

基于 VO<sub>2</sub>、NaF 和 TiO<sub>2</sub> 材料的红外线超宽带吸收器陈宇婷<sup>1</sup>, 薛文瑞<sup>1\*</sup>, 张敬<sup>1</sup>, 樊浩田<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** 设计了一种基于 VO<sub>2</sub>、NaF 和 TiO<sub>2</sub> 材料的红外线超宽带可调吸收器, 并采用有限元方法对其吸收特性进行了分析。结果表明: 当入射波垂直入射时, 吸收率对偏振角不敏感。在 21~25 μm 及 35~43 μm 波长范围内, 吸收率可以达到 99.8%。在 12~51 μm 范围内, 吸收率可以达到 90%。在 0~55° 入射角范围内, 横磁(TM)波在 12~52 μm 波长范围内, 横电(TE)波在 20~45 μm 波长范围内, 吸收率均可达到 80% 以上。获得宽带吸收的主要原因是表面等离子体共振效应。通过改变 VO<sub>2</sub> 的电导率, 可以调节吸收器的吸收率, 实现吸收率的可调性。所设计的红外线超宽带吸收器具有优良的吸收性能, 在传感、探测及能量收集和转化等方面具有潜在的应用价值。

**关键词** 表面光学; 红外线吸收器; 宽带; VO<sub>2</sub>; NaF; TiO<sub>2</sub>; 表面等离子共振

中图分类号 O431 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL220767

## 1 引言

工作于微波<sup>[1]</sup>、太赫兹<sup>[2]</sup>、红外<sup>[3-4]</sup>、可见<sup>[5]</sup>和紫外波段<sup>[6]</sup>内的电磁波吸收器是研究热点之一。材料和吸收机制的恰当组合会使吸收器表现出接近完美的吸收效果。电磁波吸收器的典型结构是基于金属-电介质-金属(MIM)结构<sup>[7]</sup>的单层平铺结构和垂直叠放的多层结构<sup>[8]</sup>。利用金属材料<sup>[9]</sup>、半导体材料<sup>[10]</sup>和新型材料<sup>[11]</sup>的光学特性能够使吸收器最大程度地吸收入射电磁波。局部等离子体共振<sup>[7]</sup>、磁激元共振<sup>[12]</sup>、表面等离子共振<sup>[13]</sup>、法布里-珀罗腔共振<sup>[14]</sup>和导模共振<sup>[15]</sup>等吸收机制均能够使吸收器达到理想的吸收效果。

光学传感器<sup>[16]</sup>、光热能量转换器<sup>[17]</sup>、成像<sup>[18]</sup>和红外隐身斗篷<sup>[19]</sup>等领域迫切需要具有宽带和可调谐特性的高效红外线吸收器。在实际应用中, 特别是在红外波段, 宽带响应很难实现。为解决这一问题, 人们设计了一系列红外线宽带吸收器。2016年 Lei 等<sup>[20]</sup>提出了一种由铝-锗材料交替堆叠而成的多层光吸收器, 结果表明: 至少需要 20 个铝-锗材料堆叠层, 才能在 200~3600 nm 范围内实现宽带吸收。2019年黄雅琴等<sup>[21]</sup>设计了一种基于三氧化二铝(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)衬底的钨/二氧化钨(W/VO<sub>2</sub>)圆柱盘阵列型红外吸收器, 该吸收器在 2.0~5.0 μm 波段实现了吸收率的可调性。2020年 Liu 等<sup>[22]</sup>提出了一种超宽带完美吸收体, 该吸收体采用多尺寸矩形结构, 由硅/铁单元多层叠加组成, 在

300~3000 nm 范围内, 平均吸收率达到了 96%。同年, Zhou 等<sup>[23]</sup>提出了一种基于氮化硅和二氧化硅材料的混合电介质红外吸收器, 实现了长波红外宽带吸收。2022年王杨等<sup>[24]</sup>利用 Ti 和 GaAs 堆叠, 设计了一种平均吸收率为 94.9%、吸收带宽为 3700 nm、在 300~4000 nm 波段内的宽带吸收器。但上述吸收器都普遍存在相对带宽较窄和吸收率不可调控等缺点。

由于石墨烯、硫系相变材料(GST)和 VO<sub>2</sub> 等材料的物理性质在不同的外部条件下会发生变化, 人们常常会在吸收器中使用这些材料来实现吸收器的可调性。在这些材料中, VO<sub>2</sub> 具有响应快、调制强度大等优点且具有热控、外加场等多种调制方案, 在光存储器件、温度传感器、可重写器件等领域中得到了广泛的应用。VO<sub>2</sub> 材料的相变温度为 68 °C, 在 68 °C 上、下分别呈现金属相和介电相, 同时光学和电学性质也发生改变<sup>[25]</sup>。为了实现对红外线的可调谐宽带吸收, 在本文设计的结构中采用了 VO<sub>2</sub> 材料。为了拓宽带宽, 在设计的结构中还选用了二氧化钛(TiO<sub>2</sub>)和氟化钠(NaF)两种材料, 构成了截断式多层红外可调谐的宽带吸收器。吸收器在 12~51 μm 波长范围内可以实现超过 90% 的宽带吸收。在 21~25 μm 及 35~43 μm 波长范围内, 吸收率可以达到 99.8%, 平均吸收率可以达到 96.4%, 相对带宽达到 124%。在横电(TE)和横磁(TM)波入射时具有入射和偏振不敏感的吸收特性。

收稿日期: 2022-04-18; 修回日期: 2022-05-08; 录用日期: 2022-05-27; 网络首发日期: 2022-06-10

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: \*wrxue@sxu.edu.cn

## 2 结构模型和计算方法

图 1 为本文设计的周期为  $P$  的红外线超宽带吸收器的单元结构图。红外线沿着波矢  $k$  方向入射,入射角为  $\alpha$ ,方位角为  $\varphi$ ,磁场强度为  $H$ ,电场强度为  $E$ 。结构  $x$  和  $y$  方向采用周期性边界条件, $z$  轴正、负方向均采用周期性端口边界条件。由厚度为  $h_1$  的金 (Au) 底板和三组复合层叠加而成。每组复合层均包括厚度为  $h_2$  的二氧化硅 ( $\text{SiO}_2$ ) 底层、厚度为  $h_3$  的 NaF 层、厚度为  $h_4$  的  $\text{VO}_2$  层和厚度为  $h_5$  的  $\text{TiO}_2$  顶层。图 1 中嵌入的三张子图分别是三组复合层的俯视图。由下至上,每组复合层均为正方形,边长线性减小,分别为  $W_1$ 、 $(W_1+W_2)/2$  和  $W_2$ 。为了制备每组复合层中的顶层,

先在  $\text{TiO}_2$  中挖出深度为  $h_5$  的对称的四个正方形孔和一个正方形环,然后再填充  $\text{SiO}_2$  材料。假设每组顶层正方形孔的边长与每组复合层边长的比值为  $a$ ,则三组方形孔边长分别为  $b_{11}=aW_1$ 、 $b_{12}=a(W_1+W_2)/2$  和  $b_{13}=aW_2$ 。正方形孔的中心位置之间的距离分别为  $W_1/4$ 、 $(W_1+W_2)/8$  和  $W_2/4$ 。 $\text{SiO}_2$  正方形环的外侧与复合层的外侧距离为  $b_2$ , $\text{SiO}_2$  正方形环的宽度为  $b_3$ 。

在图 1 所示的结构示意图中, $\text{SiO}_2$  材料的介电常数取为  $\epsilon_d=16$ 。衬底金的介电常数采用 Drude 模型  $\epsilon_{\text{Au}}(\omega)=\epsilon_\infty-\frac{\omega_p^2}{\omega^2+i\Gamma\omega}$  来描述,其中  $\epsilon_\infty=1$ ,等离子体频率  $\omega_p=4.35\pi\times 10^{15}$  rad/s,阻尼系数  $\Gamma=13\pi\times 10^{12}$  rad/s, $\omega$  为圆频率<sup>[26]</sup>。

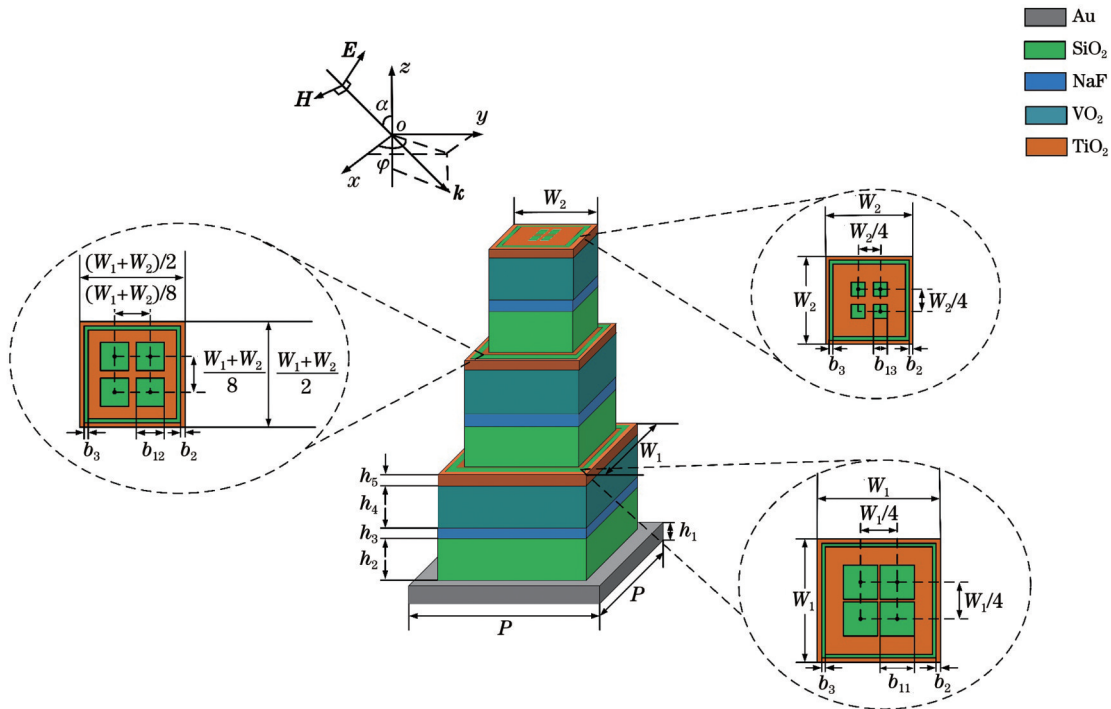


图 1 红外线超宽带吸收器的单元结构示意图

Fig. 1 Schematic of unit structure of infrared ultra-wideband absorber

图 1 中的  $\text{TiO}_2$  材料的介电常数采用 Lorentz 模型  $\epsilon_{\text{TiO}_2}(\omega)=\epsilon_\infty+\frac{(\epsilon_s-\epsilon_\infty)\omega_i^2}{\omega_i^2-\omega^2+i\Gamma_0\omega}$  来描述,其中  $\epsilon_\infty=2.83$ ,振荡器强度  $\epsilon_s=4.07$ ,谐振频率  $\omega_i=6.653\times 10^{15}$  rad/s,阻尼系数  $\Gamma_0=3.03\times 10^{13}$  rad/s<sup>[27]</sup>。图 2(a) 给出了  $\text{TiO}_2$  的介电常数与波长 ( $\lambda$ ) 的关系图。可以看出,随着波长的增加, $\text{TiO}_2$  的介电常数实部 ( $\epsilon_r$ ) 与虚部 ( $\epsilon_i$ ) 逐渐减小。

NaF 材料的介电常数采用 Lorentz 模型  $\epsilon_\infty\frac{\omega^2-\omega_L^2+i\gamma\omega}{\omega^2-\omega_T^2+i\gamma\omega}$  来描述,其  $\epsilon_\infty=7.15625$ ,纵向振动圆频率  $\omega_L=5.49945\times 10^{13}$  Hz,横向振动圆频率  $\omega_T=4.61279\times 10^{13}$  Hz,阻尼常数  $\gamma=4.10108\times 10^{12}$  Hz<sup>[28]</sup>。图 2(b) 给出了 NaF 材料的介电常数与波

长的关系图。可以看出,NaF 在特定波段内的介电常数实部小于零,虚部大于零,因此 NaF 具有类似金属的特性,在特定波段内具有激发表面等离子体共振的能力。

$\text{VO}_2$  是一种受温度控制的材料,其在红外线波段的介电常数可以采用 Drude 的模型  $\epsilon_{\text{VO}_2}(\omega,\sigma)=\epsilon_\infty-\frac{\omega_p^2(\sigma)}{\omega^2+i\gamma'\omega}$  来描述<sup>[29]</sup>。这里, $\epsilon_\infty=12$ ,碰撞频率  $\gamma'=5.75\times 10^{13}$  rad/s,等离子频率  $\omega_p$  可以通过公式  $\omega_p^2(\sigma)=\frac{\sigma}{\sigma_0}\omega_p^2(\sigma_0)$  得到,其中  $\sigma_0=3\times 10^{15}$  S/m, $\omega_p(\sigma_0)=1.4\times 10^{15}$  S/m, $\sigma$  为  $\text{VO}_2$  的电导率。受温度的影响,当  $\text{VO}_2$  的电导率  $\sigma$  从  $10$  S/m 变化到  $2\times 10^5$  S/m 时,该材料由绝缘态逐渐过渡到金属态。

图 2(c)、(d)给出了随波长变化的介电常数实部( $R_m$ )和虚部( $Im$ )曲线。可以看出,介电常数的实部小于零,随波长的增加而减小,且随着电导率的增大而逐渐减小。介电常数的虚部大于零,随波长的增加而增加,且随着电导率的增大而逐渐增大。

本文在所设计的结构中采用了相变材料  $VO_2$  和类金属材料 NaF。利用  $VO_2$  的相变特性和 NaF 的类金属特性来实现对中红外至远红外波段的红外线的超宽带吸收:在  $68\text{ }^\circ\text{C}$  以上时,  $VO_2$  表现为金属材料,在其与  $SiO_2$  电介质的交界面处会发生表面等离子共振,达到吸收的目的;在  $68\text{ }^\circ\text{C}$  以下时,  $VO_2$  表现为电介质,在其与具有类金属性的 NaF 的交界面处也会发生表面等离子共振,从而达到吸收红外线的目的。

本文设计的超宽带红外吸收器采用以下制造工艺来制作。首先,采用电子束蒸发的方法在干净的基片上沉积  $0.5\text{ }\mu\text{m}$  厚的金薄膜。其次,利用磁溅射技术在金平面薄膜上沉积  $0.9\text{ }\mu\text{m}$  厚的  $SiO_2$  薄膜,通过化学气相沉积方法在  $SiO_2$  薄膜上沉积  $0.1\text{ }\mu\text{m}$  厚的 NaF,利用磁控溅射方法沉积  $1.0\text{ }\mu\text{m}$  厚的  $VO_2$  薄膜<sup>[30]</sup>。然后,利用匀胶机在  $VO_2$  薄膜上涂出厚度为  $0.3\text{ }\mu\text{m}$  的聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)光刻胶,经电子束曝光和显影后,制得每组最上层目标  $SiO_2$  图案结构的反结构,采用电子束沉积  $0.3\text{ }\mu\text{m}$  厚的  $SiO_2$  层,剥离光刻胶后制得  $SiO_2$  结构。最后,在结构表面沉积  $0.3\text{ }\mu\text{m}$  厚的  $TiO_2$ ,结构表面平坦化<sup>[31]</sup>。将下一组的  $SiO_2$  薄膜利用磁溅射技术沉积在每组中含有  $SiO_2$  的  $TiO_2$  平面层上。以此类推,完成三组复合层的叠加。

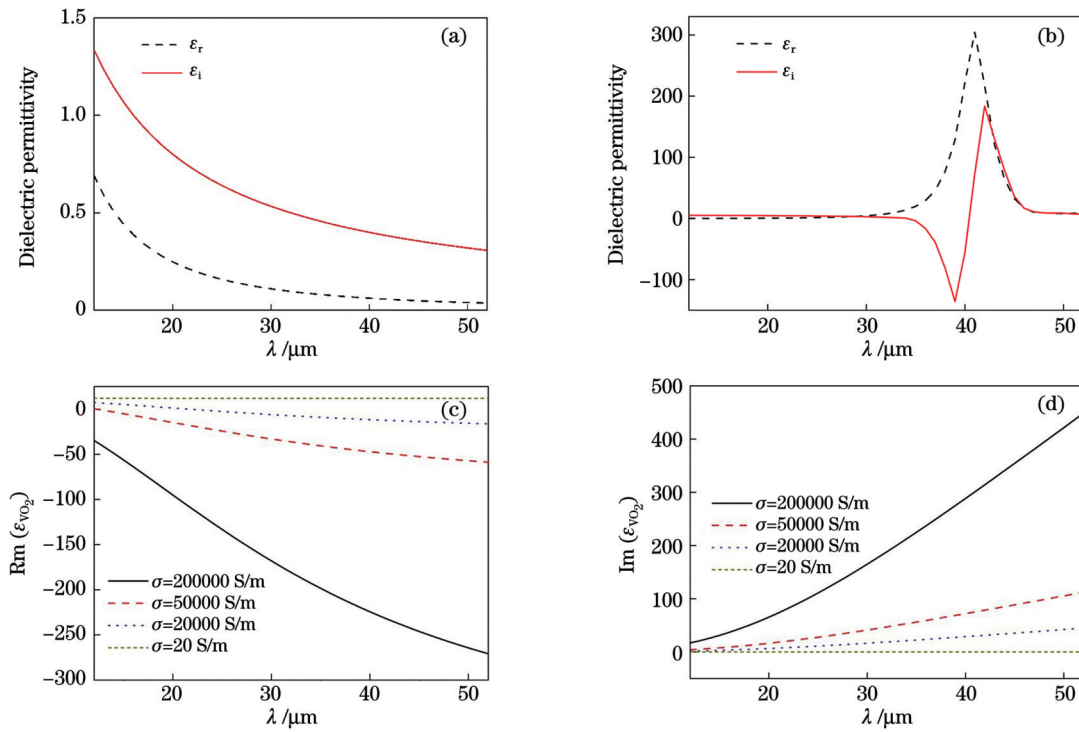


图 2  $TiO_2$ 、NaF 和  $VO_2$  的介电常数与波长的关系图。(a)  $TiO_2$ ; (b) NaF; (c)  $VO_2$  的介电常数实部; (d)  $VO_2$  的介电常数虚部

Fig. 2 Dielectric permittivity versus wavelength for  $TiO_2$ , NaF and  $VO_2$ . (a)  $TiO_2$ ; (b) NaF; (c) real part of dielectric permittivity of  $VO_2$ ; (d) imaginary part of dielectric permittivity of  $VO_2$

本文采用有限元方法进行仿真。吸收器的吸收率可由  $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega) = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2$  得到。其中,  $R(\omega) = |S_{11}|^2$  代表反射率,  $T(\omega) = |S_{21}|^2$  代表透射率,  $S_{11}$  为反射系数,  $S_{21}$  为透射系数。当底部有足够厚度的金底板时,可以阻挡入射波的透射,使该结构的透射率为零。此时,吸收器的吸收率表示为  $A(\omega) = 1 - R(\omega)$ 。

### 3 结果与讨论

经过大量仿真,发现吸收器取得最佳吸收效果时的优化参数为:单元周期  $P = 7\text{ }\mu\text{m}$ ,底部复合层的宽度

$W_1 = 5.8\text{ }\mu\text{m}$ ,顶部复合层的宽度  $W_2 = 3.4\text{ }\mu\text{m}$ ,Au 厚度  $h_1 = 0.5\text{ }\mu\text{m}$ ,  $SiO_2$  的厚度  $h_2 = 0.9\text{ }\mu\text{m}$ , NaF 的厚度  $h_3 = 0.1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $VO_2$  的厚度  $h_4 = 1.0\text{ }\mu\text{m}$  (电导率取  $2 \times 10^{15}\text{ S/m}$ ),  $TiO_2$  层厚度  $h_5 = 0.3\text{ }\mu\text{m}$ 。每组顶层正方形孔的边长与每组复合层边长的比值为  $a = 0.05$ ,即底部复合层中正方形孔的边长为  $b_{11} = aW_1 = 0.29\text{ }\mu\text{m}$ ,中部复合层中正方形孔的边长为  $b_{12} = a(W_1 + W_2)/2 = 0.23\text{ }\mu\text{m}$ ,顶部复合层中正方形孔的边长为  $b_{13} = aW_2 = 0.17\text{ }\mu\text{m}$ 。  $SiO_2$  正方形环的外侧与复合层外侧的距离为  $b_2 = 0.1\text{ }\mu\text{m}$ ,  $SiO_2$  正方形环的宽度为  $b_3 = 0.1\text{ }\mu\text{m}$ 。

### 3.1 吸收器的极化敏感性

图 3(a)给出了零度入射时 TM 波和 TE 波的吸收率随波长变化的曲线图。图 3(b)给出了零度入射时吸收率随方位角和波长变化的等高线图。图 3(a)显示,该吸收器在 12~51  $\mu\text{m}$  波长范围内可以实现 90% 以上的吸收率,在 21~25  $\mu\text{m}$  及 35~43  $\mu\text{m}$  波长范围内吸收率可

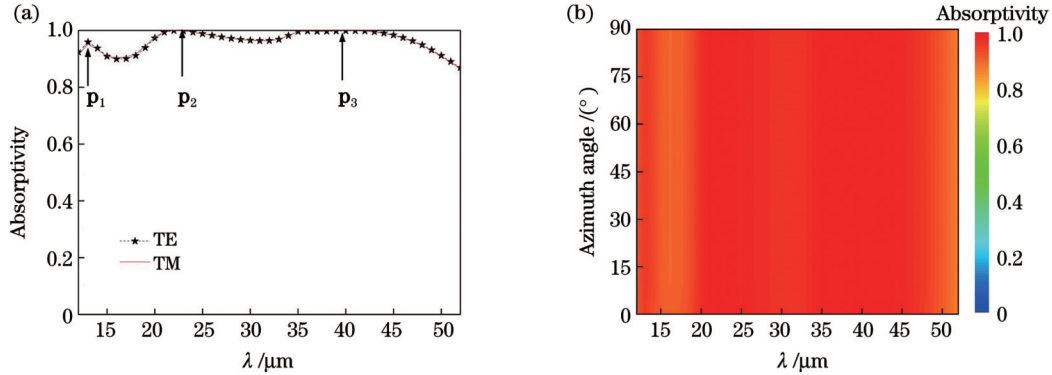


图 3 吸收器的极化敏感性。(a)在零度入射情况下, TM 和 TE 波入射时吸收率随波长变化的曲线; (b)吸收率随方位角和波长的变化  
Fig. 3 Polarization sensitivity of absorber. (a) Absorptivity versus wavelength for TE wave and TM wave at zero-degree incidence; (b) absorptivity as a function of azimuth angle and wavelength

图 4 给出了吸收率随入射角和波长变化的等高线图,其中图 4(a)对应 TM 波入射,图 4(b)对应 TE 波入射。从图 4(a)可以得到,当 TM 波的入射角增加到 55° 时,在 12~

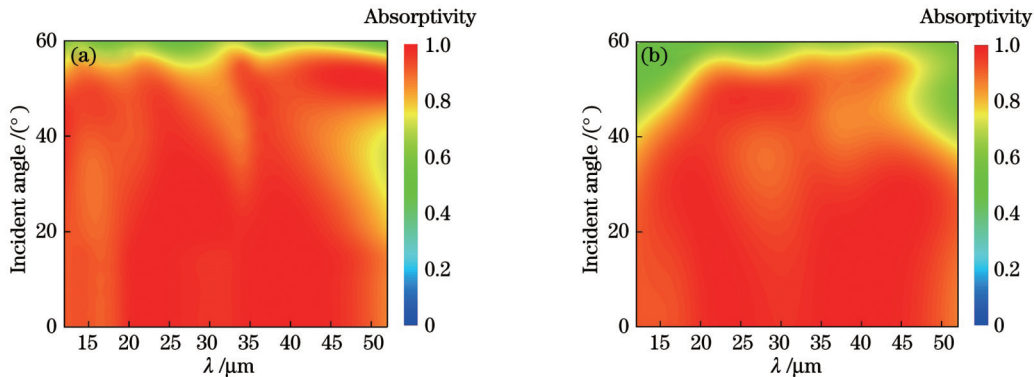


图 4 吸收率随入射角和波长的变化。(a) TM 波; (b) TE 波  
Fig. 4 Absorptivity as a function of incident angle and wavelength. (a) TM wave; (b) TE wave

### 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。图 5 给出了 TE 波和 TM 波垂直入射时,三个吸收峰  $p_1$ 、 $p_2$  和  $p_3$  (见图 3 中相应的标记)处  $x$ - $y$  及  $x$ - $z$  平面上的归一化电场和磁场分布图,其中 NMFI 表示归一化磁场强度。

图 5(a)为 TE 波垂直入射时三个吸收峰处  $x$ - $y$  平面上三组  $\text{TiO}_2$  层的电场分布图。由于在  $\text{VO}_2$  与介质界面处形成了表面等离子体共振,14  $\mu\text{m}$  处 ( $p_1$  峰)对应的电场主要分布在中部的  $\text{TiO}_2$  层上下边缘处。随着波长逐渐增加,在 24  $\mu\text{m}$  处 ( $p_2$  峰)和 40  $\mu\text{m}$  处 ( $p_3$  峰),中部  $\text{TiO}_2$  层上下边缘处的电场逐渐减弱,而底部复合层中的电场逐渐加强。图 5(b)为 TE 波垂直入射时三个吸收峰处  $x$ - $y$  平面上三组  $\text{TiO}_2$  层的归一化磁场分布。三个吸收峰处的磁场主要分布在四个相邻  $\text{SiO}_2$

以达到 99.8%。从近红外波段至远红外波段可实现宽带吸收。吸收曲线包含三个吸收峰,分别是位于 14  $\mu\text{m}$  附近的  $p_1$  峰、24  $\mu\text{m}$  附近的  $p_2$  峰及 40  $\mu\text{m}$  附近的  $p_3$  峰。图 3(b)显示,当入射波的方位角从 0° 增加到 90° 时,吸收率基本不受方位角的影响,吸收非常稳定。由于本文所设计的结构为对称结构,因此吸收器具有极化不敏感性。

52  $\mu\text{m}$  波长范围内,吸收率可以达到 80% 左右。同样从图 4(b)我们也可以发现,当 TE 波的入射角增加到 55° 时,在 20~45  $\mu\text{m}$  波长范围内,可以实现 80% 左右高效吸收。

方孔间的尖端处,而在 14  $\mu\text{m}$  处 ( $p_1$  峰),底部  $\text{TiO}_2$  层除中心外,截面方孔上、下端介质中也有少量磁场分布。图 5(c)给出了  $x$ - $z$  平面上的电场和磁场分布图。在 14  $\mu\text{m}$  处 ( $p_1$  峰),由于底部和中部的金属层和介质层间的表面等离子体共振,中部  $\text{TiO}_2$  层的电场主要分布在相邻  $\text{SiO}_2$  方孔间的介质层中,当波长增大到 24  $\mu\text{m}$  ( $p_2$  峰)及 40  $\mu\text{m}$  ( $p_3$  峰)附近时,电场则分布在  $\text{SiO}_2$  方孔间及两侧的  $\text{TiO}_2$  内,同时中部  $\text{TiO}_2$  层内的电场减弱,底部  $\text{TiO}_2$  层内的电场逐渐加强,与图 5(a)对应。24  $\mu\text{m}$  处 ( $p_2$  峰)的磁场主要分布在每组底层的  $\text{SiO}_2$  层中,40  $\mu\text{m}$  处 ( $p_3$  峰)的磁场上移,主要分布在底部的介质层中,与图 5(b)底层磁场分布图相对应。

图 5(d)和图 5(e)分别给出了在 TM 波垂直入射时三个吸收峰处  $x$ - $y$  平面上三组  $\text{TiO}_2$  层的归一化电场

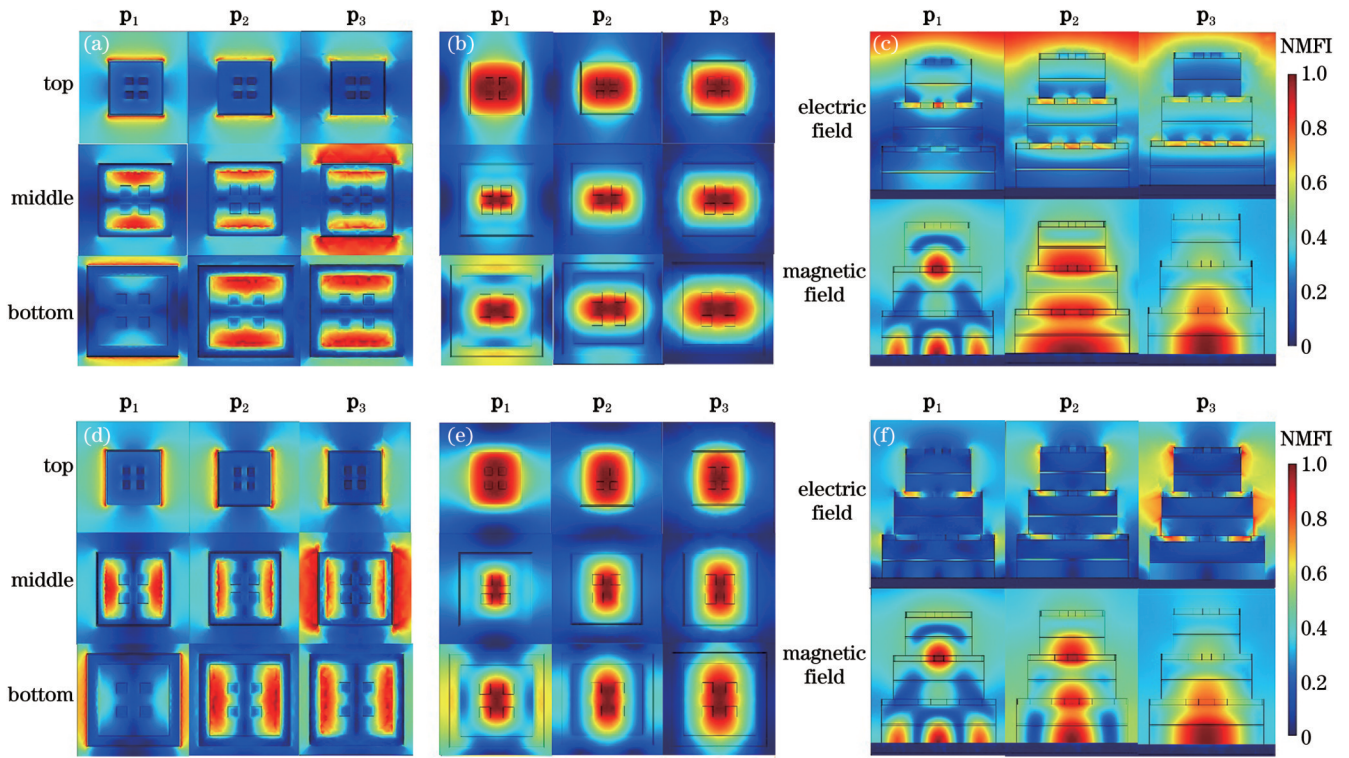


图 5 TE 波和 TM 波垂直入射时三个吸收峰  $p_1$ 、 $p_2$  和  $p_3$  处  $x-y$  及  $x-z$  平面上的归一化电场和磁场分布图。(a) TE 波在  $x-y$  平面上的电场；(b) TE 波在  $x-y$  平面上的磁场；(c) TE 波在  $x-z$  平面上的电场和磁场；(d) TM 波在  $x-y$  平面上的电场；(e) TM 波在  $x-y$  平面上的磁场；(f) TM 波在  $x-z$  平面上的电场和磁场

Fig.5 Normalized electric and magnetic field profiles in  $x-y$  and  $x-z$  planes at three absorption peaks  $p_1$ ,  $p_2$  and  $p_3$  when TE and TM waves are vertically incident. (a) Electric field of TE wave in  $x-y$  plane; (b) magnetic field of TE wave in  $x-y$  plane; (c) electric and magnetic fields of TE wave in  $x-z$  plane; (d) electric field of TM wave in  $x-y$  plane; (e) magnetic field of TM wave in  $x-y$  plane; (f) electric and magnetic fields of TM wave in  $x-z$  plane

和磁场分布图。由于结构的对称性,在 TE 和 TM 波垂直入射时,电场和磁场分布相同。图 5(f) 给出了  $x-z$  平面上电场和磁场的分布图。可以看出,  $p_1$ 、 $p_2$  和  $p_3$  三个吸收峰处的电场主要分布在每组  $TiO_2$  层的四个  $SiO_2$  方孔两侧,且随着波长的增加,电场分布下移。中层的电场减弱,底层的电场加强。在  $14 \mu m$  处 ( $p_1$  峰), 磁场主要分布在中部  $TiO_2$  层中相邻  $SiO_2$  方孔间的介质层中以及底部  $TiO_2$  层中  $SiO_2$  方孔间和方孔两侧底部的  $SiO_2$  层内; 在  $24 \mu m$  处 ( $p_2$  峰), 磁场主要分布在下面两组  $TiO_2$  层中左右相邻方孔间的  $SiO_2$  中以及底部  $TiO_2$  层中相邻方孔下的  $SiO_2$  中; 在  $40 \mu m$  处 ( $p_3$  峰), 磁场下移, 主要分布在底部相邻方孔间的  $SiO_2$  介质层中。从图 5(d)~(f) 与图 5(a)~(c) 的对比可以发现, 由于结构的对称性, 吸收器具有极化不敏感性。

从阻抗匹配角度也可以更好地理解吸收的物理机理。结构的相对阻抗可以由公式<sup>[32]</sup>  $Z(\lambda) = \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2}}$  得到。因为金属底板足够厚, 即透射率  $S_{21}^2 = 0$ , 所以结构的相对阻抗可以由  $Z(\lambda) = \left| \frac{1+S_{11}}{1-S_{11}} \right|$  计算得到。当  $VO_2$  的电导率为  $2 \times 10^5 S/m$  时, 图 6 给出了吸收器的相对阻抗随波长的变化曲线

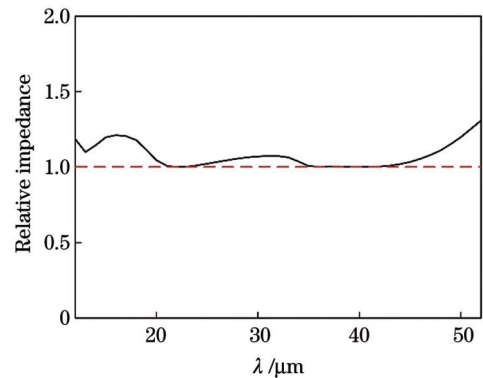


图 6 吸收器的相对阻抗随波长的变化

Fig. 6 Relative impedance of absorber versus wavelength

图。可以看出, 在  $12 \sim 52 \mu m$  波段内, 吸收器的相对阻抗整体保持在  $1.00 \sim 1.25$  区间, 表明该结构在这一波段的相对阻抗与自由空间的相对波阻抗相匹配, 反射率很小, 可以实现宽带吸收。在  $14 \mu m$  处, 相对阻抗曲线出现第一个接近 1.00 的峰值点, 对应于吸收峰  $p_1$ 。在  $24 \mu m$  和  $40 \mu m$  附近, 相对阻抗基本保持为 1.00, 分别对应于吸收峰  $p_2$  和  $p_3$ , 吸收率达到了 99.8%, 接近完美吸收。

### 3.3 结构参数对吸收率的影响

结构参数对吸收性能有较大的影响。图 7 给出了

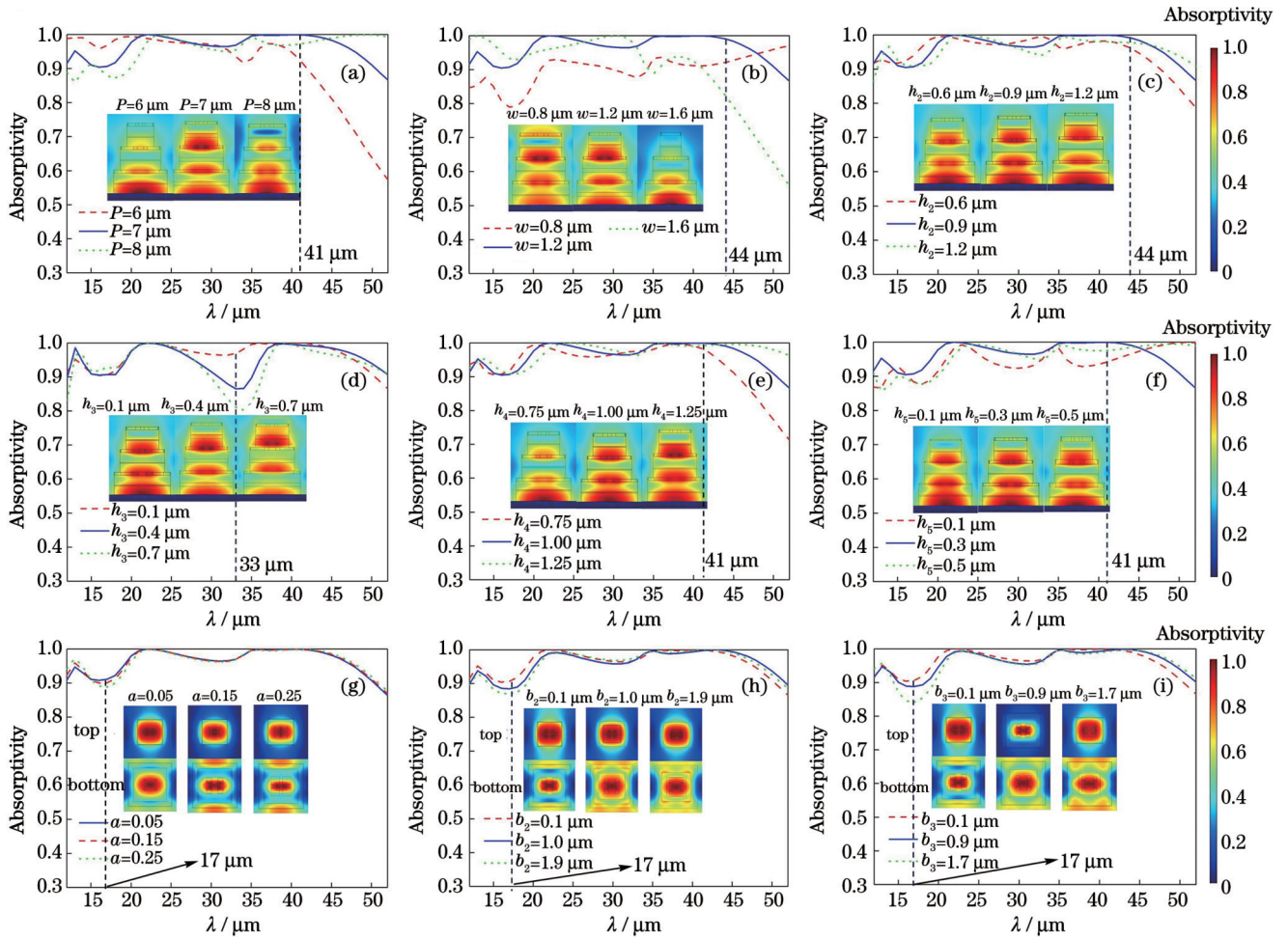


图 7 不同结构参数下的吸收率曲线及对应的磁场分布图

Fig. 7 Absorptivity curves and corresponding magnetic field distributions under different structural parameters

不同结构参数下的吸收率曲线及对应的磁场分布图。

图 7(a)表明,相对于优化值 $P=7\ \mu\text{m}$ ,当 $P$ 增大或者减小时,吸收效果会明显变差。当 $P=6\ \mu\text{m}$ 时,虽然在 $12\sim 25\ \mu\text{m}$ 波段吸收率有所增高,但在 $33\sim 52\ \mu\text{m}$ 波段,吸收率明显下降,波长越大,下降越明显。当 $P=8\ \mu\text{m}$ 时,在 $12\sim 25\ \mu\text{m}$ 和 $33\sim 52\ \mu\text{m}$ 波段,吸收率均明显下降。利用图 7(a)中嵌入的 $41\ \mu\text{m}$ 附近的磁分布图可以解释这一现象:相对于优化值 $P=7\ \mu\text{m}$ ,当 $P=6\ \mu\text{m}$ 时,顶层中的表面等离子共振效应明显减小,当 $P=8\ \mu\text{m}$ 时,底层中的表面等离子共振效应明显减小。也就是说,偏离优化值 $P=7\ \mu\text{m}$ 时结构对入射波的局域能力会减弱,吸收效果会变差。

从下到上三组复合层的宽度线性减小, $w$ 为每组复合层线性减小的差值,因此底部复合层边长为 $P-w$ ,中部复合层边长为 $P-2w$ ,底部复合层边长 $P-3w$ 。

图 7(b)显示,当 $w$ 增加到 $1.6\ \mu\text{m}$ 时,在 $30\sim 52\ \mu\text{m}$ 波段内,吸收率明显下降,高吸收率带宽明显变窄。当 $w$ 减小到 $0.8\ \mu\text{m}$ 时,在 $12\sim 52\ \mu\text{m}$ 波段内,吸收率也会明显下降。当 $w$ 取优化值 $1.2\ \mu\text{m}$ 时,吸收带宽最宽,吸收效果最好。当 $w$ 值偏离这个优化值,吸收效果明显变差。利用图 7(b)中嵌入的 $44\ \mu\text{m}$ 附近的磁场分布图

可以解释这一现象:当 $w=1.2\ \mu\text{m}$ 时,中间复合层和底部复合层中的表面等离子体共振比 $w=0.8\ \mu\text{m}$ 和 $w=1.6\ \mu\text{m}$ 时更强。这就说明,取优化值 $w=1.2\ \mu\text{m}$ 时,结构对入射波的局域能力最强,吸收效果最好。

图 7(c)显示,随着 $\text{SiO}_2$ 厚度 $h_2$ 的增大,吸收曲线的三个吸收峰出现轻微的红移,当 $h_2$ 取优化参数 $0.9\ \mu\text{m}$ 时, $40\ \mu\text{m}$ ( $p_3$ 峰)附近可以实现 $99.6\%$ 的完美吸收。当 $h_2$ 减小为 $0.6\ \mu\text{m}$ 时, $15\sim 20\ \mu\text{m}$ ( $p_1$ 峰)处的吸收率略微增大,但 $32\sim 52\ \mu\text{m}$ 处的吸收曲线明显下降。当 $h_2$ 增大到 $1.2\ \mu\text{m}$ 时,在 $15\sim 23\ \mu\text{m}$ 及 $30\sim 45\ \mu\text{m}$ 处,吸收率也会减小。利用图 7(c)中嵌入的 $41\ \mu\text{m}$ 附近的磁场分布图可以解释这一现象:在 $44\ \mu\text{m}$ 附近,当 $h_2$ 取 $0.9\ \mu\text{m}$ 时,该结构顶部和中部 $\text{SiO}_2$ 介质层的磁场明显强于 $h_2$ 取 $0.6\ \mu\text{m}$ 及 $1.2\ \mu\text{m}$ 时。所以 $h_2=0.9\ \mu\text{m}$ 时吸收效果最好。

图 7(d)表明,随着 $\text{NaF}$ 层厚度 $h_3$ 从 $0.1\ \mu\text{m}$ 增加到 $0.7\ \mu\text{m}$ ,虽然吸收曲线的三个吸收峰的位置和大小无明显变化,但是在 $25\sim 39\ \mu\text{m}$ 处吸收率较 $h_3=0.1\ \mu\text{m}$ 时明显下降。考虑到厚度小于 $0.1\ \mu\text{m}$ 的薄膜的制作非常困难,我们选择了 $h_3=0.1\ \mu\text{m}$ 为最优参数。利用图 7(d)中嵌入的 $33\ \mu\text{m}$ 附近的磁场分布图可以解释这

一现象:因为随着  $h_3$  的增加,中部和底部形成的表面等离子体共振减弱,  $\text{SiO}_2$  介质中的磁场分布明显减弱,所以吸收率减小。当  $h_3=0.1 \mu\text{m}$  时共振强度最大,吸收器束缚磁场的的能力最强,吸收效果最好。

图 7(e) 显示,当  $\text{VO}_2$  处于金属态且其他参数不变时,相对最优参数  $h_4=1.0 \mu\text{m}$ ,当  $\text{VO}_2$  厚度  $h_4$  减小到  $0.75 \mu\text{m}$  时,  $21\sim 30 \mu\text{m}$  处的吸收率明显减小,且在  $37\sim 52 \mu\text{m}$  处随波长的增加吸收率下降更加明显。这一现象可以利用图 7(e) 中嵌入的  $41 \mu\text{m}$  附近的磁场分布图进行解释:当  $h_4$  由  $1.00 \mu\text{m}$  下降到  $0.75 \mu\text{m}$  时,顶部和中部介质层的磁场分布明显减弱。而当  $h_4=1.25 \mu\text{m}$  时,由于吸收曲线的红移,  $41\sim 52 \mu\text{m}$  处的吸收率比最优参数时更高,吸收带宽较宽,但在  $18\sim 23 \mu\text{m}$  及  $39\sim 43 \mu\text{m}$  处,吸收率比最优参数  $h_4=1.0 \mu\text{m}$  时较低。结合磁场分布图,当  $h_4$  由  $1.00 \mu\text{m}$  上升到  $1.25 \mu\text{m}$  时,顶部磁场分布明显加强,但中部和底部介质层的磁场又相对减弱,在 TE 和 TM 波入射条件下,  $h_4=1.25 \mu\text{m}$  时随入射角的增大吸收率减小明显。所以综合考虑吸收器的入射不敏感性,  $h_4$  取  $1.00 \mu\text{m}$ 。

保持其他参数不变,只改变  $\text{TiO}_2$  层的厚度  $h_5$ ,吸收曲线及  $41 \mu\text{m}$  附近对应的磁场分布图如图 7(f) 所示。可以发现,当偏离最优参数  $h_5=0.3 \mu\text{m}$  时,如  $h_5$  增大到  $0.5 \mu\text{m}$  或减小到  $0.1 \mu\text{m}$ ,除峰值点  $23 \mu\text{m}$  和  $35 \mu\text{m}$  附近的吸收率变化较小外,整个波段内的吸收率都会明显下降。利用嵌入图可以解释这一现象:在对应的  $41 \mu\text{m}$  附近的磁场分布图中,  $h_5=0.3 \mu\text{m}$  时顶部、中部、底部介质层对应的磁场分布比  $h_5=0.1 \mu\text{m}$  及  $h_5=0.5 \mu\text{m}$  时明显更强,吸收效果最好。

图 7(g) 显示,改变每组顶层正方形孔的边长与每组复合层边长的比值  $a$ ,当  $a$  由  $0.05$  均匀增大到  $0.25$  时,相对最优参数  $a=0.05$ ,吸收率曲线在  $12\sim 23 \mu\text{m}$  处的波动明显,  $a=0.15$  及  $a=0.25$  时  $12\sim 15 \mu\text{m}$  处的吸收率略微增大,但在  $15\sim 23 \mu\text{m}$  处,随着  $a$  的增大吸收率的下降逐渐明显。利用  $17 \mu\text{m}$  附近顶部和底部  $\text{TiO}_2$  层截面的磁场分布图可以解释这一现象:相对于  $a=0.05$ ,随着  $a$  增大到  $0.15$  及  $0.25$ ,  $\text{TiO}_2$  层中心四个方孔的间隔变小,导致共振减弱,顶部和底部田字形中心磁场分布逐渐减弱,吸收率降低。所以  $a=0.05$  时吸收器吸收效果最好。

由图 7(h) 可知,相对于最优参数  $b_2=0.1 \mu\text{m}$ ,  $\text{TiO}_2$  层中  $\text{SiO}_2$  方环的宽度  $b_2$  由  $0.1 \mu\text{m}$  增加到  $1.0 \mu\text{m}$  再增大到  $1.9 \mu\text{m}$  时,吸收率曲线在  $12\sim 30 \mu\text{m}$  范围内随着  $b_2$  的增加而不断下降。利用图 7(h) 中嵌入的  $17 \mu\text{m}$  附近顶部和底部  $\text{TiO}_2$  层截面的磁场分布图可以解释这一现象:当  $b_2$  由  $0.1 \mu\text{m}$  增加到  $1.0 \mu\text{m}$  再增大到  $1.9 \mu\text{m}$  时,顶部  $\text{TiO}_2$  层中的磁场随  $b_2$  的增加而逐渐减弱,而底部  $\text{TiO}_2$  层中的磁场分布范围相对扩大,但磁场较弱。结合吸收率曲线图,  $b_2=0.1 \mu\text{m}$  时吸收效果最好。

由图 7(i) 可以看出,当  $\text{TiO}_2$  层中  $\text{SiO}_2$  方环宽度  $b_3$

由最优值  $0.1 \mu\text{m}$  增加到  $0.9 \mu\text{m}$  再增大到  $1.7 \mu\text{m}$  时,在  $14\sim 35 \mu\text{m}$  范围内随着  $b_3$  的增加吸收率的下降逐渐明显。利用对应的图 7(i) 中嵌入的  $17 \mu\text{m}$  附近的顶部和底部  $\text{TiO}_2$  层截面的磁场分布图可以解释这一现象:当  $b_3=0.9 \mu\text{m}$  时,虽然底部四个方孔四周磁场的分布范围扩大,但是强度较弱。顶部田字形中心区域内的磁场分布范围减小,且强度减弱。  $b_3=1.7 \mu\text{m}$  时顶部  $\text{TiO}_2$  层磁场强度比  $b_3=0.1 \mu\text{m}$  时弱,而底部磁场范围微弱扩大,但强度明显减弱。所以  $b_3=0.1 \mu\text{m}$  时,吸收器吸收效果最好。

### 3.4 吸收率的可调性

在其他参数保持不变时,图 8 给出了吸收谱随  $\text{VO}_2$  电导率的变化。可以看出,随着  $\text{VO}_2$  电导率由  $200000 \text{ S/m}$  变到  $20 \text{ S/m}$  时,吸收率曲线明显降低,对应的三个吸收峰峰值也在降低。位于  $14 \mu\text{m}$  附近的吸收峰 ( $p_1$  峰) 由  $96.00\%$  下降到  $36.00\%$ ,位于  $24 \mu\text{m}$  附近的吸收峰 ( $p_2$  峰) 由  $99.97\%$  下降到  $2.90\%$ ,位于  $40 \mu\text{m}$  附近的吸收峰 ( $p_3$  峰) 分裂为两个峰,分别位于  $35 \mu\text{m}$  附近和  $41 \mu\text{m}$  附近,峰值高度分别为  $41.00\%$  和  $22.00\%$ 。随着  $\text{VO}_2$  电导率的减小,  $\text{VO}_2$  由金属态转化为介质态,表面等离子体共振减弱,结构束缚电场和磁场的的能力减弱,导致吸收率减小。

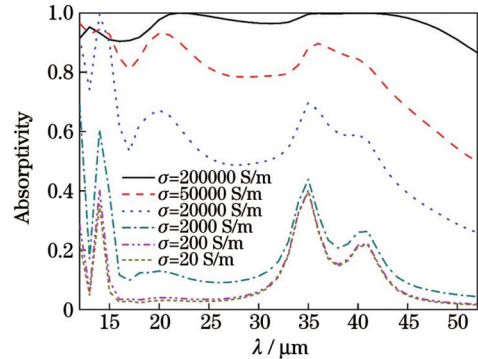


图 8  $\text{VO}_2$  的电导率对吸收谱的影响

Fig. 8 Effect of conductivity of  $\text{VO}_2$  on absorption spectrum

### 3.5 吸收特性对比

图 9 为在 TE 波垂直入射且结构参数相同的条

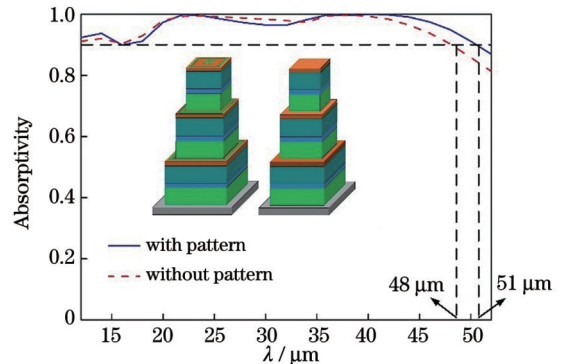


图 9 TE 波入射条件下  $\text{TiO}_2$  层有、无图案时吸收效果的对比  
Fig. 9 Comparison of absorption effects with and without pattern in  $\text{TiO}_2$  layer when TE wave is incident

件下,每组多层结构中最上层有、无 SiO<sub>2</sub> 图案时的吸收效果对比图。可以发现,没有 SiO<sub>2</sub> 图案时,在 12~48 μm 波段,吸收率在 90% 以上;而有 SiO<sub>2</sub> 图案时,在 12~51 μm 波段,吸收率在 90% 以上。很显然,有 SiO<sub>2</sub> 图案时,吸收带宽更宽,吸收效果更好。

表 1 为本文设计的红外线吸收器和现有红外线

吸收器的主要性能指标的对比。可以发现,与其他红外线吸收器相比,本文设计的红外线吸收器不仅明显拓宽了相对带宽,提高了平均吸收率,实现了超宽带吸收,而且可以通过温控材料 VO<sub>2</sub> 实现吸收率的可调性。本文设计的红外线吸收器优于其他红外线吸收器。

表 1 红外线吸收器的主要性能指标对比

Table 1 Comparison of infrared absorber performances

Reference	Absorption bandwidth	Maximum absorptivity / %	Relative bandwidth / %	Average absorptivity / %	Dielectric material
[7]	7~14 μm	99.3	57.3	93.8	Ti-Si
[15]	7.5~13.25 μm	98.6	59	94	Ti-Si
[33]	8~14 μm	99.0	64	90	Ti-Ge
[34]	8~14 μm	99.4	100	94.5	Ti-Ge-Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>
[35]	0.4~0.7 μm	99.5	54.5	95.7	Au-SiO <sub>2</sub>
[36]	7~14 μm	99.0	66.7	91.0	Ti-GaAs
This work	12~50 μm	99.6	124	96.4	TiO <sub>2</sub> -NaF-VO <sub>2</sub> -SiO <sub>2</sub>

## 4 结 论

设计了一种基于温控材料 VO<sub>2</sub> 与耐高温材料 NaF 和 TiO<sub>2</sub> 材料的多层红外线超宽带可调吸收器。采用有限元方法,进一步分析了其吸收率与入射波类型、入射角、方位角、入射波长和几何结构参数的依赖关系。结果表明:该红外线宽带吸收器的吸收机制是表面等离子共振效应。在入射角为 0~55° 的条件下,当 TM 波入射时,在 12~52 μm 范围内吸收率可以达到 80% 左右;当 TE 波入射时,在 20~45 μm 范围内可以实现 80% 左右的高效吸收。当 TM 及 TE 波垂直入射时,分别形成了 14 μm 附近的 p<sub>1</sub> 峰、24 μm 附近的 p<sub>2</sub> 峰及 40 μm 附近的 p<sub>3</sub> 峰三个吸收峰。在 21~25 μm 及 35~43 μm 处吸收率可以达到 99.8%,吸收率达到 90% 以上的对应波段为 12~51 μm,该宽带吸收器的平均吸收率为 96.4%,相对带宽可以达到 124%,且具有偏振不敏感性。所设计的红外线吸收器有望在红外传感、探测及能量收集和转化等领域中得到广泛的应用。

## 参 考 文 献

- [1] Kim Y J, Hwang J S, Yoo Y J, et al. Ultrathin microwave metamaterial absorber utilizing embedded resistors[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(40): 405110.
- [2] Qi Y P, Liu C Q, Hu B B, et al. Tunable plasmonic absorber in THz-band range based on graphene arrow-shaped metamaterial[J]. *Results in Physics*, 2021, 23(9): 652-695.
- [3] Lei L, Li S, Huang H X, et al. Ultra-broadband absorber from visible to near-infrared using plasmonic metamaterial[J]. *Optics Express*, 2018, 26(5): 5686-5693.
- [4] Liang Q Q, Wang T S, Lu Z W, et al. Metamaterial-based two dimensional plasmonic subwavelength structures offer the broadest waveband light harvesting[J]. *Advanced Optical Materials*, 2013, 1(1): 43-49.
- [5] Huo D W, Zhang J W, Wang H, et al. Broadband perfect absorber with monolayer MoS<sub>2</sub> and hexagonal titanium nitride nano-disk array[J]. *Nanoscale Research Letters*, 2017, 12(1): 465.
- [6] 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. 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.
- [7] Qin Z, Shi X Y, Yang F M, et al. Multi-mode plasmonic resonance broadband LWIR metamaterial absorber based on lossy metal ring[J]. *Optics Express*, 2022, 30(1): 473-483.
- [8] Hoa N T Q, Lam P H, Tung P D, et al. Numerical study of a wide-angle and polarization-insensitive ultrabroadband metamaterial absorber in visible and near-infrared region[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2019, 11(1): 4600208.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] 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.
- [12] Jung S, Kim Y J, Yoo Y J, et al. High-order resonance in a multiband metamaterial absorber[J]. *Journal of Electronic Materials*, 2020, 49(3): 1677-1688.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] Qin Z, Meng D J, Yang F M, et al. Broadband long-wave infrared metamaterial absorber based on single-sized cut-wire resonators[J]. *Optics Express*, 2021, 29(13): 20275-20285.
- [16] Qi Y P, Zhang Y, Liu C Q, et al. A tunable terahertz metamaterial absorber composed of elliptical ring graphene arrays with refractive index sensing application[J]. *Results in Physics*,



- 2020, 16: 103012.
- [17] Wang X X, Zhu J K, Xu Y Q, et al. A novel plasmonic refractive index sensor based on gold/silicon complementary grating structure [J]. Chinese Physics B, 2021, 30(2): 024207.
- [18] Zhou Z G, Sakr E, Sun Y B, et al. Solar thermophotovoltaics: reshaping the solar spectrum[J]. Nanophotonics, 2016, 5(1): 1-21.
- [19] Kim J, Han K, Hahn J W. Selective dual-band metamaterial perfect absorber for infrared stealth technology[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 6740.
- [20] 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.
- [21] 黄雅琴, 李毅, 李政鹏, 等. W/VO<sub>2</sub> 方形纳米柱阵列可调中红外宽频吸收器[J]. 光学学报, 2019, 39(3): 0316001.  
Huang Y Q, Li Y, Li Z P, et al. Tunable mid-infrared broadband absorber based on W/VO<sub>2</sub> square nano-pillar array[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(3): 0316001.
- [22] Liu Y Y, Liu H, Jin Y, et al. Ultra-broadband perfect absorber utilizing a multi-size rectangular structure in the UV-MIR range[J]. Results in Physics, 2020, 18: 103336.
- [23] Zhou Y, Liang Z Z, Qin Z, et al. Broadband long wavelength infrared metamaterial absorbers[J]. Results in Physics, 2020, 19: 103566.
- [24] 王杨, 轩雪飞, 朱路, 等. 超宽带高吸收超材料太阳能吸收器设计[J]. 中国激光, 2022, 49(9): 0903001.  
Wang Y, Xuan X F, Zhu L, et al. Design of ultra-broadband and high-absorption metamaterial solar absorber[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(9): 0903001.
- [25] Huang T X, Young L, Qin J, et al. Study of the phase evolution, metal-insulator transition, and optical properties of vanadium oxide thin films[J]. Optical Materials Express, 2016, 6(11): 3609-3621.
- [26] Liu N, Langguth L, Weiss T, et al. Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit[J]. Nature Materials, 2009, 8(9): 758-762.
- [27] Mosaddeq-Ur-Rahman M, Yu G, Krishna K M, et al. Determination of optical constants of solgel-derived inhomogeneous TiO<sub>2</sub> thin films by spectroscopic ellipsometry and transmission spectroscopy[J]. Applied Optics, 1998, 37(4): 691-697.
- [28] 陈曦, 薛文瑞, 赵晨, 等. 基于 LiF 和 NaF 的超宽带红外吸收器[J]. 光学学报, 2018, 38(1): 0123002.  
Chen X, Xue W R, Zhao C, et al. Ultra-broadband infrared absorber based on LiF and NaF[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(1): 0123002.
- [29] Song Z Y, Zhang J H. Achieving broadband absorption and polarization conversion with a vanadium dioxide metasurface in the same terahertz frequencies[J]. Optics Express, 2020, 28(8): 12487-12497.
- [30] Wang Q Z, Liu S Y, Ren G J, et al. Multi-parameter tunable terahertz absorber based on graphene and vanadium dioxide[J]. Optics Communications, 2021, 494: 127050.
- [31] Gao H X, Peng W, Chu S W, et al. Refractory ultra-broadband perfect absorber from visible to near-infrared[J]. Nanomaterials, 2018, 8(12): 1038.
- [32] Huang J, Li J N, Yang Y, et al. Active controllable dual broadband terahertz absorber based on hybrid metamaterials with vanadium dioxide[J]. Optics Express, 2020, 28(5): 7018-7027.
- [33] Luo Y, Meng D J, Liang Z Z, et al. Ultra-broadband metamaterial absorber in long wavelength Infrared band based on resonant cavity modes[J]. Optics Communications, 2020, 459: 124948.
- [34] Zhou Y, Liang Z Z, Qin Z, et al. Small-sized long wavelength infrared absorber with perfect ultra-broadband absorptivity[J]. Optics Express, 2020, 28(2): 1279-1290.
- [35] Ling L, Hong C, et al. Broadband perfect absorber in the visible range based on metasurface composite structures[J]. Materials, 2022, 15(7): 2612.
- [36] 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.  
Liu K, Liu Y Y, Deng F, et al. Long-wave infrared ultra-broadband perfect absorber with embedded structure[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(24): 2423002.

## Infrared Ultra-Wide-Band Absorber Based on VO<sub>2</sub>, NaF, and TiO<sub>2</sub>

Chen Yuting<sup>1</sup>, Xue Wenrui<sup>1\*</sup>, Zhang Jing<sup>1</sup>, Fan Haotian<sup>1</sup>, Li Changyong<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China;

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

<sup>3</sup>Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Shanxi, China

### Abstract

**Objective** Electromagnetic wave absorbers operating in the microwave, THz, infrared, visible, and ultraviolet bands have become a prevalent research topic. The typical electromagnetic wave absorber is a vertically stacked multilayer structure based on a metal-dielectric-metal (MIM) structure. The optical characteristics of metal, semiconductor, and new materials can be utilized to optimize the absorption of incoming electromagnetic waves. Absorption mechanisms such as local plasmon resonance, magnetic polariton resonance, surface plasma resonance, Fabry-Perot cavity resonance, and guide mode resonance can be used to realize ideal absorption effects. Infrared absorbers with efficient, broadband, and tunable properties are urgently required in optical sensors, photothermal energy converters, imaging, and infrared stealth cloaks. However, in practical applications, achieving a broadband response in the infrared band is difficult. Most proposed infrared absorbers are limited to the near-infrared (NIR) range and are untunable. Therefore, an ultra-broadband tunable absorber operating from near-infrared to far-infrared is proposed, and its absorption mechanism is analyzed.

**Methods** An infrared broadband absorber is designed based on the phase material VO<sub>2</sub>, metalloids, and high-temperature resistance materials NaF and TiO<sub>2</sub>. First, owing to the unique properties of the materials, the material properties are set based on the role and characteristics of different materials. The ports at the upper and lower ends along the *z*-direction are set separately, the port type is periodic, and the two ports are set to open and close, respectively. Second, the domains, boundaries, and edges of the different

materials in the structure are meshed in detail. Parametric sweeping is then performed according to the study band, and the electric field distribution and the magnetic field are obtained. Finally, the optimal result is obtained through repeated calculations by adjusting the structural geometric parameters, angle of incidence, and polarization angles of the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) waves.

**Results and Discussions** After several simulations, the optimization parameters are obtained: the cell period is  $7\ \mu\text{m}$ , the width of the bottom composite layer is  $5.8\ \mu\text{m}$ , the width of the top composite layer is  $3.4\ \mu\text{m}$ , the thickness of Au is  $0.9\ \mu\text{m}$ , the thickness of  $\text{SiO}_2$  layer is  $0.9\ \mu\text{m}$ , the thickness of NaF layer is  $0.1\ \mu\text{m}$ , the thickness of  $\text{VO}_2$  layer is  $1.0\ \mu\text{m}$  (the conductivity is set as  $2 \times 10^{15}\ \text{S/m}$ ), and the thickness of  $\text{TiO}_2$  layer is  $0.3\ \mu\text{m}$ . The ratio between the edge length of each group of top square holes and the edge length of each group of composite layers is 0.05, the distance between the outside of the  $\text{SiO}_2$  square ring and the outside of the composite layer is  $0.1\ \mu\text{m}$ , and the width of the square ring is  $0.1\ \mu\text{m}$ . Figure 3 shows that the ultra-wideband absorption in the wavelength range of  $12\text{--}52\ \mu\text{m}$ , and the polarization insensitivity can be achieved using this absorber. Figure 4 shows that when the TM wave is incident, the angle of incidence increases to  $55^\circ$  in the range of  $12\text{--}52\ \mu\text{m}$ , and the absorptivity can reach approximately 80%. When the TE wave is incident, the angle of incidence increases to  $55^\circ$  in the range of  $20\text{--}45\ \mu\text{m}$ , and the absorptivity reaches approximately 80%. Figure 5 shows that the absorption mechanism of the absorber is surface plasma resonance. The physical mechanism of absorption can also be better understood from the impedance-matching plot (Fig. 6). The structural parameters have a substantial impact on the absorption performance. Figure 7 shows the absorptivity curves for different structural parameters and the corresponding magnetic field distribution maps to determine the optimal parameters. Figure 8 shows the absorption spectrum changes with  $\text{VO}_2$  conductivity. Finally, Fig. 9 compares the absorption effect of the  $\text{SiO}_2$  pattern in the uppermost layer of each multilayer structure. We determine that, when the  $\text{SiO}_2$  pattern is observed, the absorption bandwidth is wide and the absorption effect is high. Table 1 compares the main performance indicators of the infrared absorber designed for this study and the existing infrared absorber to further demonstrate the superiority of the proposed structure.

**Conclusions** A truncated infrared broadband absorber is designed based on the phase material  $\text{VO}_2$ , metalloids, and high-temperature resistance materials NaF and  $\text{TiO}_2$ . Using the finite element method, the dependences of the absorptivity on the type of incident wave, angle of incidence, azimuth angle, incident wavelength, and geometric parameters are further analyzed. The results demonstrate that the absorption mechanism of the infrared broadband absorber is the surface plasma resonance effect. When the TM wave is incident, the angle of incidence increases to  $55^\circ$  in the range of  $12\text{--}52\ \mu\text{m}$ , and the absorptivity can reach approximately 80%. When the TE wave is incident, the angle of incidence increases to  $55^\circ$  in the range of  $20\text{--}45\ \mu\text{m}$ , and the absorptivity reaches approximately 80%. When TM or TE waves are incident vertically, three absorption peaks are formed around  $14\ \mu\text{m}$ ,  $24\ \mu\text{m}$ , and  $40\ \mu\text{m}$ , which are named  $p_1$ ,  $p_2$ , and  $p_3$ , respectively. At  $21\text{--}25\ \mu\text{m}$  and  $35\text{--}43\ \mu\text{m}$ , the absorptivity reaches 99.8%; the absorptivity is more than 90% at  $12\text{--}51\ \mu\text{m}$ , the average absorptivity of the broadband absorber reaches 96.4%, and the relative bandwidth reaches 124%. Further, the absorptivity is polarization insensitive. The infrared absorber designed in this study is expected to be widely used in infrared sensing, detection, energy harvesting, and energy conversion.

**Key words** optics at surfaces; infrared absorber; broad band;  $\text{VO}_2$ ; NaF;  $\text{TiO}_2$ ; surface plasma resonance