

文章编号: 1672-8785(2018)09-0014-08

基于磷化铟、砷化铟和锑化铟的光栅型超宽带远红外线吸收器

赵 晨¹ 薛文瑞^{1*} 陈 曦¹ 陈岳飞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. 山西大学激光光谱学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: 设计了一种由磷化铟(InP)、砷化铟(InAs)和锑化铟(InSb)3种半导体材料复合而成的槽深线性渐变的光栅型超宽带远红外线吸收器。其吸收机理是表面等离子共振效应和电介质腔共振效应。利用频域有限差分法(Finite-Difference Frequency-Domain, FDFD)计算的结果表明, 凹槽个数的改变对吸收率的影响相对较大, 而凹槽深度、凹槽宽度、涂层厚度和光栅周期的变化对吸收率的影响相对较小。在采用优化的结构参数条件下, 以及入射角为 $0\sim 80^\circ$ 和入射波长为 $28\sim 75\ \mu\text{m}$ 的范围内, 此吸收器的平均吸收率可达到92%以上。本文所设计的吸收器有望在远红外探测等方面得到应用。

关键词: 吸收器; 远红外线; 超宽带; 光栅; 半导体

中图分类号: O431 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2018.09.003

Grating-type Ultra-broad Band Far-infrared Absorber Based on InP, InAs and InSb

ZHAO Chen¹, XUE Wen-rui^{1*}, CHEN Xi¹, CHEN Yue-fei¹, LI Chang-yong^{2,3}

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

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

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

Abstract: A grating-type ultra-broad band far infrared absorber based on three kinds of semiconductor materials: indium phosphide (InP), indium arsenide (InAs) and indium antimonide (InSb) is designed. The groove depth of the absorber is changed gradually. Its absorption mechanism is surface plasma resonance and dielectric cavity resonance. They are calculated by a finite-difference frequency-domain (FDFD) method. The calculation results show that the change of the number of the groove has a relatively great influence on the absorptivity of the absorber while the changes of groove depth, groove width, coating thickness and grating period has a less influence on the absorptivity of the absorber. Under the condition of optimized structural parameters, the av-

收稿日期: 2018-08-06

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

作者简介: 赵晨(1994-), 女, 山西长治人, 硕士生, 主要从事表面等离子学和电磁吸收等方面的研究。

***通讯作者:** E-mail: wrxue@sxu.edu.cn

erage absorptivity of the absorber is greater than 92% in the incident wavelength range from 28 to 75 μm at the incident angle from 0 to 80 degree. The absorber designed is expected to find applications in far infrared detection, etc.

Key words: absorber; far-infrared; ultra-broad band; grating; semiconductor

0 引言

电磁波吸收器^[1]包括微波吸收器^[2]、THz 波吸收器^[3]、红外线吸收器^[4-5]、可见光吸收器^[6-7]和紫外线吸收器^[8]。其中,红外线吸收器又可以划分为近红外线吸收器^[9-11]、中红外线吸收器^[12-14]和远红外线吸收器^[15-19]。远红外线吸收器在生物医学^[20]、环境遥感探测^[21]、炸药探测^[22]、材料特性^[23]和天文学^[24]等方面有着广泛的应用,已经成为了研究领域的一个热点。

早在 1993 年, D. J. Advena 等人^[15]就设计了一种将金黑膜沉积在高反射率的金属表面而形成的远红外线吸收器, 实现了 0.2~50 μm 波长范围内良好的吸收特性。2012 年, Q. Feng 等人^[16]设计出了一种将十字型镍铬合金薄层放置在带有基底的电介质层上构成的远红外线吸收器, 在入射角为 0~60° 和入射频率为 20~45 THz 的范围内达到 97% 以上的吸收率。2015 年, C. Ye 等人^[17]又设计了一种基于单层石墨烯-电介质光栅-金属衬底的一维光栅型远红外线吸收器, 可在 28.74 THz 处达到 99.94% 的吸收率。2017 年, R. Parvaz 等^[18]设计了一种基于金属圆环-石墨烯丝带-电介质-金属衬底的二维光栅型远红外吸收器, 实现了远红外波段内至少 5 个单窄带吸收峰的性能; 并且通过改变结构参数, 可以在 0~75° 入射角范围内达到较高的吸收率。同年, J. F. Yang 等人^[19]提出了一种基于金纳米线阵列的远红外吸收器, 利用多重共振的重叠效应, 在 20.8~29.16 THz 频率范围内实现 80% 的吸收率。

以上类型的远红外线吸收器在带宽和入射角度敏感性等方面都有待提高。为了改进这些特性, 本文设计了一种基于复合凹槽的光栅型

超宽带远红外线吸收器。采用 InSb、InAs 和 InP 三种材料, 极大地拓宽了吸收带宽, 实现了远红外波段较宽的波长范围以及 0~80° 内角度不敏感的吸收特性。文章第二部分介绍吸收器的结构以及计算方法, 第三部分是结果和讨论, 最后是对本文的总结。

1 结构与计算方法

本文所设计的超宽带远红外线吸收器是一种光栅型吸收器, 其单元结构如图 1 所示。它的制作步骤是在 InSb 材料的表面按一定距离等间隔地挖出个深度线性递增的凹槽, 然后在每个凹槽的两壁和底部先涂覆一定厚度的 InAs 材料, 再在 InAs 基础上涂覆一层同等厚度的 InP 材料。结构下方的金属银板是整个结构的衬底。设定光栅周期为 p , 空气凹槽的宽度为 a , InAs 和 InP 材料的厚度均为 b , 相邻空气凹槽的间隔为 c , 复合凹槽的最小深度为 d_1 , 最大深度为 d_2 , 金属银板的厚度为 d_3 。假设 TM 波从结构上方以角度 α 入射, H 为磁场强度, E 为电场强度, k 为波矢。

在上述结构中, 银衬底的介电常数遵循 Drude 模型^[25]:

$$\epsilon_{\text{Ag}}(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\Gamma\omega} \quad (1)$$

式中, ω 为圆频率。 ϵ_{∞} 为 ω 趋于无穷大时的相对介电常数, 取值为 5.0; ω_p 为等离子体振荡频率, 大小为 $1.4421 \times 10^{16} \text{ rad/s}$; Γ 为阻尼系数, 大小为 $1.4983 \times 10^{14} \text{ rad/s}$ 。

InP 和 InAs 材料的介电常数在 300 K 的温度下满足的洛伦兹模型^[26]为

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} \left[1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right] \quad (2)$$

InSb 材料的介电常数在 300 K 的温度下满足的洛伦兹-德鲁德模型^[27]为

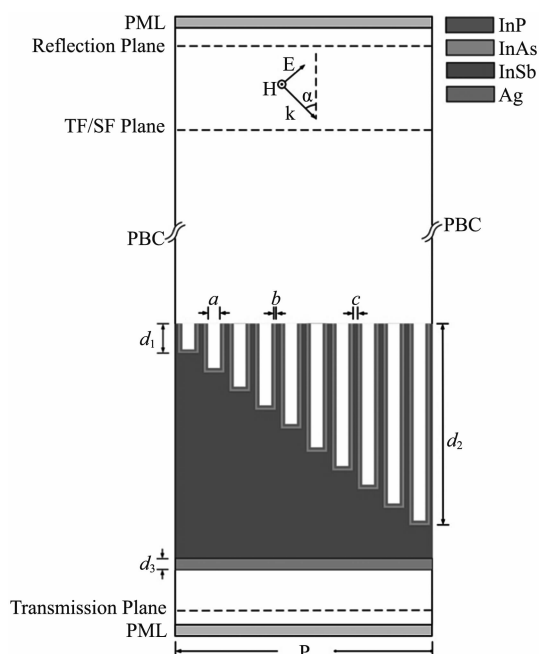


图 1 基于复合凹槽的光栅型远红外线吸收器的单元结构示意图

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} \left[1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \right] + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \quad (3)$$

式(2)和式(3)中相关的参数见表 1。

根据式(2)和式(3)可得 InSb、InAs 和 InP 的介电常数随波长变化的关系曲线,如图 2 所示。其中,蓝色线代表 InP 的介电常数,红色线代表 InAs 的介电常数,黑色线代表 InSb 的介电常数。 ϵ_r 是它们的实部,用实线表示; ϵ_i 是它们的虚部,用虚线表示。从图 2 可以看出,InP、InAs 和 InSb 这三种材料的介电常数实部分别在 $28 \sim 33 \mu\text{m}$ 、 $42 \sim 46 \mu\text{m}$ 、 $53 \sim 57 \mu\text{m}$ 波长范围内为负值,表现出类金属的特性,具备形成表面等离子激元(Surface Plasmon Polaritons, SPPs)的条件,从而可以对入射的相应波段内的远红外线形成吸收。把这三

种材料进行结合,就可以实现宽带吸收性能。

图 1 所示的吸收器结构可通过以下方法实现:首先通过金属有机物化学气相沉积技术(Metal Organic Chemical Vapor Deposition, MOCVD)^[28]在银衬底上沉积 InSb,接着利用电子束光刻技术(Electron Beam Lithography, EBL)^[29-31]得到不同深度的一系列凹槽。然后在凹槽的表面先生长一定厚度的 InAs,再生长一定厚度的 InP。InSb、InAs 和 InP 材料之间均存在一定的晶格失配,易引起位错,会给生长过程带来困难。但我们发现加入缓冲层可以克服这一问题。在 InSb 衬底上生长 InAs 时,可以先在低温环境下生长一薄层 InAs 缓冲层,然后经过充分退火、弛豫和再升温,再利用分子束外延技术(Molecular Beam Epitaxy, MBE)就可以生长出 InAs 厚膜^[32]。对于在 InAs 衬底上生长 InP,一种方法是利用 MBE 技术将 InGaAlAs 作为缓冲层^[33];另一种方法是利用 InAs、GaInAsSb 和 InP 的晶格常数非常接近的特点(分别为 0.605 nm 、 0.591 nm 和 0.586 nm),将 GaInAsSb 作为缓冲层,实现在 InAs 衬底上生长 InP^[34-35]。

本文采用频域有限差分法(Finite-Difference Frequency-Domain, FDFD)进行计算^[36]。计算中采用了良匹配层吸收边界条件(Perfectly Matched Layer, PML)和周期性边界条件(Periodic Boundary Conditions, PBC)。图 1 中的三条虚线从上到下分别表示反射面(Reflection Plane)、总场/散射场面(TF/SF Plane)和透射面(Transmission Plane)。假设波长为 λ 的远红外线照射到图 1 所示的光栅型吸收器上,则可由 FDFD 方法得到场分布,从而得到反射面和透射面上的能流密度 S 分布,然后得到反射率

表 1 InP、InAs 和 InSb 材料的介电常数参数值

	ϵ_{∞}	$\omega_{LO}(\text{cm}^{-1})$	$\omega_{TO}(\text{cm}^{-1})$	$\gamma(\text{cm}^{-1})$	$\omega_p(\text{cm}^{-1})$	$\Gamma(\text{cm}^{-1})$
InP	9.71	344.5	303.7	1.9	—	—
InAs	11.8	242.5	218.5	4.9	—	—
InSb	15.68	190.34	179.1	2.9	321	10.7

$R(\omega)$ 和透射率 $T(\omega)$, 最终得出吸收率 $A(\omega) = 1 - R(\omega) - T(\omega)$ ^[37]。研究表明, 银衬底的厚度取 $3\ \mu\text{m}$ 时, 足以阻挡远红外线的透射。此时, 可以将透射率 $T(\omega)$ 近似取为 0, 吸收率表达式为 $A(\omega) = 1 - R(\omega)$ ^[38]。

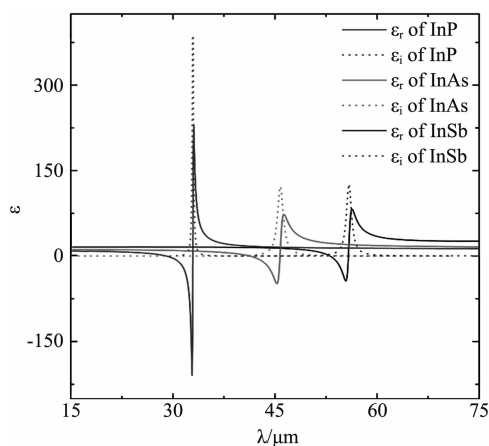


图 2 InP、InAs 和 InSb 的介电常数随波长的变化曲线图

2 结果和讨论

大量运算结果表明, 当光栅周期 $p = 51.0\ \mu\text{m}$, 空气凹槽的个数 $N = 10$ 、空气凹槽的宽度 $a = 2.7\ \mu\text{m}$ 、InAs 和 InP 材料的厚度 $b = 0.45\ \mu\text{m}$, 相邻凹槽的间隔 $c = 0.6\ \mu\text{m}$ 、凹槽最小深度 $d_1 = 45.0\ \mu\text{m}$ 、最大深度为 $d_2 = 139.5\ \mu\text{m}$ 、底层金属银板的厚度 $d_3 = 3.0\ \mu\text{m}$ 时, 可以得到优化的吸收率等高线图, 如图 3 所示。可以看出, 在 $0 \sim 80^\circ$ 的入射角范围和 $28 \sim 75\ \mu\text{m}$ 波长范围内平均吸收率可以达到 92% 以上, 说明这种吸收器具有超宽带的吸收特性。

为了说明这种吸收器的吸收机理, 图 4 给出了采用优化结构参数时入射角为 0° 的反射率、透射率和吸收率随入射波长变化的曲线图。在同样条件下, 图 5 给出了当入射波长分别为 $32.8\ \mu\text{m}$ 、 $45.2\ \mu\text{m}$ 、 $55.5\ \mu\text{m}$ 和 $65.0\ \mu\text{m}$ 时的归一化磁场分布。

当入射波长为 $32.8\ \mu\text{m}$ 时, 结合图 2 和图 5(a) 可以看出, 此时 InP 的介电常数的实部为负值, 表现出类金属的特性。而在此波长处,

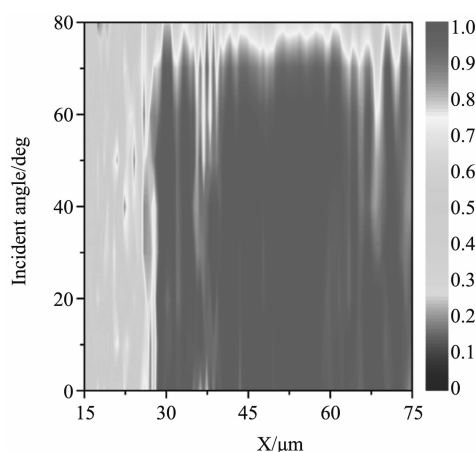


图 3 吸收率随入射角度和入射波长变化的等高线图

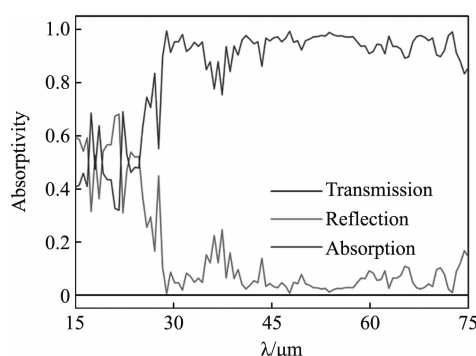


图 4 在采用优化结构参数的条件下且入射角度 $\alpha = 8$ 时, 反射率、透射率和吸收率随入射波长变化的曲线图

InAs 和 InSb 的介电常数的实部均为正值, 只是一种普通的电介质。当此波长的远红外线照射在吸收器结构上时, 由于最外层涂覆的 InP 表现出类金属特性, 在凹槽内就会形成 SPPs。将此结构中的凹槽看做一个开放式的光学谐振腔, 当 SPPs 满足共振条件时, 场就会被束缚在凹槽内部, 形成强烈的吸收。而此时凹槽下方的 InSb 部分表现为一种普通的电介质, 且其下方为金属银基底, 上方为平均折射率较小的凹槽区域, 因此会形成另一个光学谐振腔。当远红外线满足共振条件时也会在这个区域内达到轻微的吸收效果。

当入射波长为 $45.2\ \mu\text{m}$ 时, 结合图 2 和图 5(b) 可以看出, InAs 的介电常数实部为负值, 表现出类金属的特性。并且在此波长处,

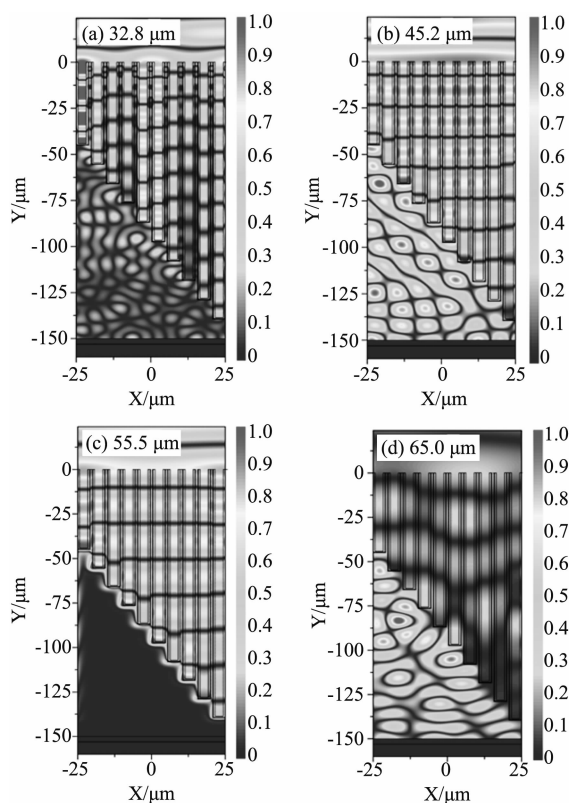


图 5 入射波长分别为(a)32.8 μm 、(b)45.2 μm 、(c)55.5 μm 和(d)65.0 μm 时归一化的磁场分布图

InP 和 InSb 的介电常数的实部均是正值，是一种普通的电介质。当这种波长的远红外线照射在吸收器结构上时，由于第二层涂覆的 InAs 表现出了类金属特性，依然可以在其表面形成 SPPs。同样，因为可将凹槽看做一个开放式的光学谐振腔，当 SPPs 满足共振条件的时候，场就被束缚在凹槽内部，形成强烈的吸收。此时结构下方非凹槽的 InSb 部分依然表现为一种普通的电介质，视作一个光学谐振腔。当远红外线满足共振条件时，也会在这个区域形成共振，表现出强烈的吸收特性。与波长为 32.8 μm 时不同的是，InAs 介电常数曲线的最低点对应的 45.2 μm 波长与结构下方 InSb 介电常数的最小负值更加接近。因此，在此波长下满足共振条件时，在下方区域形成的吸收效果也会比 32.8 μm 时更强烈。

当入射波长为 55.5 μm 时，结合图 2 和图 5(c)可以看出，InSb 材料的介电常数实部为负值，表现出类金属的特性。在此波长下，InP

和 InAs 涂层的介电常数实部均为正值，表现为两种普通的电介质。当这种波长的远红外线照射在吸收器结构上时，在凹槽两壁上也会形成 SPPs，当满足共振条件时场就被束缚在凹槽内，形成强烈的吸收。而对于结构左下方 InSb 所占据的区域，在此波长下，InSb 具有类金属特性使得红外线进入的深度非常有限，因此图 5(c)在下方区域基本没有表现出吸收效果。

当入射波长为 65.0 μm 时，结合图 2 和图 5(d)，可以看出，此时 InP、InAs 和 InSb 三者的介电常数实部均为正值，都表现为普通的电介质。凹槽所在的区域不能形成光学谐振腔。而对于结构左下方的 InSb 区域，在此波长下为一种普通的电介质区域，其下方放置金属银衬底，上方是凹槽部分。由于凹槽所在部分拥有较小的平均折射率，所以这个区域就可视为一个光学谐振腔。当远红外线满足共振条件时，场就被束缚在其中，从而形成强烈的吸收。

为了说明吸收率与各个结构参数之间的关系，图 6 给出了在入射角度为 0° 的情况下，吸收率随凹槽个数、凹槽宽度、凹槽深度、涂层厚度以及光栅周期的变化曲线图。

当改变凹槽个数时，所得结果如图 6(a) 所示。可以看出，当凹槽个数不同时，吸收曲线在研究的波长范围内出现了较大的差别。当凹槽的个数较少时，从图 6 可以看出，在 28~75 μm 内，平均吸收率会从 92% 下降到 85%。当凹槽的个数增多时，吸收曲线的波动相对较小，从而平均吸收率得到改善。但从制作工艺的难度考虑，凹槽的个数不宜太多，所以本文选择的凹槽个数 $N=10$ 。

当改变凹槽宽度时，所得结果如图 6(b) 所示。可以看出，在 40~75 μm 波长范围内，相对于优化值 $a=2.7 \mu\text{m}$ 来说，减小或者增大凹槽宽度，均会使平均吸收率有较明显的减小。而在 28~40 μm 波长范围内，相对于最优值 $a=2.7 \mu\text{m}$ 来说， $\pm 1 \mu\text{m}$ 的误差不会对吸

收率产生较大的影响。

当改变凹槽最小深度 d_1 时, 所得结果如图 6(c) 所示。可以看出, 相对于优化值 $d_1 = 45 \mu\text{m}$, 在 $15 \sim 28 \mu\text{m}$ 波长范围内, 减小或者增大凹槽深度, 平均吸收率会降低。在 $60 \sim 75 \mu\text{m}$ 波长范围内, d_1 的增大或者减小都会导

致吸收曲线有较大幅度的波动, 从而导致平均吸收率的降低。

当改变凹槽最大深度 d_2 时, 所得结果如图 6(d) 所示。可以看出, 相对于优化值 $d_2 = 139.5 \mu\text{m}$ 来说, 在 $15 \sim 39 \mu\text{m}$ 波长范围内, 减小或者增大凹槽深度, 吸收曲线会出现一定波

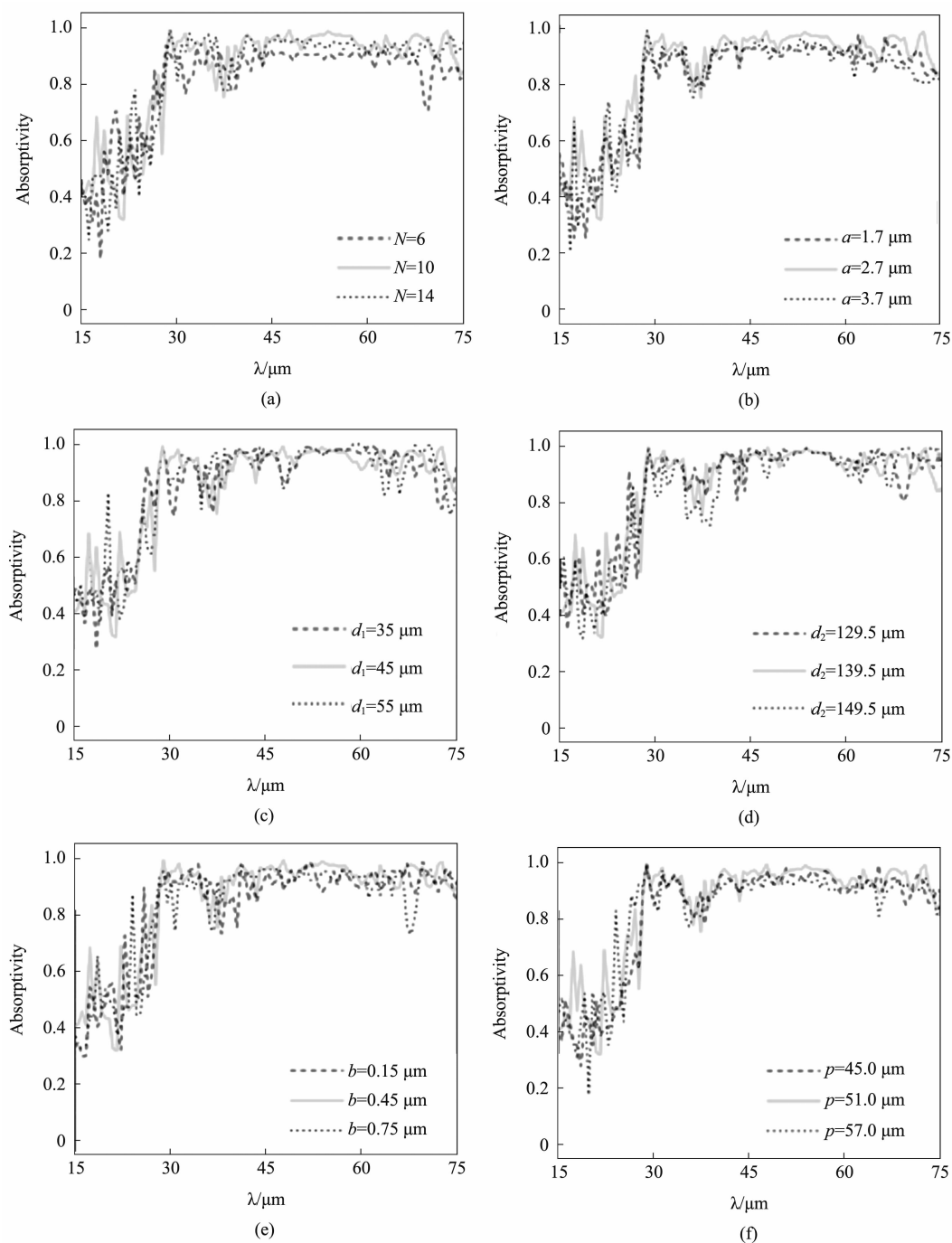


图 6 保持其他参数不变, 分别改变(a)凹槽个数、(b)凹槽宽度、(c)第一个槽深、(d)最后一个槽深、(e)涂层厚度、(f)光栅周期时的吸收曲线变化图

动。在 $59\sim 75\ \mu\text{m}$ 波长范围内,减小或者增大凹槽深度,也会导致平均吸收率降低,但从整体来看平均吸收率受其影响并不大。

当改变涂层厚度时,所得结果如图 6(e)所示。可以看出,相对于优化值 $b=0.45\ \mu\text{m}$,当涂层厚度减小时,在整个波长范围内平均吸收率降低。当涂层厚度增大时,吸收曲线也会有所下降,且在 $33\ \mu\text{m}$ 、 $38\ \mu\text{m}$ 和 $68\ \mu\text{m}$ 处吸收率明显减小。

当改变光栅周期 p 时,所得结果如图 6(f)所示。可以看出,相对于优化值 $p=51.0\ \mu\text{m}$ (相邻凹槽的间隔 $c=0.6\ \mu\text{m}$)来说,在 $15\sim 28\ \mu\text{m}$ 波长范围内,减小光栅周期会导致平均吸收率下降,增大光栅周期会导致吸收曲线有较大幅度的波动。在 $59\sim 75\ \mu\text{m}$ 波长范围内,减小或者增大光栅周期会导致平均吸收率明显降低。

3 结论

本文设计了一种由 InSb、InAs 和 InP 三种材料复合而成的光栅型超宽带远红外线吸收器。在一定的远红外波段范围内,这 3 种材料具有类金属的特性,它们的表面可以支持表面等离子体共振。利用这一特性设计的槽深线性渐变的光栅结构,可以对入射的一定波段范围内的远红外线进行强烈吸收。计算表明,当设定空气凹槽个数 $N=10$ 、空气凹槽宽度 $a=2.7\ \mu\text{m}$ 、InAs 和 InP 涂层的厚度 $b=0.45\ \mu\text{m}$ 、相邻凹槽的间隔 $c=0.6\ \mu\text{m}$ 、凹槽最小深度 $d=45\ \mu\text{m}$ 、最大深度 $d=139.5\ \mu\text{m}$ 、底层金属银板的厚度 $d=3\ \mu\text{m}$ 以及光栅周期 $p=51.0\ \mu\text{m}$ 等最优化的结构参数时,此吸收器可以在 $0\sim 80^\circ$ 的入射角范围和 $28\sim 75\ \mu\text{m}$ 波长范围内,实现优良的吸收效果,且平均吸收率可达到 92% 以上。此外,研究结果还表明,凹槽的个数变化对吸收率的影响相对较大,凹槽深度、凹槽宽度、涂层厚度和光栅周期的改变对吸收率的影响相对较小。本文的研究结果为光栅

型超宽带远红外线吸收器的设计、制作以及应用提供了理论基础。

参考文献

- [1] Cui Y, He Y, Jin Y, et al. Plasmonic and Metamaterial Structures as Electromagnetic Absorbers [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, **8**(4): 495–520.
- [2] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect Metamaterial Absorber [J]. *Physical Review Letters*, 2008, **100**(20):207402.
- [3] He S, Chen T. Broadband THz Absorbers With Graphene-Based Anisotropic Metamaterial Films [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science & Technology*, 2013, **3**(6):757–763.
- [4] Bai Y, Zhao L, Ju D, et al. Wide-angle, Polarization-independent and Dual-band Infrared Perfect Absorber Based on L-shaped Metamaterial [J]. *Optics Express*, 2015, **23**(7):8670–8680.
- [5] 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.
- [6] Le P J, Quémerais P, Barbara A, et al. Why Metallic Surfaces with Grooves a Few Nanometers Deep and Wide May Strongly Absorb Visible Light [J]. *Physical Review Letters*, 2008, **100**(6): 066408.
- [7] 梁磊霞, 薛文瑞, 杨荣草. 槽深线性渐变的表面等离子光栅光吸收器 [J]. *光学学报*, 2017, **37**(1): 0123002.
- [8] Wu T, Lai J, Wang S, 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.
- [9] Bouchon P, Koechlin C, Pardo F, et al. Wide-band Omnidirectional Infrared Absorber with a Patchwork of Plasmonic Nanoantennas [J]. *Optics Letters*, 2012, **37**(6):1038.
- [10] Bossard J A, Lin L, Yun S, et al. Near-ideal Optical Metamaterial Absorbers with Super-octave Bandwidth [J]. *Acs Nano*, 2014, **8**(2):1517–24.

- [11] Liu Z, Zhan P, Chen J, et al. Dual Broadband Near-infrared Perfect Absorber Based on a Hybrid Plasmonic-photonic Microstructure [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(3):3021-30.
- [12] Corrigan T D, Dong H P, Drew H D, et al. Broadband and Mid-infrared Absorber Based on Dielectric-thin Metal Film Multilayers [J]. *Applied Optics*, 2012, **51**(8):1109-1114.
- [13] Zhang B, Hendrickson J, Guo J, et al. Wideband Perfect Light Absorber at Midwave Infrared Using Multiplexed Metal Structures [J]. *Optics Letters*, 2012, **37**(3):371-373.
- [14] Hendrickson J, Guo J, Zhang B, et al. Wideband Perfect Light Absorber at Midwave Infrared Using Multiplexed Metal Structures. [J]. *Optics Letters*, 2012, **37**(3):371-373.
- [15] Advena D J, Bly V T, Cox J T. Deposition and Characterization of Far-infrared Absorbing Gold Black Films. [J]. *Appl Opt*, 1993, **32**(7):1136-1144.
- [16] Feng Q, Pu M, Hu C, et al. Engineering the Dispersion of Metamaterial Surface for Broadband Infrared Absorption. [J]. *Optics Letters*, 2012, **37**(11):2133-2135.
- [17] Ye C, Zhu Z, Xu W, et al. Electrically Tunable Absorber Based on Nonstructured Graphene [J]. *Journal of Optics*, 2015, **17**(12):125009.
- [18] Parvaz R, Karami H. Far-infrared Multi-resonant Graphene-based Metamaterial Absorber [J]. *Optics Communications*, 2017, **396**:267-274.
- [19] Yang J, Pang Y, Wang J, et al. Ultrabroadband Polarization-insensitive Far-infrared Metamaterial Absorber by Gold Nanowire Array [C]. *Applied Computational Electromagnetics Society Symposium*, 2017:1-3.
- [20] Woodward R M, Cole B E, Wallace V P, et al. Terahertz Pulse Imaging in Reflection Geometry of Human Skin Cancer and Skin Tissue [J]. *Physics in Medicine & Biology*, 2002, **47**(21):3853-3863.
- [21] Waters J W, Froidevaux L, Harwood R S, et al. The Earth Observing System Microwave Limb Sounder on the Aura Satellite [J]. *IEEE Transactions on Geoscience & Remote Sensing*, 2006, **44**(5):1075-1092.
- [22] Appleby R, Wallace H B. Standoff Detection of Weapons and Contraband in the 100 GHz to 1 THz Region [J]. *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, 2007, **55**(11):2944-2956.
- [23] Nagai N, Sumitomo M, Imaizumi M, et al. Characterization of Electron- or Proton-irradiated Si Space Solar Cells by THz Spectroscopy [J]. *Semiconductor Science & Technology*, 2006, **21**(2):201.
- [24] Pilbratt G L, Riedinger J R, Passvogel T, et al. Herschel Space Observatory-An ESA Facility for Far-infrared and Submillimetre Astronomy [J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2010, **518**(3):383-416.
- [25] Korobkin D, Urzhumov Y, Shvets G. Enhanced Near-field Resolution in Midinfrared Using Metamaterials [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, **23**(3):468-478.
- [26] Hass M, Henvis B W. Infrared Lattice Reflection Spectra of III-V Compound Semiconductors [J]. *Journal of Physics & Chemistry of Solids*, 1962, **23**(8):1099-1104.
- [27] Sanderson R B. Far Infrared Optical Properties of Indium Antimonide [J]. *Journal of Physics & Chemistry of Solids*, 1965, **26**(5):803-810.
- [28] Paul R K, Penchev M, Zhong J, et al. Chemical Vapor Deposition and Electrical Characterization of Sub-10 nm Diameter InSb Nanowires and Field-effect Transistors [J]. *Materials Chemistry & Physics*, 2010, **121**(3):397-401.
- [29] Miyazaki H T, Kurokawa Y. Controlled Plasmon Resonance in Closed Metal/insulator/metal Nanocavities [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(21):211126-1-211126-3.
- [30] Chen Y. Nanofabrication by Electron Beam Lithography and Its Applications: A Review [J]. *Microelectronic Engineering*, 2015, **135**:57-72.
- [31] Zhang W, Potts A, Bagnall D M, et al. High-resolution Electron Beam Lithography for the Fabrication of High-density Dielectric Metamaterials [J]. *Thin Solid Films*, 2007, **515**(7-8):3714-3717.

(下转第 48 页)