

# 电磁超材料研究进展

梅中磊<sup>1</sup>, 张黎<sup>1</sup>, 崔铁军<sup>2</sup>

1. 兰州大学信息科学与工程学院, 兰州 730000

2. 东南大学信息科学工程学院, 毫米波国家重点实验室, 南京 210096

**摘要** 简介了电磁超材料的定义、性质和分类, 综述了电磁超材料研究的常用等效媒质理论、电磁参数提取方法、电磁超材料的具体实现方式、二维电磁表面及其机理、电磁超材料的典型应用等研究进展, 展望了电磁超材料的发展趋势。

**关键词** 电磁超材料; 电磁超表面; 石墨烯; 等效媒质理论; 广义斯奈尔定律

## 1 超材料的相关概念

### 1.1 定义

电磁超材料 (metamaterial), 也称为新型人工电磁材料、新型人工电磁媒质、特异媒质, 是通过人工方式加工或合成的、具有周期或准周期结构以及特异电磁性质的复合材料, 兴起于 21 世纪初。超材料具有 3 个重要特征: 具有特殊人工结构、具有超常的物理性质、电磁性质往往不主要决定于构成材料的本征性质而取决于其中的人工结构。

狭义上讲, 最初的电磁超材料指具有负折射率 (negative refractive index) 的所谓左手材料 (left-handed material)。由于电磁波在其中传播时, 电场、磁场以及波矢呈左手关系而得名, 也称为后向波材料 (backward wave material)、双负材料 (double negative material) 等, 最早由 Veselago 系统提出<sup>[1]</sup>。Veselago 预言了该种材料所具有的不同寻常的电磁特性, 如: 负折射现象 (2001 年被首次实验验证<sup>[2]</sup>)、逆 Cherenkov 辐射 (2009 年被实验验证<sup>[3,4]</sup>)、逆 Doppler 效应等。后面的研究发现, 左手材料还具有其他的新异特性, 如逆 Goos-Hanchen 位移<sup>[5]</sup>、倏逝波放大<sup>[6]</sup>、完美透镜效应等<sup>[7]</sup>。

### 1.2 分类

超材料的分类众多, 根据等效媒质电磁特性的不同, 可以按照介电常数、磁导率取值的大小, 将材料分为普通材料、左手材料 (具有负的介电常数和负的磁导率, 从而具有负的折射率)<sup>[1]</sup>、零折射率材料 (具有零介电常数或者磁导率, 从而具有零折射率)、零介电常数材料、甚大介电常数材料、零磁导率材料、甚大磁导率材料、甚大折射率材料、渐变折射率材料等。理想导体和理想导磁体, 可以分别看做介电常数、磁

导率为无穷大的材料<sup>[8]</sup>。按照实现方式的不同, 可以将超材料分为传输线型超材料、波导型超材料、石墨烯型超材料、块状超材料等。按照工作方式不同, 可以分为谐振型与非谐振型超材料。前者工作在谐振区域附近, 电磁参数变化范围较大, 但频带较窄, 损耗也较大<sup>[8,9]</sup>; 后者远离谐振区域, 有较宽的频带, 损耗较小, 但参数变化范围也小<sup>[10]</sup>。此外, 还可以按照工作频段、参数是否可控、空间维数、各向同性/异性等进行其他分类。

随着研究工作的深入, 超材料的范围已经远远超出了左手材料或者负折射率的范围。目前研究者所广泛认同的新型电磁材料, 已经涵盖所有由人工周期/非周期单元结构组成的、具有新异电磁特性的人工功能复合材料, 如梯度折射率材料、极限参数电磁材料 (如: epsilon near zero, ENZ; mu near zero, MNZ 等)、左手/右手复合传输线材料、电磁特性可控材料等等。从这个意义上讲, 超材料实际上也包含了人们已经广泛研究的光子晶体材料 (photonic crystal, PC)、电磁带隙材料 (electromagnetic band gap, EBG)、频率选择表面 (frequency selective surface, FSS) 等。

## 2 超材料研究中的等效媒质理论

在电磁超材料的研究中, 等效媒质的理论是基础, 无论是人工电磁材料的设计分析, 还是电磁参数的提取等都基于此。在简单的情况下, 人工电磁材料的电磁参数可以用解析的方法进行分析, 但通常无法获得解析形式, 需要通过全波仿真或实验测量来研究人工电磁材料。

收稿日期: 2015-12-31; 修回日期: 2016-04-16

基金项目: 国家自然科学基金项目 (61571117, 61171024, 61171026, 61138001, 61302018, 61401089, 61522106); 高等学校学科创新引智计划项目 (111-2-05); 中央高校基本科研业务费项目 (LZUJBKY-2015-k07, LZUJBKY-2014-43)

作者简介: 梅中磊, 教授, 研究方向为新型人工电磁材料, 电子信箱: meizl@lzu.edu.cn; 崔铁军 (通信作者), 教授, 研究方向为新型人工电磁材料、计算电磁学, 电子信箱: tjcui@seu.edu.cn

引用格式: 梅中磊, 张黎, 崔铁军. 电磁超材料研究进展[J]. 科技导报, 2016, 34(18): 27-39; doi: 10.3981/j.issn.1000-7857.2016.18.002

## 2.1 等效媒质的几个解析公式

人工电磁材料的核心思想是利用人工单元结构模拟普通材料中的分子或者原子, 在外界电磁场的作用下, 该单元产生一个等效的电偶极子或者磁偶极子, 出现类似材料中的极化或者磁化现象。只要背景材料中的波长远远大于填充物(金属、介质)的尺度(一般大于10倍左右), 则都可以使用等效媒质理论进行分析。此时, 这种人工实现的特殊“材料”从宏观上也可以用等效的电磁参数, 即介电常数和磁导率来表示。对于人工电磁材料的分析, 往往采用类似于固体物理的研究方法, 先分析单元(分子、原子)的极化或者磁化特性, 再由此推导材料宏观的电磁参数。

### 2.1.1 Clausius-Mossotti 公式

Clausius-Mossotti公式反映的是原子的电极化度(polarizability)与材料宏观介电常数之间的关系<sup>[11]</sup>, 具体为

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n\alpha}{3} \quad (1)$$

其中,  $n$  表示单位体积内的原子数目,  $\alpha$  为原子对应的电极化度。

当它应用到光学领域时, 又被称为 Lorentz-Lorentz 方程。经过简单的代数推导, 该公式还可以表示为

$$\varepsilon = 1 + \frac{n\alpha}{1 - n\alpha/3} \quad (2)$$

只要得到了电极化度, 则根据上式即可得到材料的介电常数。在人工电磁材料设计中, 对于规则的单元结构, 可以利用解析的方法进行分析, 得到该单元对应的电极化度, 从而得到等效媒质的电参数<sup>[12]</sup>。

### 2.1.2 Maxwell-Garnett 公式

设有半径为  $r$  的球形颗粒, 介电常数为  $\varepsilon$ , 以立方晶格结构排列构成一个等效材料, 则有

$$\alpha = 3\varepsilon_0 V \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0}, \quad V = 4\pi r^3/3 \quad [13]$$

代入式(2), 有

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_0 \left[ 1 + \frac{3f \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0}}{1 - f \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0}} \right] \quad (3)$$

其中,  $\varepsilon_0$  是真空中介电常数,  $\varepsilon_{\text{eff}}$  表示材料的有效介电常数,  $f=nV$  表示材料的体积比。

这就是著名的 Maxwell-Garnett 公式<sup>[11,14]</sup>。当周围环境介电常数为  $\varepsilon_b$  时, 式(3)还可以推广为

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_b \left[ 1 + \frac{3f \frac{\varepsilon - \varepsilon_b}{\varepsilon + 2\varepsilon_b}}{1 - f \frac{\varepsilon - \varepsilon_b}{\varepsilon + 2\varepsilon_b}} \right] \quad (4)$$

也可以表示为

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_b}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2\varepsilon_b} = f \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \quad (5)$$

当采用在背景材料中填充介质球或者金属球的方法来加工人工电磁材料时, 这个公式具有重要的参考意义。

### 2.1.3 Bruggeman 公式

在等效媒质理论领域, 另外一个非常著名的公式即 Bruggeman 公式<sup>[11]</sup>:

$$(1-f) \frac{\varepsilon_b - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_b + 2\varepsilon_{\text{eff}}} + f \frac{\varepsilon - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon + 2\varepsilon_{\text{eff}}} = 0 \quad (6)$$

将此公式整理, 便可以得到关于等效介电常数的公式

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{1}{4} [3f(\varepsilon - \varepsilon_b) + 2\varepsilon_b - \varepsilon + \sqrt{(1-3f)^2 \varepsilon^2 + 2(2+9f-9f^2)\varepsilon \varepsilon_b + (3f-2)^2 \varepsilon_b^2}] \quad (7)$$

该公式之所以被称之为对称形式的, 是因为将背景材料和填充材料对换之后, 可以得到相同的结果。

当混合物有多种材料填充而成时, 对应的 Bruggeman 扩展公式为

$$\sum_i f_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_{\text{eff}}} = 0, \quad i = 1, 2, \dots \quad (8)$$

### 2.1.4 推广的 Maxwell-Garnett 公式

在等效媒质条件成立的情况下, 当背景媒质中填充有多种亚波长颗粒时, 利用推广的 Maxwell-Garnett 公式可以得到混合后媒质的等效电磁参数。假设每种颗粒的介电常数为  $\varepsilon_i$ , 背景介电常数为  $\varepsilon_b$ , 各颗粒的体积占比为  $f_i$ , 则等效介电常数<sup>[14]</sup>为

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_b + \frac{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n f_i (\varepsilon_i - \varepsilon_b) \sum_{k=1}^3 \frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_b + N_{ik} (\varepsilon_i - \varepsilon_b)}}{1 - \frac{1}{3} \sum_{i=1}^n f_i (\varepsilon_i - \varepsilon_b) \sum_{k=1}^3 \frac{N_{ik}}{\varepsilon_b + N_{ik} (\varepsilon_i - \varepsilon_b)}} \quad (9)$$

其中,  $N_{ik}$  是颗粒的去极化因子,  $k=1, 2, 3$  分别表示  $x, y, z$  3 个方向。

比如, 对于长度为  $l$ , 直径为  $d$  的柱状颗粒, 其底面内的 2 个去极化因子为  $N_{1,2}=1/2$ , 轴向的去极化因子为  $N_{33}=(dl/l)^2 \ln(l/d)$ ; 对于球体而言, 其 3 个去极化因子相等, 都为  $1/3$ ; 对于椭球体, 设其 3 个半轴的长度分别为  $a_1, a_2, a_3$ , 则有<sup>[15]</sup>

$$N_k = \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s + a_k^2) \sqrt{(s + a_1^2)(s + a_2^2)(s + a_3^2)}} \quad (10)$$

其中,  $s$  为定义的积分变量。

### 2.1.5 Polder-van Santen 公式

Polder-van Santen 公式覆盖范围较广, 公式表达为

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_b}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2\varepsilon_b + v(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_b)} = f \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_b}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_b + v(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_b)} \quad (11)$$

当  $v=0$  时, 式(11)即为 Maxwell-Garnett 公式; 当  $v=2$  时, 式(11)即为 Bruggeman 公式; 当  $v=3$  时, 式(11)即为所谓的相干势近似(coherent potential approximation, CPA)的结果。

## 2.2 基于散射参量的参数提取方法

通常很难采用解析的方法获得人工电磁材料的电磁参数表达式, 因此, 利用数值仿真或者实验测量来间接获得等效参数的方法则较为常用。基于散射参数测量的方法是提取人工电磁材料参数的有效途径<sup>[16-20]</sup>。在数值仿真中, 该方法模拟均匀平面电磁波垂直入射到一块无限大、沿波的传播方向有一定厚度的人工电磁材料平板上(根据对称性, 实际

仿真时只需要对一个单元结构进行考虑,在单元结构的四周分别设置电壁、磁壁,而沿波的传播方向设置波端口,并据此获得电磁波的反射和透射系数。在实验测量中,通过接在矢量网络分析仪上的一对收发天线,测量得到介于这2个天线之间的人工电磁材料平板对电磁波的反射、透射系数。二者的理论基础,都是电磁波穿过无限大平板时的反射与透射理论。

当均匀平面电磁波垂直入射到厚度为  $d$  的一块无限大介质板时,很容易得到其对应的反射、透射系数<sup>[16]</sup>:

$$\begin{cases} t^{-1} = \left[ \cos(nkd) - \frac{i}{2} \left( z + \frac{1}{z} \right) \sin(nkd) \right] e^{ikd} \\ \frac{r}{t'} = -\frac{1}{2} i \left( z - \frac{1}{z} \right) \sin(nkd) \end{cases} \quad (12)$$

其中,  $t' = \exp(ikd)$  为透射系数,  $r$  为反射系数, 分别对应于  $s_{12}=s_{21}$  及  $s_{11}$ 。

根据式(12), 容易得到

$$\begin{cases} \cos(nkd) = [1 - (r^2 - t'^2)] / 2t' \\ z = \pm \sqrt{\frac{(1+r)^2 - t'^2}{(1-r)^2 - t'^2}} \end{cases} \quad (13)$$

于是有

$$\begin{cases} \text{Im}(n) = \pm \text{Im} \left( \frac{\cos^{-1}([1 - (r^2 - t'^2)] / 2t')}{kd} \right) \\ \text{Re}(n) = \pm \text{Re} \left( \frac{\cos^{-1}([1 - (r^2 - t'^2)] / 2t')}{kd} \right) + \frac{2\pi m}{kd} \end{cases} \quad (14)$$

式(13)、(14)中正负号的选择是: 折射率  $n$  的虚部为正; 相对波阻抗  $z$  的实部为正;  $m$  是一个整数, 一般取0(所以要求样品的厚度不能太厚, 另外需要测量多个厚度的结果并进行比对)。得到了  $n$  与  $z$  之后, 根据  $\epsilon = n/z$ ,  $\mu = nz$  即可获得等效媒质的电磁参数<sup>[16]</sup>。

### 2.3 基于波导测量的参数提取方法

基于散射参数提取等效媒质电磁参数的方法利用广泛, 以此为基础, 还提出了基于波导的等效参数提取理论<sup>[21]</sup>。介质加载矩形波导纵剖面和横截面的示意图见图1。基本原理如下:

当工作频率为  $\omega = 2\pi f$  时, 对应的波导波长为

$$\lambda_g = 2\pi/\beta = 1 / \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2} \quad (15)$$

其中,  $\lambda_c = 2a$ ,  $\lambda = 30/f$ , 长度单位为 cm, 频率  $f$  单位为 GHz。

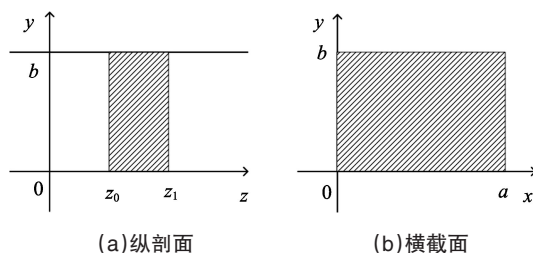


图1 介质加载矩形波导的示意

Fig. 1 Schematics of dielectric loaded waveguide

设介质片放在  $z_0=0$  位置处, 厚度为  $z_1-z_0=d$ , 宽  $a$ 、高  $b$  为矩形波导的内尺寸, 对应的介电常数为  $\epsilon$ , 磁导率为  $\mu$ , 相对量分别为  $\epsilon_r, \mu_r$ 。则根据模式匹配的理论, 可以得到  $TE_{10}$  模式对应的反射系数及透射系数分别为

$$\begin{cases} r_c = \frac{j \sin(\beta' d)(p^2 - 1)}{j \sin(\beta' d)(p^2 + 1) + 2p \cos(\beta' d)} = S_{11} \\ t_c = \frac{2p}{j \sin(\beta' d)(p^2 + 1) + 2p \cos(\beta' d)} = S_{12} \end{cases} \quad (16)$$

其中,

$$p = \mu_r \beta \beta' \quad (17)$$

$\beta = \sqrt{k_0^2 - (\pi/a)^2}$  为空气段波导内的相移常数;  $k_0 = 2\pi f \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  为真空中的波数;  $\pi/a$  为  $TE_{10}$  模式的截止波数; 而

$$\beta' = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2} \quad (18)$$

为介质填充段内的相移常数;

$$k = k_0 n = 2\pi f \sqrt{\epsilon \mu} \quad (19)$$

为介质内的波数。

根据式(16), 可以得到

$$\cos(\beta' d) = (1 - r_c^2 + t_c^2) / (2t_c) = A \quad (20)$$

$$p = \pm \sqrt{\frac{(r_c + 1)^2 - t_c^2}{(r_c - 1)^2 - t_c^2}} \quad (21)$$

根据式(20)、(21)可得

$$\beta' = [\pm \arccos(A) \pm i \text{Im}(\arccos A) + 2\pi m] / d \quad (22)$$

从而有

$$\begin{cases} \text{Re}(\beta') = [\pm \text{Re}(\arccos A) + 2\pi m] / d \\ \text{Im}(\beta') = \pm \text{Im}(\arccos A) / d \end{cases} \quad (23)$$

其中,  $p$  的实部大于零,  $\beta$  的虚部为负值。

实际应用时, 为了解决复数的多值问题,  $d$  的取值越小越好。此外, 为了保证多值函数取值正确, 测量样品的厚度要变化几次, 然后再核准结果是否一致。利用式(21)、(23)得到  $p$  以及  $\beta$ , 通过(17)、(18)、(19)可以得到  $\epsilon, \mu$ 。

## 3 典型超材料的加工及实现

### 3.1 基于PCB工艺的电磁超材料

基于PCB工艺的电磁超材料的实现, 是通过打印或电镀等方法, 在介质基板上覆盖金属结构, 形成的复合结构能够在特定电磁环境下表现出特异的电磁性能。其中最为典型的就是开口谐振环(split-ring resonator, SRR)和金属线结构<sup>[22]</sup>, 由于在相应工作频率下, 这种结构的有效介电常数和磁导率会出现负值的情况, 一经提出便被广泛应用, 而基于SRR的超材料设计更是层出不穷。这里选择开口谐振环-金属线(SRR-Wire)的组合结构进行介绍, 该结构分别在FR4基板的两面对应覆上铜质SRR和金属线<sup>[23]</sup>(图2(a)), 在X波段能够得到同为负值的有效磁导率和介电常数, 具体结果如图2(b)所示<sup>[23]</sup>。

图2(a)中, SRR-Wire单元结构的具体尺寸为:  $a=2.5$  mm,  $b=0.2$  mm,  $c=1.01$  mm,  $d=0.15$  mm,  $e=0.16$  mm,  $f=0.15$

mm,  $g=0.16$  mm,  $h=2.3$  mm。研究表明,通过改变单元结构尺寸,能够调整对应的有效电磁参数,也就是说,可以通过对单元结构的具体设计得到指定频率范围内所需的材料参数。

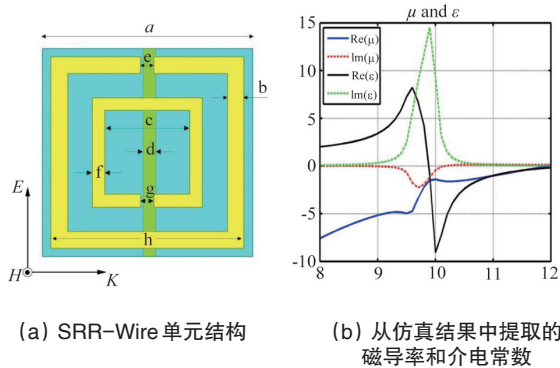


图2 基于PCB工艺的超材料单元和对应参数  
Fig. 2 PCB-based metamaterial unit and the corresponding parameters

### 3.2 基于石墨烯的电磁超材料

石墨烯(graphene)是从石墨材料中剥离出来、由碳原子组成的只有一层原子厚度的二维晶体,具有非同寻常的导电性能,因而被广泛应用于电磁领域。研究表明,零掺杂石墨烯的电导率是独立于任何材料参数的,仅是精细结构常数的函数<sup>[24]</sup>,但是一经掺杂,则有着完全不同的表现,其电导率发生了非常大的变化,可由 Kubo 公式描述<sup>[25]</sup>:

$$\sigma_{s,c}(\omega) = \sigma'_{s,c}(\omega) - j\sigma''_{s,c}(\omega) = \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega) \quad (24)$$

其中,  $\sigma_{intra}(\omega)$  和  $\sigma_{inter}(\omega)$  分别代表由带内电子-光子的散射和带间电子迁移过程对应的电导率。

$$\sigma_{intra}(\omega) = j \frac{q^2}{\pi \hbar (\hbar \omega + j \Gamma_c)} \left[ \mu_c + 2k_B T \ln(e^{-\mu_c / (k_B T)} + 1) \right] \quad (25)$$

$$\sigma_{inter}(\omega) = j \frac{q^2}{4\pi \hbar} \ln \left[ \frac{2|\mu_c| - (\hbar \omega + j \Gamma_c)}{2|\mu_c| + (\hbar \omega + j \Gamma_c)} \right] \quad (26)$$

其中,  $\omega$  是工作频率,  $q$  是电子的电量,  $\hbar$  是约化普朗克常数,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  表示温度,  $\mu_c$  是指掺杂石墨烯的化学势,  $\Gamma_c$  是阻尼系数。

假定石墨烯层相对于激发波长有一个非常薄的厚度  $\delta$  (在具体分析过程中,令  $\delta$  为零即可得到实际结果),则体电导率和表面电导率之间的关系可表示为

$$\sigma_{v,c} = \sigma_{s,c} / \delta \quad (27)$$

由麦克斯韦方程可得到体介电常数的公式:

$$\epsilon_{v,c}(\omega) = 1 + j\sigma_{v,c}(\omega) / (\epsilon_0 \omega) \quad (28)$$

容易看出,石墨烯的体介电常数是由多参数决定的,在工作频率和温度固定的情况下,可以通过化学势和阻尼系数等参数对它进行适当调控,如图3所示。

### 3.3 直流电型电磁超材料

超材料的种类较多,实现方式各异,比较常见的是单元谐振和材料掺杂。在直流情况下,材料的电导率起重要作用。就导电性能而言,导电材料和电阻网络是可以等效互换

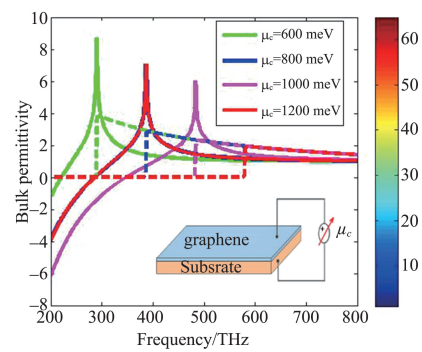


图3 石墨烯结构模型及参数调控  
Fig. 3 Structural model and parameters' manipulation of graphene

的,因此,基于该原理实现等效电导率材料是另一种非常灵活、实用的新方法。

如图4所示,对于一个薄板导电材料,在柱坐标系下,用极坐标网格将各向异性导电材料分割成细小的结构单元,而对于每一个结构单元,用近似图4(b)的电阻来等效实现。于是,一块各向异性导电材料的问题被转换成了求解径向电阻和切向电阻的问题。

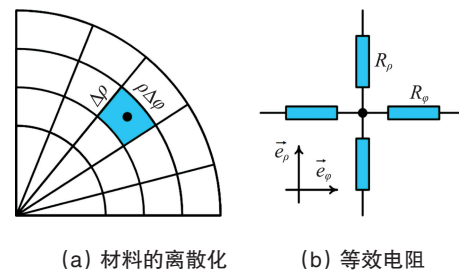


图4 导电材料与电阻网络的等效关系  
Fig. 4 Equivalent of conductive material and resistor network

设其中任意一块结构单元对应的弧度为  $\varphi$ , 极径为  $\rho$ , 厚度为  $h$ 。则对于每一个微小的结构单元而言,从径向看,长  $l = \Delta \rho$ , 宽  $d = \rho \Delta \varphi$ , 横截面积  $s = \rho \Delta \varphi h$ , 代入电阻公式  $R = \frac{L}{\sigma S}$ , 很容易得到径向电阻的近似计算公式:

$$R_\rho \approx \frac{\Delta \rho}{\sigma_\rho \rho \Delta \varphi h} \quad (29)$$

同理,可以求出切向电阻的近似计算公式:

$$R_\varphi \approx \frac{\rho \Delta \varphi}{\sigma_\varphi \Delta \rho h} \quad (30)$$

从上述推导可以看出,在直流电作用下,可以通过对电阻网络的合理设计,实现等同于非均匀各向异性导电材料的导电性能。值得注意的是,对于导热材料,根据类似的原理,同样可以借助此方法进行分析设计。

### 3.4 传输线型超材料

由于传输线能够引导电磁波沿着一定方向传播,其传播

过程类似于自由空间中的导波媒质,所以可以用电压、电流波在传输线上的传播来等效模拟电磁波在媒质中的传播情况。传输线的传播常数 $\beta$ 和特征阻抗 $Z_c$ ,分别与媒质中的传播常数 $k$ 和波阻抗 $\eta$ 相对应。当传输的电压波频率提高后,传输线将出现分布电感、分布电容效应(忽略损耗,如图5所示),将均匀传输线用电路进行等效,假设其串联阻抗为 $Z$ ,并联导纳为 $Y$ ,则由传输线理论,该传输线对应的相移常数和特征阻抗分别为

$$\beta = \omega \sqrt{LC}, \quad Z_c = \sqrt{L/C} \quad (31)$$

其中, $L, C$ 分别表示单位长度的电感和电容。

考虑到均匀平面波在无限大介质中的传播特性:

$$k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}, \eta = \sqrt{\mu/\epsilon} \quad (32)$$

对比公式(31)、(32),显然有 $\epsilon=C, \mu=L$ ,即: $L, C$ 可以等效为材料的磁导率和介电常数。具体实现的时候,沿传输线方向以周期 $\Delta$ 做离散化处理,即,长度为 $\Delta$ 的传输线集中加载串联电感 $\mu_r$ 和并联电容 $\epsilon_r$ (如图5(b)所示),因此有

$$\epsilon_r = \frac{C_R}{\Delta}, \quad \mu_r = \frac{L_R}{\Delta} \quad (33)$$

其中,下标R表示右手材料,即材料的电磁参数均为正数。

当然在具体实现的时候,也可以在长度为 $\Delta$ 的传输线上集中加载串联电容 $\epsilon_l$ 和并联电感 $\mu_l$ (如图5(d)所示),此时有 $Z=1/j\omega C=j\omega(-1/\omega^2 C), Y=1/j\omega L=j\omega(-1/\omega^2 L)$ ,对比式(33),则有

$$\epsilon_l = -\frac{1}{\omega^2 L_l \Delta}, \quad \mu_l = -\frac{1}{\omega^2 C_l \Delta} \quad (34)$$

其中,下标L表示左手材料,即材料的电磁参数均为负数。

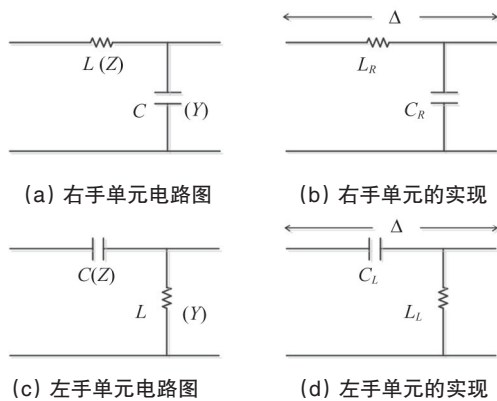


图5 传输线基本单元

Fig. 5 Transmission line units

由公式(34)可以看出,利用传输线结构,可以非常便利的实现左手、右手等效材料,从而给某些物理现象的实验验证提供了可能。

当采用二维传输线网络时(图6),还可以实现等效的各向异性的材料参数<sup>[26]</sup>,即

$$\mu_{xx} = -j \left( \frac{1}{\omega d} \right) Z_y, \quad \mu_{yy} = -j \left( \frac{1}{\omega d} \right) Z_x, \quad \epsilon_{xx} = -j \left( \frac{1}{\omega d} \right) \frac{1}{Z_g} \quad (35)$$

由于传输线的局限性,上述方法对于TE电磁模式(电场

垂直于网络表面)的模拟具有重要用途。需要注意的是,在使用传输线等效电路网络模拟媒质时,需要进行阻抗匹配<sup>[27]</sup>以模拟均匀无限大的背景材料空间,过程比较繁杂,在此就不作过多叙述。

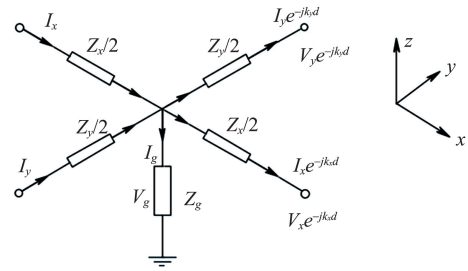


图6 二维传输网络单元

Fig. 6 2D transmission network element

### 3.5 利用全介质谐振实现人工电磁材料

采用PCB加工技术,并利用亚波长金属单元获得的人工电磁材料,尽管得到了广泛的应用,但是这种方法也有其局限性,比如:金属固有的损耗、加工的难度、较窄的工作频段以及电磁各向异性等。这些因素在光波段显得更为突出,因此,提出了所谓的全介质人工电磁材料的设想<sup>[28-31]</sup>。它的基本原理是:在背景材料里面嵌入亚波长的介质微粒,其介电常数一般远大于周围环境的介电常数。当电磁波入射到这些微粒上时,会激发各种电磁模式,并以散射电磁场的方式向外辐射。在这些模式中,处于主导地位的是磁偶极子和电偶极子模式,可以忽略其他高级偶极模式。这样看来,掺入全介质微粒的材料会在微粒的附近产生一个等效的电偶极子或者磁偶极子,众多的“偶极子”对电磁波的响应,可以用等效的块状媒质来考虑,也就是等效的介电常数或者磁导率。理论上,可以利用Mie散射理论获得介质微粒的散射场分布,通过与标准的偶极子场作对照,即可获得等效的电极化强度或者磁极化强度矢量,并借此得到电、磁极化率,最后根据Clausius-Mossotti公式即可获得等效的电磁参数。

由于全介质人工电磁材料具有损耗小、频带宽、易于加工、能够向光波段扩展的特点,因此针对该特点的研究也成为一个重要课题。需要指出的是,当背景材料里面掺入的不是介质颗粒而是金属颗粒时,这种方法依然适用<sup>[32]</sup>。

### 3.6 利用分层各向同性材料组合各向异性人工电磁材料

在人工电磁材料中,各向异性的材料是由分层均匀的各向同性材料的组合而形成<sup>[33]</sup>,如图7所示。

由于各层材料在 $xoy$ 平面无限大,因此,该平面内的材料是各向同性的。根据等效媒质的理论(电容的串并理论),设两种材料的占比分别为 $f_1, f_2$ ,且 $f_1 + f_2 = 1$ ,则

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = f_1 \epsilon_1 + f_2 \epsilon_2 \quad (36)$$

沿 $z$ 轴方向,材料的电磁参数显然不同,同样的道理,有

$$\frac{1}{\epsilon_{zz}} = \frac{f_1}{\epsilon_1} + \frac{f_2}{\epsilon_2} \quad (37)$$

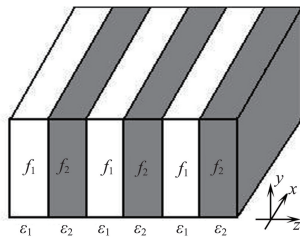


图7 各向异性人工电磁材料

Fig. 7 Schematic of anisotropic artificial electromagnetic materials

采用这种方法所设计的多种新型电磁器件,已经在理论和实践中获得了证明,具有重要的应用价值。

除了上述技术外,加工制作人工电磁材料的方法还包括:利用波导结构等效人工电磁材料、基于光子晶体实现人工电磁材料<sup>[34]</sup>、利用手征材料<sup>[35]</sup>、铁电材料实现人工电磁材料等。此外,利用丙酮等液体配合实现所需超材料的方法也值得重视<sup>[36]</sup>。可以想见,随着人工电磁材料研究的进一步深入,将会有更多的方法和技术可供选择。

#### 4 二维超材料——人工电磁超表面

近年来,一种二维人工电磁材料、人工电磁超表面引起了人们的广泛关注,即通过人工方式加工或者合成的、具有特殊电磁性质的二维表面。通过在微小尺寸上进行几何或者电磁参数设计,可以实现对反射或者透射相位的灵活控制,进而得到可控、特异的电磁特性,如广义斯奈尔定律、零(负)反射、负折射等等。根据工作特点,人工超表面也可以分为透射型和反射型。频率选择表面、人工磁导体、人工随机表面等,本质上也都可以归为人工超表面的范畴。

##### 4.1 相位控制机理

人工超表面的相位控制是通过单元结构的谐振来完成的,而在外加电磁场作用下的单元结构谐振本身,就是一个受迫振动的过程,因此,可以借助弹簧振子的谐振模型(图8)进行详细分析。

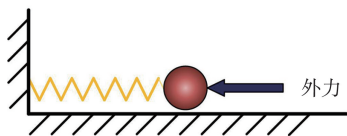


图8 受迫振动示意

Fig. 8 Schematic of forced vibration

弹簧振子在外力作用下的振动状态可以用复数形式的受迫振动微分方程表示,即

$$x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = Ce^{i\omega t} \quad (38)$$

其中, $\beta$ 是损耗(主要由摩擦引起), $\omega_0$ 是振子谐振频率, $\omega$ 是激励频率, $C$ 是激励振幅。

其响应为

$$x = Ae^{i(\omega t + \phi)} \quad (39)$$

其中, $A$ 是响应幅度, $\phi$ 是响应初始相位,表征响应与激励的相位差。

将式(39)带入式(38)可得

$$(\cos \phi + i \sin \phi)[(\omega_0^2 - \omega^2)A + i2\beta\omega A] = C \quad (40)$$

可以得到响应的幅频特性和相频特性

$$\tan \phi = -\frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (41)$$

$$A = \frac{C}{[(\omega_0^2 - \omega^2)\cos \phi - 2\beta\omega \sin \phi]} \quad (42)$$

可见,振子对外加激励的响应由损耗 $\beta$ 、自身谐振频率 $\omega_0$ ,以及外加激励的频率 $\omega$ 决定。同理,人工超表面单元结构也可以通过调整损耗和谐振频率来改变谐振状态,而单元结构的损耗和谐振频率又与材料及其几何尺寸密切相关。因此,可以借助对单元的具体设计来达到操控响应相位的目的,对于多个谐振单元进行类似的设计,就能够对整个表面的相位进行调控,这便是超表面的相位控制机理。

##### 4.2 广义的斯奈尔定律

人工电磁超表面的工作机理,是通过在光路中引入相位突变来对电磁波进行操纵,出现在电磁超表面的界面上的电磁波折射和反射的异常现象。

Yu等<sup>[37]</sup>对电磁超表面处的折射现象进行了深入研究。如图9所示,一入射平面波以角度 $\theta_i$ 入射到两种材料的分界面上,并在分界面上通过人工方式引入相位的梯度变化。根据费马原理,光的实际传播路径应该是诸多可能传播路径中光程取极值的一个。因此,在实际传播路径附近做一个“微小变形”时,对应光程(相位)的变分为零。

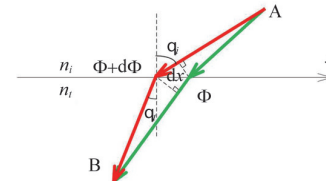


图9 光的折射示意

Fig. 9 The schematic of refraction

假设两路径无限接近真实光路,则它们之间的相位差为

$$[k_0 n_t \sin \theta_t dx + (\Phi + d\Phi)] - [k_0 n_i \sin \theta_i dx + \Phi] = 0 \quad (43)$$

如果沿界面方向相位梯度为常数,则可以推导得到广义斯奈尔折射定律

$$\sin \theta_t n_t - \sin \theta_i n_i = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx} \quad (44)$$

公式(44)表明,在交界处沿界面方向,通过引入合适的相位梯度,折射光束就可以具有“任意”的方向。而对于这个引入了非零相位梯度后的斯奈尔定律,两个入射角 $\pm\theta$ 将导致不同的折射角。因此,界面发生全反射时的临界角也有两种可能(假设 $n_t < n_i$ ):

$$\theta_c = \arcsin\left(\pm \frac{n_t}{n_i} - \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx}\right) \quad (45)$$

同样的,对于反射而言,也有

$$\sin \theta_r - \sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \frac{d\Phi}{dx} \quad (46)$$

其中,  $\theta_r$  为反射角。

显而易见,这种情况下,  $\theta_r$  和入射角  $\theta_i$  存在非线性关系,明显区别于传统的镜面反射。类似地,由公式(46)可知,入射角也存在一个临界值

$$\theta_c = \arcsin\left(1 - \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \left| \frac{d\Phi}{dx} \right| \right) \quad (47)$$

当入射角大于该临界值时,反射光束会逐渐消失。

相比于采用操控复杂的各向异性材料实现超常物理特性,使用人工超表面实现相位突变的方法原理简单、方便易行。

### 5 电磁超材料的典型应用

超材料因其具备超常的物理性质和灵活操控的特点,自21世纪初进入研究人员的视线以来,便得到密切关注,并被迅速应用于军工、通信等领域,并取得了迅速发展。下面简单介绍几个关于超材料的典型应用。

#### 5.1 “皮肤”隐形衣

基于变换光学理论设计的电磁隐形装置,需要复杂的电磁参数<sup>[38]</sup>。对超薄隐形地毯使用准保角变换设计,可以大幅度降低材料的复杂性,但外壳厚度较大<sup>[39]</sup>,而人工电磁超表面的出现则为设计超薄隐形地毯提供了可能。

2013年提出的超薄隐形地毯见图10<sup>[40]</sup>。其工作原理是,利用人工电磁表面搭建一个帐篷结构,当电磁波从头顶方向入射时,保证反射波沿原路返回,就像电磁波照射在一个平板上的效果一样。

实现这一目的需要调节表面上人工电磁单元的反射相位,为了补偿相邻单元对应电磁波束的光程差  $(4\pi/\lambda_0)psin\theta$ ,

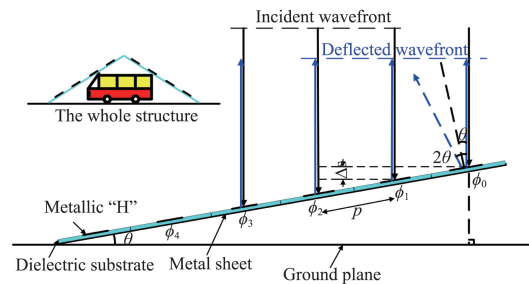


图10 超薄隐形地毯示意

Fig. 10 Schematic of ultrathin carpet cloak

需要相邻单元之间的相位有如下的变化

$$\Delta\phi = 2k_0\Delta s = (4\pi/\lambda_0)psin\theta \quad (48)$$

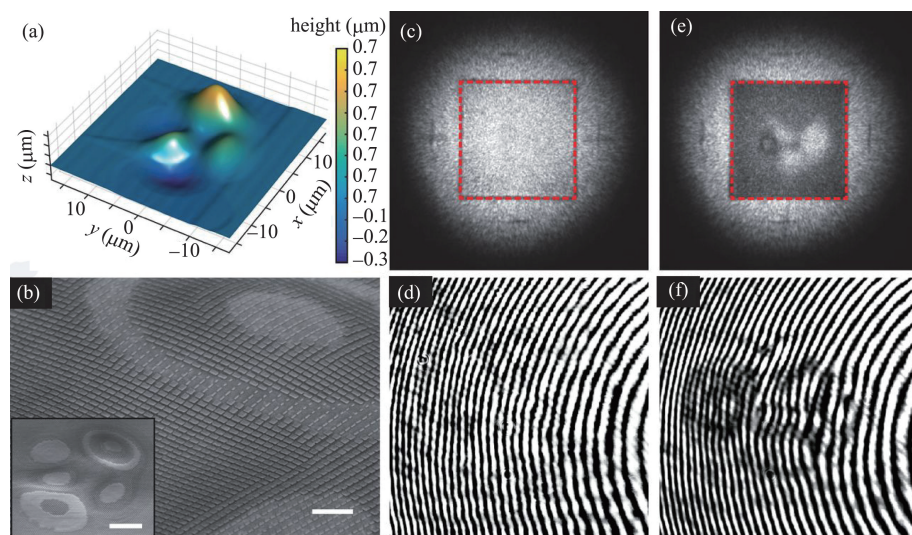
利用H结构单元,可以实现二维的超薄隐形地毯,并在微波频段进行实验测量。仿真和测量结果都验证了设计的正确性<sup>[40]</sup>。基于波前重构的思想,Alù等<sup>[41]</sup>也完成了类似的二维、三维隐形地毯的设计。

当隐形地毯形状任意时,美国UCSD的Kanté等<sup>[42]</sup>计算得到了所需的相位分布,如公式(49)所示,他们同时给出了一种基于介质谐振单元的实现方式,可以让器件工作在更高的频段上。

$$\Phi(x) = 2k_0z(x)\cos(\theta_c) + \text{const} \quad (49)$$

其中,  $\theta_c$  是电磁波的入射角度,  $z(x)$  是地毯的外形函数,  $\text{const}$  是地面的反射相位。

2015年,美国加利福尼亚大学伯克利分校Zhang的研究团队给出了光波段的三维皮肤隐形衣。他们运用纳米天线阵列对不规则物体表面相位进行调控,调控后的反射现象与镜面反射类似,从而实现隐形。图11给出了三维皮肤隐形装置的测试结果<sup>[43]</sup>。



(a)待隐形的对象;(b)皮肤隐形衣;(c)和(e)有无隐形衣时的反射图像对比;(d)和(f)有无隐形衣时的干涉图像对比

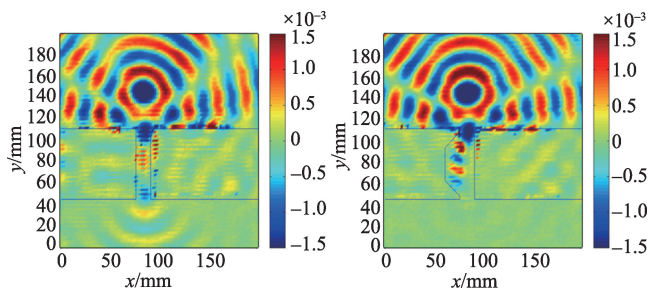
图11 三维皮肤隐形衣及其实验效果

Fig. 11 An ultrathin invisibility skin cloak for visible light

皮肤电磁隐形衣的突出优点是超薄特性,最大的缺点是定向性,即只能对特定入射方向的电磁波实现电磁隐形。当入射方向发生变化时,隐形效果显著下降。但随着动态可控电磁单元的发展,能够根据入射方向动态调整相位分布的新型皮肤隐形装置,也并非可望而不可及。

### 5.2 微波波段电磁关卡

电磁关卡(gateway),通俗来讲就是一个具有特殊功能的电磁通道<sup>[23]</sup>(图12),其关卡作用是针对某个频段的电磁波而言的。利用电磁关卡,人员、物体等可以自由进出,但电磁波的传播受限。因此在涉密场合具有潜在应用。电磁关卡最早由Luo等<sup>[44]</sup>提出,Chen等<sup>[45]</sup>在后面又对其进行了改进。由于需要左手材料,此设备一直没有得到实验验证。2010年,Li等<sup>[46]</sup>利用传输线型材料对电磁关卡进行了试验验证。Lin等<sup>[47]</sup>则利用谐振的方法,提出了一种简化的电磁关卡设备,并在波导中进行了验证。



(a) PEC通道实验结果 (b) 超材料通道结果

图12 电磁关卡实验效果

Fig.12 Measurement results of gateway

如前所述,SRR-Wire谐振结构在X波段的等效磁导率和介电常数能够同时取负值(对于特定极化方向),如图12(b)所示。此时,单元结构工作在谐振点附近,对电磁波具有强烈的吸收作用。基于此原理,2015年10月,白国栋等<sup>[23]</sup>借助超材料在微波波段实现了宽带的电磁关卡。与基于左手材料的电磁关卡相比,基于谐振原理时,人工材料无需使用交叉结构(用于实现各向同性的参数),只要保证单元工作于谐振点附近即可,因此大大降低了实现的复杂性,而且具有较宽的带宽(不需要严格保证电磁参数为-1,只要求在谐振附近)。

与单纯PEC构成的通道相比,使用人工超材料的电磁关卡可以显著阻挡电磁波的通过,图12的实验结果也充分验证了电磁关卡的有效性和正确性。

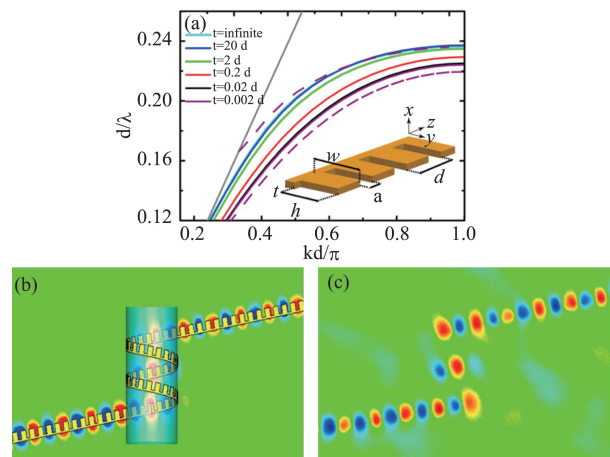
### 5.3 共形表面等离子激元

表面等离子激元(Surface plasmon polaritons, SPPs)是束缚在材料(如贵金属)和介质交界面上的自由电子和光子相互作用而激发的表面波,它能够突破衍射极限,并具有表面受限、局域场增强的特点,可实现微纳尺度的光信息传输与处理,被广泛应用于生物传感、光存储、亚波长光刻、太阳能电池、生物传感、超高分辨率成像、增强表面拉曼散射、发光器

件等领域<sup>[48]</sup>。

表面等离子激元的历史可以追溯到20世纪50年代,Ritchie从理论上推导了金属薄膜表面的等离子激元的色散方程并被实验所证实<sup>[49]</sup>,从此拉开了表面等离子激元的研究序幕。随着表面等离子激元技术研究的跟进,人们发现使用特殊几何结构设计的金属条带,可以在微波频段内产生类似于光学频段表面等离子激元的现象,并称之为伪表面等离子激元<sup>[50]</sup>(Spoof surface plasmons, SSPs),其色散和场限制特性可通过几何结构参数灵活操控。2012年,东南大学崔铁军等<sup>[51]</sup>对表面等离子激元做了进一步的研究,发现在微波波段,齿状超薄柔韧的金属薄膜上可以激发并长距离传播伪表面等离子激元,不仅如此,实验证明这种结构还能够引导表面波转弯,且工作频带较宽,从微波到中红外波段皆适用,这些都是传统表面等离子激元难以企及的。为了区别于传统的表面等离子激元,将之命名为共形表面等离子激元(conformal surface plasmons, CSPs)。

实验研究时采用的齿状金属结构如图13(a)所示<sup>[51]</sup>,通过仿真得到了该结构不同几何尺寸情况下的色散曲线,可以看出,电磁波在该结构上传播的波矢均大于在真空中传播的波矢,波长更短,属于慢波,与表面等离子激元的产生条件相符。图13(b)和(c)展示了齿状金属结构缠绕在柱状物体上,在电磁波的激发下,电场分布的全波仿真和实验测量结果,该结果很好的诠释了CSPs的共形特征。



(a)为CSPs基模色散关系曲线;(b)和(c)为全波仿真和实验测量结果

图13 CSPs色散特性和效果

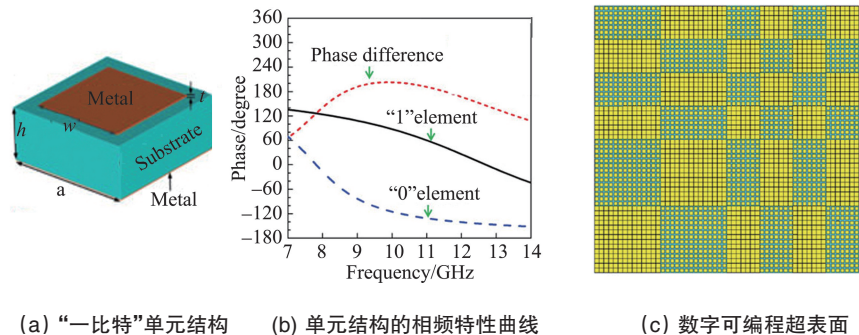
Fig. 13 Dispersion relations and performances of CSPs

CSPs作为SPPs的升级“版本”,具备了包括近场受限、局域增强等表面波的基本特征,除此之外还能够实现表面波的共形传输,为表面波的研究和应用提供了新方向和新思路。一大批相关的新型电磁功能器件的研发也在逐步完善,如新型电磁滤波器、超高灵敏度的表面等离子体共振生物传感器、超高分辨率成像的透镜、微纳SPPs波导、光开关、定向耦合器、分路器、干涉仪等,并得到广泛应用<sup>[52,53]</sup>。

### 5.4 数字可编程电磁超表面

编码超材料、数字超材料和可编程超材料(coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials)的概念由崔铁军教授的研究团队提出<sup>[54]</sup>,在本质上是一个可控的人工电磁超表面,其单元模型和制作样品如图14所示。电磁超表面是由大量单元按照一定规律排列的二维结构,每个单元可以实现特定的电磁波反射或透射相位。通过对各个单元相位的有效控制,可以完成对电磁波的灵活操

控。在实际应用中,将相位区间 $[0, 2\pi]$ 做离散化处理,并进行二进制编码,便得到了与传统“模拟”(连续相位变化)超材料不同的数字超材料(单元);而将对应的数字单元做有规律的排布(两个垂直方向的规律排布),就得到了所谓的编码超材料;如果将可编程阵列用于动态控制大量单元结构的排布,就能得到可编程超材料。可以看出,随着电子技术、控制技术以及计算机技术的发展,任意可编程超材料的设计和实现几乎就是触手可及的事情。

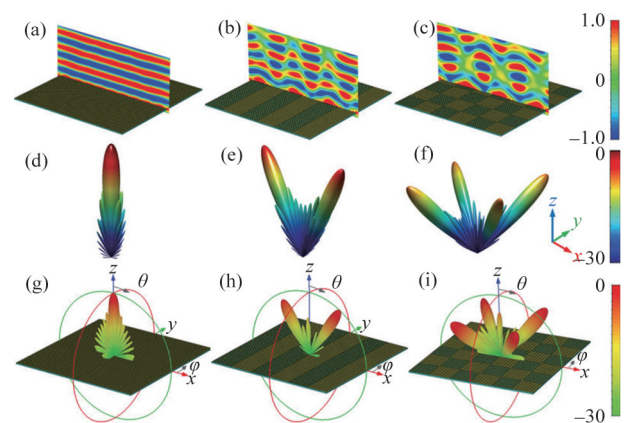


(a) “一比特”单元结构 (b) 单元结构的相频特性曲线 (c) 数字可编程超表面

图14 可编程超表面的单元结构及其成品

Fig.14 Unit cell for the coding metasurface and one fabricated sample

为了方便理解,选取相位编码最简单的情况作为介绍。“一比特”编码超材料选用相位差接近 $180^\circ$ 的两种基本单元(记为“0”单元和“1”单元,对应图14(c)中的小方格)按照一定规律排列,就可以改变当前空间电磁波的整体相位。具体做排布时,可以选择:0000.../0000...即沿 $x, y$ 方向都是“零单元”;也可以是010101.../010101...即 $x$ 方向“0”、“1”单元相间排列, $y$ 方向保持不变;还可以是01010101/1010101,也就是在 $x, y$ 方向都做相间排列。对于方式一,由于人工超表面是由同一单元构成,在 $x, y$ 方向都没有相位梯度,因此,当电磁波垂直入射时,反射电磁波也是沿原始方向返回,类似于镜面反射,如图15(d)、(g)所示<sup>[54]</sup>。而对于方式二, $x$ 方向的相间排布,引入了 $\pi/\text{unit}$ 的相位梯度,按照广义斯奈尔定律,这个时候,反射电磁波不会原路返回,而是会在 $xoz$ 平面向两侧偏转一个角度,如图15(e)、(h)所示<sup>[54]</sup>;而当 $x, y$ 方向都引入相位梯度的时候,正入射的电磁波则会向四个方向反射,如图15(f)、(i)所示<sup>[54]</sup>。可以看出,由于数字化和编码的引入,在制作人工电磁超表面的时候,可以有更大的自由度,从而可以实现更加复杂的功能。可以想见,当0、1两种单元结构随机分布的时候,反射电磁波也会变得无规律,从而达到漫反射的效果。此时的二维电磁超表面,实际上就是一种随机表面。



(a~c)000000.../000000..., 010101.../010101...和010101.../101010...三种编码方式下的超表面近场分布图;(d~f)分别对应三种编码方式的超材料的反射波束的计算结果;(g~i)对应三种编码方式的超材料的反射波束的仿真结果

图15 一比特编码超表面全波仿真结果

Fig. 15 Full-wave simulation results of 1-bit periodic coding metasurfaces

崔铁军等<sup>[54]</sup>还针对“一比特”单元结构,给出了具体的实现和控制方法,如图16所示。两个准矩形的单元之间通过变容二极管实现链接,而该变容二极管的偏置电压,通过两个金属过孔,在PCB背面汇接在两个金属条带上。当金属条带上3.3V电压时,单元处于“开”状态,对应于相位“1”;而当

没有偏置电压时,单元工作于“关”状态,对应于相位“0”。因此,通过控制金属总线上的电压,即可实现对单元状态的控制。通过利用FPGA器件,该小组还实现了具体的可编程人工电磁超材料,实验结果完全证实了设计的正确性。

除此之外,还可以设计“二比特”编码超材料,由相位差接近 $90^\circ$ 的四种基本单元(记为“00”、“01”、“10”和“11”单元)构成,调控“00”、“01”、“10”和“11”码元分布即可调控电磁

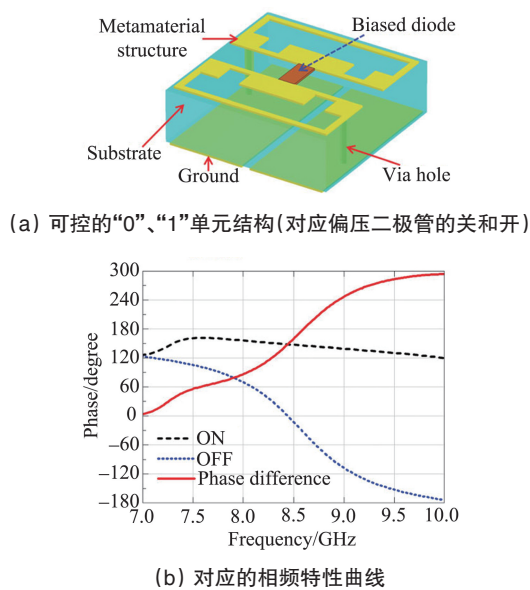


图 16 可控“一比特”单元

Fig. 16 Controllable 1-bit unit

波。同样的道理,当电磁编码采用FPGA控制时,可实现现场可编程超材料,即单一的超材料在FPGA的实时控制下实现多种功能(例如:单波束、多波束、波束扫描、隐身功能等)。可以预见,编码和可编程超材料对将来智能雷达及其它智能系统的研制奠定了基础。

### 5.5 直流隐形装置

科学上关于电磁隐形衣的研究一直是科研领域的热点问题。2006年,Pendry等<sup>[38]</sup>提出了基于变换光学理论控制电磁波的思想,并基于此提出了一个极为优雅隐形衣设计,再次激发了人们对这一领域的兴趣;同年,Smith等<sup>[55]</sup>首次从实验上验证了上述电磁隐形衣。电磁隐形衣的研究在全球范围内开展得如火如荼,已经从最初的微波波段,逐步向远红外、红外、近红外、可见光等频段扩展,并且延伸到表面等离子激元、表面波、声学、力学、物质波、热力学等领域。

作为时变电磁场的特例,静电(磁)隐形衣的研究也具有重要的理论价值和实际意义。由梅中磊等<sup>[56]</sup>提出的隐形装置(图17(a))采用变换光学理论进行设计,能够在直流电下工作,引导电流平滑地绕过被保护的区域,并且绕过隐形区域后能够恢复到原有方向,只在装置内部产生扰动。当隐形装置为内外半径分别为 $a$ 、 $b$ 的柱状套层结构时(二维情况),采用经典的变换形式,即

$$\rho' = f(\rho) = \frac{b-a}{b} \rho + a, \quad \varphi' = \varphi, \quad z' = z \quad (50)$$

则得到该直流电型电磁隐形装置的电导率参数为<sup>[56]</sup>:

$$\bar{\sigma}' = \Lambda \left[ \frac{\rho' - a}{\rho'}, \frac{\rho'}{\rho' - a}, \frac{\rho' - a}{\rho'} \left( \frac{b}{b-a} \right)^2 \right] \sigma \quad (51)$$

显而易见,基于变换光学理论所设计的这种隐形衣需要使用非均匀、各向异性的电导率材料构建。通过将材料在极坐标网格中离散化的方法,将各向异性电导率用等效的电阻

来实现,从而创造性采用各向异性的电阻网络搭建了直流电型隐形衣,首次进行实验加工并进行了实际测量,结果如图17(b)所示。

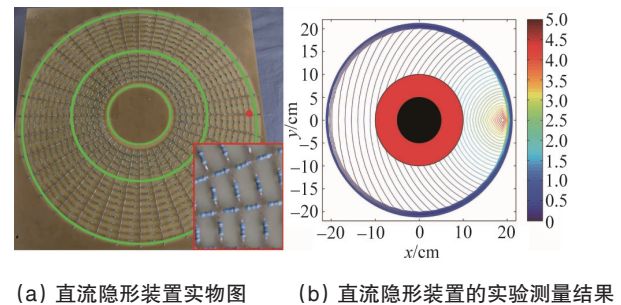


图 17 直流隐形装置及实验结果

Fig.17 A DC electric invisibility cloak

### 5.6 基于石墨烯的超薄隐形衣

与变换光学理论相似,基于散射相消理论也可以设计电磁隐形装置<sup>[57]</sup>。众所周知,当电磁波照射到目标上时,由于极化(磁化)的存在,目标会产生一个二次场,从而干扰入射电磁波的原始场分布,目标也就被发现了。散射相消的核心思想是在目标外部覆盖一个等离子材料套层,其材料的电磁参数小于1。这样,当目标被极化或磁化时,套层也会被同时极化,由于产生的极化强度与目标正好反相,从而抵消二次散射场的效果,实现目标隐形。从这个角度上看,基于石墨烯的超薄电磁隐形装置有类似的作用。当入射电磁波照射到石墨烯薄层时,会感应出电流来;如果通过合适的方式调整该电流的大小和分布,也能抵消目标所产生的散射场,从而达到隐形的目的。在这种情况下,电流的调控是通过控制石墨烯的表面阻抗来实现的,而对表面阻抗的控制,归根结底是通过其电导率的控制来进行,如式(24)~(28)所示。

2011年,Alù小组<sup>[58]</sup>提出了单原子厚度电磁隐形装置的概念,他们对半径为 $a$ 的无限长介质圆柱进行了理论分析,该圆柱表面覆盖有半径为 $a_c$ 的石墨烯薄层。利用Mie散射理论和柱面波函数展开方法,研究人员得到了各个区域的电磁场分布,通过在边界处进行场的匹配,尤其是考虑石墨烯位置处的阻抗边界条件,即

$$\mathbf{H}_{\text{tan}}|_{r=a_c} - \mathbf{H}_{\text{tan}}|_{r=a} = \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}_{\text{tan}}|_{r=a} / Z_s \quad (52)$$

得到了各个模式散射场的系数,与表面阻抗有显式的关系<sup>[58]</sup>

$$c_n^{\text{TM}} = -\frac{U_n^{\text{TM}}}{U_n^{\text{TM}} + iV_n^{\text{TM}}}, \quad c_n^{\text{TE}} = -\frac{U_n^{\text{TE}}}{U_n^{\text{TE}} + iV_n^{\text{TE}}} \quad (53)$$

在准静态环境下令最主要模式的散射系数( $c_0^{\text{TM}}$ 或 $c_1^{\text{TE}}$ )为零,最终得到的表面阻抗分布为

$$X_s = \frac{2}{\omega \gamma \epsilon_0 (\epsilon - 1)} + \frac{\omega \alpha \mu_0 ((\gamma^2 - 1) \sin^2 \alpha)}{4 \gamma^3 (\epsilon - 1)} \approx \frac{2}{\omega \gamma \epsilon_0 (\epsilon - 1)} \quad (54)$$

图 18 给出了太赫兹频段下该超薄电磁隐形装置的散射宽度<sup>[58]</sup>。可以看出,在设计频段及其附近,石墨烯可以大幅度减小散射从而实现隐形。与散射相消原理相似,基于石墨

烯的超薄电磁隐形装置,不能工作在大的尺寸下。如果设计多层隐形结构,或者使用各向异性的表面阻抗,则该隐形装置还可以获得更好的隐形效果。

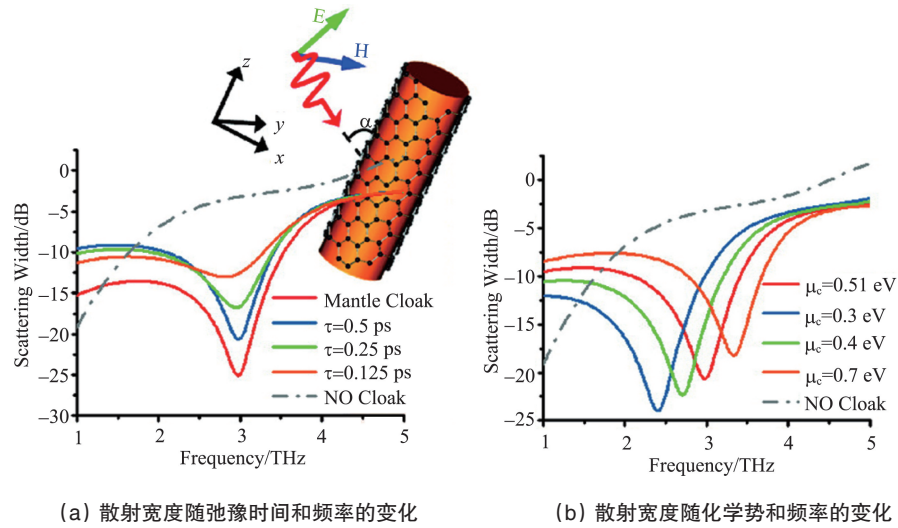


图 18 石墨烯超薄隐形衣的隐形效果  
Fig. 18 Invisibility effects of an ultrathin graphene-based cylindrical invisibility cloak

### 5.7 基于石墨烯的龙伯透镜

石墨烯的另外一个特点,就是能支持SPPs的传播。通过对石墨烯电导率的调控,可以实现类似于光频段下金属的电磁参数,即等效介电常数的实部小于零。因此,放置于空气中的石墨烯薄层,可以等价为一个厚度为  $\delta$  的介质波导。对于TM模式,该波导的色散方程为<sup>[59]</sup>

$$\coth\left(\sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_m} \delta / 2\right) = -\frac{\epsilon_m \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0}}{\epsilon_0 \sqrt{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_m}} \quad (55)$$

其中,  $\epsilon_m$  就是厚度为  $\delta$  的石墨烯等效的介电常数,如式(28)所示。

当石墨烯厚度趋近于零时,可以得到,  $\delta \rightarrow 0, \beta^2 = k_0^2 [1 - (2/\eta_0 \sigma_g)^2]$ , 即

$$\beta = k_0 \sqrt{1 - (2/\eta_0 \sigma_g)^2} \quad (56)$$

从这个角度看,对于TM模式SPP来讲,石墨烯相当于一个  $n_{eff} = \sqrt{1 - (2/\eta_0 \sigma_g)^2}$  的人工电磁材料,其数值受石墨烯电导率的控制。根据这一思路,Engheta等提出了存在于石墨烯上的龙伯透镜<sup>[59]</sup>。对于半径为  $R$  的龙伯透镜,折射率分布为

$$n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2} \quad (57)$$

结合石墨烯的等效折射率参数,可以得到

$$\sigma_{g,t}(r) = \sigma_{g,t}^{out} \left(2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right)^{-1/2} \quad (58)$$

通过将龙伯透镜在半径方向离散化处理,Engheta小组实现了一个单原子厚度的龙伯透镜,数值仿真结果如图19所示<sup>[59]</sup>。可以看出,经过该龙伯透镜的作用,点源发出的SPPs

模式被转换为平直的波束向远处传播,从而证明了该设计的正确性。

超材料的物理性质新奇特异、超越常规,其应用数不胜数。除了上述简单介绍的应用之外,其他典型的还有超级透镜、完美吸波材料、高性能传感器等。

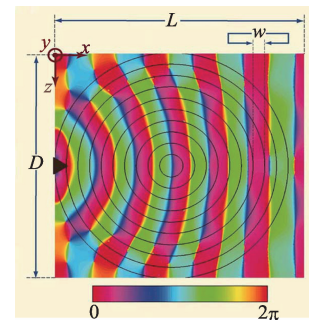


图 19 基于石墨烯的龙伯透镜仿真结果  
Fig.19 Simulation results of graphene-based Luneburg lens

## 6 结论

电磁超材料提供了一种制造灵活、具有特殊物理性质的电磁器件的全新方法,打破了电磁波领域研究受材料、频段等限制的僵局,开启了多领域研究的全新局面。但目前仍然处在起步阶段或者试验阶段,没有形成成熟的产业化系统,距离真正大规模产业化还有相当长的路要走,具体的发展有以下几个方向。

1) 对超材料可控性的研究。材料的可控性是运用电磁超材料动态操控电磁场的基本要求。超材料的超常物理特

性将电磁场的操控变得简单可行,但是对于一般超材料而言,一经设计其电磁特性就固定了,功能也就限制了。为寻求突破,如何更加有效地控制超材料特性就显得尤为重要,这也是今后超材料更深层次研究的关键点。

2) 拓宽超材料的工作频带。虽然电磁超材料在微波段、光波段等多个频段内已取得较大成果并经验证可行,但是工作频带始终是超材料研究的瓶颈,如果能够突破,必定能够打开超材料应用的全新局面。例如,电磁关卡如果能够适用于声波段便可用来抗噪声防窃听,红外波段则可用于隔热,可见光波段的隐形衣能够实现光学隐形等。因此,拓宽超材料工作频带是今后超材料研究的重要方向。

3) 超材料的功能器件的系统研发及产业化。超材料技术目前还处于试验阶段,相关功能器件的系统研发还没有大面积展开,产业化之前也需要更多的验证,并且大规模的产业化对超材料的制造工艺提出了更高的要求,这种要求不仅体现在加工效率上,更是体现在产品正式投入使用系统与系统的对接和配合上。

总之,电磁超材料要从研究成果彻底转化为生产力,必定还有一个艰难的过程,无法预料这个过程中会出现什么难题,但无论如何,超材料的出现已令全世界耳目一新,未来的世界必将随之改变。

#### 参考文献 (References)

- [1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneous negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$  [J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(4): 509-514.
- [2] Shelby R A, Smith D R, and Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(5514): 77-79.
- [3] Xi S, Chen H S, Jiang T, et al. Experimental verification of reversed Cherenkov radiation in left-handed metamaterial[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(19): 194801.
- [4] Galyamin S N, Tyukhtin A V, Kanareykin A, et al. Reversed Cherenkov-transition radiation by a charge crossing a left-handed medium boundary[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(19): 194802.
- [5] Lakhtakia A. Positive and negative Goos-Hanchen shifts and negative phase-velocity mediums (alias left-handed materials)[J]. International Journal of Electronics and Communications, 2003, 58(3): 229-231.
- [6] Cui T J, Lin X Q, Cheng Q, et al. Experiments on evanescent-wave amplification and transmission using metamaterial structures[J]. Physical Review B, 2006, 73(24): 245119.
- [7] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966-3969.
- [8] Sihvola A, Tretyakov S, and Baas D B. Metamaterials with extreme material parameters[J]. Journal of Communications Technology & Electronics, 2007, 52(9): 986-990.
- [9] Alù A, Engheta N, Erentok A, and Ziolkowski R W. Single-negative, double-negative, and low-index metamaterials and their electromagnetic applications[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2007, 49(1): 23-36.
- [10] Mei Z L, Cui T J. Experimental realization of a broadband bend structure using gradient index metamaterials[J]. Optics Express, 2009, 17(20): 18354-18363.
- [11] Choy T C. Effective medium theory: principles and applications[M]. Oxford University Press, 1999.
- [12] Guven K, Saenz E, Gonzalo R, et al. Electromagnetic cloaking with canonical spiral inclusions[J]. New Journal of Physics, 2008, 10(11): 1005-1008.
- [13] 许福永, 赵克玉. 电磁场与电磁波[M]. 北京: 科学出版社, 2005: 30-31.  
Xu Fuyong, Zhao Keyu. Electromagnetic field and electromagnetic wave [M]. Beijing: Science Press, 2005: 30-31.
- [14] Koledintseva M Y, Dubroff R E, and Schwartz R W. A Maxwell-Garnett model for dielectric mixtures containing conducting particles at optical frequencies[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2006, 63: 223-242.
- [15] Landau L D, Lifshitz E M, and Pitaevskii L P. Electrodynamics of continuous media [M]. New York: Pergamon Press, 1984: 24.
- [16] Smith D R, Schultz S, Markos P, and et al. Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients[J]. Physical Review B, 2001, 65(19): 195104.
- [17] Chen X D, Grzegorzczak T M, Wu B L, et al. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials[J]. Physical Review E Statistical Nonlinear & Soft Matter Physics, 2004, 70(2): 811-811.
- [18] Chen X D, Wu B L, Kong J A, et al. Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials[J]. Physical Review E Statistical Nonlinear & Soft Matter Physics, 2005, 71(2): 100-119.
- [19] Mei Z L, Bai J, and Cui T J. Gradient index metamaterials realized by drilling hole arrays[J]. Journal of Physics D Applied Physics, 2010, 43(5): 055404.
- [20] Yang X M, Zhou X Y, Cheng Q, et al. Diffuse reflections by randomly gradient index metamaterials[J]. Optics Letters, 2010, 35(6): 808-810.
- [21] Chen H S, Zhang J J, Bai Y, et al. Experimental retrieval of the effective parameters of metamaterials based on a waveguide method[J]. Optics Express, 2007, 14(26): 12944.
- [22] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(18): 4184-4187.
- [23] Bai G D, Yang F, Jiang W X, et al. Realization of a broadband electromagnetic gateway at microwave frequencies[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(15): 2075-2083.
- [24] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, et al. Fine structure constant defines visual transparency of graphene[J]. Science, 2008, 320(5881): 1308-1308.
- [25] Hanson G W. Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene[J]. Journal of Applied Physics, 2008, 103(6): 064302.
- [26] Feng Y J, Teng X H, Chen Y, et al. Electromagnetic wave propagation in anisotropic metamaterials created by a set of periodic inductor-capacitor circuit networks[J]. Physical Review B, 2005, 72(24): 245107.
- [27] Grbic A and Eleftheriades G V. Periodic analysis of a 2-D negative refractive index transmission line structure[J]. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, 2003, 51(10): 2604-2611.
- [28] Ahmadi A and Mosallaei H. Physical configuration and performance modeling of all-dielectric metamaterials[J]. Physical Review B Condensed Matter, 2008, 77(4): 5104.
- [29] Schuller J A, Zia R, Taubner T, et al. Dielectric metamaterials based on electric and magnetic resonances of silicon carbide particles[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(10): 107401.
- [30] Levy U, Abashin M, Ikeda K, et al. Inhomogeneous dielectric metamaterials with space-variant polarizability[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(24): 727-734.
- [31] Wheeler M S, Aitchison J S and Mojahedi M. Three-dimensional array of dielectric spheres with an isotropic negative permeability at infrared frequencies[J]. Physical Review B, 2005, 72(19): 193103.

- [32] Lagarkov A N and Sarychev A K. Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions[J]. *Physical Review B Condensed Matter*, 1996, 53(10): 6318–6336.
- [33] Chen H Y and Chan C T. Electromagnetic wave manipulation using layered systems[J]. *Physical Review B*, 2008, 78(5): 054204.
- [34] Xiao D and Johnson H T. Approximate optical cloaking in an axisymmetric silicon photonic crystal structure[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(8): 860–862.
- [35] Pendry J B. A chiral route to negative refraction[J]. *Science*, 2004, 306(5700): 1353–1355.
- [36] Edwards B, Alù A, Silveirinha M G, et al. Experimental verification of plasmonic cloaking at microwave frequencies with metamaterials[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(15): 153901.
- [37] Yu N F, Genevet P, Kats M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: Generalized Laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334(6054): 333–337.
- [38] Pendry J B, Schurig D, and Smith D R. Controlling electromagnetic fields[J]. *Science*, 2006, 312(5781): 1780–1782.
- [39] Zhang B L, Luo Y, Liu X G, et al. Macroscopic invisibility cloak for visible light[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 106(3): 426–432.
- [40] Zhang J, Mei Z L, Zhang W R, et al. An ultrathin directional carpet cloak based on Generalized Snell's law[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(15): 151115.
- [41] Estakhri N M and Alù A. Ultra-thin unidirectional carpet cloak and wavefront reconstruction with graded metasurfaces[J]. *IEEE Antennas & Wireless Propagation Letters*, 2014, 13: 1775–1778.
- [42] Hsu L Y, Lepetit T, and Kanté B. Extremely thin dielectric metasurface for carpet cloaking[J]. *Progress in Electromagnetics Research*, 2015, 152.
- [43] Ni X J, Wong Z J, Mrejen M, et al. An ultrathin invisibility skin cloak for visible light[J]. *Science*, 2015, 349(6254): 1310–1314.
- [44] Luo X D, Yang T, Gu Y W, et al. Conceal an entrance by means of super-scatterer[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 94(22): 223513.
- [45] Chen H Y, Chan C T, Liu S, et al. A simple route to a tunable electromagnetic gateway[J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(8): 1–13.
- [46] Li C, Meng X K, Liu X, et al. Experimental realization of a circuit-based broadband illusion-optics analogue[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(23): 3425–3426.
- [47] Lin X Q, Jiang Y, Jin J Y, et al. Understand and realize an “invisible gateway” in a classical way[J]. *Progress in Electromagnetics Research*, 2013, 141: 739–749.
- [48] Hayashi S and Okamoto T. Plasmonics: visit the past to know the future[J]. *Journal of Physics D Applied Physics*, 2012, 45(43): 433001–433024(24).
- [49] Ritchie R H. Plasma losses by fast electrons in thin films[J]. *Physical Review*, 1957, 106(5): 874–881.
- [50] Pendry J B, Martín-Moreno L, and García-Vidal F J. Mimicking surface plasmons with structured surfaces[J]. *Science*, 2004, 305(5685): 847–848.
- [51] Shen X P, Cui T J, Martín-Cano D, et al. Conformal surface plasmons propagating on ultrathin and flexible films[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2013, 110(1): 40–45.
- [52] Kumar G, Pandey S, Cui A, et al. Planar plasmonic terahertz waveguides based on periodically corrugated metal films[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 13(11): 1404–1408.
- [53] Navarro-Cía M, Beruete M, Agrañotis S, et al. Broadband spoof plasmons and subwavelength electromagnetic energy confinement on ultrathin metafilms[J]. *Optics Express*, 2009, 17(20): 18184–18195.
- [54] Cui T J, Qi M Q, Wan X, et al. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials[J]. *Light Science & Applications*, 2014, 3(10): e218.
- [55] Schurig D, Mock J J, Justice B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. *Science*, 2006, 314(5801): 977–980.
- [56] Yang F, Mei Z L, and Jin T Y, et al. dc electric invisibility cloak[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(5): 053902.
- [57] Alù A, and Engheta N. Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings[J]. *Physical Review E Statistical Nonlinear & Soft Matter Physics*, 2005, 72(1): 016623.
- [58] Chen P Y and Alù A. Atomically thin surface cloak using graphene monolayers[J]. *Acs Nano*, 2011, 5(7): 5855–5863.
- [59] Vakil A, Engheta N. Transformation optics using graphene[J]. *Science*, 2011, 332(6035): 1291–1294.

## Recent advances on metamaterials

MEI Zhonglei<sup>1</sup>, ZHANG Li<sup>1</sup>, CUI Tiejun<sup>2</sup>

1. School of Information Science and Engineering, Lanzhou University, Lanzhou 730000 China

2. State Key Laboratory of Millimeter Waves; School of Information Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China

**Abstract** In this paper the current research and development of electromagnetic metamaterials are reviewed. Firstly, the definition, properties and classification of metamaterials are given. Secondly, commonly used effective medium theories are summarized, including Clausius-Mossotti equation, Maxwell-Garnett equation and its generalization, Bruggemann effective-medium expression, and the Polder-van Santen formula. Then, two retrieval methods for characterising electromagnetic parameters of metamaterials are presented, i.e., the method based on scattering parameters and another based on waveguide measurement. As for possible implementations of metamaterials, six types are demonstrated in the review, namely PCB based metamaterial, graphene based metamaterial, dc metamaterial, transmission-line based metamaterial, metamaterial using dielectric resonators, and anisotropic metamaterials using isotropic layered materials. Moreover, a two-dimensional metamaterial, i.e. metasurface, and its working mechanism are also explained. More importantly, several typical applications of metamaterials are illustrated, which are the ultra-thin carpet cloak, microwave gateway, conformal surface plasmon polaritons, digital and programmable metasurface, dc cloak, and graphene based ultra-thin cloak, Luneburg lens, etc. Finally, future development of metamaterials is predicted.

**Keywords** metamaterials; metasurface; graphene; effective medium theory; generalized Snell's law

(编辑 韩丹岫)