

基于石墨烯的太赫兹波散射可调谐超表面

张银 冯一军 姜田 曹杰 赵俊明 朱博

Graphene based tunable metasurface for terahertz scattering manipulation

Zhang Yin Feng Yi-Jun Jiang Tian Cao Jie Zhao Jun-Ming Zhu Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 204101 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.204101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于超材料的吸波体设计及其波导缝隙天线应用

[Design of metamaterial absorber and its applications for waveguide slot antenna](#)

物理学报.2012, 61(18): 184101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184101>

十字环型左手材料单元结构设计与仿真

[Design and simulation of a cross split ring lefthanded materials unit structure](#)

物理学报.2012, 61(16): 164101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164101>

一种基于光子晶体结构的坦克涂层设计

[The design of tank coating based on photonic crystal](#)

物理学报.2012, 61(16): 164102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.164102>

基于平面超材料的 Fano 谐振可调谐研究

[Tuning Fano resonances in a planar metamaterial](#)

物理学报.2012, 61(15): 154101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154101>

基于斜三角开口对环的宽带低耗左手材料

[Broadband and low-loss left-handed metamaterial composed of oblique triangular open-loop pairs resonator](#)

物理学报.2012, 61(15): 154102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154102>

基于石墨烯的太赫兹波散射可调谐超表面*

张银¹⁾²⁾³⁾ 冯一军²⁾ 姜田^{2)†} 曹杰¹⁾ 赵俊明²⁾ 朱博²⁾

1)(南京财经大学信息工程学院, 南京 210046)

2)(南京大学电子科学与工程学院, 南京 210023)

3)(南京财经大学粮食经济研究院, 南京 210003)

(2017年5月2日收到; 2017年6月16日收到修改稿)

设计了一个可调谐的太赫兹超表面, 由在随机反射超表面基底中嵌入可偏置的双层石墨烯构成, 可以实现对太赫兹波散射特性的动态调控. 全波仿真试验结果证实了所预期的超表面散射可调性能. 通过增大偏置电压提升石墨烯的费米能级, 使得该超表面的太赫兹波散射样式从漫反射逐渐向镜面反射过渡, 从而实现散射特性的连续调控, 且该超表面具有对电磁波极化角度不敏感的特点. 这些特性使得该超表面能很好地融合到变化的环境中, 在太赫兹隐身方面具有潜在的应用价值.

关键词: 石墨烯, 太赫兹, 可调, 超表面

PACS: 41.20.Jb, 52.25.Os, 73.22.Pr

DOI: 10.7498/aps.66.204101

1 引言

近年来, 太赫兹 (terahertz) 波因其独特的性质吸引了越来越多研究者的关注^[1]. 因为太赫兹频段处在微波和红外波之间, 属于电子学向光子学过渡的特殊波段, 也是宏观经典理论向微观量子理论的过渡区域, 所以太赫兹波同时享有着光子学与电子学的双重特性^[2]. 正因如此, 太赫兹波具有非常显著的学术与应用价值, 在天文学、通信、成像、光谱学等方面的太赫兹研究日益增长^[3-6]. 特别是近年来太赫兹雷达已逐渐被认为是反隐身的利器. 一方面, 太赫兹频段对微波吸收材料具有良好的透过率, 有利于对隐身目标的探测; 另一方面, 现有的空间干扰途径主要集中在微波及红外频段, 对太赫兹频段难以进行有效的干扰, 因此太赫兹雷达系统具有良好的反隐身性能. 目前美国已取得了 0.225 THz 雷达以及天地协同一体化太赫兹雷达技术等标志性成果, 因此基于未来国防技术的发展需

要, 有必要研究有效的太赫兹波调控器件, 以应对未来更先进太赫兹雷达反隐身技术.

然而能够有效操控太赫兹波的技术仍然相对滞后, 灵活实用的太赫兹器件也相对缺乏. 而近来超表面 (metasurface) 的快速发展则对太赫兹技术与器件的发展起到了积极的促进作用^[7,8]. 超表面是超材料 (metamaterial) 的一种二维等效形式, 通常由超薄金属/介质结构组成. 一方面, 超表面对电磁波具有卓越的控制能力^[9-12], 并可以有效地工作在太赫兹频段, 这为设计太赫兹器件提供了一种新颖而有效的手段^[13]. 另一方面, 超表面的人工电磁特性又为操控太赫兹波提供了更多的自由度^[14]. 通过设计超表面上的人造散射体 (超原子) 结构以及散射体的排列方式, 可以创造出各式各样的非连续相位分布, 进而能够任意地控制电磁场的散射方式, 实现包括太赫兹隐身在内的诸多功能, 例如可有效缩减背向反射的异常反射、随机散射等^[15-20].

尽管如此, 基于超表面的太赫兹器件所实现的功能却是相对固定的, 这源于超表面的特殊性质依

* 江苏省自然科学基金 (批准号: BK20151393)、国家科技支撑计划 (批准号: 2015BAD18B02, 2015BAK36B02) 和粮食公益性行业科研专项 (批准号: 201513004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jt@nju.edu.cn

赖于确定的超原子几何形状和排布序列。随着太赫兹技术应用范围的扩展, 研究者越发期望能够动态地控制超表面的太赫兹响应, 也即用于操纵太赫兹辐射的超表面器件应具有灵活可调特性^[21], 以满足诸如动态变化环境中太赫兹隐身技术等的发展需求。石墨烯作为一种由单层碳原子构成的新型二维材料, 因其独特的性质如高电子迁移率、低电阻率、光学透明、高灵活性及结构稳定等, 近来已被广泛地应用于光学及电子器件中^[22]。特别是在外加偏置电压作用下, 石墨烯的表面电导率具有较大范围的可调特性, 这使之在高性能的可调太赫兹器件与红外器件方面显现出重大的潜在应用价值^[22-24]。石墨烯也因此越来越多地被应用在超材料中, 实现了各种具备可调性质的太赫兹器件^[25-28]。

在之前关于随机反射超表面的研究基础上^[17], 本文提出了基于石墨烯的太赫兹散射可调超表面。首先, 将矩形金属贴片、聚酰亚胺基底、金属反射层复合在一起, 并将可偏置的双层石墨烯结构嵌入到聚酰亚胺层中, 从而构造了所需的亚波长超原子。矩形金属贴片的周长为固定值, 因而在零偏压时只需改变一个结构参数就可获得不同的反射相位特性, 这极大地简化了超原子的设计与优化过程。然后, 将超原子随机地进行平面排列组成所需的超表面。该超表面利用石墨烯电导率的动态可调特性, 对双层石墨烯的电导率同时进行控制, 进而使偏置结构形成对太赫兹波的透射/反射调制。在零偏压下, 石墨烯电导率趋近于零, 超表面上将形成随机的反射相位分布, 使得入射电磁波被随机地散射到各个方向上, 从而获得极低的镜面反射性能。随着偏置电压的升高, 石墨烯电导率逐渐增大, 超表面反射相位的随机分布被破坏, 并逐渐向镜面

反射的均匀相位分布过渡, 使散射特性从近似漫反射向镜面反射变化。我们通过全波仿真证实了所预期的器件性能。通过偏置电压控制石墨烯的费米能级, 实现超表面雷达散射截面 (radar cross section, RCS) 较大范围的动态调节, 这使得超表面能更好地适应复杂多变的环境, 也为太赫兹电磁干扰调控技术提供了一定的方法参考, 有望在可调太赫兹隐身技术方面发挥潜在的应用价值。

2 超表面结构设计和工作原理

根据广义 Snell 反射定律可知^[7], 通过对平面阵列中亚波长单元的几何形状进行空间裁剪, 可设计出媒质界面上相位的非连续分布, 从而以近乎任意的方式塑造反射波束的波阵面。因此, 超表面设计首先需要引入可形成非连续相位变化的基本单元, 即超原子。如图 1(a) 所示, 考虑到超表面的工作波长, 选用金质矩形贴片作为超原子的上层部分, 并固定其周长为 $230 \mu\text{m}$ 。整个超原子由上层金质矩形贴片、聚酰亚胺 ($\epsilon = 3.1 + 0.05j$) 基底^[17]、底面金反射层以及嵌入到基底中的双层石墨烯偏置结构复合而成, 其中偏置结构由双层石墨烯及其间的二氧化硅隔离层组成。在未加载偏压时, 通过改变矩形金属结构的边长, 可以使超原子在宽频带内产生较大的反射相位变化。由于矩形金属结构周长为固定值, 因而其边长变化遵循对称性原则。一方面, 保证了超原子对 x 极化波与 y 极化波均具有一致的太赫兹响应变化规律, 使得本身极化敏感的矩形结构经过随机排布后可形成整体极化不敏感的超表面, 扩展了超表面的应用范围。另一方面, 使边长 a 与边长 b 之间形成了互补关系 (即 $a + b = 115 \mu\text{m}$), 因此在超原子反射相位梯度的优化过程中, 只需考

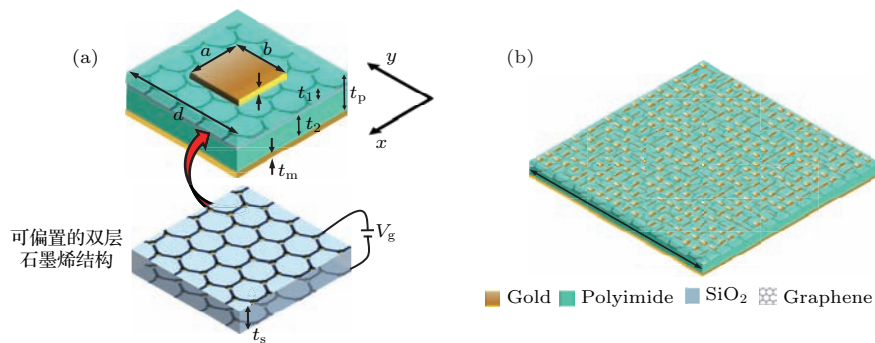


图 1 (网刊彩色) 超原子以及超单元结构示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of meta-particles and super cell.

考虑一个独立几何变量 a , 简化了设计过程. 考虑到金矩形边长在 x 轴与 y 轴方向上取值的对称性, 以及超原子反射相位与矩形边长间的线性关系, 选定了7个具有不同矩形边长 a 的超原子以组成超表面, 相应边长 a 的取值分别为5, 30, 45, 57.5, 70, 85 和 110 μm . 图 1 (b) 所示为超单元 (super cell), 它是由超原子按 20×20 的结构随机排布而成, 超单元周期排列即可构成所需的超表面. 超原子与超单元的其他几何参数将全部在表 1 中给出.

为了说明超表面的工作原理, 首先简单介绍

表 1 超原子与超单元的几何参数值

Table 1. Geometric parameters of meta-particles and super cell.

参数	t_m	t_p	t_1	t_2	t_s	d	P
取值/ μm	0.2	35	8	26.9	0.1	120	2400

石墨烯的电导率模型和偏压调控方式. 单层石墨烯可用无限薄的电导层进行表征, 根据 Kubo 公式, 其表面电导率模型可表示为复数形式 $\sigma_s(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$ [29], 其中 ω 是圆频率; μ_c 是化学势 (即费米能级 E_F), 与电偏置状态有关; 而 Γ 为散射率, 由电子弛豫时间 τ 决定 ($\Gamma = \hbar/(2\tau)$), 本文参考 CVD 石墨烯样品的实验结果 [30], 取 $\tau = 0.2$ ps; 温度 T 取为 300 K. 因为在太赫兹以及更低频段, 石墨烯电导率带间部分相对于带内部分可忽略不计, 所以在太赫兹频段石墨烯电导率可近似地用如下公式来描述 [29]:

$$\begin{aligned} \sigma(\omega, \mu_c, \Gamma, T) &\approx \sigma_{\text{intra}} \\ &= -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \\ &\quad \times \left[\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln(e^{-\mu_c/k_B T} + 1) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

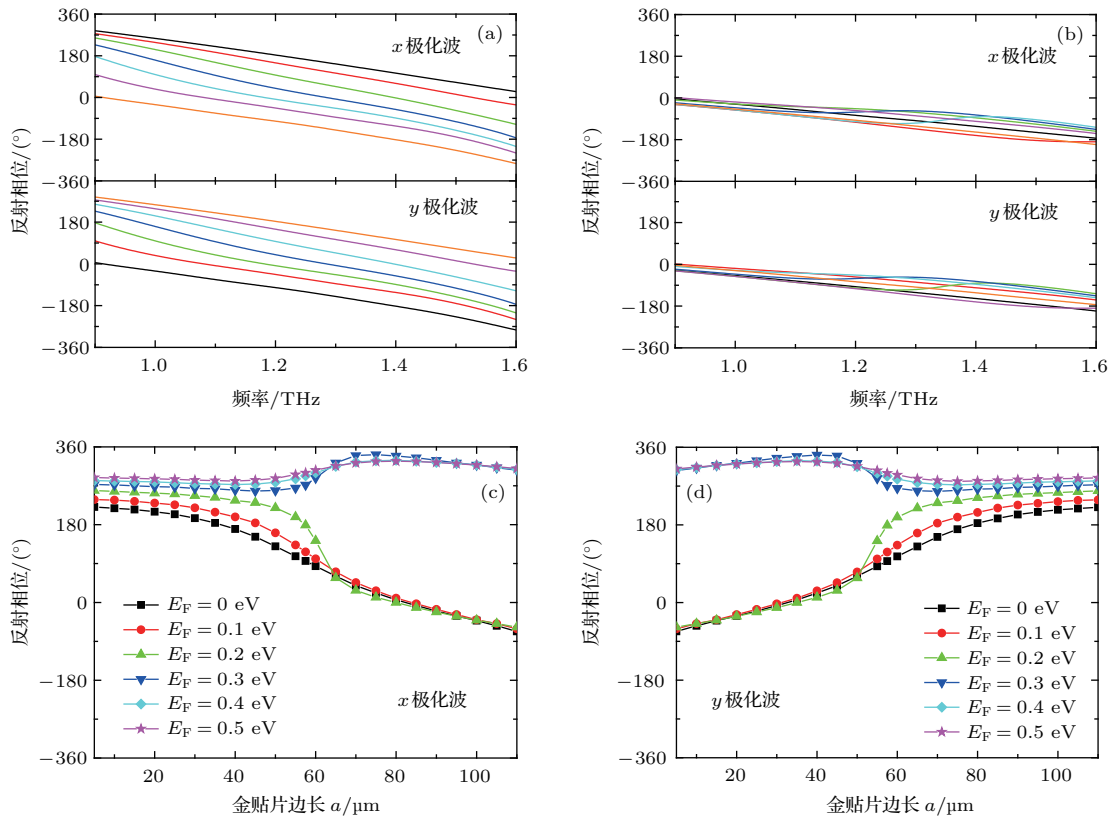


图 2 (网刊彩色) 石墨烯处于不同费米能级 (a) $E_F = 0$ eV, (b) $E_F = 0.5$ eV, 具有不同金贴片边长 a 的超原子对 x 极化波与 y 极化波的反射相位谱, 其中黑线、红线、绿线、蓝线、青线、品红线、橙线分别对应 $a = 5, 30, 45, 57.5, 70, 85, 110$ μm ; 不同极化波入射 (c) x 极化, (d) y 极化, 石墨烯处于不同费米能级的超原子在 1.1 THz 处的反射相位随边长 a 的变化

Fig. 2. (color online) With different Fermi energy (a) $E_F = 0$ eV, (b) $E_F = 0.5$ eV, the reflection phase spectra of the meta-particles with different side length a of gold patch under x -polarization and y -polarization incidence, where black, red, green, blue, green, magenta, orange line is corresponding to $a = 5, 30, 45, 57.5, 70, 85, 110$ μm ; under different polarization incidence (c) x -polarization, (d) y -polarization, the reflection phase of the meta-particles with different Fermi energy at 1.1 THz as a function of a .

其中, e , \hbar 和 k_B 分别表示电子电荷、约化普朗克常数和玻尔兹曼常数. 由(1)式可知, 石墨烯电导率可由费米能级 E_F 控制, 而费米能级 E_F 和偏压 V_g 之间存在如下近似关系式^[31]:

$$E_F \approx \hbar \nu_F \sqrt{\frac{\pi \epsilon_r \epsilon_0 V_g}{e t_s}}, \quad (2)$$

其中, ϵ_r 与 ϵ_0 分别为二氧化硅的相对介电常数与真空介电常数, V_g 表示偏置电压, t_s 为二氧化硅绝缘层厚度, e 是电子电荷, ν_F 表示费米速度(石墨烯中为 1.1×10^6 m/s). 石墨烯的费米能级一般可以在较大范围内进行调节(-1—1 eV), 但考虑到所设计超表面中偏置结构的电压耐受性, 将费米能级限制在 -0.5—0.5 eV 之间变化, 以保证器件安全工作^[31]. 由(2)式可知, 通过加载不同偏置电压, 可以自由调控石墨烯的费米能级, 进而实现对石墨烯电导率的动态控制.

通过 CST Microwave Studio 计算了超原子在两种偏置状态下对 x 极化波与 y 极化波的反射相位谱, 如图 2(a) 和图 2(b) 所示. 从图 2 中可以看出, 当超原子中石墨烯的费米能级分别处于 0 和 0.5 eV 时, 超原子反射相频曲线随矩形边长 a 变化的分布截然不同. 当石墨烯费米能级处在 0 eV 时, 反射相位可以在宽频带内达到近 300° 的范围覆盖, 并保持良好的均匀度; 而当费米能级上升到 0.5 eV 时, 相频曲线全部团聚在一起, 相位覆盖范围快速缩减到 45° 以内. 也即当石墨烯未加载偏压时, 超表面将因超原子的随机排列而形成随机相位分布. 根据广义 Snell 定律^[7], 随机相位分布特性将使得超表面产生随机反射的现象; 而当所加载偏压使石墨烯费米能级上升到 0.5 eV 时, 超表面上的反射相位分布将趋近于一致, 变为一个近似的镜面反射表面. 图 2(c) 和图 2(d) 给出了石墨烯处在不同费米能级时, 1.1 THz 处超原子对 x 极化波与 y 极化波的反射相位随 a 的变化情况, 其中每一条相位-几何尺寸关系曲线均可通过提取 a 为不同值时反射相位谱中的单频数据得到. 从图中容易发现, 随着石墨烯费米能级的升高, 相位变化曲线逐渐偏离零偏压时的分布, 超表面原有的随机相位分布将逐步被破坏, 并逐步趋向一致性的相位分布, 因而超表面的太赫兹散射也将从漫反射逐渐向镜面反射过渡. 因此, 通过调节石墨烯上加载的偏置电压, 超表面总体的散射情况也将随之而发生变化, 这就为利用偏压来动态调节超表面的散射特性提供了一种有效

的手段. 另外, 这些可调性能不受极化方向的影响, 从图 2 中超原子对 x 极化波与 y 极化波相位响应的一致性可以看出这一点.

3 仿真实验分析与结果讨论

利用 CST Microwave Studio 对所设计的超表面进行了全波仿真试验, 以验证预期的散射可调性能. 图 3 所示为超表面在 1.1 THz 处的三维 RCS 方向图, 可以看出超表面实现了比较显著的散射特性调控效果. 当加载偏压为零时, 石墨烯费米能级为 0 eV, 超表面的三维 RCS 方向图不存在明显的主瓣, 呈现类似漫反射的特征; 当偏置电压从零逐步增大时, 石墨烯费米能级也随之升高, 超表面的漫反射逐渐减弱, 而 RCS 的主瓣则在镜面反射方向上逐渐凸显. 当偏压增大到一定值时, 石墨烯费米能级上升到 0.5 eV, 超表面的三维 RCS 方向图趋近镜面反射的形态. 说明超表面的散射特征在偏压调控下, 将从漫反射样式逐渐过渡为近似的镜面反射样式. 而且, 无论对 x 极化波还是 y 极化波入射, 超表面整体的散射样式都将随着石墨烯费米能级的升高而产生从漫反射到镜面反射的连续变化, 说明其 RCS 的可调特性是连续且极化不敏感的.

上述超表面的散射调控机制可以通过将双层石墨烯结构看作一个透射/反射调制器加以解释. 通常基于石墨烯的太赫兹透射/反射调制器可以由电容耦合的双层或多层石墨烯构成^[32]. 根据文献^[32]的研究结果, 在零偏压时, 所有石墨烯层的费米能级均处在 Dirac 点, 因而石墨烯的电导率将趋近于零, 导致调制器上的太赫兹波可以近乎全透射. 而当偏压从零开始逐渐升高时, 石墨烯的费米能级升高, 其电导率也将随之增大, 导致双层石墨烯调制器对太赫兹波的反射作用逐渐增强. 因此, 当在超表面的双层石墨烯结构上加载不同的偏置电压时, 石墨烯调制器将对入射太赫兹波产生不同的反射与透射效果. 另外, 超原子的相移不仅与矩形贴片边长有关, 同时还将取决于介质基底(聚酰亚胺层)厚度 t_p , 而双层石墨烯结构对太赫兹波的反射/透射调制, 等效地改变了工作基底的厚度, 进而引起超原子反射相位的改变, 具体表现为 7 种超原子相移分布规律和覆盖范围的变化, 相应仿真结果已在图 2 中给出. 而根据广义 Snell 定律, 超表面的散射特性将依赖于其相位分布情况, 通过对超表

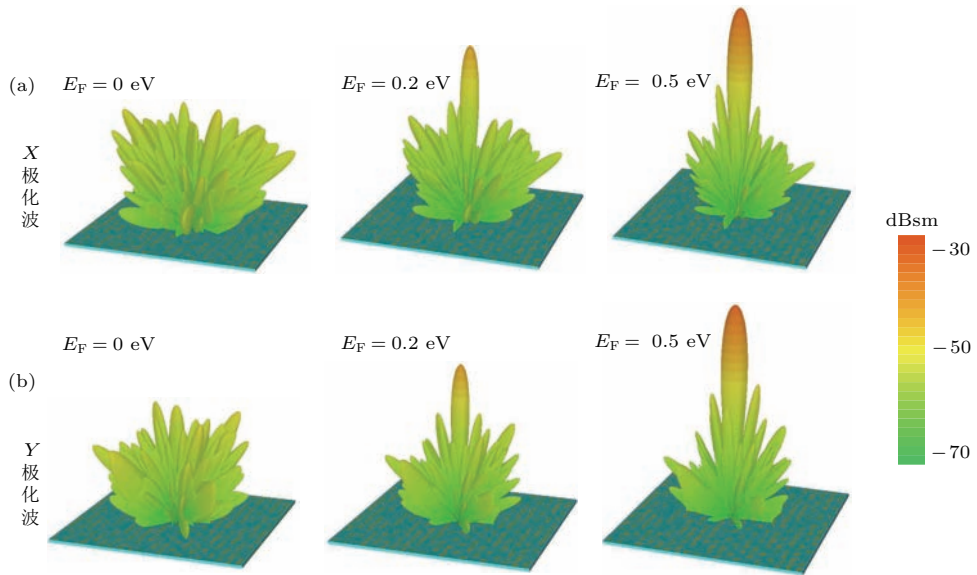


图3 (网刊彩色) 石墨烯处于不同费米能级的超表面在1.1 THz处对不同极化波入射时的三维RCS方向图 (a) x 极化; (b) y 极化

Fig. 3. (color online) 3D RCS patterns at 1.1 THz for different Fermi energy of graphene under normal incidence of (a) x -polarization, (b) y -polarization.

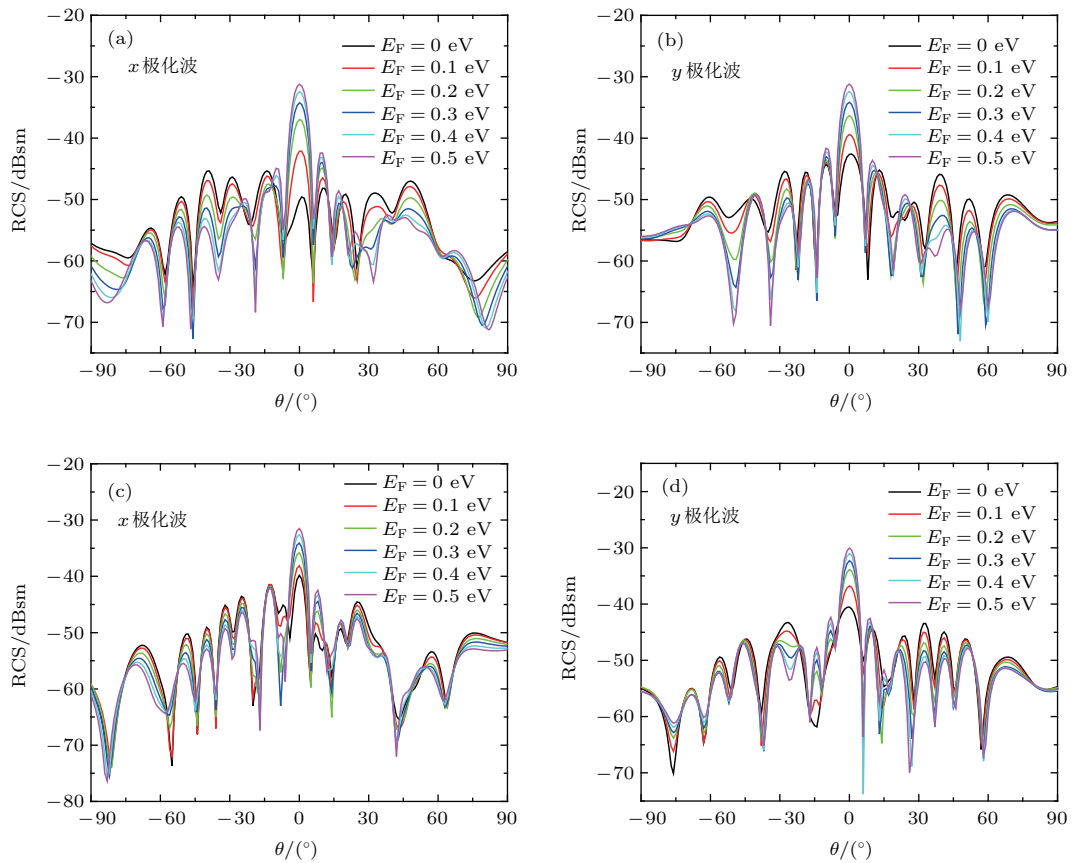


图4 (网刊彩色) x 极化波与 y 极化波分别入射时, 超表面在不同频点处的二维RCS随石墨烯费米能级的变化 (a), (b) 1.1 THz; (c), (d) 1.3 THz

Fig. 4. (color online) 2D RCS results for different Fermi energy of graphene under normal incidence of x - and y -polarization at different frequency: (a), (b) 1.1 THz; (c), (d) 1.3 THz.

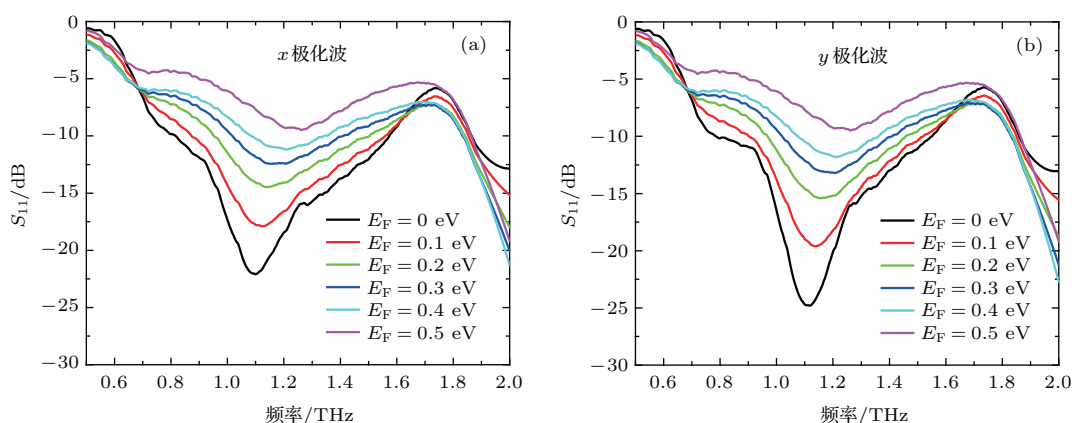


图5 (网刊彩色) (a) x 极化波入射时; (b) y 极化波入射时, 超表面的镜面反射随石墨烯费米能级 E_F 的变化
 Fig. 5. (color online) The reflection spectra of the proposed metasurface with different Fermi energy of graphene under normal incidence of (a) x -polarization, (b) y -polarization.

面上相位分布的调控, 便可以相应地调控其散射性能. 随着所加偏压的增大, 石墨烯费米能级从 0 eV 升高到 0.5 eV, 超原子的相移分布曲线逐渐偏移, 同时相移覆盖范围也将从 300° 缩减到 45° 以内, 导致超表面上原有的随机相位分布被逐步破坏, 并最终趋近于一致. 因此, 超表面的散射特性将在漫反射与镜面反射之间连续变化, 实现超表面散射样式动态可调的功能.

为了定量比较超表面 RCS 的可调范围并考察其宽带特性, 图 4 给出了在 1.1 及 1.3 THz 处超表面二维 RCS 随石墨烯费米能级的变化情况. 由图可知, 当石墨烯费米能级为 0 eV (零偏压) 时, RCS 的主瓣和旁瓣幅度基本相同, 反射波朝着半空间各方向均匀辐射, 符合漫散射特征. 而随着电压增大, 石墨烯费米能级也随之升高, 超表面的镜面反射开始增强, 表现为 RCS 主瓣逐渐增大, 而其余各角度的旁瓣则逐渐减小, 主瓣和旁瓣呈现出此消彼长的规律, 但总的散射场能量不变, 而是随着 RCS 图形的改变相应地调整了在各散射方向上的分布, 这与传统的吸波手段是不同的. 当偏压增大到一定值时, 其散射样式趋近于镜面反射的形态, RCS 主瓣达到最大值. 另外在 1.1 和 1.3 THz 处超表面表现出相似的 RCS 可调特性, 说明所设计的器件具有一定的宽带工作性能. 图 5 给出了超表面镜面反射幅度的变化情况, 随着费米能级的增或减, 其镜面反射幅度变化可达到约 20 dB, 表明其 RCS 主瓣将具有较大的可调范围, 从图 4 中可发现, 其 RCS 可调范围超过 10 dBsm. 而主瓣和旁瓣的此消彼长规律, 说明了超表面的镜面反射缩减主要依靠漫散射

效应而非吸收. 此外, 超表面对 x 极化波与 y 极化均表现出相同的散射变化规律, 这说明所设计的超表面不仅可以实现较大程度的 RCS 调控, 并且这种可调特性是极化不敏感的. 因此, 通过控制石墨烯上所加载的偏置电压, 可以实现对超表面散射特性的连续动态调控.

4 结 论

利用石墨烯电导率的动态可调特性, 本文设计了一种可实现太赫兹波散射特性动态调控的超表面, 它是由可偏置的双层石墨烯结构与随机反射超表面组合而成. 计算分析了七个特定超原子的反射相位谱以及 1.1 THz 处的反射相位分布随石墨烯费米能级的变化情况; 通过全波仿真试验验证了所预期的超表面可调性能. 三维和二维 RCS 仿真结果表明, 通过偏置电压调节石墨烯费米能级, 可以对超表面散射特性实现较大范围的动态控制, 其 RCS 主瓣的调控范围超过 10 dBsm, 并且这种可调特性是极化不敏感的. 将石墨烯看作一个反射/透射调制器, 较好地阐释了超表面的可调机制. 这种可调特性使得超表面的散射特征能够从漫反射到镜面反射连续变化, 为太赫兹波调控提供了一种新的途径, 有望在太赫兹隐身领域发挥潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Sirtori C 2002 *Nature* **417** 132
- [2] Williams G P 2005 *Rep. Prog. Phys.* **69** 301
- [3] Tonouchi M 2007 *Nature Photon.* **1** 97

- [4] Song H J, Nagatsuma T 2011 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **1** 256
- [5] Liu X, Tyler T, Starr T, Starr A F, Jokerst N M, Padilla W J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 045901
- [6] Bao D, Shen X P, Cui T J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 228701 (in Chinese) [鲍迪, 沈晓鹏, 崔铁军 2015 物理学报 **64** 228701]
- [7] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [8] Holloway C L, Kuester E F, Gordon J A, O' Hara J, Booth J, Smith D R 2012 *IEEE Antenn. Propag. Magazine* **54** 10
- [9] Zhao J M, Sima B Y, Jia N, Wang C, Zhu B, Jiang T, Feng Y J 2016 *Opt. Express* **24** 27849
- [10] Sun S, He Q, Xiao S, Xu Q, Li X, Zhou L 2012 *Nat. Mater.* **11** 426
- [11] Zhu B, Feng Y J 2015 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **63** 5500
- [12] Zhu B, Chen K, Jia N, Sun L, Zhao J M, Jiang T, Feng Y J 2014 *Sci. Rep.* **4** 4971
- [13] Yang L, Fan F, Chen M, Zhang X Z, Chang S J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 080702 (in Chinese) [杨磊, 范飞, 陈猛, 张选洲, 常胜江 2016 物理学报 **65** 080702]
- [14] Liu S, Cui T J, Xu Q, Bao D, Du L L, Wan X, Tang W X, Ouyang C M, Zhou X Y, Yuan H, Ma H F, Jiang W X, Han J G, Zhang W L, Cheng Q 2016 *Light: Sci. Appl.* **5** e16076
- [15] Cui T J, Qi M Q, Wan X, Zhao J, Cheng Q 2014 *Light: Sci. Appl.* **3** e218
- [16] Gao L H, Cheng Q, Yang J, Ma S J, Zhao J, Liu S, Chen H B, He Q, Jiang W X, Ma H F, Wen Q Y, Liang L J, Jin B B, Liu W W, Zhou L, Yao J Q, Wu P H, Cui T J 2015 *Light: Sci. Appl.* **4** e324
- [17] Zhang Y, Liang L J, Yang J, Feng Y J, Zhu B, Zhao J, Jiang T, Jin B B, Liu W W 2016 *Sci. Rep.* **6** 26875
- [18] Chen K, Feng Y J, Yang Z J, Cui L, Zhao J M, Zhu B, Jiang T 2016 *Sci. Rep.* **6** 35968
- [19] Liang L J, Qi M Q, Yang J, Shen X P, Zhai J Q, Xu W Z, Jin B B, Liu W W, Feng Y J, Zhang C H, Lu H, Chen H T, Kang L, Xu W W, Chen J, Cui T J, Wu P H, Liu S G 2015 *Adv. Opt. Mater.* **3** 1374
- [20] Sun S, Yang K Y, Wang C M, Juan T K, Chen W T, Liao C Y, He Q, Xiao S Y, kung W T, Guo G Y, Zhou L, Tsai D P 2012 *Nano Lett.* **12** 6223
- [21] Chen H T, Padilla W J, Zide J M, Gossard A C, Taylor A J, Averitt R D 2006 *Nature* **444** 597
- [22] Feng W, Zhang R, Cao J C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 229501 (in Chinese) [冯伟, 张戎, 曹俊诚 2015 物理学报 **64** 229501]
- [23] Ju L, Geng B, Horng J, Girit C, Martin M, Hao Z, Bechtel H A, Liang X, Zettl A, Shen Y R, Wang F 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 630
- [24] Lee S H, Choi M, Kim T T, Lee S, Liu M, Yin X, Choi H K, Lee S S, Choi C G, Choi S Y, Zhang X, Min B 2012 *Nat. Mater.* **11** 936
- [25] Zhang Y, Feng Y J, Zhu B, Zhao J M, Jiang T 2014 *Opt. Express* **22** 22743
- [26] Zhang Y, Feng Y J, Zhu B, Zhao J M, Jiang T 2015 *Opt. Express* **23** 27230
- [27] Xu B Z, Gu C Q, Li Z, Niu Z Y 2013 *Opt. Express* **21** 23803
- [28] Zhang H Y, Huang X Y, Chen Q, Ding C F, Li T T, Lü H H, Xu S L, Zhang X, Zhang Y P, Yao J Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 018101 (in Chinese) [张会云, 黄晓燕, 陈琦, 丁春峰, 李彤彤, 吕欢欢, 徐世林, 张晓, 张玉萍, 姚建铨 2016 物理学报 **65** 018101]
- [29] Hanson G W 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 064302
- [30] Kim J Y, Lee C, Bae S, Kim K S, Hong B H, Choi E J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 201907
- [31] Gómez-Díaz J S, Perruisseau-Carrier J 2013 *Opt. Express* **21** 15490
- [32] Rodriguez B S, Yan R, Kelly M, Fang T, Tahy K, Hwang W S, Jena D, Liu L, Xing H L G 2012 *Nat. Commun.* **3** 780

Graphene based tunable metasurface for terahertz scattering manipulation*

Zhang Yin¹⁾²⁾³⁾ Feng Yi-Jun²⁾ Jiang Tian^{2)†} Cao Jie¹⁾ Zhao Jun-Ming²⁾ Zhu Bo²⁾

1) (School of Information Engineering, Nanjing University of Finance and Economics, Nanjing 210046, China)

2) (School of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing 210023, China)

3) (Institute of Food Economics, Nanjing University of Finance and Economics, Nanjing 210003, China)

(Received 2 May 2017; revised manuscript received 16 June 2017)

Abstract

Recently, the terahertz waves have attracted increasing attention due to the growing practical applications in astronomy, communication, imaging, spectroscopy, etc. While the metasurfaces, with extraordinary ability to control the electromagnetic waves, have been increasingly employed to tailor their interaction with terahertz waves and offer fascinating capabilities unavailable from natural materials. However, there are more and more requirements for the dynamical tune of the responses to electromagnetic components for the practical applications such as the terahertz stealth in variable environment. As such, considerable attention to terahertz frequencies has been focused on the tunable metasurfaces. Graphene has been proved to be a good candidate to meet the requirements for tunable electromagnetic properties, especially at the terahertz frequencies. In this paper, we design a tunable terahertz metasurface and achieve dynamically manipulating the scattering of terahertz waves. The metasurface is constructed by embedding double graphene layers with voltage control into the polyimide substrate of the diffuse scattering metasurface, which consists of the random array of rectangular metal patches, polyimide substrate, and metal ground. By adjusting the bias voltage on the double graphene layers, the terahertz scattering distribution can be controlled. At zero bias, the conductivity of graphene approaches to zero, and the random phase distribution is formed over the metasurface so that the reflected terahertz waves are dispersed into the upper half space with much lower intensity from various directions. With the bias voltage increasing, the conductivity of graphene increases, then the changeable range of the phase over the metasurface can be changed from 2π to $\pi/4$. As a result, the random phase distribution of the metasurface is gradually destroyed and increasingly transformed into a uniform phase distribution, resulting in the scattering characteristic changes from the approximate diffuse reflection to the specular reflection. The expected performance of proposed metasurface is demonstrated through the full-wave simulation. The corresponding results show that the terahertz scattering pattern of the metasurface is gradually varied from diffuse scattering to specular reflection by dynamically increasing the Fermi level of graphene through increasing the bias voltage. Moreover, the performance of the proposed metasurface is insensitive to the polarization of the incident wave. All of these indicate that the proposed metasurface can continuously control the scattering characteristics of terahertz wave. Thus, the proposed metasurface can be well integrated into the changing environment, and may offer potential stealth applications at terahertz frequencies. Moreover, as we employ complete graphene layers as the controlling elements instead of structured graphene layers in other metamaterial designs, the proposed metasurface may provide an example of relating the theory to possible experimental realization in tunable graphene metasurfaces.

Keywords: graphene, terahertz, tunable, metasurface

PACS: 41.20.Jb, 52.25.Os, 73.22.Pr

DOI: 10.7498/aps.66.204101

* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20151393), the National Key Technologies Research and Development Program of China (Grant Nos. 2015BAD18B02, 2015BAK36B02), and the China Special Fund for Grain-Scientific Research in the Public Interest (Grant No. 201513004).

† Corresponding author. E-mail: jt@nju.edu.cn