

基于石墨烯超材料宽角度高吸收的研究

蔡强, 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 为了设计宽角度高吸收的电磁波吸收器件, 基于石墨烯超材料, 设计了级联的层状结构。利用超材料的特殊属性推导了传输矩阵公式, 并利用它研究了所设计结构的传输特性。研究结果表明, 在保持高吸收率的条件下, 通过调节结构参数, 可以实现宽角度吸收带宽。吸收带宽与级联层数有关, 但层数达到某个特定的值时吸收带宽趋于饱和。

关键词 材料; 石墨烯超材料; 宽角度; 高吸收; 传输矩阵; 级联结构

中图分类号 TN29 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.081601

Study on Wide-Angle High-Absorption Based on Graphene Metamaterials

Cai Qiang, Fang Yuntuan

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

Abstract In order to design a wide-angle high-absorption electromagnetic wave absorption device, a cascaded stratified structure based on graphene metamaterials is designed. By means of the special attributes of metamaterials, the transfer matrix formula is derived, which is used to study the transmission characteristics of the designed structure. The research results show that, under the condition that a high-absorption rate is kept, a wide-angle absorption bandwidth can be achieved by adjusting the structural parameters. The absorption bandwidth is related to the number of cascaded layers, however the absorption bandwidth tends to saturate when the number of layers reaches a certain value.

Key words materials; graphene metamaterial; wide angle; high absorption; transfer matrix; cascaded structures

OCIS codes 160.3820; 160.5298; 260.2710

1 引言

石墨烯是由碳原子形成的一种蜂窝状的平面薄膜, 2004年, Novoselov等从石墨中分离出了单层石墨烯, 迅速地掀起了石墨烯的研究热潮^[1-5]。独特的电导率^[6-8]以及对白光仅为2.3%的吸收率^[9], 使石墨烯在制造透明的有机发光二极管(OLED)方面有重要的应用。在太赫兹波段^[10], 石墨烯的吸收光谱强烈依赖于费米能级, 故其在远红外光波段^[11]的调控方面具有广泛的应用前景。

近年来, 具有亚波长结构特性的超材料^[12]引起了研究者的广泛关注。基于亚波长结构的谐振特性^[13], 超材料可以改善现有材料特性, 如带宽的展宽等。Tao等^[14]提出的亚波长吸收结构在吸收带宽方面有一定的展宽。本文主要讨论了一种各向异性石墨烯超材料, 该种超材料是在各向同性介质中, 等间距地插入倾斜的石墨烯层所构成的一种亚波长周期的层状结构材料。根据Nefedov等^[15]的研究, 该种石墨烯超材料可以在特定波长范围和入射角度条件下实现完美吸收。然而, 该种超材料在角度吸收带宽方面的表现不尽如人意, 改变单层结构参数所带来的提升也有限。因此, 为了实现宽角度范围内的高吸收率, 本文使用多层超材

收稿日期: 2017-02-24; 收到修改稿日期: 2017-03-17

作者简介: 蔡强(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事光子晶体、石墨烯吸收方面的研究。

E-mail: 18260622753@163.com

导师简介: 方云团(1965—), 男, 教授, 硕士生导师, 主要从事光子晶体、负折射材料、光隔离器等方面的研究。

E-mail: fang_yt1965@sina.com(通信联系人)

料组成级联结构,从而实现单层材料无法达到的吸收性能。同时,通过调节各层的结构参数,研究其对吸收率以及吸收带宽的影响,进而提出一种可以在较大入射角度范围内达到高吸收率的结构。

2 理论模型和计算方法

超材料板模型由倾斜放置的石墨烯层与空气层间隔排列形成,如图 1 所示,其中石墨烯层由沿 x' 轴方向、间隔为 d 的呈周期性排列的暗线表示, W 为超材料板的厚度。 θ 为电磁波的入射角度, φ 为石墨烯层倾斜放置的角度, ϵ_1 为石墨烯层的介电常数, ϵ_2 为空气层的介电常数, d_1 和 d_2 分别为石墨烯层和空气层的厚度。

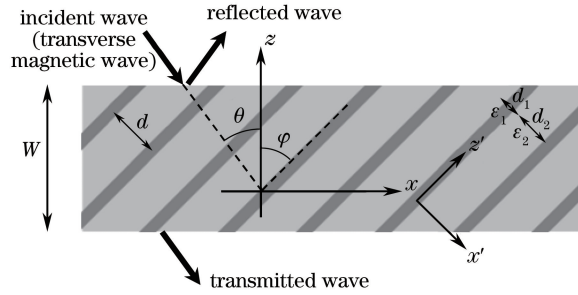


图 1 超材料示意图

Fig. 1 Schematic of metamaterials

在 $x'y'z'$ 坐标系下, x' 轴垂直于介质面, y' 轴和 z' 轴平行于介质面,如果 $(d_1 + d_2)$ 远远小于入射波波长,则等效的介电常数可以写为

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

式中 ϵ_v 、 ϵ_p 分别为介电常数的垂直和水平分量,表达式为

$$\epsilon_v = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 (d_1 + d_2)}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}, \quad (2)$$

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

式中 ω 为入射波的角频率, σ 为石墨烯的电导率, ϵ_0 为真空介电常数。

层 1 为石墨烯层,其厚度大约为 0.34 nm,远远小于层 2 的厚度,因此 ϵ_v 可以等效为 $\epsilon_v = \epsilon_2$ 。石墨烯的电导率可由 Kubo 公式得到:

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

式中 e 为电子的电量, \hbar 为简约普朗克常数, k_B 为波尔兹曼常数, T 为温度, E_f 为费米能, τ 为电子弛豫时间。

为了实现宽角度范围内的高吸收率,把在 $x'y'z'$ 坐标系的介电常数转换到 xyz 坐标系下。旋转变换矩

阵 $Q = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix}$, 为此得到一个新的介电常数,其矩阵形式为

$$\epsilon = Q^{-1} \epsilon' Q = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{xz} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中 $\epsilon_{xx} = \epsilon_v \cos^2 \varphi + \epsilon_p \sin^2 \varphi$, $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = (\epsilon_p - \epsilon_v) \cos \varphi \sin \varphi$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_p \cos^2 \varphi + \epsilon_v \sin^2 \varphi$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_p$ 。

x 方向的波矢大小可以表示为 $k_x = k_0 n_0 \sin \theta$, 其中 k_0 为空气层的波矢大小, n_0 为空气层的折射率。

由于超材料的各向异性, z 方向的波矢和超材料的介电常数有关。对于横磁波,磁场在 y 方向,电场在 x 和 z 方向,为此可以得到

$$\mathbf{H} = H_{y_0} \exp [i(\mathbf{r} \cdot \mathbf{k} - \omega t)] \mathbf{e}_y = \mathbf{H}_y \mathbf{e}_y, \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = E_{x_0} \exp [i(\mathbf{r} \cdot \mathbf{k} - \omega t)] \mathbf{e}_x + E_{z_0} \exp [i(\mathbf{r} \cdot \mathbf{k} - \omega t)] \mathbf{e}_z = \mathbf{E}_x \mathbf{e}_x + \mathbf{E}_z \mathbf{e}_z, \quad (7)$$

式中 \mathbf{H} 为磁场强度矢量, H_{y_0} 为 y 方向磁场强度的幅度, \mathbf{r} 为空间上某点的位置矢量, t 为时间, \mathbf{E} 为电场强度矢量, E_{x_0} 为 x 方向电场强度的幅度, E_{z_0} 为 z 方向电场强度的幅度, $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ 为波矢, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ 为 x, y, z 方向的单位向量。麦克斯韦方程为

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (8)$$

式中 \mathbf{D} 为电位移矢量。可以得到

$$\begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{vmatrix} = -i\omega\epsilon_0\epsilon\mathbf{E}. \quad (9)$$

根据(7)、(9)式可以得到 $\mathbf{E}_x, \mathbf{E}_z$ 和 \mathbf{H}_y 的关系为

$$\mathbf{E}_x = \frac{1}{\omega\epsilon_0(\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)} (\epsilon_{zz}k_z + \epsilon_{xz}k_x) \mathbf{H}_y, \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_z = \frac{1}{\omega\epsilon_0(\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)} (-\epsilon_{xz}k_z - \epsilon_{xx}k_x) \mathbf{H}_y. \quad (11)$$

接着考虑电场的旋度:

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

式中 \mathbf{B} 为磁通量密度矢量。可以得到

$$\left(\frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} \right) \mathbf{e}_y = i\omega\mu_0 \mathbf{H}_y \mathbf{e}_y, \quad (13)$$

式中 μ_0 为真空中的磁导率。由(10)、(11)、(13)式可以得到

$$\epsilon_{zz}k_z^2 + 2\epsilon_{xz}k_xk_z - (\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)k_0^2 = 0, \quad (14)$$

式中 $k_0^2 = \omega^2\mu_0\epsilon_0$ 。不同入射方向的波矢大小为

$$k_{z,1} = \frac{-\epsilon_{xz}k_x + \sqrt{(\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)(k_0^2\epsilon_{zz} - k_x^2)}}{\epsilon_{zz}}, \quad (15)$$

$$k_{z,2} = \frac{-\epsilon_{xz}k_x - \sqrt{(\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2)(k_0^2\epsilon_{zz} - k_x^2)}}{\epsilon_{zz}}. \quad (16)$$

超材料的波阻抗可以表示为

$$Z = -|\mathbf{E}_x|/|\mathbf{H}_y|. \quad (17)$$

由(15)、(17)式可以得到

$$Z = -\frac{\eta_0}{k_0} \sqrt{\frac{k_0^2\epsilon_{zz} - k_x^2}{\epsilon_{xx}\epsilon_{zz} - \epsilon_{xz}^2}}, \quad (18)$$

式中 $\eta_0 = 120\pi \Omega$ 为空气中的波阻抗。在介质 n 和 $(n+1)$ 层, 根据边界条件可以得到

$$H_{y_n}^+ + H_{y_n}^- = H_{y_{n+1}}^+ + H_{y_{n+1}}^-, \quad (19)$$

$$Z_n H_{y_n}^+ - Z_n H_{y_n}^- = Z_{n+1} H_{y_{n+1}}^+ - Z_{n+1} H_{y_{n+1}}^-, \quad (20)$$

式中 $H_{y_n}^+$ 为第 n 层入射波磁场强度, $H_{y_n}^-$ 为第 n 层反射波磁场强度, Z_n 为波阻抗。写成矩阵形式为

$$\mathbf{T}_n \begin{pmatrix} H_{y_n}^+ \\ H_{y_n}^- \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{n+1} \begin{pmatrix} H_{y_{n+1}}^+ \\ H_{y_{n+1}}^- \end{pmatrix}, \quad (21)$$

式中 $\mathbf{T}_n = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ Z_n & -Z_n \end{pmatrix}$, $\mathbf{T}_{n+1} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ Z_{n+1} & -Z_{n+1} \end{pmatrix}$ 为界面过渡矩阵。考虑一个以空气为背景的 m 层的级联结构, 入射磁场、反射磁场和透射磁场的关系可以表示为

$$\begin{pmatrix} H_r^+ \\ H_r^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_i^+ \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (22)$$

式中 H_r^+ 、 H_r^- 和 H_i^+ 分别为入射磁场强度、反射磁场强度和透射磁场强度, M_{11} 、 M_{12} 、 M_{21} 、 M_{22} 为传输矩阵的矩阵元, $\mathbf{P}_j = \begin{bmatrix} \exp(ik_{jz,1}W_j) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{jz,2}W_j) \end{bmatrix}$ 表示第 j 层 ($j=1, 2, \dots, m$) 内正反两个方向平面电磁波的相位变化。由此得到结构透射率 (T_r)、反射率 (R) 和吸收率 (A) 分别为

$$T_r = \frac{H_t^+}{H_i^+} = \frac{1}{M_{11}}, \quad (23)$$

$$R = \frac{H_r^-}{H_i^+} = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad (24)$$

$$A = 1 - |T_r|^2 - |R|^2. \quad (25)$$

对于横电波入射的情况,该超材料相当于普通材料,无法实现宽带吸收,这在文献[15]中已经进行了论证,故这里只讨论横磁波的情况。

3 结果和分析

波矢量虚部沿 z 轴方向的分量随入射波长的变化如图 2 所示,可以发现,当 $W=400$ nm, $E_i=0.2$ eV, $d=2.6$ nm, $\theta=\pi/4$, $\lambda=4.35$ μm 时,波矢量虚部接近最大值,波损耗非常大,可以达到完美吸收。因此在接下来的工作中,入射波的波长统一取 $\lambda=4.35$ μm 。

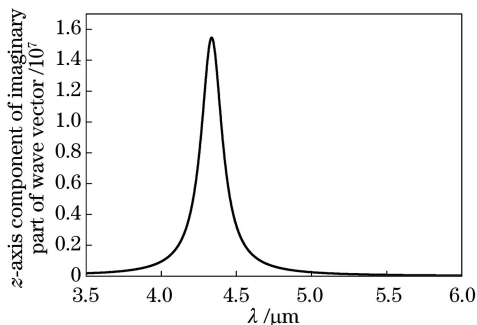


图 2 波矢量虚部沿 z 轴方向的分量随入射波长的变化

Fig. 2 z -axis component of imaginary part of wave vector versus incident wavelength

图 3 所示为不同石墨烯层间距 d 及石墨烯层倾斜角 φ 下的角度吸收谱,其他参数与图 2 保持一致。

在图 3(a)中,只有 $d=3$ nm 时吸收率才可以达到 1,除此之外,无论 d 增大或减小,吸收谱均出现明显降低的现象。在图 3(b)中,只有 $\varphi=\pi/4$ 时吸收峰值才达到 1。实际上,改变 d 和 φ 的本质是改变材料的介电常数,进而改变材料的波长吸收峰的位置。由图 3 可知,对于给定的入射波长 $\lambda=4.35$ nm,只有当 $d=3$ nm、 $\varphi=\pi/4$ 时,材料的吸收峰才为 1,而当参数改变时,在该波长下的吸收率就会减小。

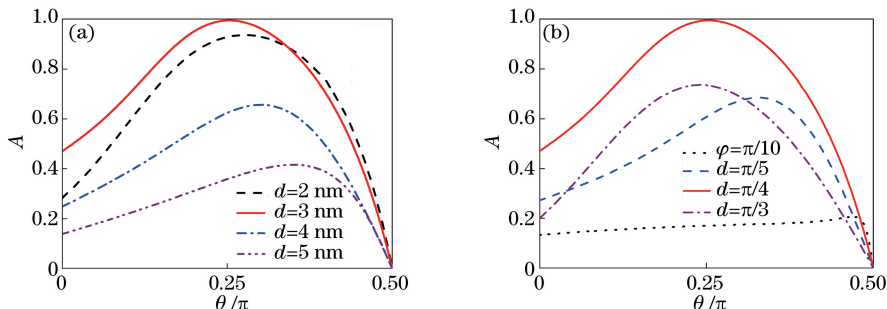


图 3 (a) $\varphi=\pi/4$ 和(b) $d=3$ nm 时的单层结构的吸收谱

Fig. 3 Absorption spectra of monolayered structure when (a) $\varphi=\pi/4$ and (b) $d=3$ nm

选取几种不同参数的材料,参数组合见表1。其中M1~M4的透射谱、反射谱和吸收谱如图4所示。对比几种参数组合可以发现,能达到较高吸收率的参数组合,其透射率相对较低,入射波有一部分被反射掉,如图4(c)所示。这种反射率较高的材料不适合放在级联结构的上层,因为该层的反射会影响级联结构的整体吸收性能。反之如图4(a)所示,虽然吸收率较低,但反射率也相对较低,可以使较多的电磁能量透过,因此M1适合放在级联的上层。吸收率低的问题可以通过多层级联解决。

表1 材料参数

Table 1 Parameters of materials

Material code	d /nm	φ
M1	4.5	$\pi/10$
M2	2.8	$\pi/5$
M3	2	$\pi/4$
M4	2	$\pi/10$
M5	4.5	$-\pi/10$
M6	2.8	$-\pi/5$
M7	2	$-\pi/4$

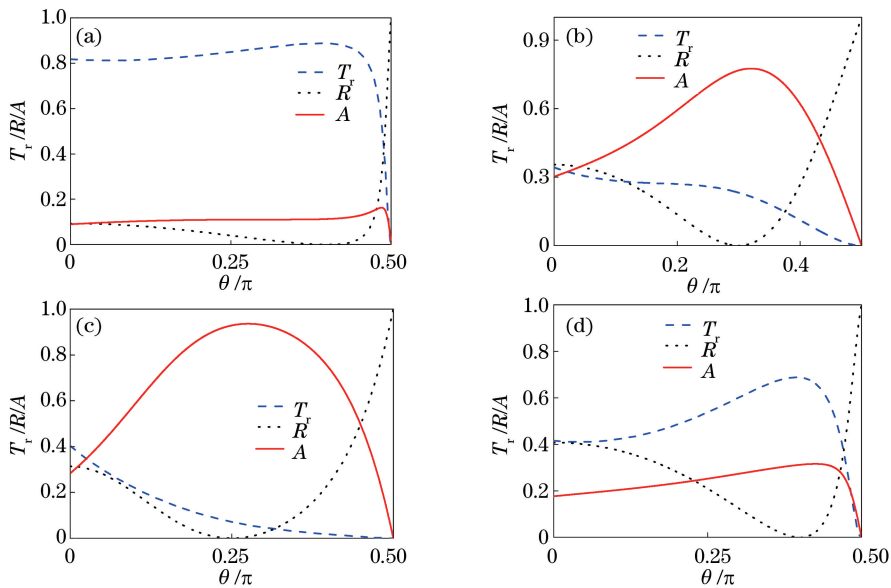


图4 不同材料的透射谱、反射谱和吸收谱。(a) M1;(b) M2;(c) M3;(d) M4

Fig. 4 Transmission, reflection and absorption spectra of different materials. (a) M1; (b) M2; (c) M3; (d) M4

两层级联结构如图5(a)所示,层1为M1材料,厚度为400 nm,层2采用M2材料,厚度也为400 nm,此外,在两个超材料层之间加入空气层。在空气层上下两个界面上的电磁波存在反射,这就增加了电磁波与超材料相互作用的时间,从而增加了吸收带宽。空气层厚度设为1200 nm。对比图4(b)和图5(b),可以看出,在较小的人射角下,级联结构的吸收率有一定程度的增大,反射率有明显减小,而透射率基本维持不变,这说



图5 两层级联结构的(a)示意图和(b)透射谱、反射谱、吸收谱

Fig. 5 (a) Schematic and (b) transmission, reflection and absorption spectra of bilayered cascaded structure

明级联结构确实可以改善超材料的吸收特性。

在两层的基础上加入第三层,如图 6(a)所示。新加入的层 3 选用材料 M3,厚度为 400 nm,空气层的厚度均为 1200 nm。从图 6(b)中可以看出,三层结构的吸收率较两层结构的得到了进一步提升,而透射率降低到较低的水平。由此可以推断,再加入第四层超材料将不会对吸收谱产生明显影响。图 6(b)中也给出了四层级联结构(在三层结构基础上加入空气层和 M4 层)的吸收谱。可以看出,四层结构对吸收率的提升并不明显。

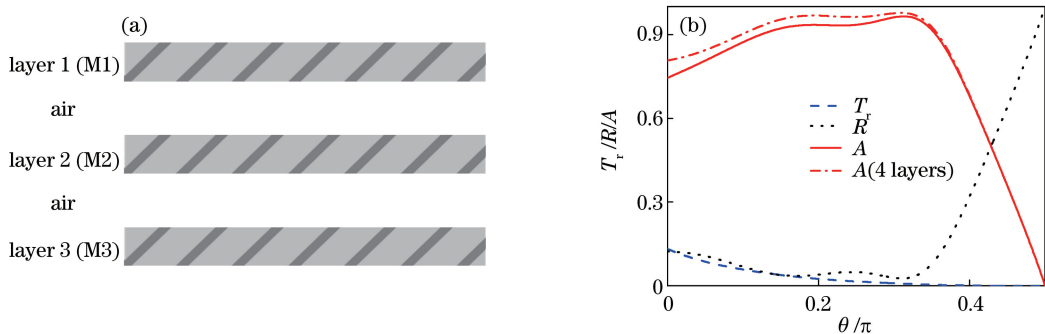


图 6 (a)三层级联结构示意图;(b)三层结构透射、反射和吸收谱,四层结构吸收谱

Fig. 6 (a) Schematic of trilayered cascaded structure; (b) transmission, reflection and absorption spectra of trilayered cascaded structure, absorption spectrum of quad-layered cascaded structure

由于本文超材料的非互易性,结构在 $\theta < 0$ 时的吸收率较低^[11]。为了拓展 $\theta < 0$ 时的吸收带宽,将 φ 角进行相应的反转,设计了一个六层石墨烯超材料级联结构,如图 7(a)所示。层 1 到层 6 分别采用材料 M5、M6、M7、M1、M2、M3,厚度均为 400 nm,空气层的厚度为 1200 nm。从图 7(b)中可以看出, $\theta < 0$ 和 $\theta > 0$ 时的吸收谱融合为一个整体;当入射波长有微小变化时,入射角在 $-67^\circ \sim 67^\circ$ 范围内时均可以达到 0.8 以上的吸收率。这说明入射波长的微小改变并不会对整体的吸收带宽产生较大的影响。

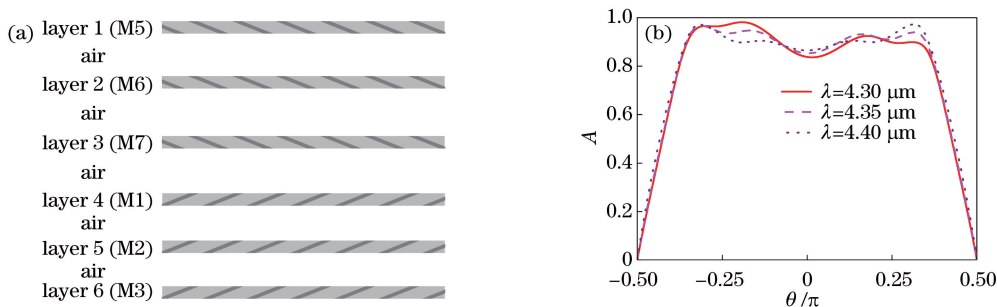


图 7 六层级联结构的(a)示意图和(b)吸收谱

Fig. 7 (a) Schematic and (b) absorption spectra of hexalayered cascaded structure

工作波长 $\lambda = 4.35 \mu\text{m}$,它对应的结构参数 $E_f = 0.2 \text{ eV}$, $d = 2.6 \text{ nm}$,通过这两个参数的调制,可以调节工作波长为需要的值,这种可调制性也是本设计的优点。在不同结构参数下,波长与吸收率的关系如图 8 所

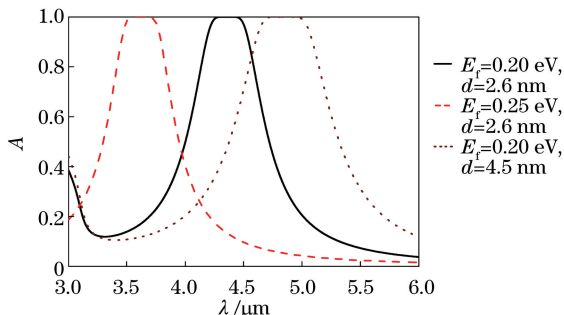


图 8 在不同结构参数下,波长与吸收率的关系

Fig. 8 Wavelength versus absorptivity under different structural parameters

示,当 $E_f=0.25$ eV, $d=2.6$ nm 时,相比 $E_f=0.2$ eV, $d=2.6$ nm 时,其吸收波长有了明显的左移。当 $E_f=0.2$ eV, $d=4.5$ nm 时,相比 $E_f=0.2$ eV, $d=2.6$ nm 时,吸收波长有了明显的右移。

4 结 论

设计了可以明显扩展角度吸收带宽的级联结构。在级联结构中,通过优化配置各层参数,并利用微腔共振效应增大了整体结构的吸收率和角度带宽。通过理论计算结果可知,级联层在超过 3 层之后,再增大级联的层数就不会对吸收带宽产生明显影响,即级联结构达到饱和。级联结构也可以消除单层超材料的非互易性,进一步拓展负入射角度范围内的吸收带宽。研究结论为拓展现有材料的吸收带宽提供了一定的参考。

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, Ziegler K. New electromagnetic mode in graphene[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(1): 016803.
- [3] Burke P J, Shengdong L, Zhen Y. Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance[J]. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2006, 5(4): 314-334.
- [4] Zhai Li, Xue Wenrui, Yang Rongcao, *et al.* Propagation properties of nano dielectric parallel lines coated with graphene[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(11): 1123002.
翟 利, 薛文瑞, 杨荣草, 等. 涂覆石墨烯的电介质纳米并行线的传输特性[J]. 光学学报, 2015, 35(11): 1123002.
- [5] Liu Weiguang, Hu Bin, Li Biao, *et al.* Research progress of optical modulator based on graphene-metal composite structures[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(3): 030005.
刘伟光, 胡 滨, 李 彪, 等. 基于石墨烯-金属复合结构的光学调制器研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(3): 030005.
- [6] Katsnelson M I, Novoselov K S. Graphene: New bridge between condensed matter physics and quantum electrodynamics[J]. Solid State Communications, 2007, 143(1/2): 3-13.
- [7] Xiao Yi, Zhang Jun, Cai Xiang, *et al.* Fiber-optic humidity sensing based on graphene[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(4): 0406005.
肖 毅, 张 军, 蔡 祥, 等. 基于石墨烯的光纤湿度传感研究[J]. 光学学报, 2015, 35(4): 0406005.
- [8] 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.
- [9] Blake P, Hill E W, Castro Neto A H, *et al.* Making graphene visible[J]. Applied Physics Letters, 2007, 91(6): 063124.
- [10] Peres N M R, Bludov Y V. Enhancing the absorption of graphene in the terahertz range[J]. Europhysics Letters, 2013, 101(5): 58002.
- [11] Greene B I, Federici J F, Dykaar D R, *et al.* Interferometric characterization of 160 fs far-infrared light pulses[J]. Applied Physics Letters, 1991, 59(8): 893-895.
- [12] Halir R, Cheben P, Schmid J H, *et al.* Continuously apodized fiber-to-chip surface grating coupler with refractive index engineered subwavelength structure[J]. Optics Letters, 2010, 35(19): 3243-3245.
- [13] Yonetani T, Yamamoto H, Erman J E, *et al.* Electromagnetic properties of hemoproteins: Optical and electron paramagnetic resonance characteristics of nitric oxide derivatives of metalloporphyrin-apohemoprotein complexes[J]. Journal of Biological Chemistry, 1972, 247(8): 2447-2455.
- [14] 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): 225102-225106.
- [15] Nefedov I S, Valaginnopoulos C A, Melnikov L A. Perfect absorption in graphene multilayers[J]. Journal of Optics, 2013, 15(11): 990-996.