文章编号 2095-1531(2017)01-0001-12

电磁编码超材料的理论与应用

张 磊,刘 硕,崔铁军*
(东南大学 信息科学与工程学院,江苏 南京 210096)

摘要:本文系统地对编码超材料、数字超材料及现场可编程超材料的新进展进行了综述,讨论其对电磁波的实时调控和构造多功能器件的能力。首先,引入 1-bit 编码超材料,由“0”和“1”两种编码单元构成,分别对应于相位相反的电磁响应。通过控制不同的“0”和“1”编码序列,可以调控电磁波,并实现不同功能。这种 1-bit 编码超材料可以扩展到 2-bit,甚至更高比特。其次,介绍了一种由开关二极管来控制的数字编码超材料,每个编码单元可通过二极管的开和关来获得不同的相位响应,进而获得不同的数字态。结合现场可编程门阵列(FPGA)控制系统,实现了对数字超材料的实时可编程设计,构造出现场可编程超材料。最后,研究了编码超材料对太赫兹波的调控,包括太赫兹波宽带漫散射及其对目标雷达散射截面(RCS)的缩减、各向异性编码超材料对太赫兹波的极化调控和波束调控等。数值仿真和实验测试结果吻合很好,验证了编码超材料的出色性能,展示了编码超材料调控电磁波的多功能性。编码超材料对微波及太赫兹波的实时控制可用于制作波束分离、波束偏折、极化转换等功能器件,也可在宽带范围内有效缩减目标 RCS。

关 键 词:编码超材料;数字可编程;超表面;太赫兹;漫反射;各向异性
中图分类号:O441.4 **文献标识码**:A doi:10.3788/CO.20171001.0001

Theory and application of coding metamaterials

ZHANG Lei, LIU Shuo, CUI Tie-jun*
(*School of Information Science and Engineering*, *Southeast University*, *Nanjing* 210096, *China*)
* *Corresponding author*, *E-mail*: *tjcui@seu.edu.cn*

Abstract: In this paper, we review the recent progress on coding metamaterial, digital metamaterial and programmable metamaterial, and discuss their capacities in manipulating the electromagnetic(EM) waves in real time and constructing the multi-functional devices. First, we present 1-bit coding metamaterials that are composed of only two types of unit cells with 0 and π phase responses, named as ‘0’ and ‘1’ elements, respectively. By encoding ‘0’ and ‘1’ elements with controlled sequences, we can manipulate EM waves and realize different functionalities. The concept of coding metamaterials can be extended from 1-bit coding to 2-bit coding or higher. Second, we introduce a unique metamaterial particle that has either 0′ or 1′ response electrically controlled by a biased diode. Based on this particle, we present digital metamaterials with unit cells that possess either 0′ or 1′ state. Using a field-programmable gate array(FPGA), we realize the digital controls over the coding metamaterial, thereby realizing a programmable metamaterial. Finally, we study the manipulations to terahertz waves using the coding metamaterial, such as to produce wideband diffusions of terahertz

收稿日期:2016-09-14;**修订日期**:2016-09-27
基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 61571117)
Supported by National Natural Science Foundation of China(No. 61571117)

waves, achieving the efficient reductions of radar cross sections(RCSs), as well as to propose anisotropic coding metamaterials, realizing distinct coding behaviors for different polarizations. The measured results are in good agreements with the simulated results, demonstrating the powerful abilities of coding metamaterials to control EM waves. The property of coding metamaterials to manipulate EM waves can be used for designing beam splitter, realizing anomalous reflections and polarization conversions, and reducing RCSs of metallic objects in wide frequency bands.

Key words: coding metamaterials; digital and programmable; metasurfaces; terahertz; diffusion; anisotropic

1 引 言

随着现代社会逐渐步入信息化,相关学科领域如通信、国防、电子技术及基础自然科学等都获得了前所未有的发展机遇。电磁超材料(Metamaterials)作为一种新技术,自诞生以来,因其独特的电磁特性而受到极为广泛的关注,并迅速发展成为涉及物理、化学、材料、信息等领域的前沿交叉学科。所谓电磁超材料,是将具有特定几何形状的宏观基本单元周期或非周期性的排列,或者植入基体材料内(或表面)所构成的一种人工电磁材料。电磁超材料与传统材料的区别在于:电磁超材料用宏观尺寸单元代替了原来的微观尺寸单元(原子、分子)。尽管二者的单元尺寸相差很大,但是它们对外界电磁波的响应都是通过基本单元谐振系统与外加电磁场的相互作用来体现的。现有超材料按其排布不同大致可分为两类:由周期结构构成的均匀媒质和由非周期结构构成的非均匀媒质[1]。之前对超材料的研究主要集中在亚波长尺寸的周期结构,可以用统一的宏观媒质参数来表征。通过设计特定的人工单元,可以实现极端的媒质参数,从而很好地调控电磁波,获得一些不寻常的物理特性[1],如负折射现象[2-3]、完美透镜[4]、零折射率实现的高定向性发射和遂穿效应[5-7]以及高度各向异性的超材料[8-10]。

而对于单元间距较大的周期结构诸如光子晶体等,不适合采用宏观媒质理论描述,可以采用通带和禁带的分析方法以实现对电磁波的调控[11-12]。相对地,亚波长非周期结构的单元尺寸呈渐变分布,在宏观尺度上表现为非均匀超材料,其拥有更大的自由度来调控电磁波。此外,变换光学方法可以用于设计理想的各向异性且非均匀的超材料,可任意地控制电磁波的传播、极化、散射等特性[13-14],从而实现新奇的物理现象和新颖功能器件,如隐形斗篷[13-19]、电磁波集中器[20]、幻觉光学器件[21-22]和新奇透镜[23-24]。传统的几何光学方法和费马原理也可以用于设计渐变的折射率超材料[25],实现高性能天线[26-28]、高分辨率的成像透镜[29]、低散射截面[30],甚至实现数学运算[31]等。近年来,为了减少体超材料的厚度及构造复杂性,单层平面结构的超表面(Metasurfaces)广泛地用于调控电磁波[32-39],此外可调超表面实现对相位的动态调控也成为了研究热点[40-44]。

以往在对超材料进行分析与研究时,通常采用宏观连续的、均匀或非均匀的等效媒质参数来描述,可将这种传统的超材料称为“模拟超材料”。2014 年,Giovampaola 和 Engheta 提出了通过空间混合的“数字超材料比特位”来构建“超材料字节”的方法[45],但这里的“数字超材料比特位”是由不同电磁特性的材料粒子构成(如正介电常数的硅和负介电常数的银)。然而,这些超材料字节仍然是用等效媒质参数来描述。与此同时,东南大学崔铁军教授课题组提出了“编码超材料”、“数字超材料”及“可编程超材料”的概念[40]。可编程超材料意味着一款单一的超材料通过数字控制可以实现不同的功能,从而真正实现对电磁波的数字调控和实时调控。为了实现此功能,崔铁军等人设计了分别具有“0”和“π”相位响应的两种单元来模拟“0”和“1”数字态,并且结合数字控制技术进行实时调控[40]。

这种“0”和“1”单元不需要用宏观的媒质参数来描述,可以通过设计简单的“0”和“1”编码序列来调控电磁波[40,46-47]。其实,相反相位的方法已经被广泛地应用于天线和光通信领域。例如,

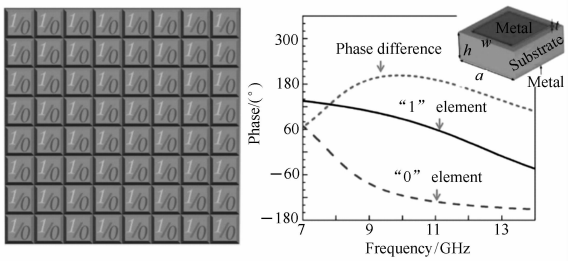
将一个人工理想磁导体(0 相位响应)与理想电导体(π 相位响应)组合成棋盘格结构[48],任何垂直入射的平面电磁波都会很好的相互抵消,可以用来降低目标雷达散射截面(Radar Cross Section,简称 RCS)。此外,利用设计好蚀刻图案的多层介质掩模板来产生二进制光栅也已经应用于衍射光学领域的研究[49-50],通常要在光波段获得 π 相位差,蚀刻深度只需达到光的波长量级,易于实现,而对于微波频段来说尺寸较大。类似的研究也包括空间光调制器[51-52],它能够在光波束上施加一定形式的空间变化调制;通过设计超材料谐振单元,基于超材料吸波器的空间光调制器在太赫兹波段也得以实现[53-56]。

本文对编码、数字及现场可编程超材料进行了系统的综述。首先引入编码超材料的概念[40]并通过不同的编码实例来展示其操控电磁波的能力。接着介绍一种特殊的数字超材料单元,它加载一个开关二极管来实现“0”和“1”数字态。由这种数字单元构成一款可编程数字超材料,通过现场可编程门阵列(Field Programmable Gate Array,简称 FPGA)系统可实现对电磁波的实时控制[40]。最后,将编码超材料的应用从微波拓展到太赫兹波,包括太赫兹波宽带漫反射用于降低 RSC[46]和各向异性编码超材料受太赫兹波极化控制的多功能性[47]。这种编码超表面具有设计简单、成本低廉、易于加工等优点,在高性能天线,减少 RCS 等方面都有着重要的应用前景。

2　各向同性编码超材料

2.1　编码超材料的概念

编码超材料的概念由崔铁军等人[40]于 2014 年首次提出并进行了实验验证。编码超材料是相对于传统的模拟超材料而言,以一种数字编码的方式来简化单元的设计,能够更加简单高效地调控电磁波。图 1(a)展示了一种由二进制数字“0”或“1”单元构成 1-bit 反射式编码超表面,由于存在金属背板,在无耗情形下反射率均为 1,图 1(b)中两种单元反射相位差为 180°,规定 0°相位为“0”数字态,180°相位为“1”数字态。实际上,这种数字态的物理实现并不唯一,但是单元必须具有不同的相位响应以便自由地调控电磁波[40]。一般理想磁导体和理想电导体可用来模拟“0”和“1”数字态,然而为了达到宽频带的目的,文献[40]中采用的基本单元是由亚波长尺寸的金属方片印刷在带有金属背板的介质基板上构成,如图 1(b)中插图所示,这种单元构造简单,易于加工实现。



(a) 编码超表面示意图
(a) Structure diagram of coding metasurface

(b) 0 和 1 编码单元的相应响应
(b) Phase responses of '0' and '1' elements

图 1　1-bit 编码超表面[40]

Fig. 1　Illustration of the 1-bit coding metasurface[40]

当单元贴片的宽度 w 分别为 4.8 mm 和 3.75 mm时,两者反射相位差在一个宽频带内接近 180 度,在 8.7 GHz 和 11.5 GHz 处为 180 度,如图 1(b)所示。因此,定义 $w=4.8$ mm 的单元为“0”数字态,$w=3.75$ mm 的单元为“1”数字态。虽然“0”数字态单元在某些频点处的绝对相位值并不是 0 度,但是并不影响其功能,将相位归一化到 0 度即可[40]。相比于传统的模拟超材料采用等效媒质参数去调控电磁波,编码超材料的核心思想在于:通过设计“0”和“1”单元的编码序列来灵活地调控电磁波。

编码超材料调控电磁波的原理可以用传统相控阵天线的理论来解释[40]:以 $N\times N$ 个相同尺寸为 D 的方形栅格构成的编码超表面为例,每个栅格填充由“0”或“1”单元构成的子阵列,其散射相位设为 $\varphi=(m,n)$。在平面波垂直入射的情形下,超表面的远场方向函数可表示为:

$$f(\theta,\varphi)=f_e(\theta,\varphi)\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\exp\{-i\{\varphi(m,n)+KD\sin\theta[(m-1/2)\cos\varphi+(n-1/2)\sin\varphi]\}\},\tag{1}$$

式中,θ 和 φ 为任意方向上的俯仰角和方位角,

$f_e(\theta,\varphi)$为栅格的方向函数。超表面的方向性系数可表示为：

$$\mathrm{dir}(\theta,\varphi) = \frac{4\pi \mid f(\theta,\varphi) \mid^2}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \mid f(\theta,\varphi) \mid^2 \sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\varphi}. \tag{2}$$

利用式(2)可计算出任意编码序列下超表面的散射方向图，最终可通过设计不同的编码序列实现对电磁波的控制[40,46-47]。

为了获得更大的自由度来操控电磁波，编码可以拓展到 2-bit 甚至更高。在 2-bit 编码中，利用特定相位响应的 4 种单元来模拟“00”、“01”、“10”和“11”数字态[40]，分别对应相位 0°、90°、180°和 270°。较 1-bit 编码而言，2-bit 编码拥有更丰富的编码序列，可实现更广泛的应用，不过这也增加了数字控制电路设计的复杂性。需要指出：本文所涉及的编码超材料均为反射式[40,46-47]，但是编码的概念同样适用于设计透射式超表面。

2.2 典型编码实例

当采用离散的数字式编码来表征基本组成单元后，就可以通过设计简单的编码序列来实现对电磁波的控制[40,46-47]。在 1-bit 编码情形下：当垂直入射波照射到编码序列为“010101…/010101…”和“010101…/101010…”的超表面时，会分别形成对称的 2 个和 4 个反射波束[48]，如图 2 所示。而在 2-bit 编码序列“0001101100011011…”情形下，由于相邻单元之间具有 90 度的相位梯度差，根据广义斯涅耳定律[32-34]，垂直入射波将会出现异常波束偏折现象[40,46]。

2.3 数字可编程设计

编码超材料提供了一种全新的思路来控制电磁波，崔铁军等人在此基础上进一步拓展，提出了一种数字单元来实现可编程超材料[40]。如图 3(a)所示，两个平面对称的金属结构印刷于 F4B 介质基板的上表面，并由一个开关二极管相连接。另外，两个金属过孔将两个金属结构分别与两片相互隔离的地相连接，用于外加直流偏压以控制二极管的通与断[40]。图 3(b)为商业仿真软件 CST 得到的单元反射相位曲线，二极管开与关状态的两个单元在 8.6 GHz 处相位差恰好是 180°，二极管导通时呈现“1”数字态，二极管截止时呈现“0”数字态，由此可实现反射相位在 0 度和 180°之间的瞬时电切换。

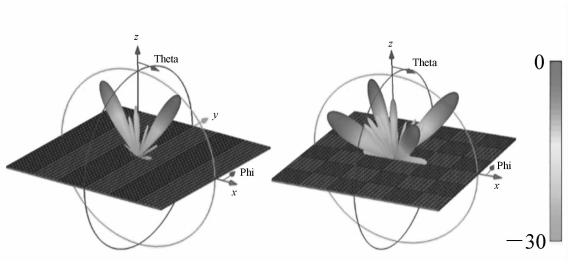
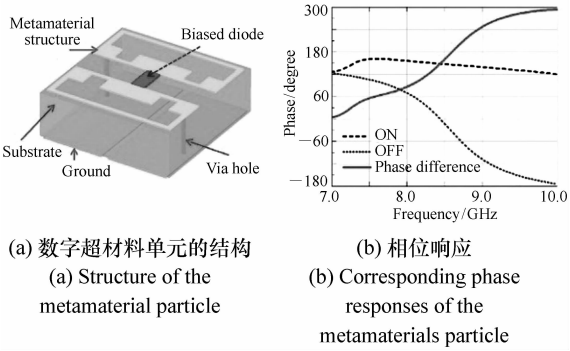


图 2 编码序列“010101…/010101…”和“010101…/101010…”下 1-bit 编码超表的远场方向图[40]

Fig. 2 Full-wave simulated scattering patterns of 1-bit periodic coding metasurfaces with coding sequences “010101…/010101…” and “010101…/101010…”[40]



(a) 数字超材料单元的结构 (a) Structure of the metamaterial particle

(b) 相位响应 (b) Corresponding phase responses of the metamaterials particle

图 3 数字超表面的基本单元

Fig. 3 Metamaterials particle for realizing the digital metasurface

文献[40]中利用此数字单元构造了一款 1-bit的可编程超表面，其包含 30×30 个相同的单元，每相邻的 5 列单元共用一个偏置电压。为了数字地控制编码序列，设计了 FPGA 控制电路[57]，如图 4 所示，当其中一个开关被触发时，FPGA 就会输出相应的编码序列。通过触发开关来控制二极管的开或关，从而形成数字超表面所需的“0”和“1”数字态。此情形下，同一款数字超表面通过 FPGA 的控制就可以拥有不同的功能，最终实现可编程超表面[40]。当赋予可编程超表面不同的编码时，可实现多样的功能：如图 5 所示，在编码序列为“000000”和“111111”时，垂直入射波直接被后向反射，此情形与理想电导体和理想磁导体类似；在编码序列为“010101”时，垂

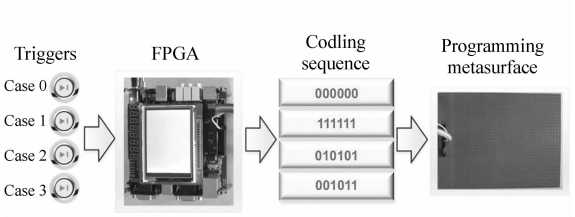


图 4　由 FPGA 控制实现可编程超表面的流程图

Fig. 4　A flow diagram for realizing a programmable metasurface controlled by the FPGA hardware

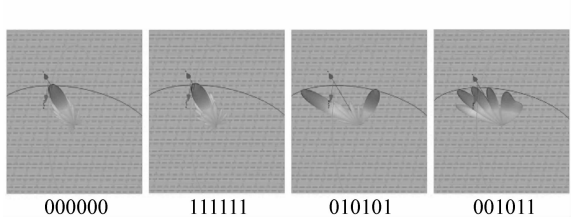


图 5　不同编码序列下可编程超表面的散射方向图

Fig. 5　Scattering patterns of the programmalbe metasurface under different coding squences

直入射波主要被反射到两个方向上;而在编码序列为“001011”时,垂直入射波束则被散射成多个波束[40]。需要说明的是,这里所实现的可编程超表面是一维的,只能在一个方向上控制波束,但结合更复杂的控制电路后可实现全空间 360 度的波束扫描。较之相控阵天线,现场可编程超表面构造成本低廉,以一种简单高效的方式实时地调控电磁波,在未来雷达应用中将发挥巨大的作用。

3　编码超材料降低 RCS

编码超材料不仅能够用于控制天线的辐射波束,也能用于覆盖于目标物体表面来降低 RCS[40,46-47]。通常,隐身衣能缩减 RCS 是通过引导电磁波绕射过目标[13-14];而吸波器则是通过吸收入射电磁波来降低 RCS[58-59]。在编码超材料基础上,高丽华等人于 2015 年提出了一种新颖的降低 RCS 的机理[46]:通过优化超表面的编码排布,可将入射波漫反射到空间各个方向且在每个方向上散射波能量都很小,满足能量守恒定律。

3.1　太赫兹低散射编码超表面

前述编码超材料均应用在微波段来调控电磁波,然而太赫兹波由于其特殊的频谱位置及其自身的优越特性,也具有非要重要的学术和应用价值[38,46-47,52-56]。图 6(a)展示了一种基于闵科夫斯基结构的 2-bit 编码超表面[46],应用在太赫兹波段来降低 RCS。图 6(b)中分形结构的单元拥有出色的自对称特性,可实现小型化和宽频带,其构成的编码超表面能够将太赫兹波漫反射到空间各个方向上,形成低散射波[46]。

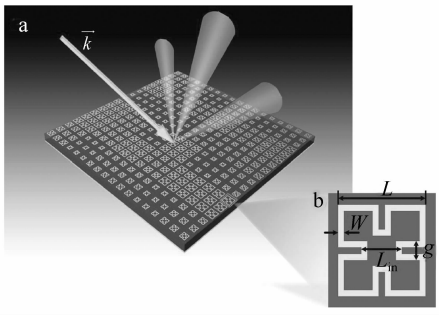


图 6　编码超表面及闽科夫斯基单元[46]

Fig. 6　Coding metasurface and Minkowski coding particle[46]

为了实现对散射方向图的完全控制,需要这种闵科夫斯基结构单元具有足够的相位覆盖。通过改变此单元的宽度 L,可以在宽频带内实现 270 度的相位覆盖,并且相位与宽度 L 几乎呈线性关系,可改变宽度 L 来获得多比特的编码单元[46],图 7 给出了 1-bit、2-bit 和 3-bit 编码下所对应的单元结构。文献[46]中利用随机的编码排布来获得预期的低散射方向图,实现对太赫兹波的宽带漫反射。同时,借助粒子群优化(Particle Swarm Optimization,简称 PSO)算法来寻找超表面的最优

Shape & Phase / Multi-bit	0	−45	−90	−135	−180	−225	−270	−315
1-bit	0				1			
2-bit	00		01		10		11	
3-bit	000	001	010	011	100	101	110	111

图 7　1-bit、2-bit 和 3-bit 编码的构成单元[46]

Fig. 7　Designed 1-, 2-, and 3-bit Minkowski particles using different-scale Minkowski loops[46]

化编码排布,以获得最佳的 RSC 缩减。这种低散射编码超表面在 1 THz、1.4 THz 和 1.8 THz 处的三维散射方向图分别如图 8 所示,其在宽频带内

实现了对太赫兹波的漫反射，在上半反射空间拥有很多的散射波束，几乎形成了全向散射，极大地缩减了 RCS[46]。

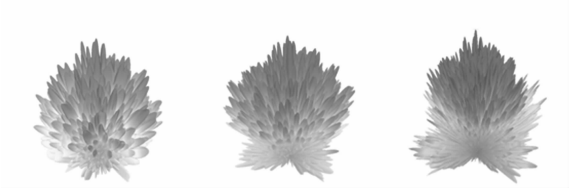
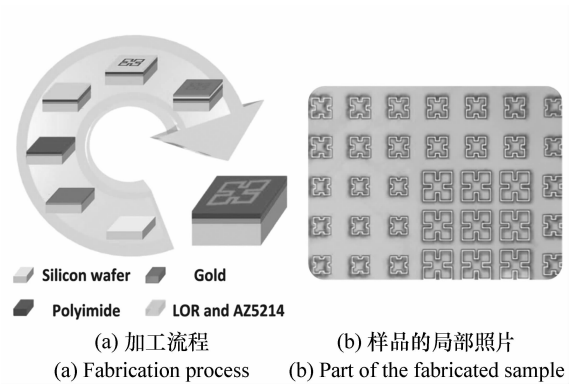


图 8 2-bit 编码超表面在 1、1.4、和 1.8 THz 处的三维散射方向图[46]

Fig. 8 3D scattering pattern of the 2-bit coding metasurface at 1, 1.4, and 1.8 THz[46]

3.2 样品加工与测试结果

通常，微波段的样品采用常规的印制电路板工艺即可制作[40]，而太赫兹波段的样品则需采用标准光刻工艺来加工[46-47]，加工流程如图 9(a)所示：其中主要涉及到匀胶、光刻、电子束蒸发、剥离等工艺步骤，具体流程见文献[46]，最终加工的 2-bit 编码超表面样品如图 9(b)所示。



(a) 加工流程 (a) Fabrication process (b) 样品的局部照片 (b) Part of the fabricated sample

图 9 编码超表面的加工流程和样品[46]

Fig. 9 Fabrication process and sample of the coding metasurface[46]

图 10 为实验采用的太赫兹测试系统，可用来测量散射系数与散射角度及工作频率之间的关系[46]。在测试过程中，将样品安置在金属架上，发射和接收均采用光纤耦合的光导天线，可通过旋转导轨来改变入射角和反射角，并采用光导采样的方式来探测散射波，具体测试过程及原理可见文献[46]。从图 11 的测试结果可以看出：与裸露金属板相比，这种 2-bit 编码超表面可以在 0.8～1.8 THz 宽带内实现出色的漫反射性能，很

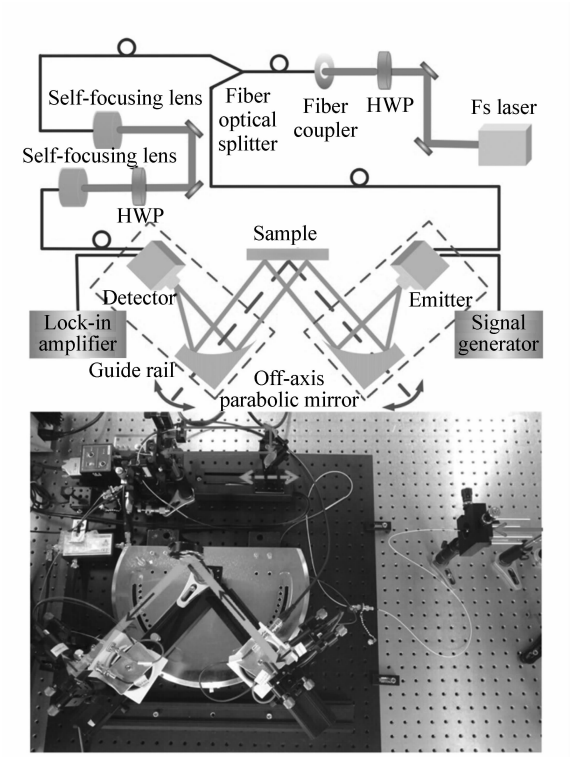


图 10 实验测试系统[46]

Fig. 10 A custom-built measurement system[46]

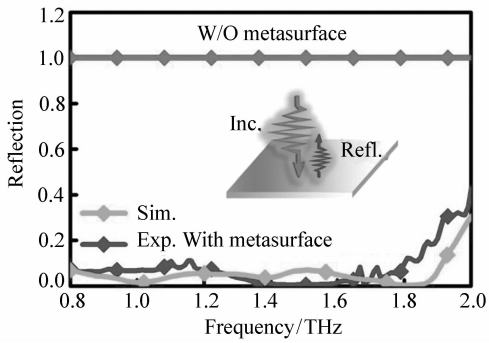


图 11 垂直入射波下 2-bit 编码超表面散射系数的测试和仿真结果对比[46]

Fig. 11 Measured and simulated backward scattering coefficients of the 2-bit coding metasurface in the frequency range from 0.8 to 2 THz under normal incidence[46]

好地抑制了后向散射。此外，高丽华等人也探究了漫反射特性对入射角度的依赖性[46]，证明了这种低散射编码超表面可以在一个宽频带和宽角域内实现对太赫兹波的漫反射，最终可应用在太赫兹波段来缩减 RSC。这种漫反射原理的提出开创

了控制太赫兹散射波的新途径,也为将来设计更多编码设备奠定了基础[46-47]。

4　各向异性编码超材料

4.1　各向异性编码的概念

文献[40,46]中设计的编码超材料均是由各向同性的单元构成,是不依赖于入射波的极化状态,即设计好编码之后功能就固定了,不会随着入射波极化的改变而改变。2016 年,刘硕等人提出了各向异性编码超材料的概念[47]:其功能取决于入射波的极化方向,对不同极化的入射波呈现独立的编码响应。图 12 为原理示意图:在 y 极化入射波照射下,编码超表面呈现“010101…”的编码排布,入射波主要被反射为两个对称的波束;而在 x 极化入射波照射下,编码超表面呈现棋盘格编码排布,入射波主要被反射为 4 个对称的波束[40,46,48]。

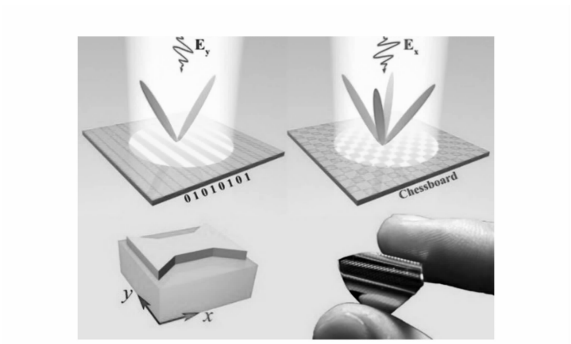


图 12　各向异性编码超材料的双功能示意图

Fig. 12　An example to demonstrate the flexibility of the anisotropic coding metasurface

为了实现这种极化受控的双功能编码超表面,刘硕等人设计了一种哑铃型结构的各向异性单元[47],这种单元结构在 x 极化和 y 极化入射波照射下分别呈现独立的相位响应,从而允许将两种不同的编码叠加在同一款超表面上。在 1-bit 形下,各向异性的单元可以在两种互相正交极化的入射波照射下分别独立地呈现反射相位 0°和 180°,对应数字编码“0”和“1”。文献[47]中将其编码命名为“s/s”的形式,其中前者为 x 极化下的编码响应,后者为 y 极化下的编码响应,将“1/0”单元旋转 90°就可得到“0/1”单元。为了获得全部的编码状态,还需要文献[40]中提到的方片型各向同性单元来构成“0/0”和“1/1”两种编码。这两种哑铃型和方片型单元结构也可以用来构造 2-bit 各向异性编码超表面[47]:通过参数优化,每个单元在不同极化波照射下独立地呈现 4 种不同的数字态“00”、“01”、“10”和“11”,排列组合后便有 16 种不同的数字编码“00/00”、“00/01”、“00/10”、“00/11”、“01/00”、“01/01”“01/10”、“01/11”、“10/00”、“10/01”、“10/10”、“10/11”、“11/00”、“11/01”、“11/10”和“11/11”,这些 2-bit 编码单元的几何构造如图 13 所示。

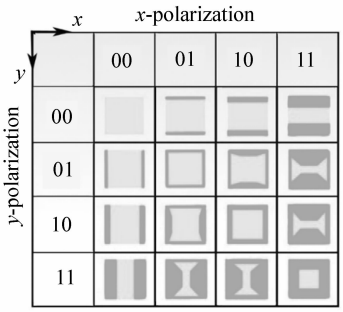


图 13　2-bit 各向异性编码超表面的 16 种单元结构[47]

Fig. 13　Structure of the 16 unit cells for the 2-bit anisotropic coding metasurface[47]

4.2　各向异性编码实例分析

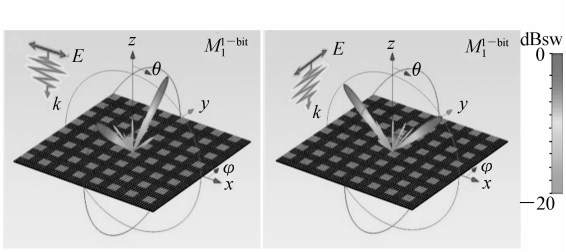
基于各向异性编码超材料的设计思想,只要按照一定的编码序列排布各向异性和各向同性编码单元,就可以通过改变入射波的极化方向来实现不同的功能。下面通过介绍文献[47]中的3 个实例来展示各向异性编码超材料在不同极化波垂直照射下的多功能性。

第一个实例中编码矩阵为 $\boldsymbol{M}_1^{\text{1-bit}}$,超表面在 x 和 y 极化入射波照射下都呈现“010101…”的编码序列:

$$\boldsymbol{M}_1^{\text{1-bit}} = \begin{pmatrix} 0/0 & 0/1 \\ 1/0 & 1/1 \end{pmatrix}$$

需要注意:相邻不同单元间的电磁耦合效应会影响相位响应,引入“超级子单元”可避免因此而带来的性能恶化[40,47]。此示例中,整个材料由 16×16 个超级子单元构成,每个超级子单元的大小为 4×4。

图 14(a)和(b)分别展示了编码 $\boldsymbol{M}_1^{1\text{-bit}}$ 的超表面在 x 和 y 极化垂直电磁波照射下的三维远场方向图,可以看出 x 极化垂直入射的波束被偏转到 Y-Z 平面内且与 Z 轴夹角为 48°的方向上;y 极化垂直入射的波束被偏转到 X-Z 平面内且与 Z 轴夹角为 48°的方向上,这与广义斯涅耳定律公式[32,47] $\theta = \arcsin(\lambda/\Gamma)$ 计算出的反射角基本吻合(其中 λ 为自由空间波长,Γ 代表编码超表面一个梯度周期的长度)。有趣地是,文献[47]中提到:当入射波的极化方向与 X 轴夹角 45°时,垂直入射的波束会被偏转到 Y-Z 平面和 X-Z 平面内与 Z 轴夹 48°角,同时形成 4 个波束。因此,通过调整极化方向与 X 轴的夹角,便可调整 4 个波束的强度,可用于设计新型极化受控的反射阵天线[47]。



(a) x 极化 (b) y 极化
(a) Under the x polarization (b) Under the y polarization

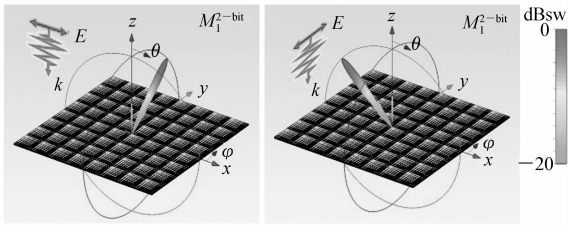
图 14 M1 编码下 1-bit 各向异性超表面三维远场散射方向图(a)x 极化(b)y 极化[47]

Fig. 14 3D far-field scattering patterns of the 1-bit anisotropic coding metasurface with coding matrix M1 (a) under the x polarization and (b) the y polarization[47]

第二个实例采用在 x 和 y 极化入射波照射下相位均呈现梯度分布“00 01 10 11 00 01 10 11…”的编码矩阵 $\boldsymbol{M}_1^{2\text{-bit}}$:

$$\boldsymbol{M}_1^{2\text{-bit}} = \begin{pmatrix} 00/00 & 00/01 & 00/10 & 00/11 \\ 01/00 & 01/01 & 01/10 & 01/11 \\ 10/00 & 10/01 & 10/10 & 10/11 \\ 11/00 & 11/01 & 11/10 & 11/11 \end{pmatrix}$$

此例中整个超表面由 32×32 个超级子单元构成,超级子单元大小为 2×2。图 15 中(a)和(b)分别展示了编码为 $\boldsymbol{M}_1^{2\text{-bit}}$ 的超表面在 x 和 y 极化入射波照射下的三维远场方向图,可以看出 x 极化垂直入射的波束被偏转到 Y-Z 平面内,y 极化垂直入射的波束被偏转到 X-Z 平面内,并且都与 Z 轴夹 48°角[47]。



(a) x 极化 (b) y 极化
(a) Under the x polarization (b) Under the y polarization

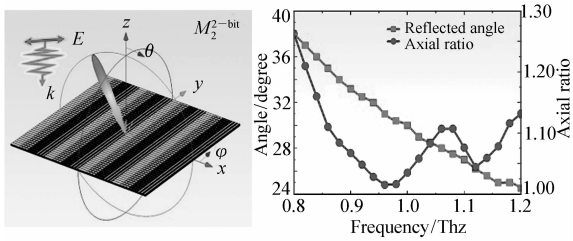
图 15 M_1 编码下 2-bit 各向异性超表面的三维远场散射方向图(a)x 极化(b)y 极化[47]

Fig. 15 3D far-field scattering patterns of the 2-bit anisotropic coding metasurface with coding matrix M_1 (a) under the x polarization and (b) the y polarization[47]

第三个实例采用编码矩阵 $\boldsymbol{M}_2^{2\text{-bit}}$:

$$\boldsymbol{M}_2^{2\text{-bit}} = \begin{pmatrix} 00/01 & 01/10 & 10/11 & 11/00 \\ 00/01 & 01/10 & 10/11 & 11/00 \\ 00/01 & 01/10 & 10/11 & 11/00 \\ 00/01 & 01/10 & 10/11 & 11/00 \end{pmatrix}$$

这样的编码设计保证了每个单元在 x 和 y 极化入射波照射下具有 90 度的相位差,同时沿 X 轴方向的相邻单元之间又具有 90°梯度相位差[47]。如图 16(a)所示,当垂直入射波电场极化方向与



(a) 45° 极化下远场散射方向图 (b) 反射角度和轴比随频率变化曲线
(a) 3D far-field scattering pattern under the 45° polarization (b) Variation of an anomalously reflected angle and the axial ratio as the frequency ranges from 0.8 to 1.2 THz

图 16 M2 编码下 2-bit 各向异性超表面的仿真结果[47]

Fig. 16 Simulated results of the 2-bit anisotropic coding metasurface with coding matrix M2[47]

X 轴夹45°角时,线极化入射波会被转换为圆极化反射波,并偏折到 X-Z 平面内与 Z 轴夹 30°角,形成一个反射式圆极化转换器[47]。从图 16(b)可以看出:随着频率增加,波束偏折角在减小,但最大辐射方向的轴比都保持在 1.26 以下,表明此反射波束为较理想的圆极化波。

4.3　各向异性编码超材料的发展趋势

刘硕等人提出的各向异性编码超材料在各个频段都具有很好的应用前景[47]:在微波频段,可以通过旋转入射波极化方向来改变反射式天线的辐射模式,为天线可重构化设计提供了新的思路,还可用于实现高效率的圆极化转换器;在太赫兹波段,可用于设计分束器,分离正交极化调制的太赫兹信号,此项技术可以增加单个太赫兹波束携带的信息量,未来可用于增加超高速无线通讯的传输速率;在可见光范围,其双极化特性可用于增加现有存储媒质的存储密度(如蓝光碟片),每个携带两组独立数据的存储点可以被具有两个正交极化态的激光读出。另外,将两幅正交极化的图像编码进行叠加,可实现更好的 3D 数字全息。后续研究也将向着电可调的各向异性编码超材料方向进展,结合 FPGA 等控制电路后实现可编程各向异性超材料[40,47]。

5　结束语

本文系统的回顾了编码超材料,数字超材料及现场可编程超材料的研究进展,通过介绍微波和太赫兹频段相应的实例,展示了编码超材料在微波、太赫兹乃至可见光频段应用中的潜力。与传统基于等效媒质理论的模拟超材料相比,编码超材料引入数字化编码机制,可以简单地通过设计编码序列来调控电磁波,并在此概念的基础上拓展出一种特殊的数字超材料单元结构,它可以通过控制二极管的开与关来实现单元的“0”和“1”数字态响应,由此构成的一款可编程超材料,可实现对电磁波的数字化实时控制。此外,本文也着重介绍了编码超表面对太赫兹波的调控,包括基于太赫兹波宽带漫反射的原理,利用 PSO 算法优化随机编码排布实现 RSC 缩减,以及各向异性编码超材料在不同极化太赫兹波照射下的多功能性。总之,通过设计合适的编码序列,就可以实现预期的功能:如波束分离、异常波束偏折、极化转换等,也可用于缩减目标 RCS,这些应用背景都展示了编码超材料用于调控电磁波的无穷潜力。值得一提地是,编码超材料结合数字控制技术达到现场可编程之后,可实现对电磁波的实时调控,为波束扫描开辟了新的途径,将来可应用于新型现场可编程雷达,相对于传统相控阵天线,它具有简单高效廉价的优势。我们相信编码超材料未来将会在信号处理、数字通信、信息论、电磁成像等领域拥有广阔的发展前景和巨大的应用潜力。

参考文献:

[1] CUI T J,SMITH D R,LIU R. *Metamaterials*:*Theory*, *Design*, *and Applications*[M]. New York:Springer Science & Business Media,2009.

[2] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ[J]. *Soviet Physics Uspekhi*,1968,10:509-514.

[3] SHELBY R A,SMITH D R,SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*,2001,292:77-79.

[4] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Physics Review Letter*,2000,85:3966-3969.

[5] ENOCH S,TAYEB G,SABOUROUX P,*et al*.. A metamaterial for directive emission[J]. *Physics Review Letter*,2002,89:213902.

[6] SILVEIRINHA M,ENGHETA N. Tunneling of Electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using-near-zero materials[J]. *Physics Review Letter*,2006,97:157403.

[7] LIU R,CHENG Q,HAND T,*et al*.. Experimental demonstration of electromagnetic tunneling through an epsilon-near-zero metamaterial at microwave frequencies[J]. *Physics Review Letter*,2008,100:023903.

[8] ZHANG B, LUO Y, LIU X, *et al*.. Macroscopic invisibility cloak for visible light[J]. *Physics Review Letter*, 2011; 106: 033901.

[9] CHEN X, LUO Y, ZHANG J, *et al*.. Macroscopic invisibility cloaking of visible light[J]. *Nature Communication*, 2011, 2: 176.

[10] CHENG Q, JIANG W X, CUI T J. Spatial power combination for omnidirectional radiation via anisotropic metamaterials [J]. *Physics Review Letter*, 2012, 108: 213903.

[11] BLANCO A, CHOMSKI E, GRABTCHAK S, *et al*.. Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres[J]. *Nature*, 2000, 405: 437-440.

[12] SAKODA K. *Optical Properties of Photonic Crystals*[M]. New York: Springer Science & Business Media, 2005.

[13] PENDRY J B, SCHURIG D, SMITH D R. Controlling electromagnetic fields[J]. *Science*, 2006, 312: 1780-1782.

[14] LEONHARDT U. Optical conformal mapping[J]. *Science*, 2006, 312: 1777-1780.

[15] SCHURIG D, MOCK J J, JUSTICE B J, *et al*.. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. *Science*, 2006, 314: 977-980.

[16] LI J, PENDRY J B. Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking[J]. *Physics Review Letter*, 2008, 101: 203901.

[17] LIU R, JI C, MOCK J J, *et al*.. Broadband ground-plane cloak[J]. *Science*, 2009, 323: 366-369.

[18] ERGIN T, STENGER N, BRENNER P, *et al*.. Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths[J]. *Science*, 2010, 328: 337-339.

[19] MA H F, CUI T J. Three-dimensional broadband ground-plane cloakmade of metamaterials[J]. *Nature Communication*, 2010, 1: 21.

[20] JIANG W X, CUI T J, CHENG Q, *et al*.. Design of arbitrarily shaped concentrators based on conformally optical transformation of nonuniform rational B-spline surfaces[J]. *Applied Physics Letter*, 2008, 92: 264101.

[21] LAI Y, NG J, CHEN H, *et al*.. Illusion optics: the optical transformation of an object into another object[J]. *Physics Review Letter*, 2009, 102: 253902.

[22] JIANG W X, CUI T J, YANG X M, *et al*.. Shrinking an arbitrary object as one desires using metamaterials[J]. *Applied Physics Letter*, 2011, 98: 204101.

[23] KUNDTZ N, SMITH D R. Extreme-angle broadband metamaterial lens[J]. *Nature Materials*, 2010, 9: 129 132.

[24] MA H F, CUI T J. Three-dimensional broadband ground-plane cloakmade of metamaterials[J]. *Nature Communication*, 2010, 1: 21.

[25] SMITH D R, MOCK J J, STARR A F, *et al*.. Gradient index metamaterials[J]. *Physics Review E*, 2005, 71: 036609.

[26] HAO Y, MITTRA R. *FDTD Modeling of Metamaterials: Theory and Applications*[M]. Boston: Artech House, 2009.

[27] CHEN X, M A HF, ZOU X Y, *et al*.. Three-dimensional broadband and highdirectivity lens antenna made of metamaterials[J]. *J. Applied Physics*, 2011, 110: 044904.

[28] LIER E, WERNER D H, SCARBOROUGH C P, *et al*.. An octave-bandwidth negligible-loss radiofrequency metamaterial [J]. *Nature Materials*, 2011, 10: 216-222.

[29] JIANG W X, QIU C W, HAN T C, *et al*.. Broadband all-dielectric magnifying lens for far-field high-resolution imaging [J]. *Advanced Materials*, 2013, 25: 6963-6968.

[30] YANG X M, ZHOU X Y, CHENG Q, *et al*.. Diffuse reflections by randomly gradient index metamaterials[J]. *Optics Letter*, 2010, 35: 808-810.

[31] SILVA A, MONTICONE F, CASTALDI G, *et al*.. Performing mathematical operations with metamaterials[J]. *Science*, 2014, 343: 160-163.

[32] YU N, GENEVET P, KATS M A, *et al*.. Light propagation with phasediscontinuities: generalized laws of reflection and refraction[J]. *Science*, 2011, 334: 333-337.

[33] NI X, EMANI N K, KILDISHEV A V, *et al*.. Broadband light bending with plasmonicnanoantennas[J]. *Science*, 2012, 335: 427.

[34] SUN S, HE Q, XIAO S, *et al*.. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves

[J]. *Nature Materials*,2012,11:426-431.

[35] YIN X,YE Z,RHO J,*et al*.. Photonic spin hall effect at metasurfaces[J]. *Science*,2013,339:1405-1407.

[36] LIN J,MUELLER J P,WANG Q,*et al*.. Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmonpolaritons [J]. *Science*,2013,340:331-334.

[37] MIROSHNICHENKO A E,KIVSHAR Y S. Polarization traffic control for surface plasmons[J]. *Science*,2013,340:283-284.

[38] GRADY N K,HEYES J E,CHOWDHURY D R,*et al*.. Terahertz metamaterials for linear polarization conversion and anomalous refraction[J]. *Science*,2013,340:1304-1307.

[39] QU C,MA S J,HAO J M,*et al*.. Tailor the functionalities of metasurfaces based on a complete phase diagram[J]. *Physical Review Letters*,2015,115(23):235503.

[40] CUI T J,QI M Q,WAN X,*et al*.. Coding metamaterials, digital metamaterials and programmable metamaterials[J]. *Light*:*Science & Application*,2014,3:e218.

[41] ZHU B O,ZHAO J M,FENG Y J. Active impedance metasurface with full 360 reflection phase tuning[J]. *Scientific Reports*,2013,3:3059.

[42] MIAO Z,WU Q,LI X,*et al*.. Widely tunable terahertz phase modulation with gate-controlled graphenemetasurfaces[J]. *Physical Review X*,2015,5(4):041027.

[43] WAN X,QI M Q,CHEN T Y,*et al*.. Field-programmable beam reconfiguring based on digitally-controlled coding metasurface[J]. *Scientific Reports*,2016,6:20663.

[44] XU H X,SUN S,TANG S,*et al*.. Dynamical control on helicity of electromagnetic waves by tunable metasurfaces[J]. *Scientific Reports*,2016,6:27503.

[45] GIOVAMPAOLA C D,ENGHETA N. Digital metamaterials[J]. *Nature Materials*,2014,14:1115-1121.

[46] GAO L H,CHENG Q,YANG J,*et al*.. Broadband diffusion of terahertz waves by multi-bit coding metasurfaces[J]. *Light*: *Science & Application*,2015,4:e324.

[47] LIU S,CUI T J,XU Q,*et al*.. Anisotropic coding metamaterials and their powerful manipulation to differently polarized terahertz waves[J]. *Light*:*Science & Application*,2015,5:e16076.

[48] PAQUAY M,IRIARTE JC,EDERRA I,*et al*.. Thin AMC structure for radar cross-section reduction[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*,2007,55:3630-3638.

[49] MAIT J N. Design of binary-phase and multiphase Fourier gratings for array generation[J]. *J. Optical Society of America A*,1990,7:1514-1528.

[50] WANG M R,SU H. Laser direct-write gray-level mask and one-step etching for diffractive microlens fabrication[J]. *Applied Optics*,1998,37:7568-7576.

[51] COOMBER S D,CAMERON C D,HUGHES J R,*et al*.. Optically addressed spatial light modulators for replaying computer-generated holograms[J]. *Proc SPIE*,2001,4457:9-19.

[52] WATTS C M,SHREKENHAMER D,MONTOYA J,*et al*.. Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators[J]. *Nature Photonics*,2014,8(8):605-609.

[53] SHREKENHAMER D,MONTOYA J,KRISHNA S,*et al*.. Four-color metamaterial absorber THz spatial light modulator [J]. *Advanced Optical Materials*,2013,1(12):905-909.

[54] SAVO S,SHREKENHAMER D,PADILLA W J. Liquid crystal metamaterial absorber spatial light modulator for THz applications[J]. *Advanced Optical Materials*,2014,2:275-279.

[55] CHAN W L,CHEN H T,TAYLOR A J,*et al*.. A spatial light modulator for terahertz beams[J]. *Applied Physics Letter*, 2009,94:213511.

[56] KARL N,REICHEL K,CHEN H T,*et al*.. An electrically driven terahertz metamaterial diffractive modulator with more than 20 dB of dynamic range[J]. *Applied Physics Letter*,2014,104:091115.

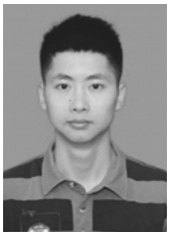
[57] MAXFIELD C. *The Design Warrior's Guide to FPGAs*:*Devices*, *Tools and Flows*[M]. Oxford:Elsevier,2004.

[58] LANDY N I,SAJUYIGBE S,MOCK J J,*et al*.. Perfect metamaterial absorber[J]. *Physics Review Letter*,2008,100:

207402.

[59] CHEN H T, ZHOU J, O'HARA J F, *et al*.. Antireflection coating using metamaterials and identification of its mechanism [J]. *Physics Review Letter*, 2010, 105: 073901.

作者简介:



张 磊(1992—),男,安徽芜湖人,博士研究生,2015 年于西安电子科技大学获得学士学位,主要从事透射式、反射式超材料天线方面的研究。E-mail: cheunglee@126.com

崔铁军(1965—),男,河北滦平人,博士,教授,博士生导师,1987 年、1990 年、1993 年于西安电子科技大学分别获得学士、硕士、博士学位,主要从事计算电磁学和新型人工电磁材料方面的研究。E-mail: tjcui@seu.edu.cn