO_2 绝缘层中, 在金属圆盘与 GST 界面附近没有激发局域等离子体; 从图 3(b) 和图 3(d) 可以看出, 与 1.17 μm 短波长处不同的是电场分布主要集中于金属圆盘的侧面。电荷在金圆盘边缘积累, 局域等离子体共振激发增强金属圆盘周围的电磁场, 从而引起电磁场的吸收。当 GST 为晶态结构时所对应的吸收峰也

具有相类似的分布特征和物理机制。

由于短波长的吸收峰调谐能够覆盖 1.55 μm 通信波段, 因此本文主要分析短波长吸收峰形成的原因。金圆盘阵列与介质层和底层金属之间可以等效为法布里-珀罗共振腔(F-P 腔)。当在某些波长处满足共振消光时将出现吸收峰。这种共振腔的模式和表面等离子体激发共振导致峰值处的强吸收, 使得吸收器在特定的波长情况下具有较高的吸收率^[3]。介质薄膜中的光吸收通过腔内共振波长处的消光干涉实现, F-P 腔满足吸收峰的波长 λ 为

$$\lambda = 2n_{\text{eff}}h \quad (2)$$

其中, n_{eff} 为空腔有效折射率(由 GST 和 SiO_2 的折射率决定), h 为腔的长度。由式(2)可知, 当改变折射率或者腔的长度都可以调控吸收波长。当在超表面结构中, 改变非晶态 GST 薄膜厚度时的吸收谱如图 4 所示。可以看出, 随着 GST 薄膜厚度 d 从 10 nm 逐渐增加到 100 nm, 短波长吸收峰逐渐红移到 2.05 μm , 这符合共振腔模式消光吸收的原理。虽然可以通过改变共振腔结构尺寸达到调控吸收峰的目的, 但是这种调控仍然是一种被动调控方式。GST 相变材料可以在

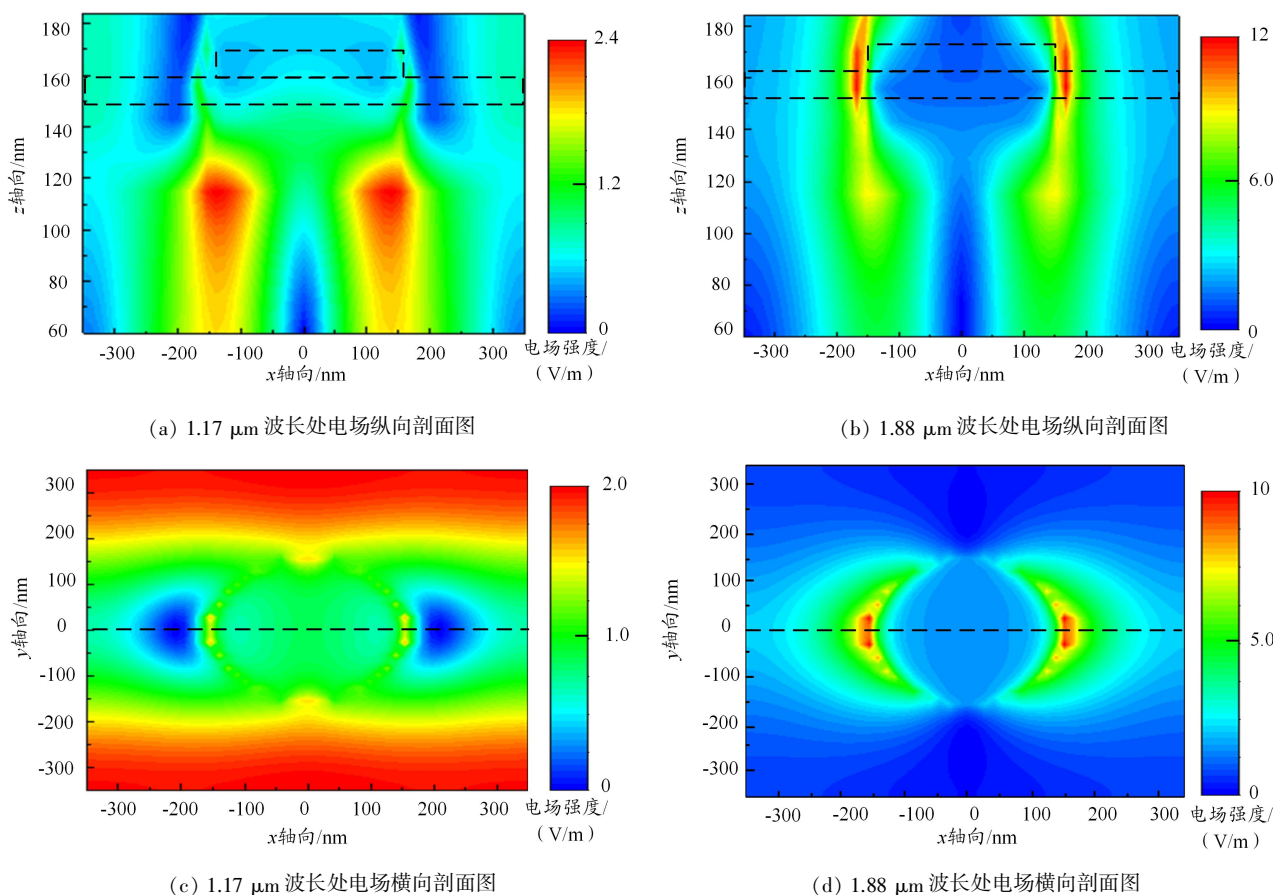


图 3 GST 为非晶态时的电场分布图

赵钰,翟凤潇,张晓冬,等:基于 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变材料的可调谐近红外光学超构表面吸收器

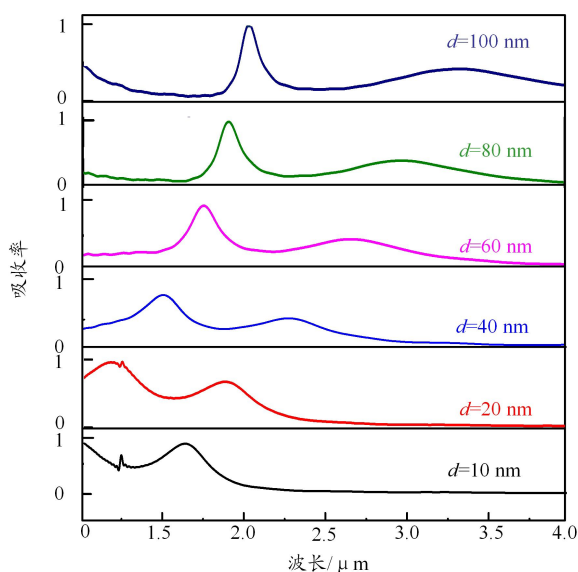


图4 非晶态下的GST厚度对吸收光谱的影响

外场的激励下发生结构相变,从而导致介电常数变化,这为器件性能的主动调控提供了可能。

GST在超快激光脉冲、电场及加热等外场的激励下发生结构的可逆转换。不同结构之间具有较大的介电常数的变化对比度。GST具有稳定的完全非晶态和晶态结构,通过控制外激励场的能量,可以使GST保持稳定的中间混合相。根据 Lorentz-Lorenz 方程^[14],可推导 GST 混合相的有效介电常数表达式为

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}}(\lambda)-1}{\varepsilon_{\text{eff}}(\lambda)+2} = (1-m) \frac{\varepsilon_a(\lambda)-1}{\varepsilon_a(\lambda)+2} + m \frac{\varepsilon_c(\lambda)-1}{\varepsilon_c(\lambda)+2} \quad (3)$$

其中, $\varepsilon_{\text{eff}}(\lambda)$ 为 GST 混合相的有效介电常数, $\varepsilon_a(\lambda)$ 是非晶态 GST 的电常数, $\varepsilon_c(\lambda)$ 为晶态 GST 的介电常数, 晶化分数 m 表示 GST 的结晶水平。通过上述理论分析可知,调控 GST 相态可以影响吸收器的吸收谱。晶化分数对吸收率谱线的影响情况如图 5 所示。可以看

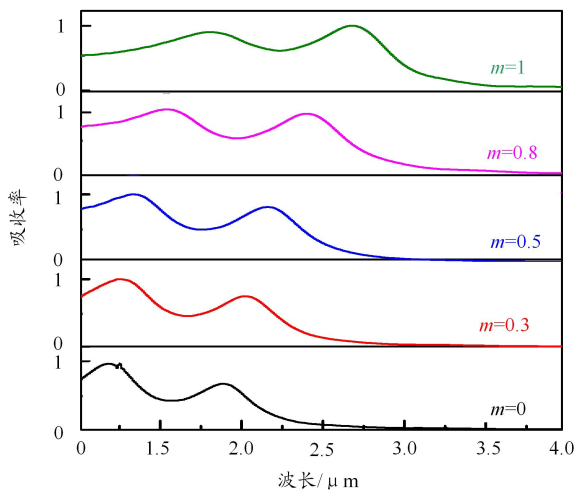


图5 不同GST晶化分数的吸收率谱线

出,随着晶化分数值的逐渐增加,两吸收峰的中心波长逐渐发生偏移。因此,可以通过调控 GST 相变材料的晶化比例,实现在不同光波段的有效吸收。

GST 晶化分数对短波长处的吸收峰中心波长和峰值吸收率的关系如图 6 所示。可以看出,随着晶化分数的增加,吸收峰中心波长逐渐发生红移,从非晶态到完全晶态时,吸收峰中心从 $1.17 \mu\text{m}$ 偏移至 $1.8 \mu\text{m}$ 的位置,偏移宽度为 630 nm 左右。由图 6 可知,当晶化分数为 0.8,且吸收峰波长的位置在 $1.55 \mu\text{m}$ (红色虚线)时,最大吸收率为 0.96;由图 5 可知,当 GST 转变为非晶态,晶化分数为 0,且吸收峰波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 时,最大吸收率为 0.43。因此,通过改变 GST 的晶化分数,吸收器可以从高吸收状态转变为低吸收状态。

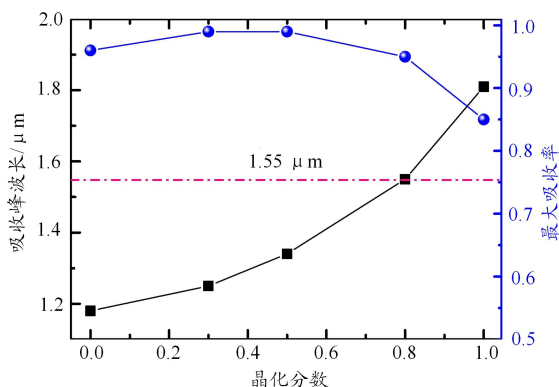


图6 GST晶化分数对吸收峰中心波长和峰值的影响

GST 是一种热致相变材料,在 420 K 左右的温度下由非晶态结构向晶态结构转变,内部的原子将发生从无序态到有序态的重排。当发生相变时,GST 结构的变化将导致介电常数的改变,因此 GST 的相变具有重构的能力,即通过外场可以对 GST 的结构进行可逆的调控,这在主动调控器件中具有非常大的优势。本文通过 GST 薄膜的光热反射实验测量数据拟合得到不同温度下的光学参数,并仿真模拟了环境温度对吸收光谱的影响,结果如图 7 所示。可以看出,当温度由 300 K 增加到 700 K 时,2 个峰值(图中两处红色线)对应的波长都发生了不同程度的红移,第一个峰值对应波长由 $1.17 \mu\text{m}$ 偏移至 $1.82 \mu\text{m}$,第二个峰值对应波长由 $1.88 \mu\text{m}$ 偏移至 $2.67 \mu\text{m}$ 。根据 Lorentz-Lorenz 理论^[14]可知,当温度发生改变时,GST 相变材料晶态结构和非晶态结构占比发生了变化,GST 的有效介电常数也发生了改变,因此吸收光谱峰值出现了红移。当 GST 完全转变成晶态后,其介电常数基本保持稳定,吸收光谱峰值及波长将保持不变。

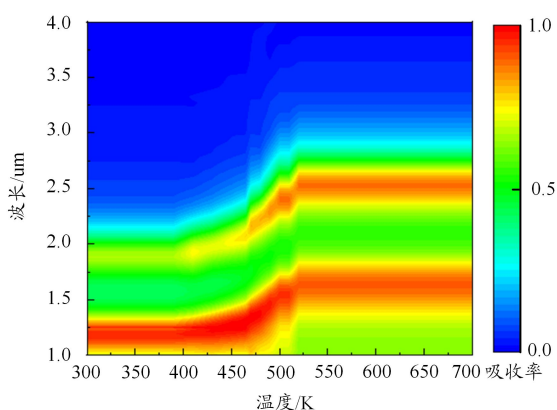


图7 温度对吸收光谱的影响

3 结束语

本文提出了一种基于 GST 相变材料的可调近红外光学超构表面吸收器,通过对 GST 结构的调控实现了在近红外波段的吸收调控。仿真结果表明:吸收器的吸收峰可以通过调控 GST 结构实现从 $1.17\ \mu\text{m}$ 偏移至 $1.8\ \mu\text{m}$,偏移宽度为 $630\ \text{nm}$;通过调控 GST 的晶化分数,吸收器在 $1.55\ \mu\text{m}$ 通信波长处可以实现高-低吸收率的转换,有效提高光谱吸收的选择性。本文提出的超构表面吸收器在光通信波段逻辑开关、选择吸收/反射器件等领域具有潜在的应用价值。

参考文献:

- [1] LANDY N I, SAJUYIGBE S, MOCK J J, et al. Perfect metamaterial absorber [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 207402-1-207402-4.
- [2] YIN S, ZHU J, JIANG W, et al. Comment on triple-band perfect metamaterial absorption, based on single cut-wire bar [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(2): 071105-1-071105-6.
- [3] BAI Y, ZHAO L, JU D, et al. Wide-angle, polarization-independent and dual-band infrared perfect absorber based on L-shaped metamaterial[J]. Optics Express, 2015, 23(7): 8670-8680.
- [4] TAO H, BINGHAM C M, STRIKWERDA A C, et al. Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: design, fabrication, and characterization[J]. Physical Review, 2008, 78(24): 9-12.
- [5] WATTS C, LIU X, PADILLA W. Metamaterial electromagnetic wave absorbers[J]. Advanced Materials, 2012, 24(23): 98-120.
- [6] HOU-TONG C, ANTOINETTE J T, et al. A review of metasurfaces: physics and applications [J]. Reports on Progress in Physics, 2017, 79(7): 076401-1-076401-40.
- [7] LIU N, MESCH M, WEISS T, et al. Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor [J]. Nano letters, 2010, 10(7): 2342-2348.
- [8] YIN X, STEINLE T, HUANG L, et al. Beam switching and bifocal zoom lensing using active plasmonic metasurfaces[J]. Light: Science & Applications, 2017, 6(1): 363-369.
- [9] WUTTIG M, YAMADA N. Phase-change materials for rewriteable data storage [J]. Nature Materials, 2007, 6(11): 824-32.
- [10] RAEISHOSSEINI, NILOUFAR, JUNSUK. Metasurfaces based on phase-change material as a reconfigurable platform for multifunctional devices [J]. Materials, 2017, 10(9): 1046-1-1046-26.
- [11] HUANG Y, LIU L, PU M, et al. A refractory metamaterial absorber for ultra-broadband, omnidirectional and polarization-independent absorption in the UV-NIR spectrum [J]. Nanoscale, 2018, 10(17): 8298-303.
- [12] XI J Q, SCHUBERT M F, KIM J K, et al. Optical thin-film materials with low refractive index for broadband elimination of Fresnel reflection [J]. Nature Photonics, 2007, 1(3): 176-179.
- [13] GENET C, ALTEWISCHER E, EXTER M, et al. Optical depolarization induced by arrays of subwavelength metal holes[J]. Physical Review B, 2005, 71(3): 033409-1-033409-4.
- [14] ASPNES D E. Local-field effects and effective-medium theory: a microscopic perspective[J]. American Journal of Physics, 1982, 50(8): 704-709.