

基于 $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ 材料的多凹槽型紫外线吸收器张敬¹, 薛文瑞^{1*}, 张晨¹, 陈宇婷¹, 李昌勇^{2,3}¹ 山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;² 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;³ 山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 设计了一种基于 $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ 材料的能对紫外线实现宽角度吸收的多凹槽型吸收器。采用有限元方法对该吸收器的吸收机制以及吸收特性与入射波波长、入射角度以及结构参数的依赖关系进行了研究。重点讨论了 0° 入射时的吸收情况与结构参数之间的关系, 并采用归一化的磁场强度分布对所得结果进行了解释。结果表明: 该吸收器的吸收机制主要是表面等离子共振和光学谐振腔共振; 在优化参数下, 当入射角度为 $0^\circ \sim 70^\circ$ 时, 该吸收器的吸收率均可达到 80% 以上。该吸收器在紫外传感、紫外光催化等领域具有潜在的应用价值。

关键词 光学器件; 紫外线吸收器; 光栅; $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$; 表面等离子共振; 光学谐振腔共振

中图分类号 O431

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.1713003

1 引言

电磁吸收器是一种将入射电磁波转换成其他形式能量的装置^[1]。自 2008 年 Landy 等^[2]首次提出基于金属-介质-金属的窄带吸收器以来, 各种各样的吸收器应运而生^[3-4]。宽带电磁吸收器在光探测器^[5]、太阳能电池^[6]、散热冷却器^[7]和光化学器件^[8]等方面的应用比较广泛, 已成为近年来的研究热点, 工作在可见光、红外线、太赫兹和微波等波段^[9-12]的宽带电磁吸收器已被广泛报道。

工作在紫外波段的吸收器在紫外传感、紫外光电探测和紫外光催化等领域^[13-14]具有重要的应用价值, 但关于这种类型吸收器的报道较少。2017 年, Wu 等^[15]设计了一种基于 SiO_2 包覆的金属 Al 槽构成的吸收器, 其在 220~800 nm 波长范围内的吸收率超过了 80%。2018 年, Huang 等^[16]设计了一种基于 SiC 包覆的 SiO_2 介质层和金属 W 衬底构成的吸收器, 其在 200~900 nm 波段范围内实现了 95% 的高吸收率。Matsumori 等^[17]设计了一种基于 Al 半壳的金属-绝缘体-金属(MIM)宽带等离子体吸收器, 其在 300~1000 nm 波段范围内的最大吸收率可达到 83%, 但在紫外波段的吸收率很低。2019 年, Qi 等^[18]设计了一种基于金属 Ni 的全金属吸收器, 该吸收器实现了 300~1260 nm 的宽带吸收, 且吸收率达到了 90% 以上。2020 年, Jiang 等^[19]设计了由 Ni/ SiO_2 /W/ TiO_2 多层结构构成的太阳能吸收器, 该吸收器实现了在

300~1909 nm 波段范围内超过 90% 的高吸收, 且能保持宽角度吸收。2021 年, Ma 等^[20]设计了基于耐热材料 Ti 的 MIM 超宽带吸收器, 该吸收器实现了 300~2000 nm 范围的宽带吸收, 平均吸收率高达 95.96%。同年, 孙大伟等^[21]采用 GaAs 材料设计了一种可在紫外到红外区域实现高效吸收的宽带吸收器。上述吸收器的吸收波段虽然涉及紫外波段, 但是大部分并没有完全覆盖紫外波段。为了提高紫外波段的吸收性能, 设计一款完全覆盖紫外波段的宽带吸收器是很有必要的。

$\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ (BSTS) 作为一种新型的表面等离子材料^[22-24], 在紫外波段表现出了良好的表面等离子特性^[25]。为了拓宽吸收器在紫外波段的吸收率, 本团队采用 BSTS 材料设计了一种多凹槽型紫外线吸收器, 该吸收器基于表面等离子共振和光学谐振腔共振^[26-27]两种物理机制, 在整个紫外波段实现了良好的吸收。

2 结构与计算方法

图 1 为该吸收器的单元结构图, 将单元结构沿水平方向周期性排列就构成了一个光栅。以厚度为 d 的金属 Al 为衬底, 在其上生长一层厚度为 D 的 SiO_2 电介质; 然后在 SiO_2 表面挖出不同深度的空气槽, 假设槽的个数为 N , 且槽的深度呈线性变化, 凹槽的顶部和底部采用半圆形设计; 最后在 SiO_2 电介质表面涂

收稿日期: 2021-12-31; 修回日期: 2022-01-05; 录用日期: 2022-03-30

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

覆一层厚度为 t_1 的 BSTS 材料。假设右上角光栅区域中每个 SiO_2 电介质壁的宽度为 t_2 , 每个空气槽的宽度为 W , 则顶部半圆形的内半径为 t_2 , 外半径为 $t_1 + t_2/2$, 底部半圆形的内半径为 $W/2$, 外半径为 $t_1 + W/2$, 单元结构的周期为 P , $P = N(2t_1 + t_2 + W)$ 。假设凹槽的最小深度为 h_{\min} , 最大深度为 h_{\max} (深度均不包括顶端和底部的半圆形)。经过仿真和计算可以发现, 当底板厚度 d 为 300 nm 时, 底板足以抵挡入射电磁波的透射。

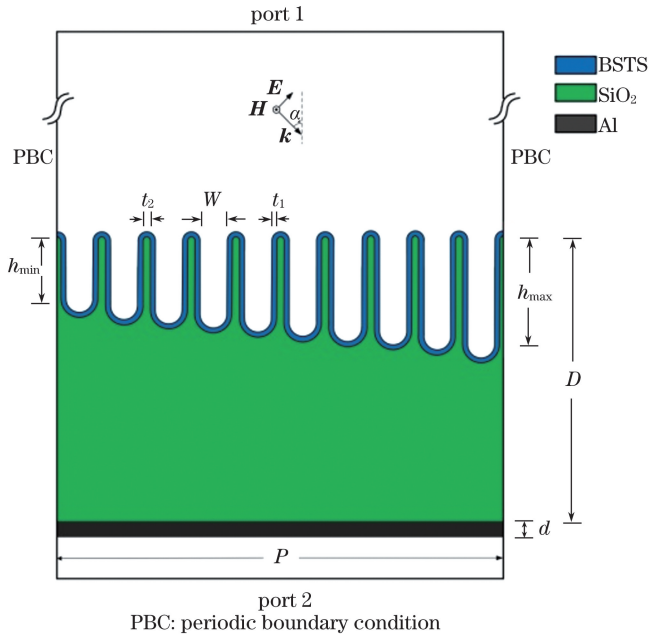


图 1 紫外线吸收器的单元结构图

Fig. 1 Unit structure diagram of ultraviolet absorber

在上述单元结构中, Al 材料的介电常数遵循 Lorentz-Drude 模型^[28], 即

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

式中: ω_p 表示等离子振荡频率, 其大小为 1.64×10^{16} rad/s; ω 表示圆频率; γ 表示 Drude 振荡器振子的阻尼值, 其大小为 0.047 eV; G_k, ω_k, Γ_k 分别为洛伦兹振荡器振子的强度、频率和阻尼值, 它们的取值见表 1。

表 1 洛伦兹振荡器振子的相关参数值
Table 1 Parameters of Lorentz oscillator

k	G_k	ω_k / eV	Γ_k / eV
0	1940.970	0.162	0.333
1	4.706	1.544	0.312
2	11.390	1.808	1.351
3	0.558	3.473	3.382

BSTS 材料^[22] 介电常数的实部、虚部与波长之间的关系如图 2 所示。 ϵ_r 表示介电常数的实部, 图中用实线表示; ϵ_i 表示介电常数的虚部, 图中用虚线表示。在 200~400 nm 的波长范围内可以明显看到实部的

取值为负值, 所以 BSTS 材料可以在这个波段表现出类金属性, 从而可以激发表面等离子共振, 实现该波段的高效吸收。

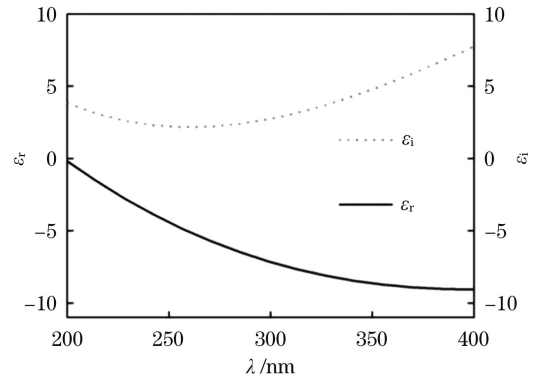


图 2 BSTS 材料介电常数的光学特性

Fig. 2 Optical properties of BSTS permittivity

SiO_2 材料^[28] 介电常数与波长的关系图如图 3 所示, 在 200~400 nm 的紫外波段范围内, 介电常数的实部随着波长增大呈递减的趋势 (介电常数的虚部可以忽略不计, 故未在图 3 中画出)。

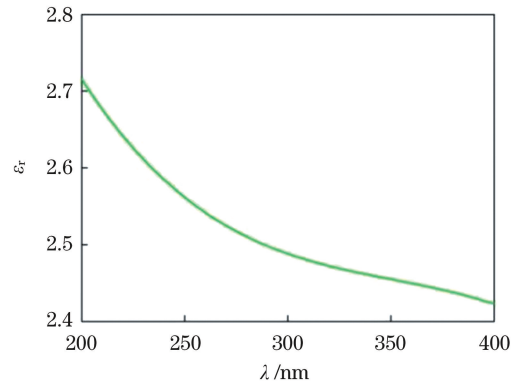


图 3 SiO_2 介电常数的光学特性

Fig. 3 Optical properties of SiO_2 permittivity

通过有限元法 (FEM), 采用 Comsol MultiphysicsTM 5.1 软件对该吸收器的具体情况模拟。在模拟中设置了上下两个端口, 分别为 port 1 和 port 2。单元结构的左右两边设置为周期性边界条件 (PBC)。设置端口的衍射级为 0 级和 ± 1 级。在 200~400 nm 波段范围内, 横磁 (TM) 波以 α 角入射到吸收器上, TM 波发生反射和透射现象。吸收器的吸收率可以通过表达式 $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$ 进行计算, 其中 $R(\omega)$ 代表反射率, $T(\omega)$ 代表透射率。反射率和透射率可以通过输入端口的反射系数 $|S_{11}|^2$ 和输出端口的透射系数 $|S_{21}|^2$ 计算得到。由于衬底 Al 足够厚, 所以透射率可以忽略不计, 此时吸收率为 $A(\omega) \approx 1 - R(\omega)$ 。

3 结果与讨论

经过大量仿真, 得到了相对优化的结构参数, 分别是: 凹槽个数 $N = 10$, BSTS 厚度 $t_1 = 100$ nm, SiO_2 宽度 $t_2 = 145$ nm, 凹槽宽度 $W = 600$ nm, 凹槽最小深度

$h_{\min} = 1225 \text{ nm}$, 凹槽最大深度 $h_{\max} = 1800 \text{ nm}$ 。图 4 给出了在 0° 入射情况下吸收器的吸收率、反射率和透射率三者的关系图。从图 4 中可以看到, 吸收曲线在整个紫外波段内保持良好的吸收效果, 吸收率高达 90% 以上, 可以在紫外波段范围内实现宽带高吸收。

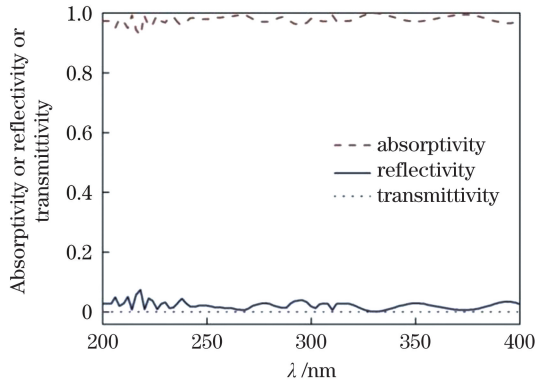


图 4 0° 入射时, 吸收器的吸收率、反射率和透射率三者的关系图

Fig. 4 Tripartite diagram of absorption, reflectance, and transmittance of an absorber when the angle of incidence is 0°

为了说明该吸收器在不同入射角度下的吸收特性, 图 5 给出了 $0^\circ \sim 85^\circ$ 入射角度下吸收率的等高线图。

图。从图 5 中可以看出, 在 $0^\circ \sim 60^\circ$ 入射角范围内, 该吸收器可以达到 90% 左右的吸收率, 在 $60^\circ \sim 70^\circ$ 入射角范围内可以达到 80% 左右的吸收率, 入射角超过 70° 以后, 吸收率有所下降。可见, 该吸收器可以实现紫外波段范围内的宽角度高吸收。

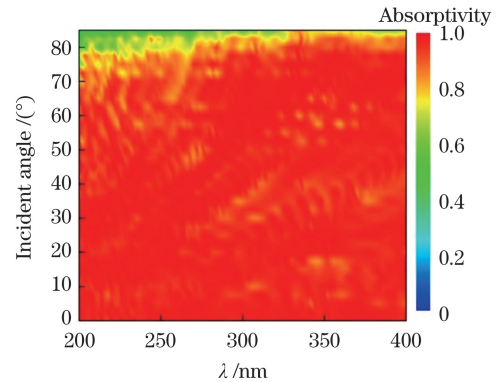


图 5 吸收率随入射波长和入射角度的变化

Fig. 5 Variation of absorptivity with incident wavelength and angle

为了分析该吸收器吸收的物理机制, 图 6 给出了吸收器在 0° 入射角和不同入射波长 (210, 250, 320, 360 nm) 下的归一化磁场强度 (NMFI) 分布。

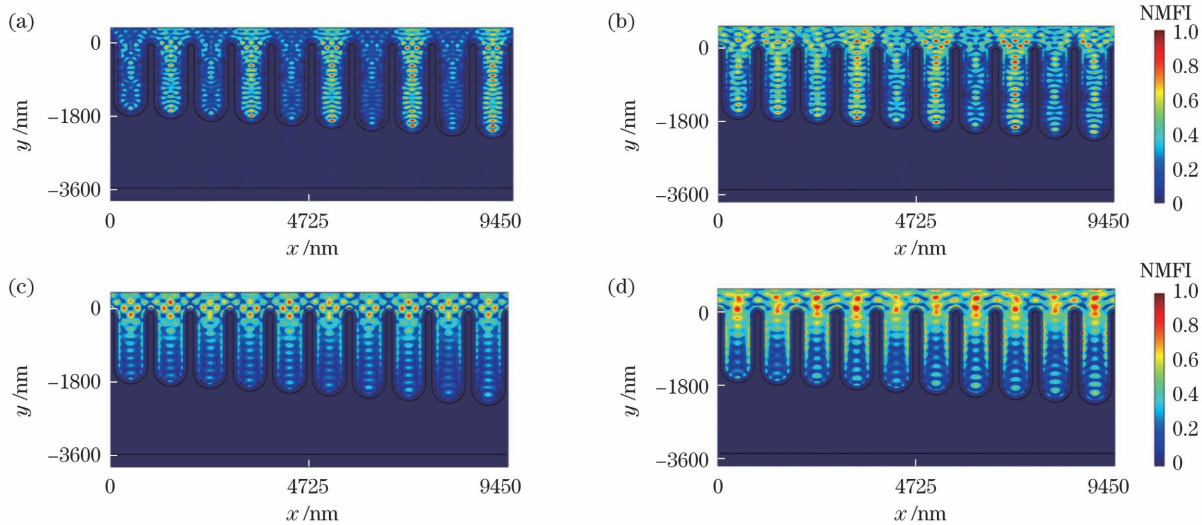


图 6 0° 入射时, 不同波长下的归一化磁场强度分布。(a) 210 nm; (b) 250 nm; (c) 320 nm; (d) 360 nm

Fig. 6 Normalized magnetic field intensity distributions at different wavelengths when incident angle is 0° . (a) 210 nm; (b) 250 nm; (c) 320 nm; (d) 360 nm

从图 6 可以看出, 该吸收器的吸收机制是表面等离子共振和光学谐振腔共振。因为结构凹槽区域的 BSTS 材料的表面会发生表面等离子共振现象, 所以当 TM 波入射时, 会在凹槽壁上形成表面等离子激元, 从而导致强的吸收。同时, 入射到槽内的波如果满足共振条件, 还可以激发谐振腔共振效应。场被局限在槽内, 也会导致强吸收。从图 1 所示的单元结构可以看到, 该吸收器的结构由深度线性变化的凹槽构成, 凹槽的底部为圆柱形柱面, 顶部为开放的喇叭口形状, 当发生谐振腔共振时, 会在凹槽内形成驻波。谐振腔共振条件可以表示成

$$\frac{1}{2}m\lambda = n_{\text{eff}}h + \varphi, \quad (2)$$

式中: λ 为共振波长; n_{eff} 为凹槽波导模式的有效折射率; h 为凹槽深度; m 为正整数; φ 为开口凹槽的附加相位。

当波长为 210 nm 时, 根据各凹槽内形成的亮条纹的个数, 可以判断出: 第 2、第 4、第 6、第 8 和第 10 个凹槽满足式 (2) 所示的谐振条件, 磁场强度较大, 形成的驻波个数分别为 7、8、9、10 和 12 个; 第 1、第 3、第 5、第 7 和第 9 个凹槽稍微偏离了式 (2) 所示的谐振的形成条件, 所以磁场强度相对较小。

当波长为 250 nm 时,根据各凹槽内形成的亮条纹的个数,可以判断出每个槽内均满足或者基本满足谐振的形成条件,形成的驻波数从左到右依次为 6、6、7、7、7、8、8、8、9、9 个。对比图 6(a)来看,每个槽内明暗交替的现象并不明显,谐振效应明显增强。

当波长增大到 320 nm 时,凹槽深度均偏离了形成谐振的条件,槽内形成的驻波的强度显著降低,而槽壁上形成的表面等离子激元的强度得到增强。此时的结构主要是由于表面等离子共振效应形成了较强吸收。

随着波长继续增大到 360 nm,此时凹槽深度接近形成谐振的条件,槽内形成的驻波的强度有所提高,而槽壁上形成的表面等离子激元的强度也得到了进一步增强。此时,强吸收来自谐振腔共振和表面等离子共振。

对图 6(a)~(d)进行分析可以发现,正是由于磁

场的强度和分布范围比较均衡,才导致了图 4 中所示的平坦的吸收曲线。

为了看清楚凹槽内激发出来的表面等离子的形态,图 7 给出了凹槽内归一化磁场分布的局部放大图。可以看出,在不同的波长条件下,结构中激发出的表面等离子激元具有不同的形态。当波长较短时,如图 7(a)所示,磁场主要分布在凹槽内,BSTS 材料表面激发的表面等离子激元较弱,此时的吸收主要由谐振腔共振效应引起;随着波长增大,如图 7(b)所示,磁场在槽壁上的分布逐渐增强;随着波长进一步增大,如图 7(c)所示,磁场在槽壁上的分布进一步增强,在凹槽内部的分布逐渐减弱;当波长较长时,如图 7(d)所示,磁场在槽壁上的分布进一步增强,凹槽内部的磁场较弱,此时的吸收主要由表面等离子共振引起。

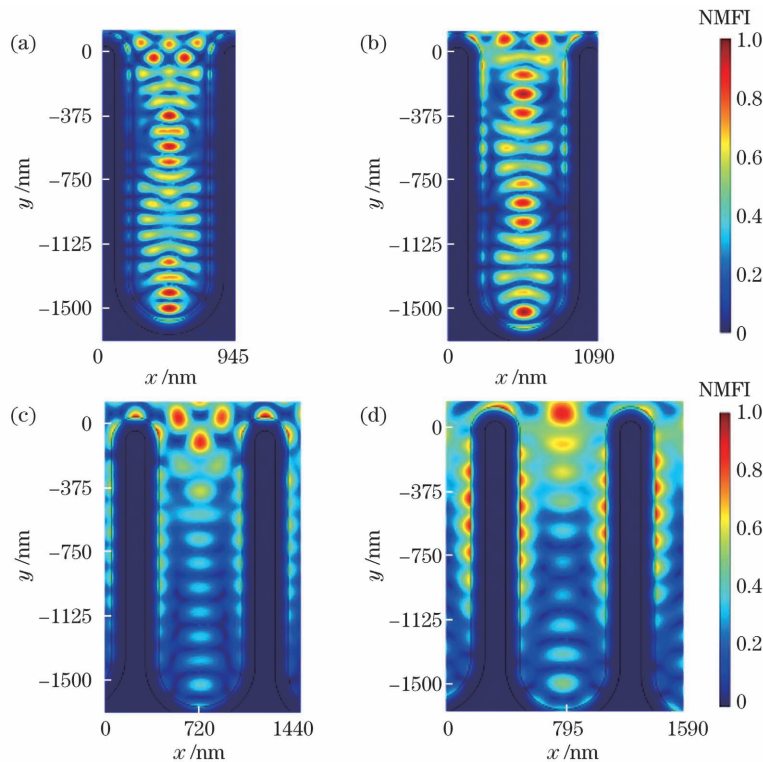


图 7 0° 入射时,不同波长下归一化磁场强度分布的局部放大图。(a) 210 nm;(b) 250 nm;(c) 320 nm;(d) 360 nm
Fig. 7 Partially enlarged normalized magnetic field intensity distributions at different wavelengths when incident angle is 0° .
(a) 210 nm; (b) 250 nm; (c) 320 nm; (d) 360 nm

为了分析该吸收器的吸收性能与结构参数之间的依赖关系,在 0° 入射的情况下,本文结合某一特定波长下的磁场强度分布,分别分析了空气槽宽度 W 、BSTS 厚度 t_1 、 SiO_2 宽度 t_2 、凹槽最小深度 h_{\min} 、凹槽最大深度 h_{\max} 和空气槽个数 N 对吸收性能的影响。

图 8 是仅改变空气槽宽度 W 时吸收器的吸收率随波长变化的曲线图。从图 8 中可以看出,相对于优化值 $W=600$ nm 来说,减小或者增大 W ,均会导致部分波段的吸收率下降。为了解释这一现象,在图 8 中嵌入了入射波长为 260 nm 时的 3 张归一化磁场强度分布图,它们分别对应于 $W=480$ nm、 $W=600$ nm 和

$W=782$ nm。从嵌入图可以看出,当空气凹槽宽度 $W=480$ nm 时,磁场主要分布在结构的表面,在光栅区域内部基本上没有分布,磁场与 BSTS 材料的相互作用较小,吸收也较弱,主要靠 BSTS 材料的表面等离子共振引起部分入射光吸收。当空气凹槽宽度 W 增加到 600 nm 时,分布在光栅区域内部的磁场逐渐增强,说明在此宽度下入射光与 BSTS 材料的相互作用逐渐增强,光学谐振腔共振效应也逐渐增强,吸收显著提高。当空气凹槽宽度 W 继续增大到 782 nm 时,光栅结构内部的磁场强度较优化参数 ($W=600$ nm) 下的磁场强度有一定程度的减弱,所以共振减弱,最终导致吸收曲线发生了一定程度的下降。

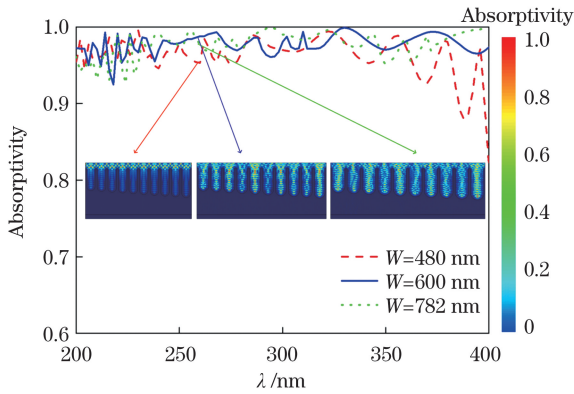


图 8 在 0° 入射条件下, 只改变 W 时吸收率随波长的变化以及 260 nm 波长下的归一化磁场强度分布

Fig. 8 Absorptivity versus wavelength with only changing W and normalized magnetic field intensity distributions at wavelength of 260 nm when incident angle is 0°

图 9 是仅改变 BSTS 厚度 t_1 时吸收器的吸收率随波长变化的曲线图。从图 9 中可以看出, 相对于优化值 $t_1 = 100$ nm 来说, 无论是增大 t_1 还是减小 t_1 , 都会导致吸收曲线有一定程度的下降, 而且曲线的波动比较明显。为了解释这一现象, 在图 9 中嵌入了入射波长为 268 nm 时的 3 张归一化磁场强度分布图, 它们分别对应于 $t_1 = 30$ nm、 $t_1 = 100$ nm 和 $t_1 = 150$ nm。从嵌入图可以看出, 当 t_1 取优化参数 100 nm 时, 磁场集中分布在光栅结构内部, 而且 268 nm 波长下的磁场强度较大。这说明在这一取值下 BSTS 材料可以很好地与入射光进行耦合作用, 此时 BSTS 材料表现出了良好的类金属性, 并在其表面产生了表面等离子共振现象。此外, 在此厚度 (100 nm) 下也可以很好地满足共振条件, 所以可以有效地激发光学谐振腔共振, 这两种物理机制的有效结合使得在这一厚度下可以较好地将磁场局域在凹槽内部。当厚度减小到 $t_1 = 30$ nm 时, 吸收曲线发生了明显的下降, 此时的磁场集中分布在光栅的上表面, 较优化参数下的磁场分布而言, 几乎

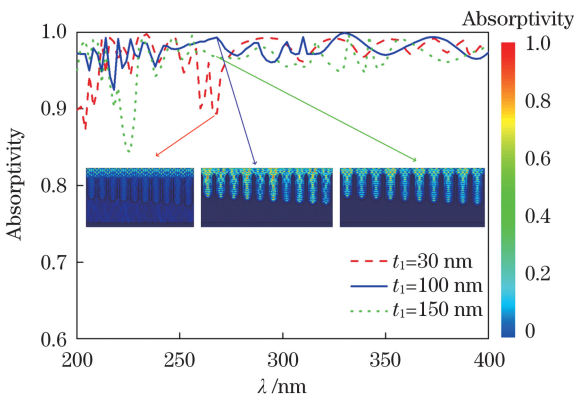


图 9 在 0° 入射条件下, 只改变 t_1 时吸收率随波长的变化以及 268 nm 波长下的归一化磁场强度分布

Fig. 9 Absorptivity versus wavelength with only changing t_1 and normalized magnetic field intensity distributions at wavelength of 268 nm when incident angle is 0°

没有局域在光栅内部的磁场分布, 只能激发产生部分表面等离子激元。这说明此厚度下发生的共振线路变少, 最终导致磁场分布不能局域在凹槽内。当厚度增大到 $t_1 = 150$ nm 时, 磁场在光栅内的分布变多但强度变弱。这说明此时的厚度设置得过高, 在这一厚度下, 入射光与结构的耦合作用变弱, 激发共振的强度也变弱, 导致磁场强度变弱, 所以吸收率相比优化参数下的吸收率下降明显。

图 10 是仅改变 SiO_2 介质层宽度 t_2 时吸收器的吸收率随波长变化的曲线图。从图 10 可以看出, 相对于优化值 $t_2 = 145$ nm 来说, 无论是增大 t_2 还是减小 t_2 , 都会导致吸收率有一定程度的下降, 且曲线的波动比优化参数下曲线的波动更明显。为了解释这一现象, 在图 10 中嵌入了入射波长为 268 nm 时的 3 张归一化磁场强度分布图, 它们分别对应于 $t_2 = 70$ nm、 $t_2 = 145$ nm 和 $t_2 = 250$ nm。从嵌入图可以看出, 相比优化参数, 当介质层的厚度减小为 $t_2 = 70$ nm 时, 光栅内部的磁场强度比优化参数下的明显减弱, 而且从共振强度方面看, 也是 $t_2 = 145$ nm 情况下的更优。当介质层宽度取优化参数 $t_2 = 145$ nm 时, 分布在槽内的磁场强度明显变强, 说明此参数下入射光与结构的耦合作用明显变强, 对光的局域能力也增强, 共振强度有所增加, 所以吸收曲线有一定程度的上升且波动较小。当继续增大介质层宽度至 $t_2 = 250$ nm 时, 吸收曲线下降得较明显, 磁场强度也明显减弱。这说明增大介质层宽度使得入射电磁波与结构的耦合作用变弱, 此时不满足共振条件, 无法有效地将能量局限在光栅内。

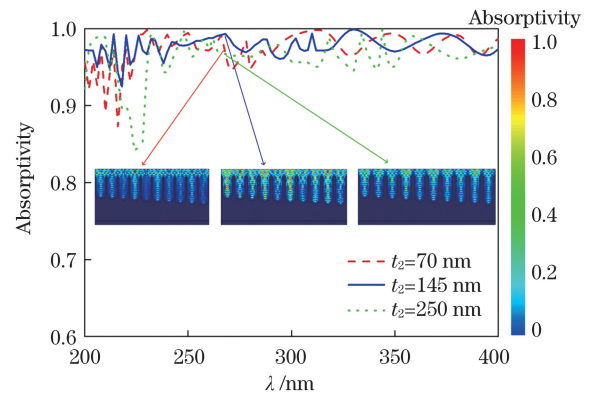


图 10 在 0° 入射条件下, 只改变 t_2 时吸收率随波长的变化以及 268 nm 波长下的归一化磁场强度分布

Fig. 10 Absorptivity versus wavelength with only changing t_2 and normalized magnetic field intensity distributions at wavelength of 268 nm when incident angle is 0°

图 11 是仅改变槽深 h_{\min} 时吸收器的吸收率随波长变化的曲线图。从图 11 中可以看出, 与 $h_{\min} = 1225$ nm 相比, 减小 h_{\min} 会使部分波段内的吸收率下降比较明显, 而增大 h_{\min} 则会使吸收曲线在一定波长范围内有所下降。为了解释这一现象, 在图 11 中嵌入了入射波长为 234 nm 时的 3 张归一化磁场强度分布

图,它们分别对应 $h_{\min} = 725 \text{ nm}$ 、 $h_{\min} = 1225 \text{ nm}$ 和 $h_{\min} = 1600 \text{ nm}$ 。从嵌入图可以看出,在 $h_{\min} = 725 \text{ nm}$ 时,光栅内部的磁场强度相比优化参数下的弱。这说明在此深度下入射电磁波与凹槽的耦合作用弱,而且不能较强地激发谐振腔共振,因此只有部分光进入槽内,表现在吸收曲线上就是此深度下曲线的波动更严重。当 h_{\min} 增大到 1225 nm 时,吸收曲线的波动较 $h_{\min} = 725 \text{ nm}$ 时的波动明显变小,且从场分布来看,磁场在光栅内的分布明显变多。这是由于此深度比较合适,满足共振条件,可以将部分场局域在槽内,最终使得吸收曲线变得相对平滑。继续增大深度到 $h_{\min} = 1600 \text{ nm}$ 时,吸收曲线在部分波段内出现了一定程度的下降,而且优化参数下的磁场强度比该参数下的更强,说明增大最小深度使得引起结构共振的磁场强度变弱,从而导致此深度下的吸收曲线出现了一定程度的下降。综合考虑,选取 $h_{\min} = 1225 \text{ nm}$ 这一深度值为优化参数较为合理。

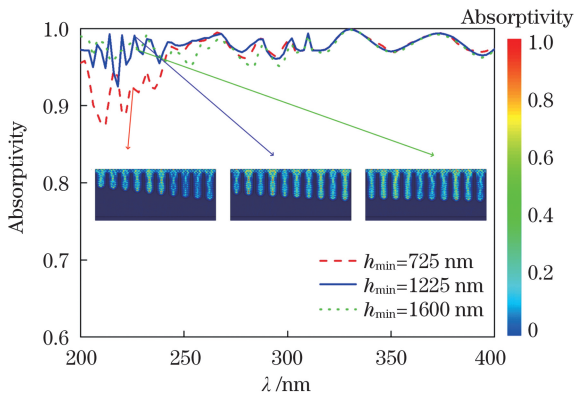


图 11 在 0° 入射条件下,只改变 h_{\min} 时吸收率随波长的变化以及 234 nm 波长下的归一化磁场强度分布
Fig. 11 Absorptivity versus wavelength with only changing h_{\min} and normalized magnetic field intensity distributions at wavelength of 234 nm when incident angle is 0°

图 12 是仅改变槽深 h_{\max} 时吸收器的吸收率随波长变化的曲线图。从图 12 可以看出,与 $h_{\max} = 1800 \text{ nm}$ 相比,无论是增大 h_{\max} 还是减小 h_{\max} ,都会使吸收曲线在一定波段范围内有所下降。为了解释这一现象,在图 12 中嵌入了入射波长为 220 nm 时的 3 张归一化磁场强度分布图,它们分别对应于 $h_{\max} = 1430 \text{ nm}$ 、 $h_{\max} = 1800 \text{ nm}$ 和 $h_{\max} = 1850 \text{ nm}$ 。当 $h_{\max} = 1430 \text{ nm}$ 时,光栅内部的磁场强度较弱,在这一深度下入射电磁波与结构之间的耦合作用较弱;当增大深度到 $h_{\max} = 1800 \text{ nm}$ 时,光栅内部的磁场强度明显增强,说明这一深度满足共振条件,在槽内同时激发了表面等离子共振和光学谐振腔共振,二者协同作用导致在这一深度下有相对较多的能量局域在此光栅内,因此吸收曲线较为平缓;当继续增大深度到 $h_{\max} = 1850 \text{ nm}$ 时,吸收曲线在 220 nm 波长处出现了一个较低的吸收,此时的磁场强度相比优化参数 $h_{\max} =$

1800 nm 下的磁场强度更弱,说明此深度下的共振强度变弱,导致光栅内部捕获能量的能力减弱,在吸收曲线上表现为存在低谷。

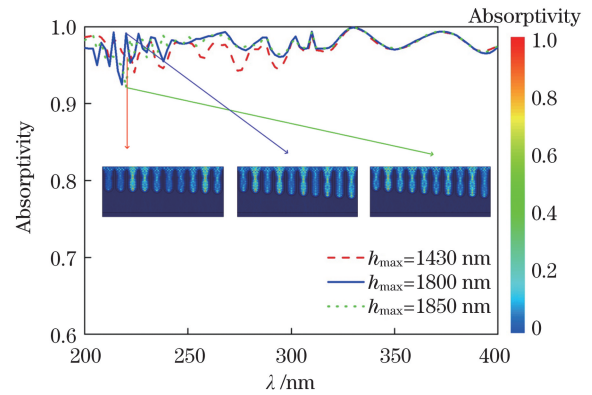


图 12 在 0° 入射条件下,只改变 h_{\max} 时吸收率随波长的变化以及 220 nm 波长下的归一化磁场强度分布
Fig. 12 Absorptivity versus wavelength with only changing h_{\max} and normalized magnetic field intensity distributions at wavelength of 220 nm when incident angle is 0°

图 13 是仅改变空气槽的个数 N 时吸收器的吸收率随波长变化的曲线图。从图 13 中可以看出:相对于优化值 $N = 10$ 来说,减少凹槽个数到 $N = 5$ 时,吸收曲线发生了一定程度的下降,而当增加凹槽个数到 $N = 15$ 时,吸收曲线在相对较长的波段内表现出了平坦的吸收,这一波段范围内的曲线波动较 $N = 10$ 时稍微减弱。为了解释这一现象,在图 13 中嵌入了入射波长为 272 nm 时的 3 张归一化磁场强度分布图,它们分别对应于 $N = 5$ 、 $N = 10$ 和 $N = 15$ 。随着凹槽个数增加,局域在凹槽内部的磁场增多,这说明增加空气槽的个数可以提升入射光与结构之间的耦合,而且共振强度增大,最终使得吸收率有轻微的提升,但提升幅度不大。从制作工艺的角度考虑, $N = 15$ 会增加制作成本和难度,综合考虑后认为取 $N = 10$ 更合适。

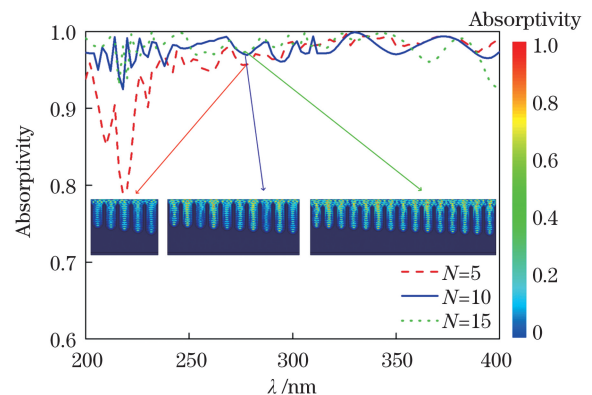


图 13 在 0° 入射条件下,只改变 N 时吸收率随波长的变化以及波长为 272 nm 时的归一化磁场强度分布
Fig. 13 Absorptivity versus wavelength with only changing N and normalized magnetic field intensity distributions at wavelength of 272 nm when incident angle is 0°

4 结 论

基于 BSTS 材料,本团队设计了一种能实现广角吸收功能的凹槽型紫外线吸收器,该吸收器在 200~400 nm 的紫外波段范围内获得了高效吸收,在 $0^\circ \sim 70^\circ$ 角度范围内的整体吸收率达到了 80% 以上。该吸收器的吸收机制主要是表面等离子共振和光学谐振腔共振,二者共同作用导致宽带和高效吸收。本文重点讨论了在 0° 入射情况下单元结构中的空气槽个数 N 、空气槽宽度 W 、BSTS 材料厚度 t_1 、 SiO_2 宽度 t_2 、空气槽最小深度 h_{\min} 和空气槽最大深度 h_{\max} 等参数对吸收性能的影响,最终得到了相对优化的参数,优化参数如下: $N=10, W=600 \text{ nm}, t_1=100 \text{ nm}, t_2=145 \text{ nm}, h_{\min}=1225 \text{ nm}, h_{\max}=1800 \text{ nm}$ 。该吸收器设计有望应用于紫外传感、紫外光催化等领域。

参 考 文 献

- [1] Lim D, Lim S. Ultrawideband electromagnetic absorber using sandwiched broadband metasurfaces [J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2019, 18(9): 1887-1891.
- [2] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20): 207402.
- [3] Wu P H, Chen Z Q, Xu D Y, et al. A narrow dual-band monolayer unpatterned graphene-based perfect absorber with critical coupling in the near infrared [J]. *Micromachines*, 2020, 11(1): 58.
- [4] Yuan S, Yang R C, Xu J P, et al. Photoexcited switchable single-/ dual-band terahertz metamaterial absorber [J]. *Materials Research Express*, 2019, 6(7): 075807.
- [5] Li W, Valentine J. Metamaterial perfect absorber based hot electron photodetection [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(6): 3510-3514.
- [6] Liu Y, Chen Y T, Li J C, et al. Study of energy absorption on solar cell using metamaterials [J]. *Solar Energy*, 2012, 86(5): 1586-1599.
- [7] Liu T J, Takahara J. Ultrabroadband absorber based on single-sized embedded metal-dielectric-metal structures and application of radiative cooling [J]. *Optics Express*, 2017, 25(12): A612-A627.
- [8] Ghobadi T G U, Ghobadi A, Ozbay E, et al. Strategies for plasmonic hot-electron-driven photoelectrochemical water splitting [J]. *ChemPhotoChem*, 2018, 2(3): 161-182.
- [9] Hoa N T Q, Tung P D, Lam P H, et al. Numerical study of an ultrabroadband, wide-angle, polarization-insensitivity metamaterial absorber in the visible region [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2018, 47(5): 2634-2639.
- [10] 刘坤, 刘媛媛, 邓芳, 等. 嵌入式长波红外超宽带完美吸收器 [J]. *光学学报*, 2021, 41(24): 2423002.
- [11] Liu K, Liu Y Y, Deng F, et al. Long-wave infrared ultrabroadband perfect absorber with embedded structure [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(24): 2423002.
- [12] 李辉, 余江, 陈哲. 基于混合石墨烯-二氧化钒超材料的太赫兹可调宽带吸收器 [J]. *中国激光*, 2020, 47(9): 0903001.
- [13] Li H, Yu J, Chen Z. Broadband tunable terahertz absorber based on hybrid graphene-vanadium dioxide metamaterials [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(9): 0903001.
- [14] Yu Y J, Sun P Y, Wang Y F, et al. A new design for an ultra-wideband microwave metamaterial absorber [J]. *Journal of Physics D*, 2021, 54(29): 295003.
- [15] 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.
- [16] Honda M, Kumamoto Y, Taguchi A, et al. Plasmon-enhanced UV photocatalysis [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(6): 061108.
- [17] 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.
- [18] 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.
- [19] Matsumori K, Fujimura R. Broadband light absorption of an Al semishell-MIM nanostructure in the UV to near-infrared regions [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(12): 2981-2984.
- [20] Qi B X, Zhao Y R, Niu T M, et al. Ultra-broadband metamaterial absorber based on all-metal nanostructures [J]. *Journal of Physics D*, 2019, 52(42): 425304.
- [21] Jiang X Y, Wang T, Zhong Q F, et al. A near-ideal solar selective absorber with strong broadband optical absorption from UV to NIR [J]. *Nanotechnology*, 2020, 31(31): 315202.
- [22] Ma W Y, Yu S L, Zhao T G. Numerical study of an ultra-broadband perfect absorber from ultraviolet to near-infrared based on metal quadruple staircase structure [J]. *Optics Communications*, 2021, 493: 127037.
- [23] 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.
- [24] 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.
- [25] Ou J Y, So J K, Adamo G, et al. Ultraviolet and visible range plasmonics in the topological insulator $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 5139.
- [26] 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.
- [27] Tang C S, Xia B, Zou X Q, et al. Terahertz conductivity of topological surface states in $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ [J]. *Scientific Reports*, 2013, 3: 3513.
- [28] Wan M L, Ji P F, Wang R R, et al. Ultraviolet wavefront manipulation using topological insulator metasurfaces based on geometric phase [J]. *Optics Communications*, 2021, 487: 126812.
- [29] Yuan L M, Liao J M, Ren A B, et al. Ultra-narrow-band infrared absorbers based on surface plasmon resonance [J]. *Plasmonics*, 2021, 16(4): 1165-1174.
- [30] Wang H Q, Yang J B, Wu W J, et al. Dual-band perfect absorbers based on the magnetic resonance and the cavity resonance [J]. *Proceedings of SPIE*, 2017, 10256: 1025633.
- [31] Palik E D. Handbook of optical constants of solids [M]. New York: Academic Press, 1985: 759.

Multigroove-Type Ultraviolet Absorber Based on $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ Material

Zhang Jing¹, Xue Wenrui^{1*}, Zhang Chen¹, Chen Yuting¹, Li Changyong^{2,3}

¹ College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

² State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

³ Collaborative Innovation Center of Extreme Optical, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

Abstract

Objective An electromagnetic absorber is a device that converts incoming electromagnetic waves into other forms of energy. Since Landy *et al.* (2008) proposed a metal-insulator-metal-based narrow-band absorber, a wide range of absorbers have emerged. Because the broadband electromagnetic absorbers are widely used in photodetector, solar cells, cooling coolers, and photochemical devices, they have been a hot spot of research in recent years, and the broadband electromagnetic absorbers worked in visible light, infrared, terahertz, microwave, and other bands have been widely reported. UV absorbers have important applications in ultraviolet-related fields such as ultraviolet photocatalyst, but there are few reports on this type of absorber. Although most absorption bands of previously designed absorbers involve the ultraviolet band, they don't completely cover the ultraviolet band, and the absorption effect of the ultraviolet band is not better than that of the other bands, with an average absorption rate of only about 60%. In terms of material and performance, most applications of the absorbers are focused on fields such as energy collection, but ultraviolet protection is less explored. It is critical to design a broadband efficient absorption device that fully covers the ultraviolet band in order to improve the absorption performance and give full play to the performance of the ultraviolet band, combined with its adopted material characteristics and design structure, and to understand the physical mechanism behind it.

Methods A multigroove ultraviolet absorber was designed using $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$ (BSTS) material. First, modeling was done with COMSOL software. The incident and reflection ports were assigned to port 1, while the transmission port was assigned to port 2. To account for the diffraction effects of levels 0 and ± 1 , two diffraction levels were set under each port. Periodic boundary conditions were set on the left and right sides to ensure the structure's periodic setting. The grid was then finely divided to ensure the accuracy of the calculation and the results. The field distribution of this absorber was then simulated, and the simulation results showed that the physical mechanism of the absorber was surface plasma resonance and optical cavity resonance. Finally, a frequency domain parameterized solution is used to calculate the effect of different structure parameters and incidence angles on absorption performance.

Results and Discussions After numerous simulations, relatively optimized structural parameters were obtained: number of grooves N is 10, BSTS thickness t_1 is 100 nm, SiO_2 width t_2 is 145 nm, groove width W is 600 nm, minimum depth h_{\min} is 1225 nm, and maximum depth h_{\max} of grooves is 1800 nm. The diagrams show the absorber's absorption rate, reflectance, and transmission rate at zero incidences (Fig. 4). As can be seen in Fig. 4, the absorption curve maintains a good absorption effect, up to more than 90%, allowing for high broadband absorption across the entire ultraviolet band range. To illustrate the absorption characteristics of the absorber at different angles, the contour diagram of the absorption at 0° to 85° is given in Fig. 5, which shows that absorption of about 90% can be achieved at 0° – 60° . The overall absorption effect in the 0° – 70° range can reach over 80%, achieving a wide-angle high absorption in the ultraviolet band range. The normalized magnetic field distributions at 210 nm, 250 nm, 320 nm, and 360 nm in the zero incident case were showed in Fig. 6 to analyze the physical mechanism of this absorber absorption. This absorber's absorption mechanism is the surface plasma resonance effect and the optical cavity resonant effect, as shown in Fig. 6. The groove region of the structure is the grating region, because surface plasma resonance occurs at the surface of the BSTS material, causing strong absorption at different wavelengths. When the incident electromagnetic wave meets the resonance conditions, the field is localized within this region, resulting in strong absorption. Furthermore, in order to analyze the dependence between the absorption performance of the absorber and the structural parameters, in the case of zero incidences, combined with the field distribution at a specific wavelength, the effects of changing the width of air groove W , thickness t_1 of BSTS, width t_2 of SiO_2 , minimum depth h_{\min} of groove, maximum depth h_{\max} of groove and number N of air groove on absorption performance were analyzed respectively. The results are shown in (Figs.7–12).

Conclusions This article describes the design of a multigroove-type ultraviolet absorber with absorption conditions spanning the entire ultraviolet band, from 200 to 400 nm. The finite element method was used to investigate the relationship between the absorption mechanism or the absorption characteristics and the incident wavelength, angle of incidence, and structural parameters. The structure is intended to benefit from the combination of both materials and

structures, with the BSTS material exhibiting good plasma properties in the ultraviolet band and the dielectric constant of the medium layer silica changing with wavelength. The absorber achieves high absorption in the ultraviolet band due to the effective combination of the two materials and the reasonable structural design. Through extensive simulation calculations, the absorptivity can reach the range of over 80% between 200 to 400 nm at 0°–70°, and at 0°–60° the absorptivity of about 90% is basically achieved with optimized structural parameters, realizing the broadband wide-angle absorption in the ultraviolet band. With zero incidences, the overall absorptivity exceeds 90%. The absorption mechanism of the zero-degree incidence case is highlighted when combined with the magnetic field distribution under the optimization parameters. Broadband and efficient absorption were caused by the interaction of the surface plasma resonance and the optical cavity resonance. A reasonable absorber size design provides a theoretical foundation for the actual production of the ultraviolet absorber. Furthermore, the absorber's design is expected to have important applications in ultraviolet sensing, ultraviolet photoelectric detection, ultraviolet protection, and other fields.

Key words optical devices; ultraviolet absorbers; grating; $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_{1.8}\text{Se}_{1.2}$; surface plasma resonance; optical cavity resonant