

石墨烯超材料复合结构的宽带吸收

蔡 强, 叶润武, 方云团

江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 为了设计宽带光吸收器件, 构建了一个由石墨烯超材料层、空气层和金属层组成的复合结构模型。推导其传输矩阵公式, 并利用它计算结构的传输特性。结果表明, 通过调节结构参数, 可以在高吸收率的条件下波长带宽与角度带宽的同时扩展。入射角为 $\pi/4$ 时, 在入射波长 $0.1\sim 6.0\ \mu\text{m}$ 内, 吸收率均达到 0.8 以上。入射波长为 $3.5\ \mu\text{m}$ 时, 入射角在 $-70^\circ\sim 70^\circ$ 的范围内吸收率可以达到 0.9 以上。

关键词 材料; 石墨烯超材料; 吸收; 带宽; 传输矩阵

中图分类号 TN29

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1003005

Broadband Absorption Based on Graphene Metamaterial Composite Structure

Cai Qiang, Ye Runwu, Fang Yuntuan

School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China

Abstract In order to obtain broadband light absorber, a compound structure model composed of graphene metamaterial layer, air layer and metal layer is designed. The transfer matrix formula is derived to compute the transmission characteristics of the designed structure. The results show that by adjustment of the structure parameters, wavelength bandwidth and angle bandwidth are expanded at the same time under the condition of high absorptance. For the incident angle $\pi/4$, the absorptance can achieve above 0.8 in the incident wavelength range of $0.1\sim 6.0\ \mu\text{m}$. For the incident wavelength $3.5\ \mu\text{m}$, the absorptance can reach more than 0.9 in the incident angle range of -70° to 70° .

Key words materials; graphene metamaterial; absorption; bandwidth; transfer matrix

OCIS codes 160.3820; 160.5298; 250.4745

1 引 言

石墨烯是由碳原子形成的一种具有蜂窝状结构的平面薄膜, 自 2004 年 Novoselov 和 Geim 在实验中从石墨分离出单层石墨烯后, 迅速掀起了研究热潮^[1-3], 成为光电应用(如光电探测器、偏振控制器^[4-6]等)的一项重要材料。石墨烯独特的电导率和吸收特性是其具有广泛应用前景的物理基础。但单层石墨烯对白光的吸收率仅为 2.3%^[7], 在实际应用中受到限制。为了增加石墨烯的吸收, 人们进行了多种复合结构的设计, 如 Grande 等^[8]将单层石墨烯嵌于一维光栅和金属层反射层之间, 构建了一个复合结构, 利用了光栅的共振效应和金属层的反射, 实现了在特定角度和特定波长下的完美吸收。但吸收带宽很窄, 在实际应用中同样受到限制。Alaee 等^[9]把基于微带状的石墨烯超材料置于金属反射层基底, 利用反射波的相消干涉和透射波的完全消除, 实现了完美吸收。该完美吸收机制利用了石墨烯层和金属反射层之间存在的微腔的共振效应。该设计显然能实现全方位吸收, 但仍存在波长吸收带宽较窄的问题。超材料是一种人工复合材料, 这种材料的主要特点是能够实现负折射率、负介电常数以及负磁导率^[10-11], 已被广泛应用于电磁隐身^[12]、频带扩展传感器^[13]及调制器^[14]等领域。Igor 等^[15]构建了一种石墨烯超材料, 可在特定波长范围和入射角度条件下实现

收稿日期: 2017-05-23; **收到修改稿日期:** 2017-06-14

作者简介: 蔡 强(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事电磁波吸收方面的研究。E-mail: 18260622753@163.com

导师简介: 方云团(1965—), 教授, 硕士生导师, 主要从事光子晶体和光学超材料方面的研究。

E-mail: fang_yt1965@sina.com

完美吸收。然而超材料作为吸波材料的缺点还是吸收带宽不理想^[16]。2008年,美国波士顿大学的 Padilla 设计提出了一种亚波长吸收结构,其在扩展吸收带宽方面有了一定的进展^[17]。前期我们通过把不同结构参数的石墨烯超材料进行级联来增加吸收的角度带宽,但没有实现波长带宽的扩展,而且级联结构设计比较复杂^[18]。

基于 Grande、Alaee 等^[8-9]的工作,针对前人工作中吸收带宽不足的问题,本文设计了一种石墨烯超材料层、空气层和金属层的 3 层复合结构。当入射波作用在石墨烯超材料上时,激发表面电子的振荡,导致共振吸收。金属层又将电磁波反射回来,使得电磁波在金属层与石墨烯超材料层间进行多次振荡,极大地增加了电磁波和石墨烯的相互作用。通过调节结构的各个参数,实现了高吸收率条件下波长带宽与角度带宽的同时扩展。

2 理论模型和计算方法

复合结构模型如图 1 所示,石墨烯超材料层置于金属平板上方,中间是空气层。石墨烯超材料板是由竖直放置的黑色石墨烯层沿 x 轴方向周期性排列,中间白色部分为介质层,厚度为 d_2 ,超材料板的厚度为 W_1 ,灰色部分为空气层,厚度为 W_2 。石墨烯的厚度为 d_1 ,介电常数为 ϵ_1 ,介质层的厚度为 d_2 ,介电常数为 ϵ_2 。在 xyz 坐标系下,如果 $(d_1 + d_2)$ 远远小于入射波长,这样就可得到石墨烯超材料的等效介电常数,可以写成^[15]

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_v & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_p & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_p \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中

$$\epsilon_v = \epsilon_2, \quad (2)$$

$$\epsilon_p = \epsilon_2 + i \frac{\sigma_g}{(d_1 \omega \epsilon_0)}, \quad (3)$$

且 ω 为入射波的角频率, σ_g 为石墨烯的电导率, ϵ_0 为真空介电常数。石墨烯的电导率可由 Kubo 公式得到

$$\sigma_g = \frac{ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \left\{ \frac{E_f}{k_B T} + 2 \ln \left[\exp \left(-\frac{E_f}{k_B T} \right) + 1 \right] \right\} + \frac{ie^2}{4\pi \hbar} \ln \left| \frac{2E_f - \hbar(\omega + i/\tau)}{2E_f + \hbar(\omega + i/\tau)} \right|, \quad (4)$$

式中 e 为电子的电量, \hbar 为简约普朗克常数, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度, E_f 为费米能, τ 为电子弛豫时间。金属的介电常数取 Drude 模型,为

$$\epsilon_M = 1 - \omega_{ep}^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma), \quad (5)$$

不失一般性,在当前波长范围等离子体振荡频率 $\omega_{ep} = 1.2 \times 10^{16}$ rad/s, 电子弛豫率 $\gamma = 1.0 \times 10^{14}$ rad/s, 它们均参考金属银的参数^[19]。

推导适合计算此模型结构传输属性的传输矩阵法,考虑到超材料的波数和波阻抗, x 方向的波数可以表示为

$$k_x = k_0 n_0 \sin \theta, \quad (6)$$

式中 k_0 为空气层中的波数, n_0 为空气层的折射率, θ 为入射角。

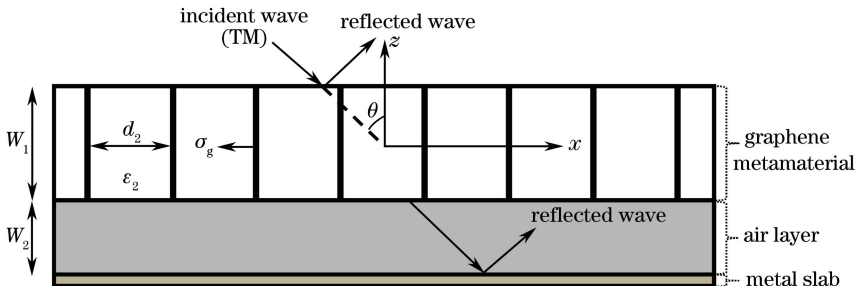


图 1 模型结构示意图

Fig. 1 Schematic of model structure

由于超材料的各向异性,在 z 方向的波数和超材料的介电常数有关。对于 TM 波,磁场方向在 y 方向,电场在 x 和 z 方向,传播方向在 xz 平面,为此可以得到

$$\mathbf{H} = H_{y_0} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \mathbf{e}_y = H_y \mathbf{e}_y, \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = E_{x_0} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \mathbf{e}_x + E_{z_0} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \mathbf{e}_z = E_x \mathbf{e}_x + E_z \mathbf{e}_z, \quad (8)$$

式中 $H_y = H_{y_0} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, $E_x = E_{x_0} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, $E_z = E_{z_0} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)]$, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ 为 x, y, z 方向的单位向量。根据麦克斯韦方程:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (9)$$

可以得到

$$E_x = \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_v} k_z H_y, \quad (10)$$

$$E_z = \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_p} (-k_x) H_y, \quad (11)$$

根据电场的旋度:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (12)$$

可以得到

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega \mu_0 H_y, \quad (13)$$

综合(10)、(11)、(13)式可以得到

$$k_{z,1} = \sqrt{\epsilon_v \epsilon_p (k_0^2 \epsilon_p - k_x^2)} / \epsilon_p, \quad (14)$$

$$k_{z,2} = -\sqrt{\epsilon_v \epsilon_p (k_0^2 \epsilon_p - k_x^2)} / \epsilon_p, \quad (15)$$

这两个波数代表了不同的入射方向。超材料的波阻抗可以表示为

$$Z = -E_x / H_y, \quad (16)$$

由(14)、(16)式可以得到

$$Z = -\frac{\eta_0}{k_0} \sqrt{\frac{k_0^2 \epsilon_p - k_x^2}{\epsilon_v \epsilon_p}}, \quad (17)$$

式中 $\eta_0 = 120\pi \Omega$ 是空气中的波阻抗。利用类似的推导也可以得到空气层与金属层的波数和波阻抗。在介质 n 和 $n+1$ 层的界面,根据边界电场和磁场连续的条件,可以得到

$$\mathbf{T}_n \begin{bmatrix} H_{y_n}^+ \\ H_{y_n}^- \end{bmatrix} = \mathbf{T}_{n+1} \begin{bmatrix} H_{y_{n+1}}^+ \\ H_{y_{n+1}}^- \end{bmatrix}, \quad (18)$$

其中 $\mathbf{T}_n = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ Z_n & -Z_n \end{bmatrix}$, $\mathbf{T}_{n+1} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ Z_{n+1} & -Z_{n+1} \end{bmatrix}$ 为界面过渡矩阵。考虑到以空气为背景,此结构的传输矩阵可表示为

$$\begin{bmatrix} H_i^+ \\ H_r^- \end{bmatrix} = \mathbf{T}_0^{-1} \mathbf{T}_1 \mathbf{P}_1 \mathbf{T}_1^{-1} \mathbf{T}_2 \mathbf{P}_2 \mathbf{T}_2^{-1} \mathbf{T}_3 \mathbf{P}_3 \mathbf{T}_3^{-1} \mathbf{T}_0 \begin{bmatrix} H_t^+ \\ H_t^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_t^+ \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (19)$$

式中 H_i^+, H_r^-, H_t^+ 分别表示入射磁场、反射磁场和透射磁场,其中 $\mathbf{P}_j = \begin{bmatrix} \exp(ik_{jz,2} W_j) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{jz,1} W_j) \end{bmatrix}$ 表示第 j 层 ($j=1, 2, \dots, m$) 内正反两个方向平面电磁波相位的变化。由此得到计算结构透射率 T_r 、反射率 R 、吸收率 A 的表达式为

$$T_r = \frac{H_t^+}{H_i^+} = \frac{1}{M_{11}}, \quad (20)$$

$$R = \frac{H_r^-}{H_i^+} = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (21)$$

$$A = 1 - |T_r|^2 - |R|^2, \quad (22)$$

在此次的研究中,因为金属层置于底部,透射率为 0,吸收率可以表示为

$$A = 1 - |R|^2. \quad (23)$$

对于 TE 波入射的情况,此时超材料相当于普通材料,无法实现宽带吸收。所以只讨论 TM 波的情况。

3 结果和分析

为考察各个参数对单个石墨烯超材料层的吸收特性的影响,取参数 $W_1=400$ nm, $d_2=2.5$ nm, $\epsilon_2=2.5$, $T=300$ K, $E_f=0.1$ eV, 固定入射角 $\theta=\pi/4$,可以得到如图 2(a)所示的吸收谱图。由图 2 可以发现,随着波长的增加,吸收有下降的趋势,但在整个波段吸收率偏低,吸收率高于 0.8 以上的带宽非常小。在 $W_1=400$ nm, $\epsilon_2=2.5$, $T=300$ K, $E_f=0.1$ eV 保持不变的情况下,通过改变介质层厚度 d_2 研究超材料层吸收变化,结果如图 2(b)所示,可以发现 d_2 的变化对吸收率的影响很小,并不能得到宽带高吸收率的理想结果。其次在 $W_1=400$ nm, $d_2=2.5$ nm, $\epsilon_2=2.5$, $T=300$ K 保持不变的情况下,通过改变费米能级研究超材料层吸收变化,结果如图 2(c)所示,可以发现 E_f 的变化也不能得到理想中的宽带高吸收率。最后在 $W_1=400$ nm, $d_2=2.5$ nm, $T=300$ K, $E_f=0.1$ eV 保持不变的情况下,改变石墨烯背景材料 ϵ_2 的结果如图 2(d)所示,可以发现 ϵ_2 的变化也得不到理想中的结果。因此仅仅通过改变单层石墨烯超材料板的结构参数是得不到宽带高吸收率的。

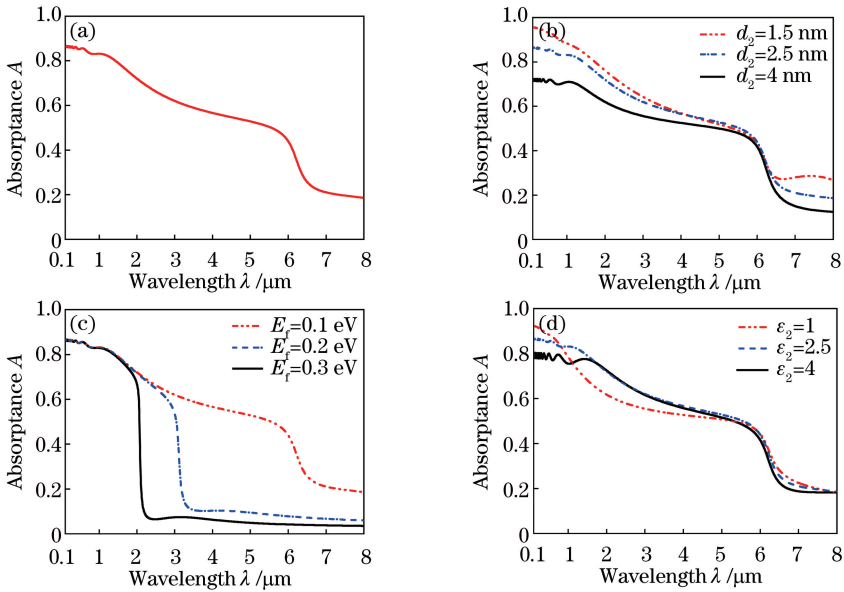


图 2 (a)石墨烯超材料板的吸收谱;(b)吸收谱随 d_2 的变化;(c)吸收谱随 E_f 的变化;(d)吸收谱随 ϵ_2 的变化

Fig. 2 (a) Absorption spectrum of the graphene metamaterial slab; (b) absorptance of graphene metamaterial slab versus d_2 ; (c) absorptance of graphene metamaterial slab versus E_f ; (d) absorptance of graphene metamaterial slab versus ϵ_2

为此设计如图 1 所示的复合结构,采用该复合结构的目的是为了在金属层产生反射,增强电磁波和石墨烯的相互作用。在数值计算中,取参数 $W_1=400$ nm, $W_2=200$ nm, $d_2=2.5$ nm, $\epsilon_2=2.5$, $T=300$ K, $E_f=0.1$ eV, 入射角 $\theta=\pi/4$,得到如图 3 所示的吸收谱。

从图 3 中可以看出,在吸收率大于 0.8 的情况下,复合结构的吸收带宽比单个超材料层结构的吸收带宽增大很多,基本实现了宽带高吸收率的要求。同时可以看到在入射波长小于 $1 \mu\text{m}$ 时,吸收谱出现振荡现象,这是由于波长小于或接近空气层的厚度,电磁波在复合结构中产生了微腔共振效应。在此基础上,改变空气层的厚度,结果如图 4 所示。可以发现,随着空气层厚度的改变,吸收率发生微小的变化,并且随着厚度的增加,振荡谱也有向右扩展的趋势,这和微腔共振效应相符合。从图 4 还可以看到,与 $W_2=100$ nm 和 $W_2=300$ nm 相比时, $W_2=200$ nm 在保持 0.8 以上的吸收率带宽较大,故在此复合结构中选取空气层厚度 $W_2=200$ nm。

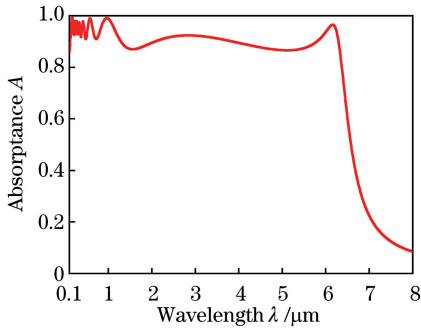


图 3 特定参数条件下复合结构的吸收谱
Fig. 3 Absorption spectrum of the compound structure on special parameters

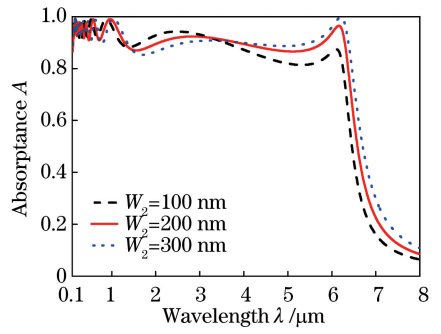


图 4 空气层厚度 W_2 取不同值时复合结构的吸收谱
Fig. 4 Absorption spectra of the compound structure with different W_2

费米能 E_f 对结构吸收的影响分析如下。费米能 E_f 可以通过偏置电压来调节。偏置电压可在复合结构沿 y 方向的两个端面放置两个极板来施加。取 $W_1 = 400$ nm, $W_2 = 200$ nm, $d_2 = 2.5$ nm, $\epsilon_2 = 2.5$, $T = 300$ K, 改变费米能得到不同的吸收率, 如图 5 所示。从图 5 中可以发现, 随着费米能的减小, 吸收波长带宽开始逐渐增加, 在达到 $E_f = 0.1$ eV 时, 虽然继续减小费米能可以进一步增大带宽, 但是吸收率开始下降。综合考虑吸收率和带宽两个因素, 费米能选择 $E_f = 0.1$ eV 是相对合适的。

介质层厚度 d_2 对结构吸收的影响的分析如下。取 $W_1 = 400$ nm, $W_2 = 200$ nm, $\epsilon_2 = 2.5$, $T = 300$ K, $E_f = 0.1$ eV, 改变 d_2 得到不同的吸收率, 如图 6 所示。可以发现, 在 $d_2 = 2.5$ nm 时, 相较于 $d_2 = 1.5$ nm 时吸收率较高, 而与 $d_2 = 4$ nm 相比, 在相同的高吸率条件下, 其吸收带宽更大。综合上述因素, 选择 $d_2 = 2.5$ nm 是最为合适的。

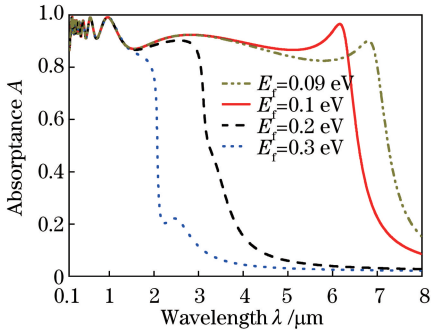


图 5 费米能取不同值时复合结构的吸收谱
Fig. 5 Absorption spectra of the compound structure with different Fermi energies

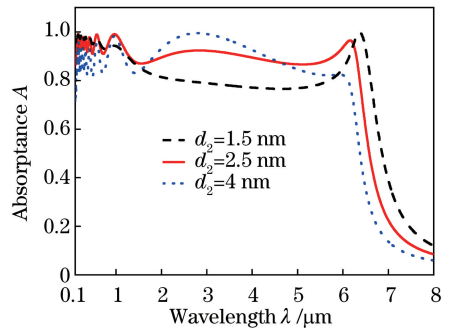


图 6 介质层厚度 d_2 取不同值时复合结构的吸收谱
Fig. 6 Absorption spectra of the compound structure with different d_2

石墨烯背景材料 ϵ_2 的变化对吸收率的影响分析如下。取 $W_1 = 400$ nm, $W_2 = 200$ nm, $d_2 = 2.5$ nm, $T = 300$ K, $E_f = 0.1$ eV, 改变石墨烯背景材料 ϵ_2 得到不同的吸收率, 如图 7 所示。可以发现, $\epsilon_2 = 1$ 时的吸收率较小, 而 $\epsilon_2 = 2.5$ 时, 相比较于 $\epsilon_2 = 4$, 在相同的较高吸收率下吸收带宽区别不大。因此本文选择 $\epsilon_2 = 2.5$ 是合适的。

超材料宽度 W_1 对吸收率的影响分析如下。在图 8 结构参数的基础上, 通过改变 W_1 的值计算吸收率随波长的变化。结果发现, W_2 的变化对吸收谱产生影响, 但从带宽和吸收率两个因素考虑, 无疑 $W_1 = 400$ nm 是最优化的结果。图 8 给出 W_2 分别为 300, 400, 500 nm 的计算结果。与 $W_1 = 400$ nm 的吸收谱相比, $W_1 = 300$ nm 的吸收谱曲线出现较大的波动, 且带宽变小, 而对于 $W_1 = 500$ nm 的吸收谱曲线, 虽然吸收谱略有展宽, 但吸收率普遍降低。

在设计的结构中, 金属层底部的反射极大地增加了电磁波与石墨烯的相互作用, 从而在保持高吸收率的情况下, 得到了一个较大的波长带宽。取上面波长带宽的中心波长 $\lambda = 3.5$ μ m, 其他参数取 $W_1 = 400$ nm, $W_2 = 200$ nm, $T = 300$ K, $E_f = 0.1$ eV, 调节 d_2 , 计算复合结构的吸收随入射角度的变化, 结果如图 9 所示。

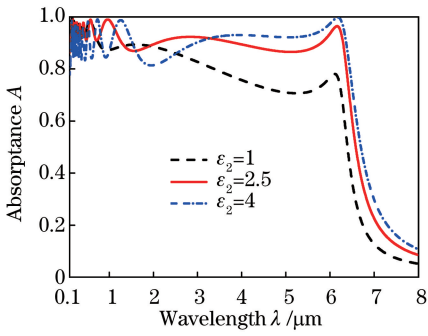


图 7 石墨烯背景材料 ϵ_2 取不同值时复合结构的吸收谱

Fig. 7 Absorption spectra of the compound structure with different ϵ_2

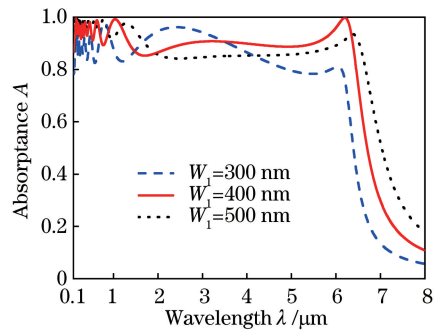


图 8 超材料宽度 W_1 取不同值时复合结构的吸收谱

Fig. 8 Absorption spectra of the compound structure with different W_1

可以发现,在 $d_2=4$ nm时,在入射角从 $-70^\circ\sim 70^\circ$ 的范围内吸收率均可以达到0.9以上。在 $d_2=6$ nm时,虽然吸收率也较高,但是相比于 $d_2=4$ nm,角度带宽相对减小。在 $d_2=2$ nm时,在所要实现的大角度范围内,吸收率不能一直保持在0.9以上。所以选择 $d_2=4$ nm较为合适。为了从整体上观察复合结构吸收随波长和入射角度的变化,最后给定参数 $W_1=400$ nm, $W_2=200$ nm, $d_2=4$ nm, $T=300$ K, $E_f=0.1$ eV,在图10中给出了波长和入射角度同时变化的吸收谱图,可以从中更加全面地看到在入射波长为 $0.1\sim 6$ μm ,入射角为 $-70^\circ\sim 70^\circ$ 的范围内吸收率都较高。

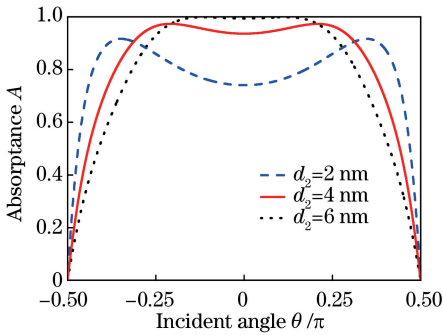


图 9 介质层厚度 d_2 取不同值时复合结构的吸收谱随入射角度的变化

Fig. 9 Absorption spectra of the compound structure with different d_2 and incident angles

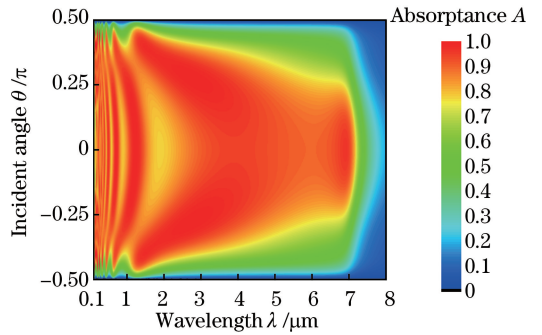


图 10 波长和入射角同时变化的吸收谱

Fig. 10 Contour plot of absorption with different wavelengths and incident angles

4 结 论

利用石墨烯超材料层、空气层和金属层构成的三明治复合结构,推导出该结构电磁波传输特性的计算公式。研究发现,通过优化结构参数,可以在高吸收率的条件下实现波长带宽以及角度带宽的同时扩展。该研究为设计近红外隐身和宽带光电子器件提供了重要参考。

参 考 文 献

- [1] Falkovsky L A, Pershoguba S S. Optical far-infrared properties of a graphene monolayer and multilayer[J]. Physical Review B, 2007, 76(15): 153410.
- [2] Mikhailov S A, Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(1): 016803.
- [3] Burke P J, Li S, Yu Z. Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2004, 5(4): 314-334.
- [4] Mueller T, Xia F, Avouris P. Graphene photodetectors for high-speed optical communications[J]. Nature Photonics, 2010, 4(5): 297-301.
- [5] Liu M, Yin X, Ulin-Avila E, et al. A graphene-based broadband optical modulator[J]. Nature, 2011, 474(7349): 64-

- [6] Liu Yuanzhong, Zhang Yuping, Cao Yanyan, *et al.* Modulator of tunable modulation depth based on graphene metamaterial[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1016002.
刘元忠, 张玉萍, 曹妍妍, 等. 基于石墨烯超材料深度可调的调制器[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1016002.
- [7] Jiang Juan, Huang Ting, Zhong Minlin, *et al.* Research status and development trends of interaction between laser and graphene[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(2): 0201002.
姜娟, 黄婷, 钟敏霖, 等. 激光与石墨烯相互作用的研究现状及发展趋势[J]. *中国激光*, 2013, 40(2): 0201002.
- [8] Grande M, Vincenti M A, Stomeo T, *et al.* Graphene-based perfect optical absorbers harnessing guided mode resonances[J]. *Optics Express*, 2015, 23(16): 21032-21042.
- [9] Alae R, Farhat M, Rockstuhl C, *et al.* A perfect absorber made of a graphene micro-ribbon metamaterial[J]. *Optics Express*, 2012, 20(27): 28017-28024.
- [10] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Soviet Physics Uspekhi*, 1968, 10(4): 509.
- [11] Houck A A, Brock J B, Chuang I L. Experimental observations of a left-handed material that obeys Snell's law [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90(13): 137401.
- [12] Liu Y, Li Z Y, Zhang W Z, *et al.* Design and emulation of combined-shaped electromagnetic stealthy cloak made of metamaterials[J]. *Journal of Functional Materials*, 2013, 44(15): 2235-2238.
- [13] Zou T B, Hu F R, Xiao J, *et al.* Design of a polarization-insensitive and broadband terahertz absorber using metamaterials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63(17): 533-538.
- [14] Padilla W J, Cich M J, Azad A K, *et al.* A metamaterial solid-state terahertz phase modulator[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(3): 148-151.
- [15] Nefedov I S, Valaginnopoulos C A, Melnikov L A. Perfect absorption in graphene multilayers[J]. *Journal of Optics*, 2013, 15(11): 114003.
- [16] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, *et al.* Perfect metamaterial absorber[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20): 207402.
- [17] Tao H, Bingham C M, Pilon D, *et al.* A dual band terahertz metamaterial absorber[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, 43(22): 225102.
- [18] Cai Qiang, Fang Yuntuan. Study on wide-angle high-absorption based on grapheme metamaterial [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(8): 081601.
蔡强, 方云团. 基于石墨烯超材料宽角度高吸收的研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(8): 081601.
- [19] Laman N, Grischkowsky D. Terahertz conductivity of thin metal films[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(5): 051105.