

## 基于二氧化钒的可见光超材料饱和吸收体

郑怡<sup>1,2</sup>, 邱昊学<sup>2</sup>, 李岩<sup>2</sup>, 潘玉寨<sup>2\*</sup><sup>1</sup>哈尔滨工业大学仪器科学与工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150006;<sup>2</sup>哈尔滨工业大学(威海)光电科学系, 山东 威海 264209

**摘要** 超材料吸波体凭借其可以在特定波长处实现接近 100% 的“完美”吸收而被广泛应用在各个领域中。具有可饱和吸收特性的超材料可以用来调控激光脉冲,但超材料光学性质的研究主要集中于红外或太赫兹波段,可见光波段研究较少。基于传统的超材料吸波体三层结构模型,借助二氧化钒的电磁参数随温度变化的相变特性,设计了一种实用的可见光波段超材料饱和吸收体。该超材料的吸收率会随着入射电磁波引起的温度升高而饱和,最终其会转变为高反射状态,具有类似半导体饱和吸收镜的特性。对该结构进行数值模拟,发现其在 405~650 nm 波长范围内,平均饱和深度为 16%。

**关键词** 材料; 超材料; 可饱和吸收; 二氧化钒; 可见光激光器; 激光锁模

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1516001

## Visible Light Metamaterial Saturable Absorber Based on Vanadium Dioxide

Zheng Yi<sup>1,2</sup>, Qiu Haoxue<sup>2</sup>, Li Yan<sup>2</sup>, Pan Yuzhai<sup>2\*</sup><sup>1</sup>School of Instrumentation Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150006, Heilongjiang, China;<sup>2</sup>Department of Optoelectronics, Harbin Institute of Technology, Weihai 264209, Shandong, China

**Abstract** Metamaterial absorbers are widely used in various fields due to their ability to achieve "perfect" absorption close to 100% at a specific wavelength. Metamaterials with saturable absorption properties can be used to control laser pulses, but the studies on the optical properties of metamaterials are mainly focused on infrared or terahertz bands, and there are few studies in visible bands. Based on the traditional three-layer structure model of the metamaterial absorber and the phase change characteristics of the vanadium dioxide which has the temperature-dependent electromagnetic parameters, a visible range metamaterial saturable absorber is designed. The absorptivity of this kind of absorber will be saturated with the increase of the temperature caused by the incident electromagnetic wave, and finally it will convert to a highly reflective state, which is similar to that of a semiconductor saturable absorber mirror. The numerical simulation of the structure shows that the average saturation depth is 16% in the wavelength range of 405-650 nm.

**Key words** materials; metamaterial; saturable absorption; vanadium dioxide; visible lasers; laser mode locking

## 1 引言

超材料指的是一类等效均匀的人工复合结构或复合材料<sup>[1]</sup>,其通常具有自然界中材料所不具备的超常物理性质。超材料吸波体是通过亚波长尺度的结构单元进行周期性或非周期性排布,以实现电磁波高度吸收的器件,是超材料非常重要的应用方向之一<sup>[2]</sup>。从 2008 年, Landy 等<sup>[3]</sup>提出微波波段的超材料吸波体并实验验证其对电磁波的高度吸收能力开始,超材料

吸波体就一直在飞速发展。研究者们一方面将超材料吸波体工作频率不断扩展,逐步研发出太赫兹<sup>[4]</sup>、红外<sup>[5]</sup>和可见光波段<sup>[6]</sup>的吸波体。另一方面,对超材料吸波体的极化不敏感、宽角度和多频乃至宽频带吸波等特性进行了研究和改进<sup>[7]</sup>。

在不同波段的超材料吸波体被提出并高速发展后,研究者们关注到了非线性吸收的超材料,即吸收率取决于入射光辐射强度等光学特性的超材料可饱和吸波体,并据此先后提出了太赫兹和红外波段的超材料

收稿日期: 2022-01-14; 修回日期: 2022-01-21; 录用日期: 2022-02-28

基金项目: 国家自然科学基金(11874133)、山东省自然科学基金(ZR2021MF122)

通信作者: \*panyzh2022@163.com

可饱和吸收体<sup>[8]</sup>。

饱和吸收是一种非线性光学效应,当入射光强度增加到一定程度时,材料的吸收系数不再随之增加,甚至会随入射光强度的增加而减小,表现出这种效应的材料被称为可饱和吸收体<sup>[9]</sup>,与之特性相反的材料被称为反饱和吸收体。当可饱和吸收体被一束光照射激发时,材料内部的电子被从基态泵浦到激发态。电子属于费米子,根据泡利不相容原理,在一个量子系统中,同一个量子态不能同时被两个或两个以上的费米子占据。因此,在入射光照射下,从基态被激发的电子会从低能量状态开始逐渐占据每一个激发态。弱光照射(弱激发状态)下电子只能占据部分激发态,对外表现为弱光可被完全吸收。然而,在强光照射(强激发状态)下,激发态很容易被占满,于是吸收达到了饱和,多余的强光将无法再被材料吸收,只能透射出去。

可饱和吸收体主要被用于光学信号处理、激光器的锁模元件和 Q 开关中,以在激光腔内产生超短激光脉冲。反饱和吸收体的光限幅效应使它可以代替传统的半导体材料被用于激光防护中<sup>[10]</sup>。目前,将可饱和吸收体嵌入激光器腔内是研制超快脉冲激光器最简单的方法<sup>[11]</sup>。当不同强度的光入射到激光器腔内的可饱和吸收体上时,较弱的入射光会被吸收损耗,而强光会使可饱和吸收体吸收饱和,此时可饱和吸收体相对强入射光是透明的,入射光被反射镜重新反射回激光器腔内。当泵浦功率大于启动阈值时,腔内就会达到动态平衡形成脉冲,这就是用可饱和吸收体实现激光器调 Q 的原理<sup>[12]</sup>。与此不同,锁模激光器产生脉冲的原理是腔内激光纵模之间的相位匹配与锁定,这是谐振腔随机选择的结果。可饱和吸收体在其中起到的作用是将有利于锁模的强度较高的模式保留在腔内,吸收损耗掉强度较弱且不利于锁模的模式,最终可实现大量纵模相位锁定,形成强度极高的脉冲<sup>[13]</sup>。由此可见,锁模激光器和调 Q 激光器中都需要可饱和吸收体,制备高性能的可饱和吸收体是十分有必要的。

虽然自然界中许多材料都具有可饱和或者反饱和的吸收特性,但是它们的调制范围都会受到自身光学特性的限制,这些限制大大降低了它们在实际应用中的适用性<sup>[14]</sup>。目前常见的 Cr<sup>4+</sup>:YAG 仅在 900~1200 nm 的波长范围内拥有良好的可饱和和吸收性能,因此只被应用于中心波长为 1 μm 的激光器中。V:YAG 的使用范围只局限于中心波长为 1.3 μm 和 1.4 μm 的激光器中<sup>[15]</sup>。其他材料还有半导体饱和吸收镜、碳纳米管和石墨烯等碳基纳米材料,以及拓扑绝缘体等二维纳米材料,但相关研究多集中于近红外波段激光器<sup>[16-17]</sup>。近年来,可见光波段锁模激光器取得极大进展<sup>[18-19]</sup>,但关于可见光波段的可饱和吸收体的研究相对较少。

本文基于传统的超材料三层结构模型,从特殊材料二氧化钒(VO<sub>2</sub>)的相变理论出发,建立了一个可见光波段的超材料饱和吸收体模型,并对该结构进行数值模拟,分析其饱和吸收特性,为可见光波段的激光器

锁模元件制作提供了一种技术途径和设计方案。

## 2 可见光超材料饱和吸收体的原理、模型设计和仿真

### 2.1 二氧化钒的相变理论

为设计可见光波段的超材料可饱和吸收体,引入相变材料二氧化钒。二氧化钒在外部刺激下(温度、光、电场、磁场或机械应变等)可实现从绝缘体到金属的转换,且相变时间在亚皮秒量级<sup>[20]</sup>。二氧化钒相变背后精确的物理微观机制还不能确定,目前主流的解释有:1)晶格畸变引起的 Peierls 相变;2)电子相关联驱动引起的 Mott 相变<sup>[20]</sup>。然而,毋庸置疑的是,相变过程必然伴随着晶格结构和能带结构的变化,这会导致二氧化钒的光学特性和电磁参数发生几个数量级的变化。

在吸收电磁辐射后,一般材料的温度会因产生晶格振动或电子振荡而升高。当电磁波入射到吸波体单元结构上时,光照方程<sup>[21]</sup>可以写为

$$F_1(r) = \frac{2P_0}{\pi\omega_0^2 f_r} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (1)$$

式中: $P_0$ 是入射光的功率(光强实际上就是单位面积上的光功率); $f_r$ 是入射光脉冲的重复率; $r$ 是观察点与光束中心间的距离; $\omega_0$ 是高斯光束的束腰,由于束腰远大于超材料周期性结构尺寸,故可以认为照射到单元结构的光是均匀的。

超材料结构吸收的电磁波能量被介质层消耗,最终会转化为热量。单个吸波体结构产生的热能为

$$E_{th}(r) = R_a p^2 F_1(r), \quad (2)$$

式中: $p$ 为超材料吸波体单元的周期长度; $R_a$ 为该波段的吸收系数。

由式(2)可知,入射电磁波光强(光功率)的增大会导致材料升温,而二氧化钒材料会在 68 °C 这一转变温度下发生相变,相变过程中其电导率也在发生剧烈变化。假设二氧化钒材料内存在着若干金属粒子和绝缘粒子,它们共同组成二氧化钒这一复合材料,绝缘相可以看作是介电函数为  $\epsilon_D = 9$  的电介质<sup>[22]</sup>,而金属相的介电函数  $\epsilon_M$  遵循 Drude 模型<sup>[23]</sup>,即

$$\epsilon_M(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau}, \quad (3)$$

式中: $\epsilon_\infty$ 为材料的高频极限介电常数,对于二氧化钒薄膜, $\epsilon_\infty = \epsilon_D = 9$ ;  $\omega$ 为频率; $\omega_p$ 为等离子频率; $\tau$ 为弛豫时间,满足

$$\tau = m^* \mu / e, \quad (4)$$

式中: $\mu$ 为载波移动率,取值为  $2 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ,有效质量为  $m^* = 2m_e$ ,  $e$  和  $m_e$  分别表示自由电子的电荷量和质量。

式(3)中的等离子频率  $\omega_p$  可表示为

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m^*}}, \quad (5)$$

式中: $\epsilon_0$ 为真空介电常数; $N$ 为载流子浓度,取值为

$8.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ 。

该二氧化钒复合体系的介电函数  $\epsilon_c$ <sup>[24]</sup> 满足

$$\epsilon_c = \frac{1}{4} \left\{ \epsilon_D(2 - 3f) + \epsilon_M(3f - 1) + \sqrt{[\epsilon_D(2 - 3f) + \epsilon_M(3f - 1)]^2 + 8\epsilon_D\epsilon_M} \right\}, \quad (6)$$

式中:  $f$  为金属粒子的体积分数。由于  $f$  与温度  $T$  满足玻尔兹曼函数<sup>[25]</sup>, 故  $\epsilon_c$  可表示为

$$\epsilon_c = \frac{1}{4} f(T) = f_{\max} \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \exp[(T - T_0)/\Delta T]} \right\}, \quad (7)$$

式中:  $T_0$  是二氧化钒绝缘相变成金属相的相变温度 ( $68^\circ\text{C}$ ), 由金属相变回绝缘相的温度为  $62^\circ\text{C}$ ;  $f_{\max} = 0.95$  是相变过程中金属粒子能够达到的最大体积分数;  $\Delta T$  为过渡温度, 二氧化钒的过渡温度为  $2^\circ\text{C}$ 。

复合材料电导率与介电函数的关系式<sup>[26]</sup> 为

$$\sigma = i\epsilon_0\omega(1 - \epsilon_c). \quad (8)$$

根据式(1)~(8)的推导和前人的实验验证<sup>[27]</sup>, 可以推导出相变过程中二氧化钒的电导率随温度的变化, 如图 1 所示。虚线展示了升温时的电导率变化曲线, 当温度增加至  $68^\circ\text{C}$  时二氧化钒发生相变, 电导率从 0 开始激增至  $1.5 \times 10^5 \text{ S/m}$ , 温度继续增加, 电导率增加速度越来越缓慢, 到  $75^\circ\text{C}$  时达到  $2.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ , 之后温度再增加, 电导率不再增大。降温曲线(实线)则恰恰相反, 在温度降至  $68^\circ\text{C}$  时电导率开始下降, 最初极为缓慢, 在  $62^\circ\text{C}$  左右快速降低, 直至  $58^\circ\text{C}$  时恢复到 0。

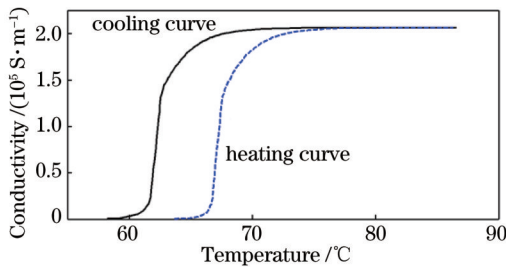


图 1 二氧化钒电导率随温度的变化

Fig. 1 Conductivity of vanadium dioxide varying with temperature

值得注意的是, 二氧化钒的相变是可逆的, 但其升温 and 降温曲线并不重合, 存在弛豫, 这是因为二氧化钒在升温过程与冷却过程中的相变温度不同。二氧化钒升温时相变温度为  $68^\circ\text{C}$ , 降温时相变温度为  $63^\circ\text{C}$ , 存在明显的热滞现象, 热滞宽度大约在  $2\sim 5^\circ\text{C}$ <sup>[28]</sup>。这种滞后现象表明二氧化钒的相变是一级位移型相变, 即这种变化是由个别原子或原子团相对于邻近的原子以一定的规律合作运动造成的<sup>[29]</sup>。二氧化钒在  $63^\circ\text{C}$  时发生降温相变, 晶态结构从四方晶态恢复到单斜晶态, 至  $58^\circ\text{C}$  相变完成, 电导率恢复为初始水平。

二氧化钒相变的临界温度可以通过改变结构和掺

杂等手段进行调控。

## 2.2 可见光超材料可饱和吸收体的模型设计、仿真和结果

二氧化钒在  $68^\circ\text{C}$  左右的临界温度下能够实现从介电相到金属相的可逆相变, 材料的电学和光学性质也随之发生 4~5 个数量级的变化<sup>[30]</sup>。利用二氧化钒的这一特性, 可以将二氧化钒材料与超材料吸波体结合起来制作出可饱和的超材料吸收器。

设计了一种基于二氧化钒相变的可见光超材料可饱和吸收体, 它的吸收率会随着入射电磁波辐射强度的增加而饱和, 并从吸收状态切换到高反射状态。超材料吸波体的结构由三层组成: 顶层采用圆柱形的金属拓扑结构层, 目的是在目标频率下与空间阻抗匹配, 使得该频率的光没有反射发生, 材料选用金; 底层为连续金属膜, 该层厚度要大于电磁波趋肤深度, 使得没有电磁波透过, 材料选用金; 中间介质层采用二氧化钒, 作为损耗层其吸收特性随电磁波场强度变化<sup>[8]</sup>。所设计结构的具体单元结构如图 2 所示, 相关尺寸参数值如表 1 所示。其中,  $P$  为超材料结构的底层边长,  $h_1$ 、 $h_2$  和  $h_3$  分别为顶层、中间介质层和底层的厚度,  $R$  为顶部小金柱的半径。

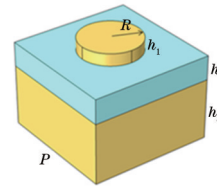


图 2 可见光超材料可饱和吸收体的单元结构

Fig. 2 Unit structure of visible light metamaterial saturable absorber

表 1 可见光超材料可饱和吸收体的尺寸参数值

Table 1 Size parameter values of visible light metamaterial saturable absorber unit: nm

Parameter	Value
$P$	300
$h_1$	30
$h_2$	60
$h_3$	150
$R$	75

电磁波刚入射时二氧化钒处于介电相, 整个超材料结构对电磁波高吸收, 表现为超材料吸波体。然而, 随着电磁波持续入射, 吸收的辐射会加热整个超材料结构, 致使结构温度升高, 当温度超过  $68^\circ\text{C}$  这一转变温度时, 电导率激增, 二氧化钒发生相变, 由介电相转变为金属相。金属相的二氧化钒会直接与底部金属层相连, 造成短路, 使整个超材料结构变成低阻抗表面, 此时整个结构对外表现为良好的反射特性, 即实现了对入射电磁波的饱和吸收。

用数值方法对该结构进行电磁波特性仿真运算, 本分析中只考虑波矢垂直于吸波结构向下的电磁波入

射到单个吸波体单元的情况,分别取相变前后的电导率为  $200.0 \text{ S/m}$  和  $2.0 \times 10^5 \text{ S/m}$ 。通过数值模拟得到该吸波体单元相变前后的吸收曲线、反射曲线和透射曲线,如图 3 和图 4 所示。

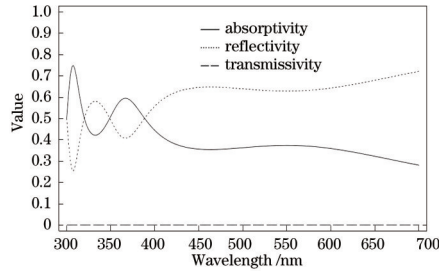


图 3 相变前的吸收、反射和透射曲线

Fig. 3 Absorption, reflection and transmission curves before phase change

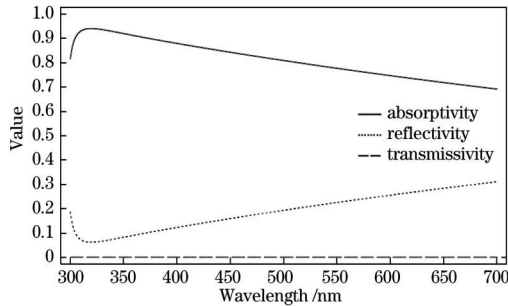


图 4 相变后的吸收、反射和透射曲线

Fig. 4 Absorption, reflection and transmission curves after phase change

从图 3 所示的仿真结果图可以看出:相变前超材料具有两个吸收峰,分别在  $307 \text{ nm}$  和  $367 \text{ nm}$  波长处,吸收率分别为  $74.7\%$  和  $59.4\%$ ,而后随波长的增加,吸收率逐渐降低;  $450 \sim 600 \text{ nm}$  波长范围内的吸收率

在  $35.0\%$  上下波动(不超过  $2.0\%$ ),随后开始明显减小,  $700 \text{ nm}$  波长处吸收率降低到  $28.0\%$ 。由于所设计的结构的透射率始终为零,故反射率展现了与吸收率相反的变化规律。相应地,反射率有两个低谷,最低反射率在  $307 \text{ nm}$  波长处,其值为  $25.3\%$ ,  $450 \sim 600 \text{ nm}$  之间反射率在  $65\%$  左右浮动,从  $650 \text{ nm}$  开始反射率明显增大,  $700 \text{ nm}$  波长处已经达到了  $72.0\%$ 。

图 4 所给出的是相变后的特性曲线图,与相变前相比可以看到明显的不同。相变后超材料结构只剩下一个吸收峰,在  $320 \text{ nm}$  波长处,峰值吸收率为  $93.9\%$ ,相变前  $320 \text{ nm}$  处的吸收率只有  $50\%$ ,故此处吸收率增长了  $43.9$  个百分点,即在此波长处表现出了很强的反饱和吸收特性。相变后超材料吸收率的整体趋势为先增加后减小。在  $300 \sim 320 \text{ nm}$  波长范围内,吸收率从  $81.4\%$  迅速增加至  $93.9\%$ 。在  $320 \sim 700 \text{ nm}$  波长范围内,吸收率随着波长的增加近线性下降,  $700 \text{ nm}$  波长处降为  $69.0\%$ 。

对比图 3、图 4 两个仿真结果图可以看出,相变后超材料结构的吸收率在整个可见光范围内保持在较高水平,且高于相变前,呈现出反饱和吸收特性。图 3、图 4 的结果展示了相变前后,两个不同电导率下超材料的吸收体特性,但二氧化钒相变发生在亚皮秒时间内,仅用相变前后的两个状态来分析该超材料结构的吸收特性是不全面的。因此,选取几个不同的可见光波长,研究了相变过程中超材料吸收特性的变化过程。

### 3 分析与讨论

为对比研究超材料饱和吸收体的结构参数,在 2.2 节的基础上,改变入射波长范围,研究了超材料饱和吸收体的吸收特性变化。分别绘制波长为  $405, 450, 500, 632, 650 \text{ nm}$  时的超材料结构吸收率随电导率变化的折线图,如图 5 所示。表 2 为不同波长对应的

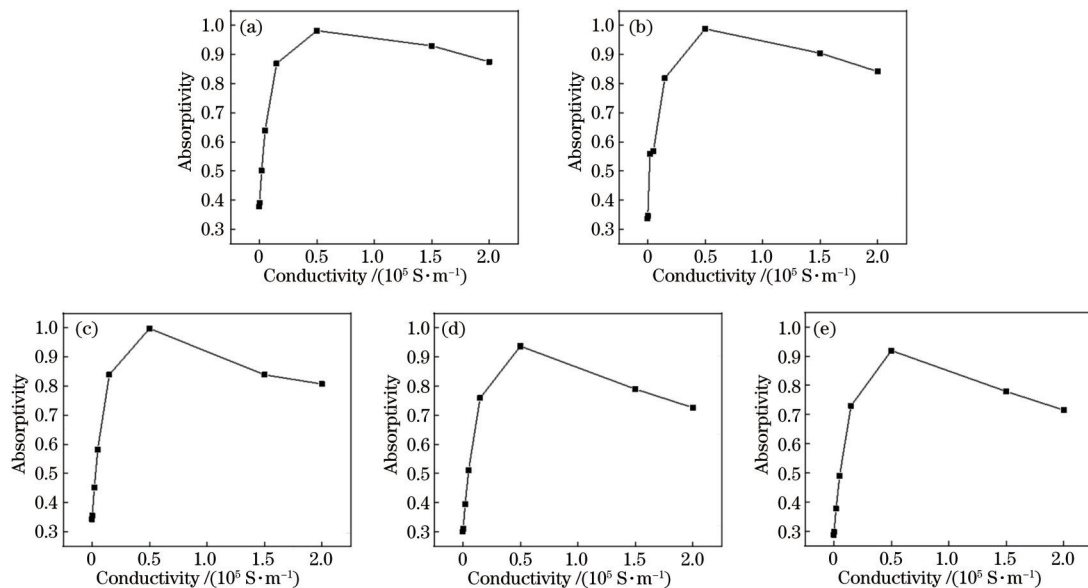


图 5 超材料结构在不同波长下的吸收率随电导率的变化曲线。(a)  $405 \text{ nm}$ ; (b)  $450 \text{ nm}$ ; (c)  $500 \text{ nm}$ ; (d)  $632 \text{ nm}$ ; (e)  $650 \text{ nm}$

Fig. 5 Absorptivity of metamaterial varying with conductivity at different wavelengths. (a)  $405 \text{ nm}$ ; (b)  $450 \text{ nm}$ ; (c)  $500 \text{ nm}$ ; (d)  $632 \text{ nm}$ ; (e)  $650 \text{ nm}$

吸收率和饱和深度。

表 2 不同波长对应的吸收率和饱和深度

Table 2 Absorptivities and saturation depths corresponding to different wavelengths

Wavelength / nm	Conductivity / ( $10^5 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ )	Absorptivity	Saturation depth / %
405	0.5	0.97	10
	2.0	0.87	
450	0.5	0.98	12
	2.0	0.86	
500	0.5	1.00	18
	2.0	0.82	
632	0.5	0.94	20
	2.0	0.74	
650	0.5	0.93	21
	2.0	0.72	

从不同波长下超材料的吸收率随二氧化钒电导率变化的折线图可以看到:在  $2 \sim 5 \times 10^4 \text{ S/m}$  电导率范围内,吸波体的吸收率随电导率的增加而增加,通过对以上几个波长中吸收率的增幅计算平均值,可以得到在这一电导率范围内吸收率的增幅约为 70%。在  $5 \times 10^4 \sim 2 \times 10^5 \text{ S/m}$  电导率范围内,吸收率随电导率的增加而减小,减小幅度与波长有关。

以 632 nm 波长情况为例,通过前面的理论分析可知,随着入射电磁波强度的增加,结构温度增加,二氧化钒的电导率也增加。当二氧化钒电导率从  $2 \text{ S/m}$  增加到  $5 \times 10^4 \text{ S/m}$  时,结构的吸收率从 0.30 增加到 0.94。然而,当温度继续升高,电导率从  $5 \times 10^4 \text{ S/m}$  增加到  $2 \times 10^5 \text{ S/m}$  时,吸收率从 0.94 下降到了 0.74,表明此时二氧化钒表现出的是饱和吸收特性。在透射率一定的前提下,吸收率降低,反射率就在增加,超材料对外逐渐表现出饱和和吸收特性。基于以上分析,可知所设计的超材料结构反射率可以从 6% 增加至 26%,即该结构尺寸的超材料对 632 nm 波长的可见光具有 20% 的饱和吸收深度。

对比分析图 5 中其他各图可知:选取的 5 个波长的平均饱和深度为 16%;饱和深度较大的是 650 nm 波长的情况,其值约为 21%;405 nm 的短波长下超材料的饱和深度较小,仅为 10%,这是因为短波长下,结构本身的反射率较高,故吸收率变化范围相对较小。通过结构优化,可以改善不同波段的饱和吸收特性。

综上所述,这种结构在较低光强电磁波入射时,温度低于二氧化钒的相变温度,电导率比较小,对入射光表现出反饱和吸收特性。在较大光强情况下,温度升高超过了相变温度,二氧化钒发生相变,电导率激增,这种结构对入射光表现出饱和吸收特性。这种结构特性使得超材料饱和吸收体特别适用于可见光的自启动锁模激光器。低光强时超材料的反饱和和吸收特性有利于初始锁模脉冲的形成。高光强时的饱和和吸收特性有利于锁模脉冲的不断窄化和稳定。

## 4 结 论

提出了一种可见光波段的超材料饱和吸收体。基于传统的三层结构,中间介质层选择二氧化钒材料,利用其相变特性,该吸收体会随着电磁波入射强度的变化而引起的二氧化钒相变,出现饱和吸收并转换为高反射状态。从相变理论角度给出了二氧化钒相变前后的电导率随温度的变化规律。对超材料吸收体特性进行仿真模拟发现,这种结构在可见光范围内均具有非线性吸收特性,在低温相变前表现为反饱和吸收特性,高温相变过程中会转变为饱和吸收特性,发现其在 405~650 nm 波长范围内平均饱和深度为 16%,在 632 nm 和 650 nm 波长处饱和深度甚至超过了 20%,表现出极好的可见光饱和吸收性能。通过结构优化,可以进一步改善不同波段的饱和吸收特性。所设计的可见光超材料饱和吸收体可以插入可见光激光器结构中调制激光特性,如锁模、调 Q 和光脉冲整形等。此外,由于二氧化钒的相变可以通过电场、磁场等手段激励,因此还可以进一步实现主动可控的可见光超材料饱和吸收体。

## 参 考 文 献

- [1] 童杨,郝新新.电磁超材料的研究现状与发展趋势[J].中国基础科学,2019,21(3):57-62.  
Tong Y, Hao X X. Research status and development trends of electromagnetic metamaterials[J]. China Basic Science, 2019, 21(3): 57-62.
- [2] 侯剑章.基于电磁超材料吸波体结构的设计与仿真研究[D].成都:电子科技大学,2015:12-13.  
Hou J Z. Design and simulation of electromagnetic metamaterial absorbed structure[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2015: 12-13.
- [3] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(20): 207402.
- [4] Tao H, Landy N I, Bingham C M, et al. A metamaterial absorber for the terahertz regime: design, fabrication and characterization[J]. Optics Express, 2008, 16(10): 7181-7188.
- [5] Liu X L, Starr T, Starr A F, et al. Infrared spatial and frequency selective metamaterial with near-unity absorbance[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(20): 207403.
- [6] 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.
- [7] 董志涛,王强,王岩,等.超材料吸波体设计方法研究进展[J].舰船电子工程,2017,37(9):136-141.  
Dong Z T, Wang Q, Wang Y, et al. Review on design methods of meta-material absorbers[J]. Ship Electronic Engineering, 2017, 37(9): 136-141.
- [8] Dayal G, Ramakrishna S A. Metamaterial saturable absorber mirror[J]. Optics Letters, 2013, 38(3): 272-274.

- [9] Sain B, Zentgraf T. Metasurfaces help lasers to mode-lock[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 67.
- [10] 张正华, 徐伟箭, 刘含茂. 反饱和吸收光限幅效应与激光防护[J]. *精细化工中间体*, 2005, 35(5): 51-54.  
Zhang Z H, Xu W J, Liu H M. Reverse saturation absorption optical limiting effect and laser protection[J]. *Fine Chemical Intermediates*, 2005, 35(5): 51-54.
- [11] 刘健, 王旭, 姚中辉, 等. 基于 ZnO 可饱和吸收体的超快激光器[J]. *半导体技术*, 2021, 46(7): 539-545.  
Liu J, Wang X, Yao Z H, et al. Ultrafast laser based on ZnO saturable absorber[J]. *Semiconductor Technology*, 2021, 46(7): 539-545.
- [12] Wang X, Zhu Y J, Jiang C, et al. InAs/GaAs quantum dot semiconductor saturable absorber for controllable dual-wavelength passively Q-switched fiber laser[J]. *Optics Express*, 2019, 27(15): 20649-20658.
- [13] Haus H A. Mode-locking of lasers[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2000, 6(6): 1173-1185.
- [14] Wang J, Coillet A, Demichel O, et al. Saturable plasmonic metasurfaces for laser mode locking[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 50.
- [15] 邹国梁. 金纳米可饱和吸收体被动调 Q 研究进展[J]. *电子技术与软件工程*, 2020(2): 77-78.  
Zou G L. Research progress on passive Q-switching of gold nano-saturable absorbers[J]. *Electronic Technology & Software Engineering*, 2020(2): 77-78.
- [16] 张倩, 金鑫鑫, 张梦, 等. 基于二维纳米材料可饱和吸收体的中红外超快光纤激光器[J]. *物理学报*, 2020, 69(18): 188101.  
Zhang Q, Jin X X, Zhang M, et al. Two-dimensional material as a saturable absorber for mid-infrared ultrafast fiber laser[J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(18): 188101.
- [17] 张凯龙, 陈浩伟, 陆宝乐, 等. 基于二硒化铪可饱和吸收体的被动调 Q 掺铒光纤激光器的研究[J]. *光学学报*, 2020, 40(13): 1314001.  
Zhang K L, Chen H W, Lu B L, et al. Passively Q-switched erbium-doped fiber laser based on HfSe<sub>2</sub> saturable absorber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(13): 1314001.
- [18] Zou J, Dong C, Wang H, et al. Towards visible-wavelength passively mode-locked lasers in all-fibre format[J]. *Light: Science & Applications*, 2020, 9: 61.
- [19] 徐斌, 张腾, 邹金海, 等. 直接产生可见光的激光器研究进展[J]. *厦门大学学报(自然科学版)*, 2021, 60(3): 484-496.  
Xu B, Zhang T, Zou J H, et al. Research progress of direct generation lasers in visible spectral range[J]. *Journal of Xiamen University (Natural Science)*, 2021, 60(3): 484-496.
- [20] Fujita S, Jovaini A, Godoy S, et al. On the metal-insulator transition in vanadium dioxide[J]. *Physics Letters A*, 2012, 376(44): 2808-2811.
- [21] 王佩祥. 基于表面等离子激元谐振的短波光热效应及其应用基础研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2018.  
Wang P X. Study of shortwave photothermal effect based on surface plasmon resonance and its application[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2018.
- [22] Ling F, Zhong Z, Huang R, et al. A broadband tunable terahertz negative refractive index metamaterial[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 9843.
- [23] Mandal P, Speck A, Ko C, et al. Terahertz spectroscopy studies on epitaxial vanadium dioxide thin films across the metal-insulator transition[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(10): 1927-1929.
- [24] Jepsen P U, Fischer B M, Thoman A, et al. Metal-insulator phase transition in a VO<sub>2</sub> thin film observed with terahertz spectroscopy[J]. *Physical Review B*, 2006, 74(20): 205103.
- [25] 刘志强, 常胜江, 王晓雷, 等. 基于 VO<sub>2</sub> 薄膜相变原理的温控太赫兹超材料调制器[J]. *物理学报*, 2013, 62(13): 130702.  
Liu Z Q, Chang S J, Wang X L, et al. Thermally controlled terahertz metamaterial modulator based on phase transition of VO<sub>2</sub> thin film[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62(13): 130702.
- [26] Walther M, Cooke D G, Sherstan C, et al. Terahertz conductivity of thin gold films at the metal-insulator percolation transition[J]. *Physical Review B*, 2007, 76(12): 125408.
- [27] 陈宏革. 基于二氧化钒相变特性的太赫兹超表面谐振器的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2020: 8-9.  
Chen H G. Research on terahertz super metasurface based on the phase transition characteristics of vanadium dioxide[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2020: 8-9.
- [28] 刘永琛. 基于二氧化钒的太赫兹可调吸收器件研究[D]. 桂林: 桂林电子科技大学, 2021: 17-18.  
Liu Y C. Research on terahertz tunable absorbers based on vanadium dioxide[D]. Guilin: Guilin University of Electronic Technology, 2021: 17-18.
- [29] 陈长琦, 朱武, 干蜀毅, 等. 二氧化钒薄膜制备及其相变机理研究分析[J]. *真空科学与技术*, 2001, 21(6): 452-456.  
Chen C Q, Zhu W, Gan S Y, et al. Growth and phase transition studies of VO<sub>2</sub> thin film[J]. *Vacuum Science and Technology*, 2001, 21(6): 452-456.
- [30] Becker M F, Buckman A B, Walser R M, et al. Femtosecond laser excitation of the semiconductor-metal phase transition in VO<sub>2</sub>[J]. *Applied Physics Letters*, 1994, 65(12): 1507-1509.