

## 激光与光电子学进展

基于  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  材料的光栅型紫外线吸收器张敬<sup>1</sup>, 薛文瑞<sup>1\*</sup>, 张晨<sup>1</sup>, 陈宇婷<sup>1</sup>, 李昌勇<sup>2,3</sup><sup>1</sup>山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;<sup>2</sup>山西大学激光光谱研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;<sup>3</sup>山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

**摘要** 基于  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  材料, 设计了一种光栅型紫外线吸收器。采用有限元方法, 对该吸收器的吸收特性与结构参数、入射角度及工作波长的依赖关系进行了详细的分析。该吸收器的吸收机制是磁激元共振效应。通过调节结构参数、入射角度及工作波长, 可以调节该吸收器的吸收特性。采用优化参数条件下, 在 200~400 nm 的波段范围内, 在 0~75° 的入射角度范围内, 吸收率可以达到 80% 以上。该工作为紫外线吸收器的设计、制作和在紫外检测与防护、生物传感和紫外光催化等领域的应用提供了理论基础。

**关键词** 吸收器; 光栅; 紫外光;  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ ; 磁激元

中图分类号 O431 文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0523003

Grating-Type Ultraviolet Absorber Based on  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  MaterialsZhang Jing<sup>1</sup>, Xue Wenrui<sup>1\*</sup>, Zhang Chen<sup>1</sup>, Chen Yuting<sup>1</sup>, Li Changyong<sup>2,3</sup><sup>1</sup>College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;<sup>2</sup>Key Laboratory of Quantum Optics and Photonic Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;<sup>3</sup>Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

**Abstract** Based on  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$  material, a grating-type ultraviolet absorber was designed. Using the finite element method, the dependence of the absorption characteristics of the absorber on structural parameters, incident angle and working wavelength was analyzed in detail. The absorption mechanism of the absorber is the magnetic polariton resonance effect. By adjusting the structural parameters, incident angle and working wavelength, the absorption characteristics of the absorber can be adjusted. With optimized parameters, the absorption rate can reach more than 80% in the wavelength range of 200~400 nm and the incident angle range of 0~75°. The work in this paper provides a theoretical basis for the design and manufacture of ultraviolet absorbers and their applications in ultraviolet detection and protection, biosensing, and ultraviolet photocatalysis.

**Key words** absorber; grating; ultraviolet;  $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ ; magnetic polariton

## 1 引言

电磁波吸收器是一种能够有效地吸收电磁波的器件<sup>[1]</sup>。它的高灵敏度传感<sup>[2]</sup>、薄膜太阳能电池<sup>[3]</sup>

和光伏<sup>[4]</sup>等方面具有广泛的应用前景。材料和结构决定了电磁波吸收器工作的波段和应用范围。要想在所设定的波段范围内达到优良的吸收效果, 首先必须选择合适的材料, 例如贵金属<sup>[5]</sup>、半导

收稿日期: 2021-06-03; 修回日期: 2021-06-04; 录用日期: 2021-06-10

基金项目: 国家自然科学基金(61378039, 61575115)、国家基础科学人才培养基金(J1103210)

通信作者: \*wxue@sxu.edu.cn

体材料<sup>[6]</sup>、耐高温材料<sup>[7]</sup>等,这些材料固有的光学特性和在特定波段的介电特性为不同波段实现优良吸收提供了理论依据。其次必须设计合适的结构,例如形状、尺寸和排列方式<sup>[8-10]</sup>等等。材料和结构的相互结合,使得入射电磁波与结构相互耦合从而实现特定波长范围的吸收。这些电磁波吸收器能实现优良吸收,必须有一定的物理机制支撑,常见的有法布里-珀罗(F-P)谐振效应<sup>[11]</sup>、表面等离子共振(SPR)效应和磁激元(MPs)共振效应<sup>[12-13]</sup>等。

目前,人们对工作于可见光波段和红外线波段的吸收器做了广泛的研究<sup>[2,14-16]</sup>,但对于工作于紫外线波段的吸收器的研究相对较少。紫外线吸收器在紫外传感<sup>[17]</sup>、紫外光电探测<sup>[18]</sup>、紫外光催化<sup>[19]</sup>等方面具有重要的应用前景。2013年Liang等<sup>[20]</sup>设计的以金/锗交替出现的纳米层阵列结构实现了从200~2500 nm的高吸收。2015年,Shi等<sup>[21]</sup>基于四瓣扇形的金材料设计的金属-绝缘体-金属(MIM)型电磁吸收器,实现了从280.4~491.8 nm的高吸收。这两种吸收器采用的都是贵金属材料,制造成本较高。2016年Lei等<sup>[22]</sup>提出的铝/锗交替的结构实现了从200~3600 nm的宽带吸收,同时吸收效果接近一个完美吸收。2017年Wu等<sup>[23]</sup>设计的铝槽上面包裹着SiO<sub>2</sub>的结构,实现了从220~800 nm的一个相对较好的吸收。这两种吸收器的复杂程度较高。2018年Chen等<sup>[7]</sup>通过不同尺寸的镍盘组合实现了从300~1180 nm的高吸收,而且在800 K和1000 K的工作温度下,太阳总热转换效率分别达到0.8909和0.8326。同年,Liu等<sup>[24]</sup>基于氮化钛表面实现了从0.316 μm到1.426 μm的高吸收。2021年孙大伟等<sup>[25]</sup>通过将GaAs填充到以钨为基底的圆形空腔中实现了从300~2500 nm的超宽带吸收。这三种吸收器采用了耐高温的材料,拓展了使用的温度范围,但是高吸收谱的范围并没有完全覆盖紫外波段。以上这些吸收器虽然涉及到了紫外线波段,但主要工作在红外波段,对紫外线的吸收效果并不理想。设计一种成本较低、制作工艺简单并且吸收谱完全覆盖紫外线波段的吸收器有着重要的意义。

Bi<sub>1.5</sub>Sb<sub>0.5</sub>Te<sub>1.8</sub>Se<sub>1.2</sub>(BSTS)是一种新型的拓扑绝缘体材料<sup>[26-28]</sup>。2013年Tang等<sup>[26]</sup>给出了太赫兹波段BSTS单晶的表面复电导率。2014年Ou等<sup>[27]</sup>证明了BSTS材料在紫外波段可以激发表面等离子共振,且在高频条件下,这种材料的损耗比金属材料的损耗低得多。2017年Dubrovkin等<sup>[28]</sup>验证了

BSTS材料在可见光范围内的表面等离子共振行为。

本文拟采用BSTS材料,设计一种光栅型紫外线吸收器,实现覆盖全紫外线波段的宽带吸收。采用有限元方法,对其物理机制、几何参数和工作波长对吸收效果的影响做详细的讨论与分析。

## 2 结构与计算方法

所设计的基于BSTS材料的紫外线吸收器的单元结构如图1所示。它是在厚度为 $d$ 的金属铝(Al)板上,自下而上,由 $L$ 个复合层堆叠构成一个截断的金字塔型结构。复合层由高度为 $h_1$ 的BSTS材料和高度为 $h_2$ 的SiO<sub>2</sub>材料构成。顶端复合层中的BSTS材料采用了半圆型结构,研究表明,采用这种设计,吸收效果更佳<sup>[15]</sup>。在截断的金字塔型结构中,顶层的宽度为 $W_1$ ,底层的宽度为 $W_2$ 。单元结构的周期为 $P$ ,沿水平方向排列,构成一个光栅。

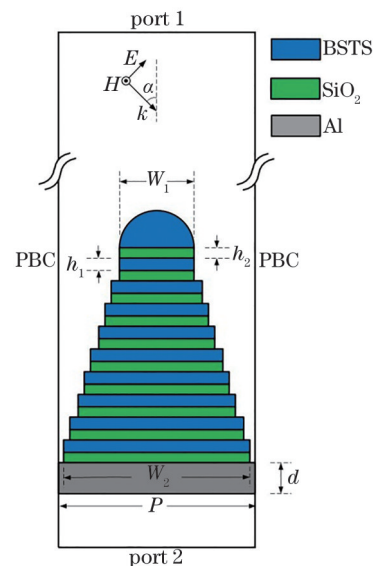


图1 基于BSTS材料的光栅型紫外线吸收器的单元结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the unit structure of the grating-type ultraviolet absorber based on BSTS material

BSTS材料是一种新型的拓扑绝缘材料,图2给出了该材料的介电常数的实部和虚部与波长之间的关系图<sup>[27]</sup>。实线表示材料介电常数的实部与波长的关系图,虚线表示材料介电常数的虚部与波长的关系图。从图2可以看出,在200~400 nm的紫外线波段内,BSTS的介电常数的实部是负值,所以在这个波段内该材料具有类金属特性,从而在这个波段内可以在其表面激发表面等离子激元,最终导

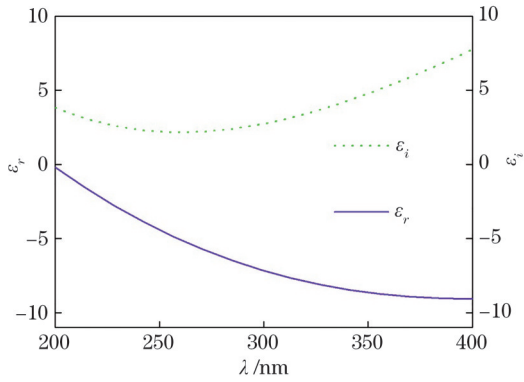


图 2 BSTS 材料介电常数与波长的依赖关系

Fig. 2 Relationship between the dielectric constant of the BSTS material and the wavelength

致了对入射电磁波在紫外波段的强烈吸收。

假定结构周围的材料为空气, SiO<sub>2</sub>介质层的介电常数与波长之间的关系如图 3 所示<sup>[29]</sup>。从图 3 可以看出, 在 200~400 nm 的紫外线波段内, SiO<sub>2</sub>的介电常数的实部是随波长的增大而单调减小, 其虚部为零。

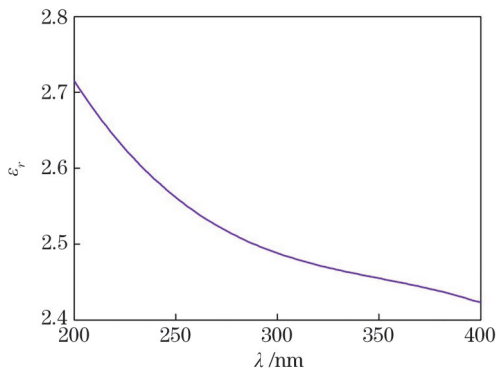


图 3 SiO<sub>2</sub>材料介电常数与波长的依赖关系

Fig. 3 Relationship between the dielectric constant of the SiO<sub>2</sub> material and the wavelength

Al 的介电常数遵循 Lorentz-Drude 模型<sup>[29]</sup>:

$$\epsilon_{Al} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} + \sum_k \frac{G_k \omega_k^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + i\Gamma_k \omega}, \quad (1)$$

式中,  $\omega_p$  为等离子体振荡频率, 其值为  $1.64 \times$

$10^{16}$  rad/s;  $\gamma$  为德鲁德振子的阻尼系数;  $\omega$  为圆频率。 $G_k$ 、 $\omega_k$ 、 $\Gamma_k$  分别为洛伦兹振子的强度、频率和阻尼系数。 $k$  为阶数, 取用 0 到 3。具体的参数设置见表 1。

表 1 铝金属介电常数的模型参数表

Table 1 Table of model parameters for dielectric constant of aluminum metals

$k$	$G_k$	$\omega_k$ /eV	$\Gamma_k$ /eV
0	1940.97	0.162	0.333
1	4.706	1.544	0.312
2	11.39	1.808	1.351
3	0.558	3.473	3.382

结构中之所以采用了铝材料作为衬底, 首先是因为它支持的表面等离子共振效应发生在紫外波段, 其次考虑到它的制造成本较低。

利用有限元方法 (Comsol 5.1<sup>TM</sup>) 分析吸收器的吸收特性, 对于如图 1 所示的结构, 在顶端和底端设置了端口 port1 和 port2, 前者设置为入射端口和反射端口, 后者设置为透射端口。每个端口下都设置有两个衍射级, 以此来考虑 0 级和  $\pm 1$  级带来的衍射效应。左右两侧设置了周期性边界条件 (PBC), 以确保该结构是一个周期性结构。假设横磁 (TM) 波以  $\alpha$  角度入射到结构的上表面。因为该结构为光栅型吸收器, 所以在光栅的作用下, 电磁波与结构的相互作用使得电磁波会发生反射和透射现象。采用有限元方法可以得到透射率  $T(\omega)$  和反射率  $R(\omega)$ , 进而可以得到吸收率  $A(\omega) = 1 - T(\omega) - R(\omega)$ 。计算表明, 当 Al 板的厚度取  $d = 110$  nm 时, 电磁波的透射就可以忽略不计, 所以吸收率  $A(\omega) \approx 1 - R(\omega)$ 。

### 3 结果与讨论

经过大量的计算并考虑到制作工艺的限制, 得到的优化参数如表 2 所示。

表 2 优化参数

Table 2 Optimized parameters

Parameter	$h_1$	$h_2$	$W_1$	$W_2$	$P$	$d$	$L$
Value	40 nm	10 nm	45 nm	100 nm	105 nm	110 nm	10

在采用优化参数的条件下, 图 4 给出了吸收曲线随入射角度和波长变化的等高线图。从图 4 中可以看出, 在 200~400 nm 的波段范围内, 可以实现宽角度 ( $0 \sim 75^\circ$ ) 的吸收, 整体的吸收效果保持在了 80% 以上。

在优化参数条件下, 图 5 中给出了在  $60^\circ$  入射下吸收率随波长的变化曲线图。从图 5 可以看出, 透射率几乎为零, 反射率接近零, 吸收率接近 1。说明该吸收器在  $60^\circ$  入射下仍具有良好的吸收效果。

为了揭示该吸收器的物理机制, 分析了该结构

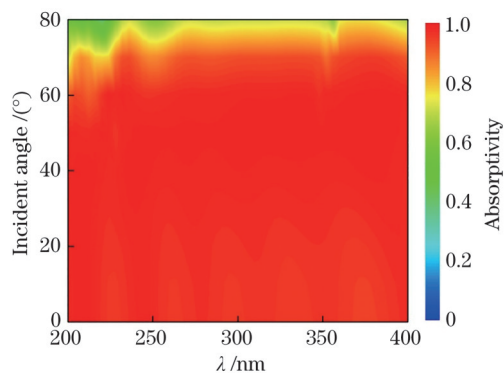


图 4 在优化参数条件下,吸收率随入射角度和波长变化的等高线图

Fig. 4 Under optimized parameter conditions, contour plot of absorptance as a function of incident angle and wavelength

在 TM 波 60° 入射情况下,在不同波长处的归一化磁场分布,见图 6。

图 6(a), (b), (c) 分别为 260 nm、300 nm 和 360 nm 三个波长处归一化的磁场分布。图中的色度条表示归一化磁场分布的强度,由下到上依次增强。由于 BSTS 材料在紫外波段表现出了类金属性,所以 BSTS-SiO<sub>2</sub>-BSTS 三层结构类似于金属-介质的结构,入射的紫外线会在吸收器中激发出磁激元<sup>[13]</sup>。从图 6 可以看出,在金字塔结构中的多

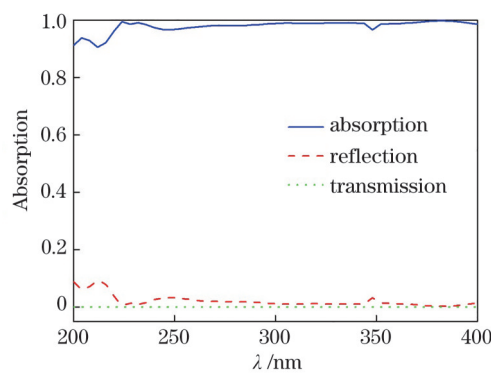


图 5 在优化参数条件下,在 60° 入射时吸收率、反射率和透射率随波长变化的关系图

Fig. 5 Under optimized parameter conditions, relationship between absorptivity, reflectivity and transmittance as a function of wavelength at 60° incidence

个复合层中有磁激元的分布。在较短波长处,磁激元主要局域在金字塔结构的上部。在较长波长处,磁激元主要局域在金字塔结构的下部。随着波长的增大,磁激元逐渐从结构的上部下移到结构的下部。由于磁激元的激发,导致了场的局域,就形成了对入射紫外线的强烈吸收,这就是该吸收器能够在 200~400 nm 波长范围内吸收紫外线的物理机制。

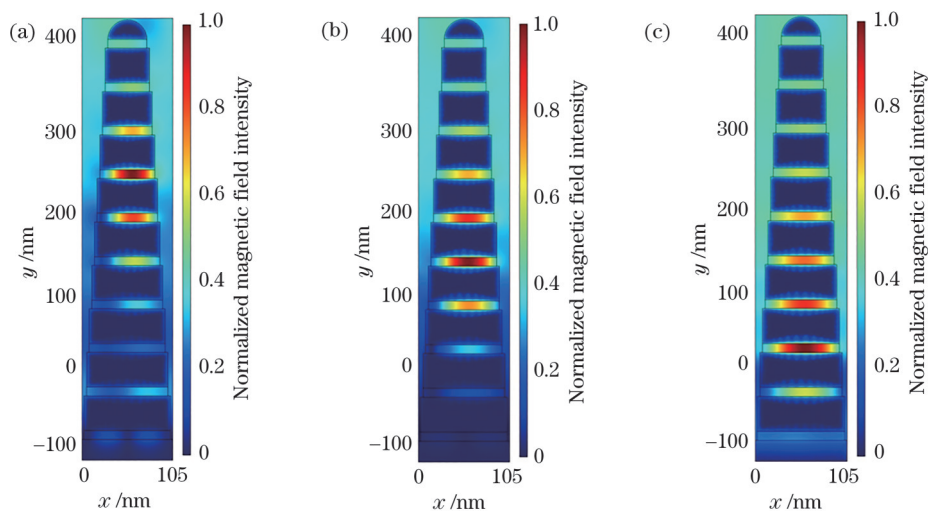


图 6 在 60° 入射情况下,波长分别为(a) 260 nm、(b) 300 nm 和(c) 360 nm 时,归一化磁场分布

Fig. 6 Normalized magnetic field distribution with wavelength of (a) 260 nm, (b) 300 nm and (c) 360 nm in the case of 60° incidence

在 60° 入射的条件下,保持其他优化参数不变,图 7 给出了复合层的层数  $L$  参数对吸收率的影响。图中色度条表示吸收率,从下到上依次增强。为了比较,在图 7 中嵌入了入射波长为 350 nm 时, $L$  为 6 层、10 层和 14 层所对应的归一化磁场分布图,分

别与虚线、实线和点线对应。可以看出,当复合层的层数比较少时,结构中激发的磁激元数量很少,结构对入射光的捕获能力很差,所以在 350 nm 下吸收能力较差。当复合层的层数逐渐增加时,结构中激发的磁激元数量逐渐增多,结构对入射光的捕获

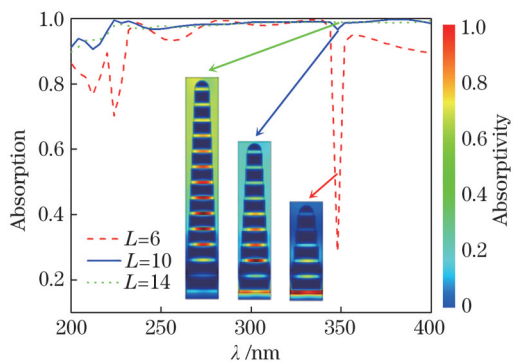


图 7 在  $60^\circ$  入射的情况下,保持其他优化参数不变,复合层的层数  $L$  分别为 6, 10 和 14 时,吸收率随波长的变化曲线。内嵌图为波长为 350 nm 时的归一化磁场分布图。  
Fig. 7 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the number of layers of the composite layer  $L$  is 6, 10 and 14, respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 350 nm.

能力逐渐增强。当复合层的层数超过 10 层以后,吸收曲线就变得比较平滑了,在相对较长的波长范围内基本可以保持平均 95% 左右的高吸收率了。再增大复合层的层数,吸收率曲线可以变得更加平滑,吸收率也会更高,但提高的幅度有限。考虑到制作工艺的难度以及成本方面的问题,这里选取 10 层下的情况进行讨论与研究。

在  $60^\circ$  入射的条件下,保持其他优化参数不变,图 8 给出了 BSTS 的高度  $h_1$  参数对吸收率的影响。为了比较,且考虑到  $60^\circ$  下的磁场分布情况,在图 8 中嵌入了入射波长为 380 nm 时,  $h_1$  为 25 nm、40 nm 和 55 nm 所对应的归一化磁场分布图,分别与虚线、实线和点线对应。可以看出,随着 BSTS 的高度  $h_1$  的增加,激发的磁激元有上移的趋势。与优化参数 40 nm 的情况相比,其他两条曲线在短波长处吸收率在 90% 以下,且在长波长附近有轻微的下降。从高度为 25 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,与优化参数相比,激发的磁激元数量较少,结构对入射光的捕获能力较弱,所以该波长下的吸收曲线会有下降的趋势。从高度为 55 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,底部磁激元的激发相对优化情况较弱,这种情况下结构对入射光的捕获能力变差,所以可以看到在较长波长下吸收率有一定程度的下降。

在  $60^\circ$  入射的条件下,保持其他优化参数不变,图 9 给出了  $\text{SiO}_2$  的高度  $h_2$  参数对吸收率的影响。为

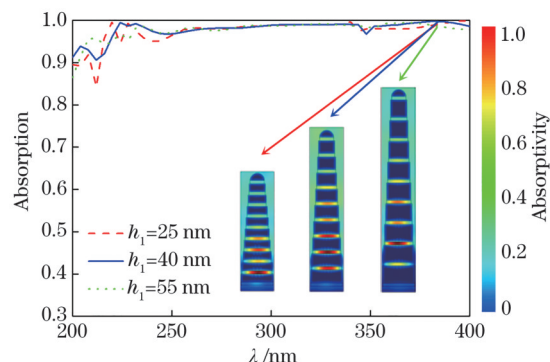


图 8 在  $60^\circ$  入射的情况下,保持其他优化参数不变,当 BSTS 层的高度  $h_1$  分别为 25 nm, 40 nm 和 55 nm 时,吸收率随波长的变化曲线。内嵌图为波长为 380 nm 时的归一化磁场分布图。  
Fig. 8 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the BSTS height  $h_1$  is 25 nm, 40 nm and 55 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 380 nm.

图 8 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the BSTS height  $h_1$  is 25 nm, 40 nm and 55 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 380 nm.

了比较,且考虑到  $60^\circ$  下的磁场分布情况,在图 9 中嵌入了入射波长为 368 nm 时,  $h_2$  为 10 nm、15 nm 和 25 nm (考虑到制作工艺的难度,  $h_2$  的参数选择最小应为 10 nm) 所对应的归一化磁场分布图,分别与实线、虚线和点线对应。可以看出,高度从优化参数 10 nm 变到 25 nm 时,激发的磁激元数量有减小的

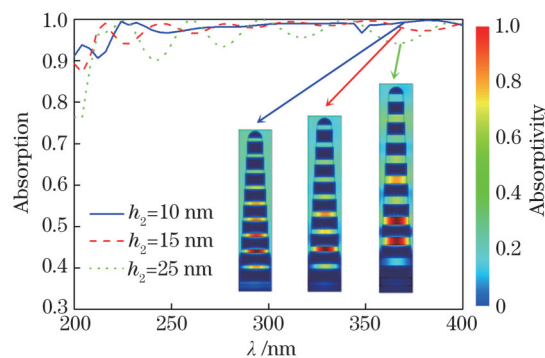


图 9 在  $60^\circ$  入射的情况下,保持其他优化参数不变,  $\text{SiO}_2$  高度  $h_2$  分别为 10 nm, 15 nm 和 25 nm 时,吸收率随波长的变化曲线。内嵌图为波长为 368 nm 时的归一化磁场分布图。  
Fig. 9 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the height of  $\text{SiO}_2$   $h_2$  is 10 nm, 15 nm and 25 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 368 nm.

Fig. 9 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the height of  $\text{SiO}_2$   $h_2$  is 10 nm, 15 nm and 25 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 368 nm.

趋势,且磁激元在复合层中有上移的趋势。与优化参数 10 nm 的情况相比,其他两条曲线在短波长处吸收率在 90% 以下,且在长波长附近有一定程度的下降。具体从高度为 15 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,与优化情况相比,激发的磁激元数量较少,结构对入射光的捕获能力较弱,所以该波长下的吸收曲线会有下降的趋势;从高度为 25 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,激发的磁激元相对优化情况较弱,这种情况下结构对入射光的捕获能力也会变差,所以可以看到在较长波长下吸收率有一定程度的下降。再者考虑到主要激发表面等离子体的材料为 BSTS 材料,  $\text{SiO}_2$  充当的是一个介质层,要构成类似于金属-介质-金属的结构,将产生的磁激元限制在复合层的界面处,介质层的设计需要合理,这样才能保证入射电磁波可以与结构之间很好的耦合,最终表现出良好的吸收。

在  $60^\circ$  入射的条件下,保持其他优化参数不变,图 10 给出了顶层的宽度  $W_1$  参数对吸收率的影响。为了比较,且考虑到  $60^\circ$  下的磁场分布情况,在图 10 中嵌入了入射波长为 280 nm 时,  $W_1$  为 35 nm、45 nm 和 75 nm 所对应的归一化磁场分布图,分别与虚线、实线和点线对应。可以看出,随着 BSTS 的宽度  $W_1$  的增加,激发的磁激元有上移的趋势。与优化参数 45 nm 的情况相比,其他两条曲线在相对较长的波长范围内吸收率发生一定程度的下降。从宽度为

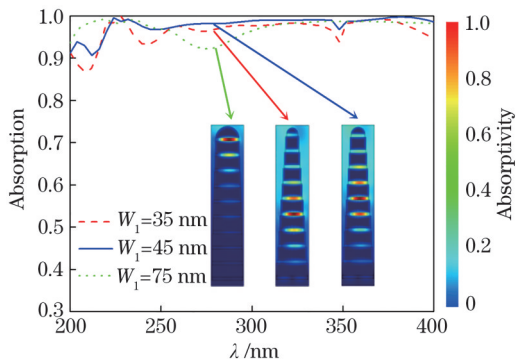


图 10 在  $60^\circ$  入射的情况下,保持其他优化参数不变,顶层宽度  $W_1$  分别为 35 nm、45 nm 和 75 nm 时,吸收率随波长的变化曲线。内嵌图为波长为 280 nm 时的归一化磁场分布图。

Fig. 10 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the width  $W_1$  is 35 nm, 45 nm and 75 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 280 nm.

35 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,与优化情况相比,激发的磁激元数量较少,结构对入射光的捕获能力较弱,所以该波长下的吸收曲线会有下降;当顶层的宽度继续增大为 75 nm 时,磁激元分布在复合层的上方,靠下方无磁激元的分布,导致结构对入射光的捕获能力变弱,所以吸收曲线发生了下移。

在  $60^\circ$  入射的条件下,保持其他优化参数不变,图 11 给出了底层宽度  $W_2$  参数对吸收率的影响。为了比较,且考虑到  $60^\circ$  下的磁场分布情况,在图 11 中嵌入了入射波长为 368 nm 时,  $W_2$  为 80 nm、90 nm 和 100 nm 所对应的归一化磁场分布图,分别与虚线、点线和实线对应。由于底层宽度参数  $W_2$  的优化值 100 nm 与周期参数  $P$  的优化值 105 nm 非常接近,通过减少  $W_2$  的取值来观察其对吸收率的影响。可以看出,宽度从优化参数 100 nm 减小到 80 nm 时,激发的磁激元数量有减小的趋势,且磁激元在复合层中的分布有下移的趋势。与优化参数 100 nm 的情况相比,其他两条曲线在整个紫外波长范围内吸收率发生一定程度的下降。从宽度为 90 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,与优化情况相比,激发的磁激元数量很少,结构对入射光的捕获能力较差,所以该波长下的吸收曲线会有一定程度下降。随着  $W_2$  宽度的进一步减少,在长波长范围内处,磁激元在复合层中的激发更加困难,结构对入射光的捕获及耦合也明显变弱,所以底层宽

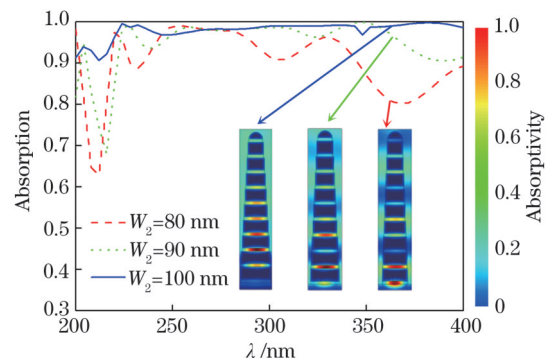


图 11 在  $60^\circ$  入射情况下,保持其他优化参数不变,宽度  $W_2$  分别为 80 nm、90 nm 和 100 nm 时,吸收率随波长的变化曲线。内嵌图为波长为 368 nm 时的归一化磁场分布图。

Fig. 11 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the width  $W_2$  is 80 nm, 90 nm and 100 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 368 nm.

度为 80 nm 时长波长范围内吸收下降的更严重。

在  $60^\circ$  入射的条件下,保持其他优化参数不变,图 12 给出了周期  $P$  参数对吸收率的影响。为了比较,且考虑到  $60^\circ$  下的磁场分布情况,在图 12 中嵌入了入射波长为 394 nm 时,  $P$  为 105 nm、115 nm 和 125 nm 所对应的归一化磁场分布图,分别与实线、虚线和点线对应。由于周期参数  $P$  的优化值 105 nm 与底层宽度参数  $W_2$  的优化值 100 nm 非常接近,通过增加  $P$  的取值来观察其对吸收率的影响。可以看出,周期从优化参数 105 nm 增加到 125 nm 时,激发的磁激元数量有减小的趋势。与优化参数 105 nm 的情况相比,其他两条曲线在整个紫外波长范围内吸收率发生大幅度的下降。从周期为 115 nm 对应的吸收曲线及磁场分布来看,与优化情况相比,激发的磁激元数量很少,结构对入射光的捕获能力较差,所以该波长下的吸收曲线会有一定程度下降。随着周期的进一步增大,在长波长范围内,磁激元在复合层中的激发更加困难,结构对入射光的捕获及耦合也明显变弱,所以周期为 125 nm 时长波长范围内吸收下降的更严重。

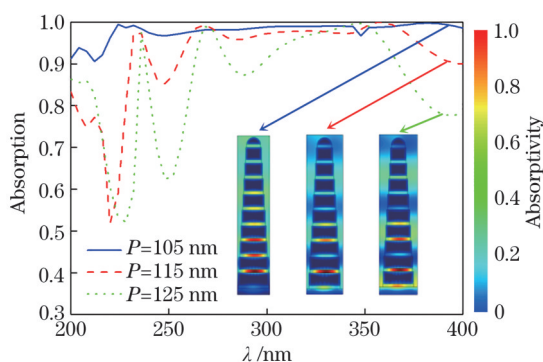


图 12 在  $60^\circ$  入射情况下,保持其他优化参数不变,周期  $P$  分别为 105 nm、115 nm 和 125 nm 时,吸收率随波长的变化曲线。内嵌图为波长为 394 nm 时的归一化磁场分布。

Fig. 12 In the case of  $60^\circ$  incidence, the absorption rate versus the wavelength when the period  $P$  is 105 nm, 115 nm and 125 nm respectively, while keeping other optimized parameters unchanged. The embedded graphs are the normalized magnetic field distribution when the wavelength is 394 nm.

## 4 结 论

本文设计了一种基于 BSTS 材料的紫外线吸收器,采用有限元方法对其吸收性能的分析表明:其吸收机制是紫外线波段磁激元的激发。经过大量

的计算,找到了该吸收器的优化结构参数为  $L=10$ 、 $h_1=40$  nm、 $h_2=10$  nm、 $W_1=45$  nm、 $W_2=100$  nm、 $P=105$  nm 和  $d=110$  nm。采用这组优化结构参数的条件下,在 200~400 nm 的波段范围内,在  $0\sim 75^\circ$  的入射角度范围内,吸收率可以达到 80% 以上。本文设计的紫外线吸收器有望在紫外线相关的领域得到应用。

## 参 考 文 献

- [1] Cui Y X, He Y R, Jin Y, et al. Plasmonic and metamaterial structures as electromagnetic absorbers [J]. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8(4): 495-520.
- [2] 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.
- [3] Chong T K, Wilson J, Mokkaapati S, et al. Optimal wavelength scale diffraction gratings for light trapping in solar cells[J]. Journal of Optics, 2012, 14(2): 024012.
- [4] Hägglund C, Zeltzer G, Ruiz R, et al. Strong coupling of plasmon and nanocavity modes for dual-band, near-perfect absorbers and ultrathin photovoltaics [J]. ACS Photonics, 2016, 3(3): 456-463.
- [5] Zhang B X, Zhao Y H, Hao Q Z, et al. Polarization-independent dual-band infrared perfect absorber based on a metal-dielectric-metal elliptical nanodisk array[J]. Optics Express, 2011, 19(16): 15221-15228.
- [6] Huang Y J, Liu L, Pu M B, et al. A refractory metamaterial absorber for ultra-broadband, omnidirectional and polarization-independent absorption in the UV-NIR spectrum[J]. Nanoscale, 2018, 10(17): 8298-8303.
- [7] Chen M J, He Y R. Plasmonic nanostructures for broadband solar absorption based on the intrinsic absorption of metals[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2018, 188: 156-163.
- [8] Li J K, Chen X F, Yi Z, et al. Broadband solar energy absorber based on monolayer molybdenum disulfide using tungsten elliptical arrays[J]. Materials Today Energy, 2020, 16: 100390.
- [9] Che Z X, Tian C H, Chen X L, et al. Design of a broadband infrared metamaterial absorber[J]. Optik, 2018, 170: 535-539.
- [10] Ye Y Q, Jin Y, He S L. Omnidirectional, polarization-insensitive and broadband thin absorber

- in the terahertz regime[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(3): 498-504.
- [11] Shu S W, Li Z, Li Y Y. Triple-layer Fabry-Perot absorber with near-perfect absorption in visible and near-infrared regime[J]. *Optics Express*, 2013, 21(21): 25307-25315.
- [12] Cen C L, Zhang Y B, Chen X F, et al. A dual-band metamaterial absorber for graphene surface plasmon resonance at terahertz frequency[J]. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 2020, 117: 113840.
- [13] Liu Y B, Qiu J, Zhao J M, et al. General design method of ultra-broadband perfect absorbers based on magnetic polaritons[J]. *Optics Express*, 2017, 25(20): A980-A989.
- [14] Wang Y, Xuan X F, Zhu L, et al. Multilayer rectangular broadband metamaterial absorber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(15): 1523001.  
王杨, 轩雪飞, 朱路, 等. 多层矩形宽波段超材料吸收器[J]. *光学学报*, 2020, 40(15): 1523001.
- [15] Zhang C, Xue W R, Chen Y F, et al. Ultra-broadband solar absorber based on titanium nitride and titanium dioxide[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(21): 2124002.  
张晨, 薛文瑞, 陈岳飞, 等. 基于氮化钛和二氧化钛的超宽带太阳能吸收器[J]. *光学学报*, 2020, 40(21): 2124002.
- [16] Wu T S, Wang X Y, Zhang H X, et al. Ultra-broadband perfect absorber based on multilayered Zr/SiO<sub>2</sub> film[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(5): 0516001.  
伍铁生, 王学玉, 张慧仙, 等. 一种多层 Zr/SiO<sub>2</sub> 结构的超宽带完美吸波体[J]. *光学学报*, 2021, 41(5): 0516001.
- [17] Tang X W, Feng Q L, Wang J X, et al. Clustering based on multiple biological information: approach for predicting protein complexes[J]. *IET Systems Biology*, 2013, 7(5): 223-230.
- [18] Dang V Q, Trung T Q, Kim D I, et al. Ultrahigh responsivity in graphene-ZnO nanorod hybrid UV photodetector[J]. *Small*, 2015, 11(25): 3054-3065.
- [19] Honda M, Kumamoto Y, Taguchi A, et al. Plasmon-enhanced UV photocatalysis[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(6): 061108.
- [20] Liang Q Q, Yu W X, Zhao W C, et al. Numerical study of the meta-nanopyramid array as efficient solar energy absorber[J]. *Optical Materials Express*, 2013, 3(8): 1187-1196.
- [21] Shi J X, Zhang W C, Xu W, et al. A polarization-insensitive broadband metamaterial absorber at the optical regime[J]. *Chinese Physics Letters*, 2015, 32(9): 094204.
- [22] Lei J G, Ji B Y, Lin J Q. A high-performance light absorber based on a metamaterial nanopyramid array[J]. *Chinese Journal of Physics*, 2016, 54(6): 940-946.
- [23] Wu T, Lai J J, Wang S W, et al. UV-visible broadband wide-angle polarization-insensitive absorber based on metal groove structures with multiple depths[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(21): 5844-5848.
- [24] Liu Z Q, Liu G Q, Huang Z P, et al. Ultra-broadband perfect solar absorber by an ultra-thin refractory titanium nitride meta-surface[J]. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2018, 179: 346-352.
- [25] Sun D W, Li C H, Yi L J, et al. High absorption broadband solar energy absorber based on two-dimensional photonic crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(5): 0516002.  
孙大伟, 李长红, 易凌俊, 等. 基于二维光子晶体的宽带高吸收太阳能吸收器[J]. *光学学报*, 2021, 41(5): 0516002.
- [26] Tang C S, Xia B, Zou X Q, et al. Terahertz conductivity of topological surface states in Bi<sub>1.5</sub>Sb<sub>0.5</sub>Te<sub>1.8</sub>Se<sub>1.2</sub>[J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 3513.
- [27] Ou J Y, So J K, Adamo G, et al. Ultraviolet and visible range plasmonics in the topological insulator Bi<sub>1.5</sub>Sb<sub>0.5</sub>Te<sub>1.8</sub>Se<sub>1.2</sub>[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5139.
- [28] Dubrovkin A M, Adamo G, Yin J, et al. Visible range plasmonic modes on topological insulator nanostructures[J]. *Advanced Optical Materials*, 2017, 5(3): 1600768.
- [29] Palik E D. *Handbook of optical constants of solids* [M]. New York: Academic Press, 1985.