

基于金属铑和二氧化硅材料的紫外线超宽带吸收器

樊浩田¹, 薛文瑞^{1*}, 陈宇婷¹, 孟凡义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 设计了一种基于金属铑(Rh)和二氧化硅(SiO₂)材料的紫外线吸收器,其单元结构由Rh衬底、SiO₂电介质层和Rh图案层构成。采用有限元方法(FEM)分析了该吸收器的吸收特性与入射波波长、入射角、方位角和几何结构参数的依赖关系。结果表明,该紫外线吸收器通过表面等离子体共振效应达到吸收目的。通过调整单元结构的几何参数,可以调整该吸收器的吸收特性。由于结构的旋转对称性,该吸收器具有偏振不敏感性。在所有结构参数均采用最优值的情况下,当入射角为0°~45°、波长为200~400 nm时,均能获得90%以上的高吸收率。吸收率为95%的波段为250~300 nm及325~400 nm。所设计的紫外线超宽带吸收器具有优良的吸收性能。采用的Rh金属为紫外波段内吸收材料的选择提供了新的选项。研究结果为紫外线吸收器的设计、制作和应用提供了参考。

关键词 光学器件; 紫外线吸收器; 宽带; Rh; 表面等离子体共振

中图分类号 O431

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL230846

1 引言

紫外线(UV)对应的真空波长为400~10 nm,被划分为UVA(波长为400~320 nm)、UVB(波长为320~280 nm)、UVC(波长为280~100 nm)、EUV(波长为100~10 nm)四个波段^[1]。太阳能光谱中的紫外线波长为400~200 nm。在化学领域,它可以用来硬化油漆、颜料,以及分析矿石、药物和食品^[2-3]。在工业领域,它可以用来消毒灭菌^[4-5]和进行紫外光刻^[6-7]。在生物领域,它可以用来促进植物生长发育^[8]。在医学领域,它可以用来灭菌及监测人体的健康^[9]。

紫外线可以对人的皮肤、眼睛、神经系统造成伤害,加快衰老速度^[10]。为了防止紫外线对人体和材料的损伤,目前研究人员采用的主要手段是把不同的紫外线吸收剂添加到防晒霜^[11]和材料(例如聚氯乙烯和聚苯乙烯)^[12]中,从而提高人体和材料抗紫外损伤的能力。这类方法是化学方法。随着超材料和纳米技术的发展,物理方法不断涌现,人们开始采用人工结构来避免紫外线的伤害。

紫外线吸收器是一种可以对紫外线进行强烈吸收的光吸收器,在紫外探测、紫外传感和紫外防护等方面具有重要的应用价值。经过一个多世纪的发展,人们提出了各种各样的光吸收器^[13-15]。由于受到材料和制作工艺的限制,目前紫外线吸收器的研

究进展相对比较缓慢。2014年,Honda等^[16]设计并制作了一种基于二氧化钛(TiO₂)薄膜和铝(Al)纳米粒子的紫外线光催化剂。借助于Al纳米粒子的表面等离子体共振效应,在260~340 nm的紫外波段,该光催化剂可以极大地增强紫外光的局域化程度,使得光催化反应速率增加了14倍。2018年,Zhou等^[17]设计了一种基于石墨烯和电介质材料的窄带紫外线吸收器,借助于磁共振和紫外镜,在270 nm附近获得了99.7%的高吸收率。同年,Morsy等^[18]设计了一种紫外线滤波器,该滤波器在硅衬底上的Al薄膜上刻蚀了周期性的纳米孔阵列。利用Al纳米孔阵列的表面等离子体共振效应,可以在200~400 nm范围内调节滤波器的滤波特性,线宽可以达到30 nm以下。同年,Zhu等^[19]设计了一种基于多层薄膜结构的紫外线吸收器,借助于相干吸收方法,在采用四层石墨烯时,实现了92.2%的高效吸收。2020年,Mehrabi等^[20]设计了一种由氮化钛(TiN)衬底、SiO₂介质板和十字形椭圆TiN谐振器构成的超宽带超材料吸收器。该吸收器的吸收谱涵盖了整个紫外线波段,其中200~400 nm波长范围内的吸收率超过了90%。2021年,Wan等^[21]研究了基于拓扑绝缘体Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2}(BSTS)的纳米球和纳米壳在紫外至可见光波段的表面等离子体激元(SPPs),结果表明,BSTS纳米球表现出宽带吸收特性,而纳米壳表

收稿日期: 2023-05-18; 修回日期: 2023-06-06; 录用日期: 2023-06-13; 网络首发日期: 2023-07-04

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(J11103210)

通信作者: *wrxue@sxu.edu.cn

现出狄拉克型吸收特性,且通过改变几何参数,可以调整表面等离子体共振的波长。2022年, Li等^[22]设计了一种基于钛-二氧化硅-钛(Ti-SiO₂-Ti)的紫外线吸收器,该吸收器的吸收谱也涵盖了部分紫外线波段,其中300~400 nm波长范围内的吸收率超过了90%。

目前工作于紫外波段的吸收器的吸收效果还不尽如人意,人们正在寻求更好的表面等离子体材料和工艺以提高紫外线吸收器的吸收效果^[23-24]。2015年, Watson等^[25]研究了Rh纳米粒子在紫外波段的表面等离子体特性,发现在紫外线激发下, Rh的表面可以激发表面等离子体激元,相较于其他贵金属, Rh具有最强的紫外等离子体响应效果。2016年, Zhang等^[26]通过研究边长为10~59 nm的Rh纳米立方体的UV表面等离子体行为,发现Rh在各种环境中都表现出了优越的稳定性,并在紫外区域表现出局部表面等离子体共振(LSPRs)效应,最强的表面等离子体共振热点位于Rh纳米立方体的角落和边缘。2018年, Gutiérrez等^[27]进一步报道了Rh纳米粒子的抗氧化性和在紫外线波段内表现出的显著的表面等离子体共振效应。综上所述,在紫外线波段, Rh是一种优良的可以工作在紫外波段的表面等离子体材料。

本文基于Rh金属和SiO₂材料,设计了一种紫外线

吸收器,并利用有限元法分析了其吸收特性。研究结果表明,当入射角在0°~45°范围内时,平均吸收率达到90%以上的波段为200~400 nm。本文选材改善了现有金属材料在紫外波段吸收效果一般的状况。本工作中设计的紫外线吸收器在紫外探测、紫外传感和紫外防护等方面具有广阔的应用前景。

2 结构模型和计算方法

图1为本文设计的紫外线宽带吸收器的单元结构图,其中 \mathbf{E} 为电场, \mathbf{H} 为磁场, α 为入射角, φ 为方位角。该结构为周期为 p 的金属-电介质-金属三层平铺式结构。单元结构由高度为 h_1 的Rh金属衬底、高度为 h_2 的SiO₂电介质平板和高度为 h_3 的图案层构成。在高度为 h_3 的四个Rh金属长方体中,刻蚀四个高度为 h_3 且半径为 r 的小圆柱空腔及一个高度为 h_3 且半径为 R 的大圆柱空腔,从而得到图案层。Rh金属图案与单元结构边界的距离为 t , Rh金属长方体之间的距离为 s 。大圆柱空腔的对称轴与单元结构的对称轴一致,四个小圆柱空腔的对称轴位于单元结构的对角线上,且与单元结构的对称轴之间的距离为 d 。为了避免小圆柱空腔和大圆柱空腔相交且超出图案层的范围, d 的取值范围为 $R + r < d < \sqrt{2} \left(\frac{p}{2} - t - r \right)$ 。

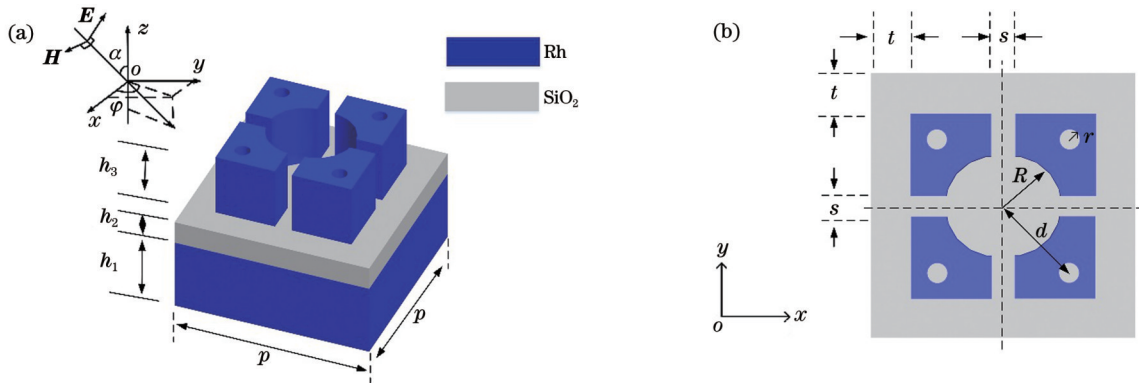


图1 紫外线宽带吸收器的单元结构示意图。(a)立体图;(b)俯视图

Fig. 1 Schematics of unit structure of UV broadband absorber. (a) Three-dimensional view; (b) top view

我们在图1所示的结构中采用了Rh金属材料,这种材料在紫外波段支持表面等离子体激元的激发。通过在衬底层和图案层形成的腔体结构中填充SiO₂电介质材料,实现对紫外线的吸收。为了降低结构对入射波偏振性的敏感度,将单元结构设计成对称性的结构。

图2给出了Rh的介电常数与波长(λ)的关系图^[28]。从图2可以看出, Rh的介电常数的实部(ϵ_r)随着波长的增加而逐渐减小,而虚部(ϵ_i)则逐渐增大。介电常数的实部在紫外波段为负值,表明Rh金属的表面在紫外波段支持SPPs的激发。在图1所示的结构示意图中, SiO₂材料的介电常数取为 $\epsilon_d = 16$ 。

计算使用的方法为有限元法。紫外线入射方向为

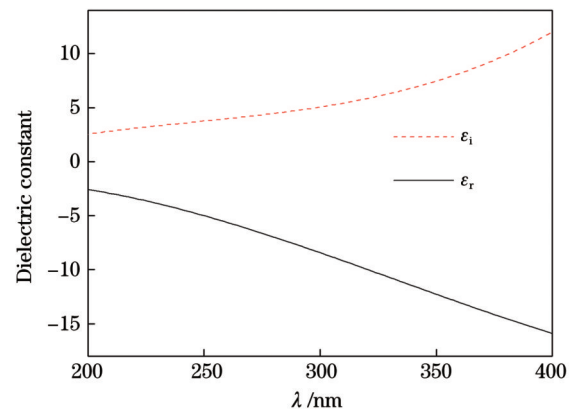


图2 Rh的介电常数随波长的变化

Fig. 2 Dielectric constant of Rh versus wavelength

波矢 k 的方向。在 x 和 y 方向上, 单元结构取周期性边界条件, 在 z 方向上, 采用周期性端口边界条件。该结构的吸收率可以表示为

$$A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega), \quad (1)$$

式中: ω 为圆频率; $R(\omega) = |S_{11}|^2$ 为反射率, S_{11} 为反射系数; $T(\omega) = |S_{21}|^2$ 为透射率, S_{21} 为透射系数。

3 结果与讨论

通过计算得到, 当该吸收器的吸收效果最优时, 最佳参数为: 单元周期 $p = 340$ nm, Rh 金属衬底高度 $h_1 = 150$ nm, SiO_2 电介质的高度 $h_2 = 30$ nm, 上层 Rh 图案的高度 $h_3 = 90$ nm, Rh 图案层与单元结构边界的距离 $t = 60$ nm, Rh 图案层的间距 $s = 50$ nm, 大圆柱空腔的半径 $R = 90$ nm, 小圆柱空腔的半径 $r = 18$ nm, 小圆柱空腔的对称轴与单元结构的对称轴之间的距离 $d = 120$ nm。

3.1 吸收器的偏振敏感性

图 3 为入射角为 0° 时, 横磁(TM)波和横电(TE)波的吸收率随波长变化的曲线图以及方位角图。由图 3 可知, 该吸收器在 200~400 nm 波长范围内的吸收率在 90% 以上。其中, 在 250~300 nm 及 325~400 nm 波长范围内, 吸收率可以达到 95% 以上。从近紫外波

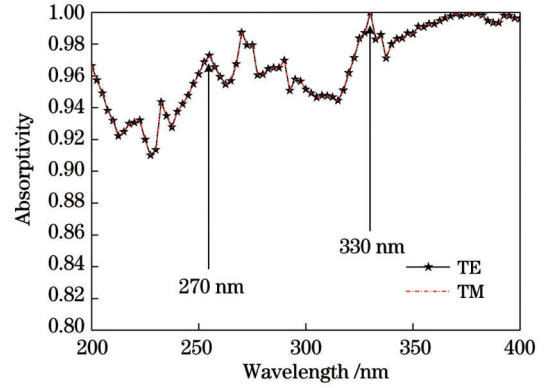


图 3 在 0° 入射的情况下, TM 波和 TE 波的吸收谱图
Fig. 3 Absorption spectra of TM and TE waves in case of 0° incidence

段到远紫外波段, 可实现宽带吸收。

图 4 为吸收率随入射角和入射波长变化的等高线图。可以看到, 在图 4(a) 中, 当入射角为 $0^\circ \sim 45^\circ$ 和波长为 200~400 nm 时, TM 波入射后的平均吸收率可以达到 90% 左右。在图 4(b) 中, 在 $0^\circ \sim 45^\circ$ 入射角范围和 200~400 nm 波长范围内, TE 波可以实现平均 90% 左右的高吸收率。从图 4(c) 可以看出, 该吸收器的吸收率基本不受入射波方位角的影响。对比发现, 由于结构的对称性, 这种吸收器不具有偏振敏感性。

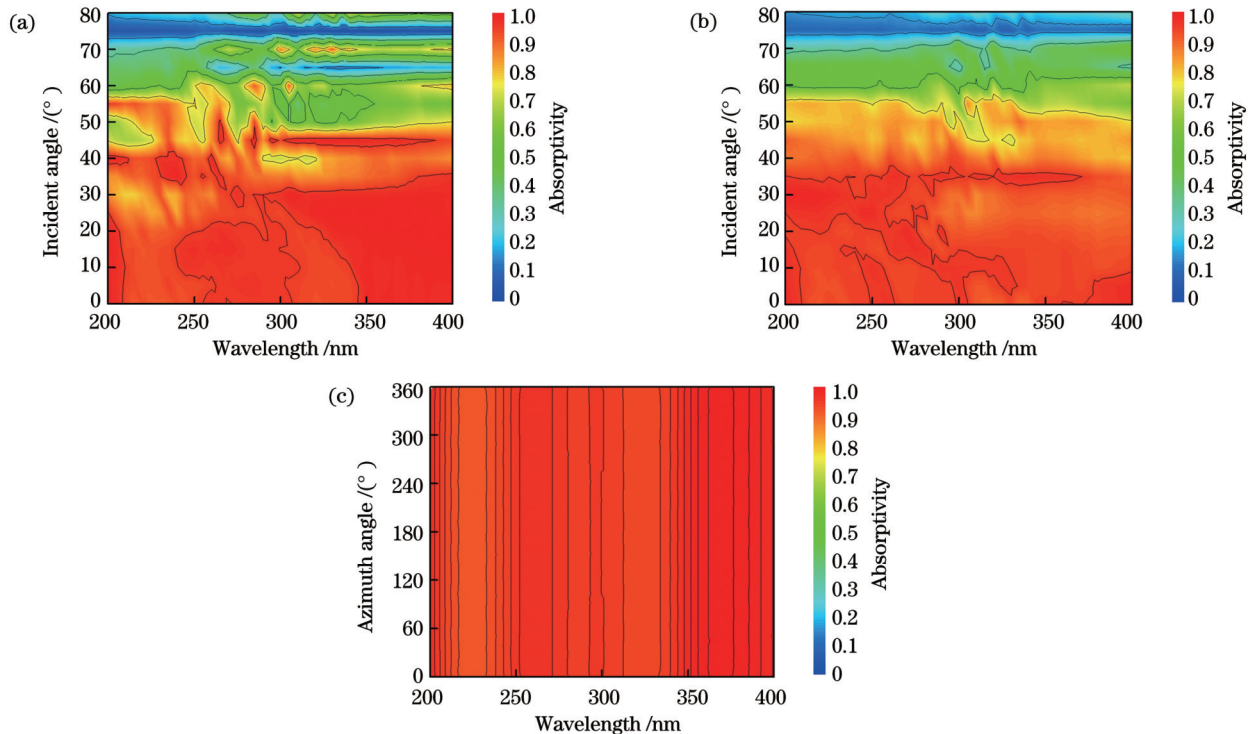


图 4 吸收率的等高线图。(a) TM 波入射; (b) TE 波入射; (c) 入射角为 0°
Fig. 4 Contour plots of absorptivity. (a) TM wave incidence; (b) TE wave incidence; (c) incident angle of 0°

3.2 吸收器的吸收机理

吸收器的吸收机制可以通过场分布来说明。在图 3 所示的吸收曲线上选取两个吸收峰, 它们分别位于 270 nm 和 330 nm 处。图 5 和图 6 给出了不同峰值波长

下 TM 波和 TE 波垂直入射时, x - y 平面 (Rh 图案层底部与 SiO_2 介质板顶部的交界面)、 x - z 平面 (单元结构对称面) 和 y - z 平面 (单元结构对称面) 上的电场和磁场分布图。

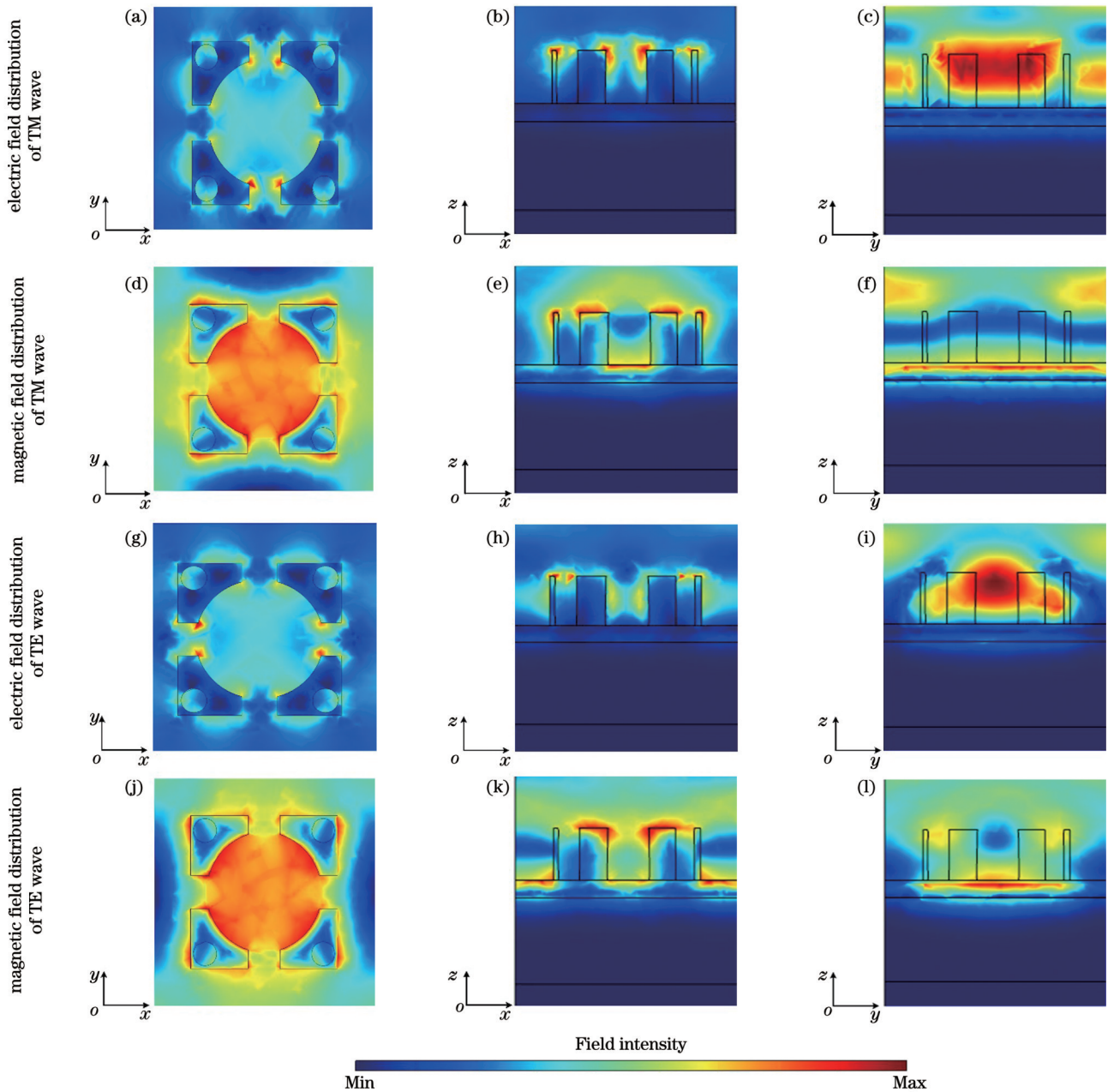


图 5 在峰值 270 nm 处 TM 波和 TE 波垂直入射时的电磁场分布图

Fig. 5 Electromagnetic field distributions at 270 nm peak when TM wave and TE wave are vertically incident

图 5(a) 表明, 在 270 nm 处, 电场主要分布在 Rh 图案内侧的尖角处和四个小圆柱内。图 5(b) 表明, 电场主要分布在 Rh 图案层的顶部尖角区域。图 5(c) 表明, 电场主要分布在 Rh 图案层上部的中心区域。图 5(d) 表明, 磁场主要分布在 Rh 图案层内侧的中心区域。图 5(e) 表明, 磁场主要分布在 Rh 图案层的顶部和底部。图 5(f) 表明, 磁场主要分布在 Rh 图案层的底部。从图 5(a)~(f) 可以看出, 由于表面等离子体共振效应, 入射的电磁场被局域在单元结构中的 Rh 图案层, 反射和透射的电磁场非常少, 故吸收器对入射波有强烈的吸收。由于结构的对称性, 当 TE 波垂直入射时, 电场和磁场分布类似于 TM 波垂直入射时的情形。

从图 6(a) 可知, 在 330 nm 处, 在 Rh 图案层四周的尖角处, 电场分布较强。从图 6(b) 可知, Rh 图案层的顶部尖角区域的电场分布较强。从图 6(c) 可知, Rh 图案层上部中心区域的电场分布较强。从图 6(d) 可知, Rh 图案层内侧区域中心部位的磁场分布较强。从图 6(e) 可知, Rh 图案层顶部区域的磁场分布较强。从图 6(f) 可知, Rh 图案层底部与 SiO₂ 介质板顶部界面处的磁场分布较强。由图 6(a)~(f) 可知, 局域场主要位于该吸收器的 Rh 图案层区域。造成这种现象的原因是表面等离子体共振效应, 即入射的电磁场与 Rh 金属材料中的电子相互耦合形成共振, 入射场被局域在 Rh 图案层区域, 该区域对入射波有强烈的吸收。由于单元结构是对称性结构, 故 TE 波的入

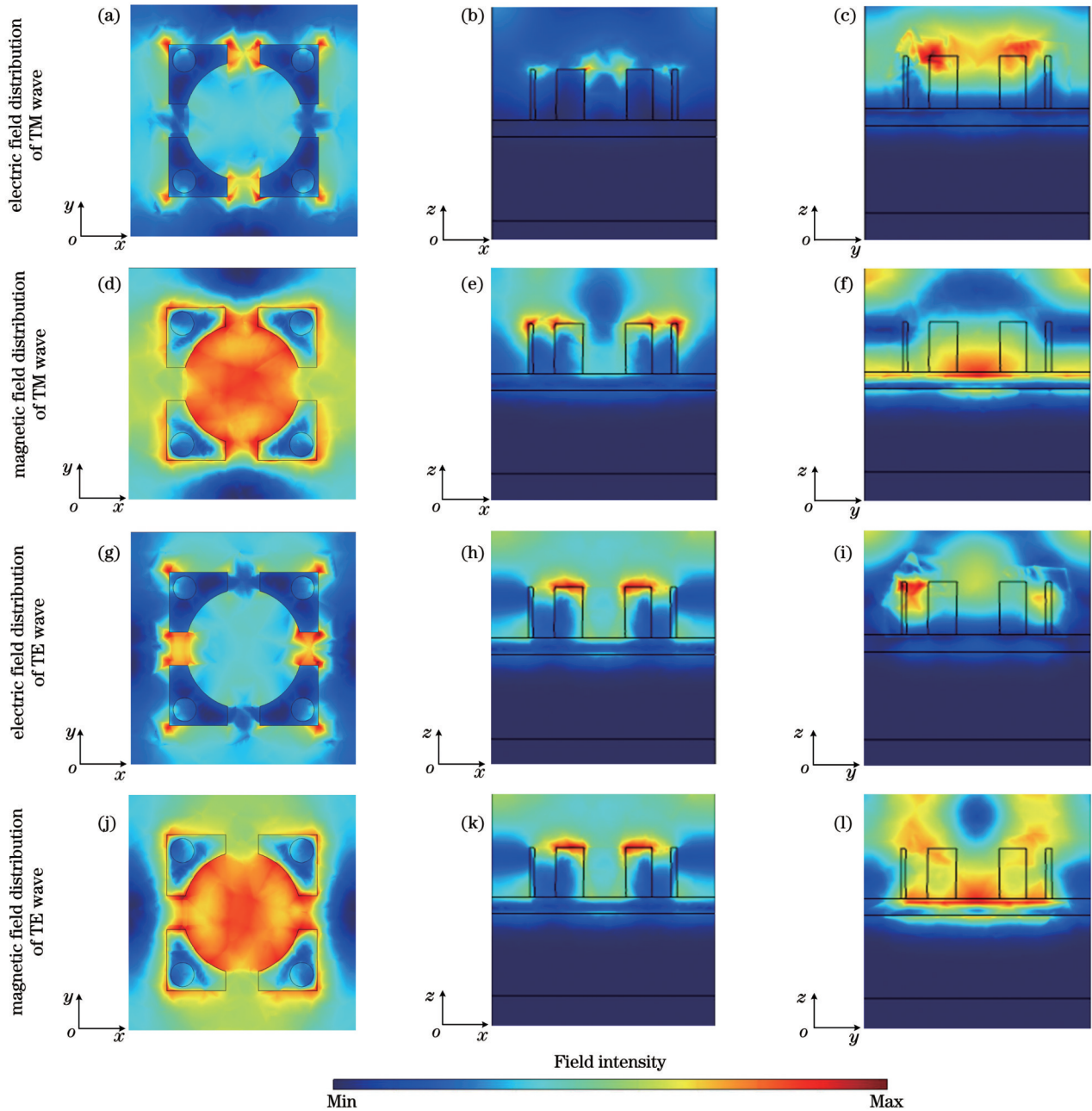


图 6 在峰值 330 nm 处 TM 波和 TE 波垂直入射时的电磁场分布图

Fig. 6 Electromagnetic field distributions at 330 nm peak when TM wave and TE wave are vertically incident

射与 TM 波的入射情况相似。比较图 5(a) 和图 6(a) 可以看出,在图案层中,峰值较高的 330 nm 处对应的场分布明显要强于 270 nm 处。正是这一原因,在 330 nm 处,反射和透射的场更小,吸收器的吸收效果更强。

吸收器的物理机理也可以用阻抗匹配来解释,吸收器结构的相对阻抗^[29]可以描述为

$$Z(\lambda) = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (2)$$

式中: Z 为相对阻抗; λ 为波长。因为 Rh 金属底板足够厚,即透射率 $S_{21} = 0$,故结构的相对阻抗为

$$Z(\lambda) = \left| \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \right|. \quad (3)$$

图 7 为吸收器的相对阻抗与波长的关系图。可以

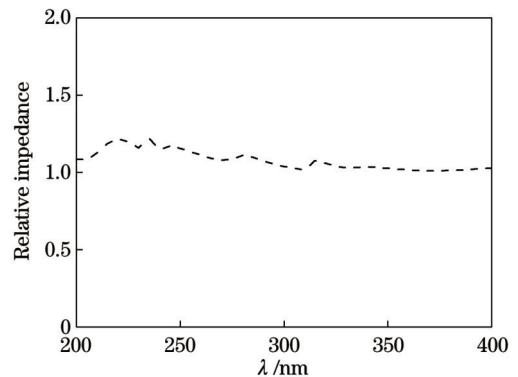


图 7 相对阻抗与波长的关系图

Fig. 7 Relative impedance versus wavelength

看出,在 200~400 nm 波段内,该吸收器的相对阻抗整体保持在 1.00~1.25 区间,与自由空间的相对阻抗相匹配,反射率很小,可以实现宽带吸收。

3.3 结构参数对吸收率的影响

吸收器的各个参数对吸收率都有一定的影响。下

面给出了 TM 波垂直入射条件下结构参数对吸收率的影响。图 8(a)~(f) 中的插图为 Rh 图案层底部与 SiO₂ 介质板顶部界面 (x - y 平面) 上的磁场分布图。图 8(g)~(i) 中的插图为单元结构对称面 (y - z 平面) 上的磁场分布图。

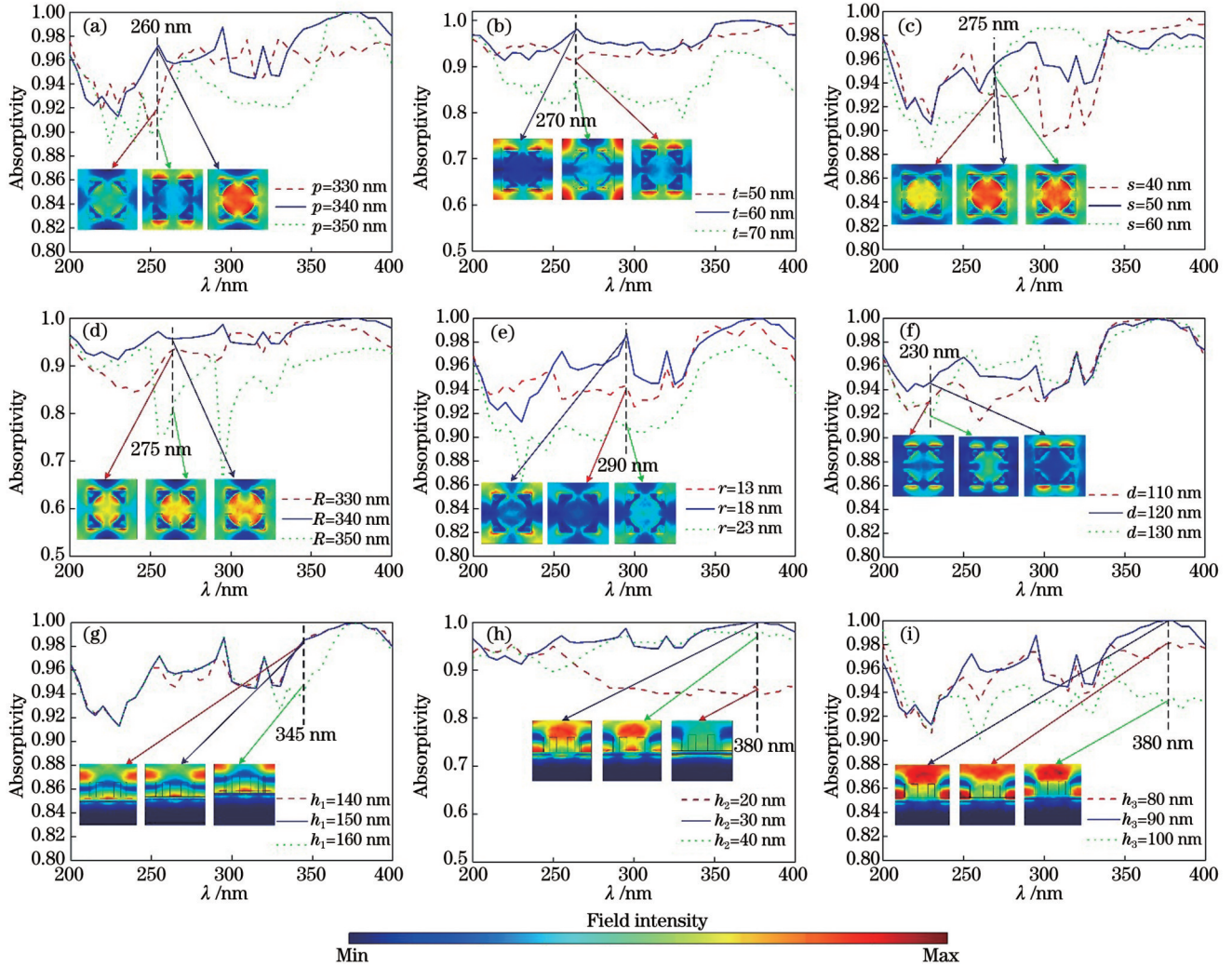


图 8 不同结构参数下吸收率随波长的变化及特定波长下的磁场分布图

Fig. 8 Absorptivity versus wavelength under different structural parameters and magnetic field distributions at specific wavelengths

保持其他参数取优化值,不同 p 下吸收率与波长的关系如图 8(a) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 p 的增大或减小而减弱。当 $p=330$ nm 时,尽管在 200~240 nm 波段内吸收率有所上升,但在 240~400 nm 波段内吸收率明显下降。当 $p=350$ nm 时,吸收率明显下降。在 260 nm 波长下,当 $p=330, 340, 350$ nm 时, Rh 图案层底部与 SiO₂ 介质板顶部界面 (x - y 平面) 上的磁场分布图如图 8(a) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当周期 p 取 340 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以周期参数 p 的优化值取 340 nm。

保持其他参数取优化值,不同 t 下吸收率与波长的关系如图 8(b) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 t 的增大或减小而减弱。当 $t=50$ nm 时,吸收率

在 210~250 nm 波段内有所上升,在 250~320 nm 波段,吸收率明显下降,波长越大,下降越明显。当 $t=70$ nm 时,吸收率在 220~400 nm 波段内明显下降。在 270 nm 波长下,当 $t=50, 60, 70$ nm 时, Rh 图案层底部与 SiO₂ 介质板顶部界面 (x - y 平面) 上的磁场分布图如图 8(b) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 t 取 60 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以 Rh 金属图案层与单元结构边界的距离 t 的优化值取 60 nm。

保持其他参数取优化值,不同 s 下吸收率与波长的关系如图 8(c) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 s 的增大或减小而减弱。当 $s=40$ nm 时,吸收率在 200~230 nm、240~260 nm 和 350~400 nm 波段内有所上升,在其余波段,吸收率明显下降。当 $s=60$ nm

时,吸收率在 200~275 nm 波段内明显下降。在 275 nm 波长下,当 $s=40, 50, 60$ nm 时, Rh 图案层底部与 SiO_2 介质板顶部界面(x - y 平面)上的磁场分布图如图 8(c) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 s 取 50 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以 Rh 金属图案层之间的距离 s 的优化值取 50 nm。

保持其他参数取优化值,不同 R 下吸收率与波长的关系如图 8(d) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 R 的增大或减小而减弱。当 $R=80$ nm 时,吸收率在 290~310 nm、320~330 nm 和 340~355 nm 波段内有所提高,但在其余波段,吸收率明显下降。当 $R=100$ nm 时,吸收率明显下降。在 275 nm 波长下,当 $R=80, 90, 100$ nm 时, Rh 图案层底部与 SiO_2 介质板顶部界面(x - y 平面)上的磁场分布图如图 8(d) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 R 取 90 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以大圆柱空腔半径 R 的优化值取 90 nm。

保持其他参数取优化值,不同 r 下吸收率与波长的关系如图 8(e) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 r 的增大或减小而减弱。当 $r=13$ nm 时,吸收率在 210~240 nm 波段内有所上升,在 240~340 nm 波段,吸收率明显下降。当 $r=23$ nm 时,吸收率明显下降。在 290 nm 波长下,当 $r=13, 18, 23$ nm 时, Rh 图案层底部与 SiO_2 介质板顶部界面(x - y 平面)上的磁场分布图如图 8(e) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 r 取 18 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以小圆柱空腔半径 r 的优化值取 18 nm。

保持其他参数取优化值,不同 d 下吸收率与波长的关系如图 8(f) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 d 的增大或减小而减弱。当 $d=110$ nm 时吸收率明显下降。当 $d=130$ nm 时,吸收率在 260~320 nm 波段内有所上升,但在 200~260 nm 和 320~350 nm 波段内吸收率下降。在 230 nm 波长下,当 $d=110, 120, 130$ nm 时, Rh 图案层底部与 SiO_2 介质板顶部界面(x - y 平面)上的磁场分布图如图 8(f) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 d 取 120 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以小圆柱空腔圆与单元结构的对称轴之间的距离 d 的优化值取 120 nm。

保持其他参数取优化值,不同 h_1 下吸收率与波长的关系如图 8(g) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 h_1 的增大或减小而减弱。当 $h_1=140$ nm 时,吸收率在 250~300 nm 波段有所下降。当 $h_1=160$ nm 时,吸收率在 330~380 nm 波段内明显下降。在 345 nm 波长下,当 $h_1=140, 150, 160$ nm 时,单元结构对称面 x - z 平面上的磁场分布图如图 8(g) 中的插图所示。比较

这三张插图可以发现,当 h_1 取 150 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以 Rh 金属衬底的高度 h_1 的优化值取 150 nm。

保持其他参数取优化值,不同 h_2 下吸收率与波长的关系如图 8(h) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 h_2 的增大或减小而减弱。当 $h_2=20$ nm 时,吸收率在 220~240 nm 波段有所上升,但在 240~400 nm 波段,吸收率明显下降。当 $h_2=40$ nm 时,吸收率在 290~310 nm 和 320~325 nm 波段内有所提高,但在其余波段内明显下降。在 380 nm 波长下,当 $h_2=20, 30, 40$ nm 时单元结构对称面 x - z 平面上的磁场分布图如图 8(h) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 h_2 取 30 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以中部 SiO_2 电介质平板的厚度 h_2 的优化值取 30 nm。

保持其他参数取优化值,不同 h_3 下吸收率与波长的关系如图 8(i) 所示。可以看出,吸收器的吸收效果会随 h_3 的增大或减小而减弱。当 $h_3=80$ nm 时,吸收率在 200~220 nm 和 290~310 nm 波段内有所提高,在其余波段明显下降。当 $h_3=100$ nm 时,吸收率在 200~220 nm 波段内有所上升,但在 220~400 nm 波段内吸收率明显下降。在 380 nm 波长下,当 $h_3=80, 90, 100$ nm 时单元结构对称面 x - z 平面上的磁场分布图如图 8(i) 中的插图所示。比较这三张插图可以发现,当 h_3 取 90 nm 时磁场最强,入射波与结构的相互作用最强,吸收效果最好,所以顶层 Rh 金属长方体的高度 h_3 的优化值取 90 nm。

4 结 论

设计了一种基于 Rh 金属和 SiO_2 电介质材料的紫外线超宽带吸收器,其单元结构由 Rh 金属衬底、 SiO_2 电介质平板和 Rh 金属图案层构成。有限元方法的分析结果表明:该紫外线吸收器通过表面等离子体共振效应达到了吸收目的。通过调整单元结构的各个参数,可以调整该吸收器的吸收特性。由于结构的旋转对称性,该吸收器具有偏振不敏感性。采用优化结构参数 $p=340$ nm、 $t=60$ nm、 $s=50$ nm、 $R=90$ nm、 $r=18$ nm、 $d=120$ nm、 $h_1=150$ nm、 $h_2=30$ nm 和 $h_3=90$ nm,在入射角为 $0^\circ\sim 45^\circ$ 和波长为 200~400 nm 的时,平均吸收率均可达到 90% 以上。其中,在 250~300 nm 及 325~400 nm 波长范围内,吸收率可以达到 95% 以上。所设计的紫外线超宽带吸收器具有优良的吸收性能,有望在紫外探测、紫外传感等领域中得到广泛应用。

参 考 文 献

- [1] Kneissl M, Seong T Y, Han J, et al. The emergence and prospects of deep-ultraviolet light-emitting diode technologies[J]. Nature Photonics, 2019, 13(4): 233-244.

- [2] Zou G H, Ok K M. Novel ultraviolet (UV) nonlinear optical (NLO) materials discovered by chemical substitution-oriented design[J]. *Chemical Science*, 2020, 11(21): 5404-5409.
- [3] Khan J K, He X X, Khan H M, et al. Oxidative degradation of atrazine in aqueous solution by UV/H₂O₂/Fe²⁺, UV/S₂O₈²⁻/Fe²⁺ and UV/HSO₅⁻/Fe²⁺ processes: a comparative study[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2013, 218: 376-383.
- [4] Song K, Mohseni M, Taghipour F. Application of ultraviolet light-emitting diodes (UV-LEDs) for water disinfection: a review[J]. *Water Research*, 2016, 94: 341-349.
- [5] Watts M J, Linden K G. Chlorine photolysis and subsequent OH radical production during UV treatment of chlorinated water[J]. *Water Research*, 2007, 41(13): 2871-2878.
- [6] Xu T Q, Zhang J C, Salehizadeh M, et al. Millimeter-scale flexible robots with programmable three-dimensional magnetization and motions[J]. *Science Robotics*, 2019, 4(29): eaav4494.
- [7] Sun K, Tan D Z, Fang X Y, et al. Three-dimensional direct lithography of stable perovskite nanocrystals in glass[J]. *Science*, 2022, 375(6578): 307-310.
- [8] Verdager D, Jansen M A K, Llorens L, et al. UV-a radiation effects on higher plants: exploring the known unknown[J]. *Plant Science*, 2017, 255: 72-81.
- [9] Xu X J, Chen J X, Cai S, et al. A real-time wearable UV-radiation monitor based on a high-performance p-CuZnS/n-TiO₂ photodetector[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(43): 1803165.
- [10] Slominski A T, Zmijewski M A, Plonka P M, et al. How UV light touches the brain and endocrine system through skin, and why [J]. *Endocrinology*, 2018, 159(5): 1992-2007.
- [11] Qian Y, Qiu X Q, Zhu S P. Lignin: a nature-inspired Sun blocker for broad-spectrum sunscreens[J]. *Green Chemistry*, 2015, 17(1): 320-324.
- [12] Qian Y, Zhong X W, Li Y, et al. Fabrication of uniform lignin colloidal spheres for developing natural broad-spectrum sunscreens with high Sun protection factor[J]. *Industrial Crops and Products*, 2017, 101: 54-60.
- [13] 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.
- [14] 张敬, 薛文瑞, 张晨, 等. 基于 Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} 材料的多凹槽型紫外线吸收器[J]. *中国激光*, 2022, 49(17): 1713003.
- Zhang J, Xue W R, Zhang C, et al. Multi-groove ultraviolet absorber based on Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} material[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(17): 1713003.
- [15] 陈宇婷, 薛文瑞, 张敬, 等. 基于 VO₂、NaF 和 TiO₂ 材料的红外线超宽带吸收器[J]. *中国激光*, 2023, 50(6): 0613001.
- Chen Y T, Xue W R, Zhang J, et al. Infrared ultra-wide-band absorber based on VO₂, NaF, and TiO₂[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023, 50(6): 0613001.
- [16] Honda M, Kumamoto Y, Taguchi A, et al. Plasmon-enhanced UV photocatalysis[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(6): 061108.
- [17] Zhou J Y, Yan S A, Li C W, et al. Perfect ultraviolet absorption in graphene using the magnetic resonance of an all-dielectric nanostructure[J]. *Optics Express*, 2018, 26(14): 18155-18163.
- [18] Morsy A M, Povinelli M L, Hennessy J. Highly selective ultraviolet aluminum plasmonic filters on silicon[J]. *Optics Express*, 2018, 26(18): 22650-22657.
- [19] Zhu J F, Yan S A, Feng N X, et al. Near unity ultraviolet absorption in graphene without patterning[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(15): 153106.
- [20] Mehrabi S, Rezaei M H, Zarifkar A. Ultra-broadband metamaterial absorber based on cross-shaped TiN resonators[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2020, 37(4): 697-704.
- [21] Wan M L, He J N, Ji P F, et al. Excitation of ultraviolet range Dirac-type plasmon resonance with an ultra-high Q-factor in the topological insulator Bi_{1.5}Sb_{0.5}Te_{1.8}Se_{1.2} nanoshell[J]. *Optics Express*, 2021, 29(6): 9252-9260.
- [22] Li F F, Issah I, Baah M, et al. Polarization-dependent wideband metamaterial absorber for ultraviolet to near-infrared spectral range applications[J]. *Optics Express*, 2022, 30(15): 25974-25984.
- [23] West P R, Ishii S, Naik G V, et al. Searching for better plasmonic materials[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2010, 4(6): 795-808.
- [24] Naik G V, Shalaev V M, Boltasseva A. Alternative plasmonic materials: beyond gold and silver[J]. *Advanced Materials*, 2013, 25(24): 3264-3294.
- [25] Watson A M, Zhang X A, Alcaraz de la Osa R, et al. Rhodium nanoparticles for ultraviolet plasmonics[J]. *Nano Letters*, 2015, 15(2): 1095-1100.
- [26] Zhang X, Li P, Barreda Á, et al. Size-tunable rhodium nanostructures for wavelength-tunable ultraviolet plasmonics[J]. *Nanoscale Horizons*, 2016, 1(1): 75-80.
- [27] Gutiérrez Y, Alcaraz de la Osa R, Ortiz D, et al. Plasmonics in the ultraviolet with aluminum, gallium, magnesium and rhodium [J]. *Applied Sciences*, 2018, 8(1): 64.
- [28] Palik E D. *Handbook of optical constants of solids*[M]. Cambridge: Academic Press, 1998: 342-349.
- [29] Huang J, Li J N, Yang Y E, et al. Active controllable dual broadband terahertz absorber based on hybrid metamaterials with vanadium dioxide[J]. *Optics Express*, 2020, 28(5): 7018-7027.

Ultra-wideband UV Absorber Based on Rhodium Metal and Silica Materials

Fan Haotian¹, Xue Wenrui^{1*}, Chen Yuting¹, Meng Fanyi¹, Li Changyong^{2,3}

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

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

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

Abstract

Objective The principal method currently employed by researchers to prevent damage to the human body and materials from ultraviolet (UV) radiation involves chemical protection strategies. With the development of metamaterials and nanotechnology, physical methods have been developed for protection against ultraviolet radiation. UV absorbers based on artificial microstructures can be used to absorb UV radiation and exhibit important applications in UV detection, sensing, and protection. Owing to limitations in materials and manufacturing processes, research on UV absorbers is relatively slow. Therefore, improved surface plasma materials and processes are sought to improve the absorption of UV absorbers. Metallic rhodium (Rh) is an excellent surface plasmon material.

Compared with other noble metals, the surface of Rh can excite surface plasmon polaritons (SPPs) and exhibits a strong surface plasmon response in the UV band. Rh exhibits excellent stability in various environments. In this study, a UV absorber is designed using Rh metal and dioxide (SiO_2) material to absorb ultraviolet radiation.

Methods The unit structure of the UV absorber designed in this study consists of a Rh substrate, SiO_2 dielectric layer, and Rh pattern layer. The finite element method (FEM) is used to analyze the dependence of the absorption characteristics of the absorber on the incident wavelength, incidence angle, azimuth angle, and geometrical structure parameters. Using the Comsol Multiphysics 5.4 software for modeling, the incident/reflection ports are set above the unit structure, the transmission ports are set below the unit structure, and the periodic boundary conditions are set in the horizontal direction of the unit structure. The field distribution is obtained by simulating the interaction between the incident ultraviolet radiation and absorber. The absorptivity and relative impedance are obtained from the reflection and transmission coefficients, respectively.

Results and Discussions The optimal structural parameters of the absorber designed in this study are as follows: the unit period $p=340$ nm, the height of the Rh metal substrate $h_1=150$ nm, the height of the SiO_2 dielectric $h_2=30$ nm, the height of the upper Rh pattern $h_3=90$ nm, the distance between the Rh pattern layer and boundary of the unit structure $t=60$ nm, the spacing between the Rh pattern layers $s=50$ nm, the radius of the large cylindrical cavity $R=90$ nm, the radius of the small cylindrical cavity $r=18$ nm, and the distance between the axis of symmetry of the small cylindrical cavity and the axis of symmetry of the unit structure $d=120$ nm. As shown in Fig. 3, the absorber can realize an absorptivity exceeding 90% in the wavelength range of 200–400 nm. In the wavelength ranges of 250–300 nm and 325–400 nm, the absorptivity exceeds 95%. Broadband absorption can be realized from the near-UV to the far-UV band. Figure 4 shows contour plots of the absorptivity as a function of the incident angle and incident wavelength, with Fig. 4(a) and (b) showing the transverse-magnetic (TM) and transverse electric (TE) waves, respectively. As shown in Fig. 4(a), when the incident angle is in the range of 0° – 45° and wavelength in the range of 200–400 nm, the average absorptivity of the TM wave after incidence can reach approximately 90%. As shown in Fig. 4(b), the TE wave can realize the absorptivity of approximately 90% on average when the incident angle range is 0° – 45° and wavelength range is 200–400 nm. As shown in Fig. 4(c), the absorption of the absorber is largely unaffected by the azimuth angle of the input wave. The electric and magnetic field distributions in the $x-y$, $x-z$, and $y-z$ planes for the TM and TE waves incident vertically at the peak wavelengths are shown in Figs. 5 and 6, respectively. Figure 7 shows the relative impedance of the absorber as a function of the wavelength. This indicates that the relative impedance of the absorber matches the value of the relative wave impedance in free space. Furthermore, Fig. 8 shows the effects of the structural parameters on the absorptivity of the TM waves when the incidence angle is 0° .

Conclusions In this study, an ultraviolet ultra-broadband absorber based on Rh metal and SiO_2 dielectric materials is designed. The cell structure comprises a Rh metal substrate, SiO_2 dielectric plate, and Rh metal pattern layer. The finite element method analysis results show that the UV absorber realizes absorption via the surface plasmon resonance effect. The absorption characteristics of the absorber can be adjusted by varying the individual parameters of the cell structure. Owing to the rotational symmetry of the structure, the absorber is polarization insensitive. With the optimized structural parameters corresponding to $p=340$ nm, $t=60$ nm, $s=50$ nm, $R=90$ nm, $r=18$ nm, $d=120$ nm, $h_1=150$ nm, $h_2=30$ nm, and $h_3=90$ nm, an average absorptivity exceeding 90% can be realized in the incident angle range of 0° – 45° and wavelength range of 200–400 nm. In the wavelength ranges of 250–300 nm and 325–400 nm, the absorptivity exceeds 95%. The ultraviolet ultra-broadband absorber designed in this study exhibits excellent absorption performance, and it is expected to be widely used in the fields of UV detection, UV sensing, and UV protection.

Key words optical devices; UV absorber; broadband; Rh; surface plasmon resonance