

引用格式: GUO Zhiwei, JIANG Haitao, CHEN Hong. Linear-crossing Metamaterials and Their Applications (Invited) [J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1):01511111
郭志伟, 江海涛, 陈鸿. 线性交叉超构材料及其应用(特邀)[J]. 光子学报, 2022, 51(1):01511111

线性交叉超构材料及其应用(特邀)

郭志伟, 江海涛, 陈鸿

(同济大学 物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

摘要:操控材料的等频率线可以有效的调控光与物质的相互作用。近年来,基于双曲超构材料的研究表明,等频率线从封闭圆形到开放双曲线的拓扑相变对光的传输和辐射特性有着显著的影响。本文主要综述了一类存在于双曲拓扑转变中的新型各向异性超构材料,其等频率线对应为两条相交的直线,因而被称为线性交叉超构材料。一方面,由于具有开放的等频率面,线性交叉超构材料类似于双曲超构材料,可以支持大波矢模式。另一方面,线性交叉超构材料类似于零折射率超构材料,线性的色散关系使得线性交叉超构材料中传播的电磁波的群速度方向与相速度方向垂直,这将导致电磁波沿着传播路径的零相位累积。本文系统性介绍了线性交叉超构材料的实现、物理特性以及相关重要应用,并在最后对线性交叉超构材料的发展进行了展望。

关键词:超构材料;各向异性材料;拓扑转变;高波矢模式;等效介质理论;超分辨成像

中图分类号:O436

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20225101.01511111

0 引言

近年来兴起的光子人工微结构大大提高了人们对电磁波的调控能力。光子人工微结构主要包括多重散射机制下的光子晶体^[1-3]以及等效介质理论下的超构材料^[4-7],其均主要是利用“人造原子”阵列的周期性调制来对电磁波进行精准的控制。具体而言,光子晶体是由两种光学材料(介质或金属等)组成的人工周期性结构,其特征是周期结构尺度与调控光子的波长接近。光子晶体的基本特征是具有光子带隙,因而其可以像半导体控制电子一样来控制光子的运动^[1-3]。与光子晶体不同,超构材料是由金属-介质微结构实现的,其特征是单元的尺度远小于调控光子的波长。超构材料的一个重要特点是对电磁参数调控灵活。通过亚波长的金属微结构来设计特殊的电磁共振单元,超构材料就可以任意的调节材料的有效介电常数 ϵ 和有效磁导率 μ ^[4-7]。例如,人们通过设计合适的亚波长共振单元,实现了电单负($\epsilon < 0, \mu > 0$)^[8]、磁单负(MNG, $\epsilon > 0, \mu < 0$)^[9]、双负($\epsilon < 0, \mu < 0$)^[4-5]、零折射率($\epsilon = 0$ 或 $\mu = 0$)^[10]和梯度超构材料^[11]等。具有特殊电磁参数的超构材料已经被证实可以实现许多常规材料所难以实现的新奇功能,比如负折射^[4-5]、隐身^[11]、光学黑洞^[12]等。

除了各向同性的电磁响应之外,通过合适的设计电磁共振单元的排布方式,人们还可以构造各向异性的超构材料。各向异性超构材料的电磁参量可以用 3×3 的张量矩阵来表示为^[13]

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \mu = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (1)$$

式中,不同方向上的 ϵ 分量或 μ 分量的大小以及符号都可以进行灵活地调节。对于非磁性($\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 1$)的单轴各向异性超构材料,假设光轴方向沿着 z 向,此时 $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$ 。根据 Maxwell 方程

基金项目:国家重点研发计划(No.2016YFA0301101),国家自然科学基金(Nos.12004284, 11774261, 61621001),上海市自然科学基金(No.18ZR1442900),中国博士后基金(Nos.2019TQ0232, 2019M661605)

第一作者:郭志伟(1993—),男,预聘助理教授,博士,主要研究方向为超构材料以及拓扑光子学。Email: 2014guozhiwei@tongji.edu.cn

通讯作者:陈鸿(1957—),男,教授,博士,主要研究方向为基于人工微结构的光调控实验与理论研究。Email: hongchen@tongji.edu.cn

收稿日期:2021-07-14; **录用日期:**2021-08-09

<http://www.photon.ac.cn>

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{cases} \quad (J=0) \quad (2)$$

式中,入射波的电场和磁场表示为平面波形式 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$ 和 $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$, \mathbf{k} 为波矢。由式(1)和(2)可得

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{E} = 0 \quad (3)$$

基于 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, 由式(3)可以得到

$$\begin{bmatrix} k_0^2 \epsilon_{xx} - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_x k_y & k_0^2 \epsilon_{yy} - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_x k_z & k_y k_z & k_0^2 \epsilon_{zz} - k_x^2 - k_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (4)$$

式中, $k_0 = \omega/c$ 为自由空间波矢。根据 $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, 可以由式(4)得到

$$\left(k_{\perp}^2 + k_z^2 - \epsilon_{\perp} k_0^2 \right) \left(\frac{k_{\perp}^2}{\epsilon_{zz}} + \frac{k_z^2}{\epsilon_{\perp}} - k_0^2 \right) = 0 \quad (5)$$

式(5)两个括号内的表达式分别代表波矢空间中对于两种不同偏振的色散关系,其中第一项表示的是极化方向在 xoy 面内(横电模: E_x, E_y, H_z)的色散关系,而第二项表示的是极化方向沿着光轴 z 方向(横磁模: H_x, H_y, E_z)的色散关系。由于介电常数是色散的,所以在特定频率的情况下,式(5)决定了在当前频率下所有可能的模式,我们把这个所有模式在波矢空间里构成的曲面称作“等频率面”。所以从式(5)可以看出,材料的等频率面对于横磁模会表现为封闭的椭球。而对于横电模,材料等频率面的拓扑性直接取决于 ϵ_{\perp} 和 ϵ_{zz} 的符号。当 ϵ_{\perp} 和 ϵ_{zz} 的符号从同号变为异号时,材料的等频率面将从封闭的椭球变为开放的双曲面。对材料色散拓扑结构的调控将带来丰富的物理特性,这类具有特殊开放双曲面色散的超构材料则被称为“双曲超构材料”(Hyperbolic Metamaterial, HMM)^[14-18]。特别地,单面型以及双面型双曲面分别对应为金属型和介质型 HMM。

本文将重点介绍一类由 HMM 演化而来的新型各向异性超构材料,其等频率面表现为具有线性色散的双锥形式,因而被称为“线性交叉超构材料”(Linear-crossing Metamaterial, LCMM)^[18-23]。本文从 LCMM 的基本实现手段出发,系统性了介绍目前关于 LCMM 物理特性的研究进展,并讨论其涉及到的一些重要应用。最后对 LCMM 进行了展望和总结。

1 线性交叉超构材料介绍

1.1 双曲拓扑转变

改变材料的等频率面可以有效的调控电磁波的传输和辐射特性,其在包括材料基本物理特性研究以及实际光学器件构造等方面都具有重要意义^[17]。从封闭的球体到开放的双曲面的拓扑转变已经被广泛证实可以实现自发辐射增强^[24-25]、超分辨成像^[26-27]、远程原子间相互作用^[28-30]等,其在深波长光刻^[31-33],高灵敏度传感器^[34-36]、小型化激光器^[37-40]等诸多领域都具有重要应用价值。 ϵ 和 μ 都是材料重要的电磁参量。因为超构材料为灵活地实现任意的电磁参量提供了可能,所以其是研究丰富的等频率面以及实现更高效的电磁波调控的理想平台。对于 μ 不为 1 的各向异性材料而言,其对横电模的色散方程可以写为

$$\frac{k_{\perp}^2}{\epsilon_{zz}} + \frac{k_z^2}{\epsilon_{\perp}} = \mu k_0^2 \quad (6)$$

从式(6)可以看出,对于 $\epsilon_{zz} \cdot \epsilon_{\perp} < 0$, 当 μ 的符号从正变到负时,材料的等频率面将在两类双曲面之间发生转变,如图 1 所示。特别有趣的是在这一双曲拓扑转变的相变点 $\mu \rightarrow 0$, 等频率面将变为类似于 Dirac 锥的双锥面,即对应为 LCMM。由于面内沿不同方向 ϵ 的符号是相反的,而且 μ 是近零的,所以 LCMM 同时具备了 HMM 和零折射超构材料的特性。一方面,类似于 HMM, LCMM 的锥形等频率面也是开放的,其可以支持大波矢的电磁波模式。这一特性可以被用来设计亚波长的光学谐振腔^[41-45]与波导^[46-49]。调节 $\epsilon_{zz} > 0, \epsilon_{\perp} < 0$ 到 $\epsilon_{zz} < 0, \epsilon_{\perp} > 0$, 也可以方便地实现负折射。另一方面, LCMM 中的群速度和相速度是相互垂直的,这意味

着电磁波沿着传播方向不会有相位积累。从这一特性来看,LCMM又类似于零折射率超构材料^[50-52]。

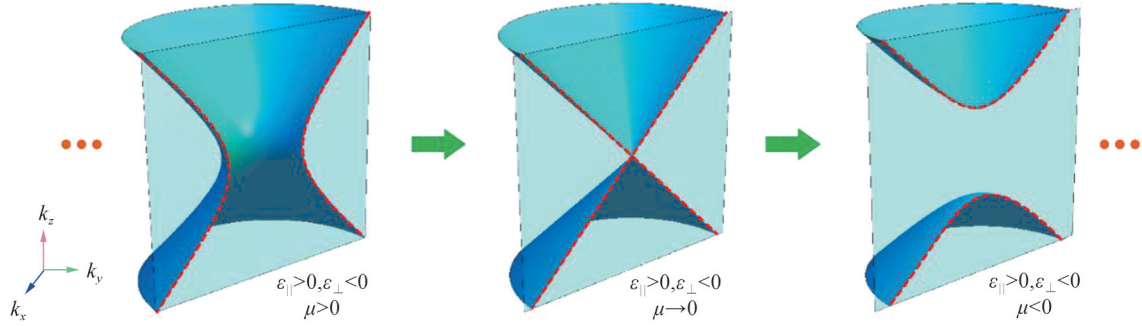


图1 从金属型到介质型双曲色散的双曲拓扑相变^[21]

Fig. 1 Hyperbolic topological transition from the metal-type hyperbolic dispersion to dielectric-type hyperbolic dispersion^[21]

电磁波的传输特性强烈依赖于材料的等频率图。图2以正入射的电磁波为例,展示了双曲拓扑转变对电磁波传输产生的显著影响。对于金属型HMM而言,由于波矢严重失配,入射的电磁波将发生全反射。而对于介质型HMM而言,根据切向波矢守恒条件以及因果律,可以确定正入射的电磁波在材料中的传输方向将不会发生变化,而且能流方向与波矢方向是平行的。明显区别于这两类HMM,正入射到LCMM上的电磁波将发生波束分裂现象。其中的物理机制主要是两条交叉的直线各自支持一支沿着特定方向传输的模式,这非常类似于谷光子晶体中狄拉克点附近实现的谷分束现象^[53-54]。

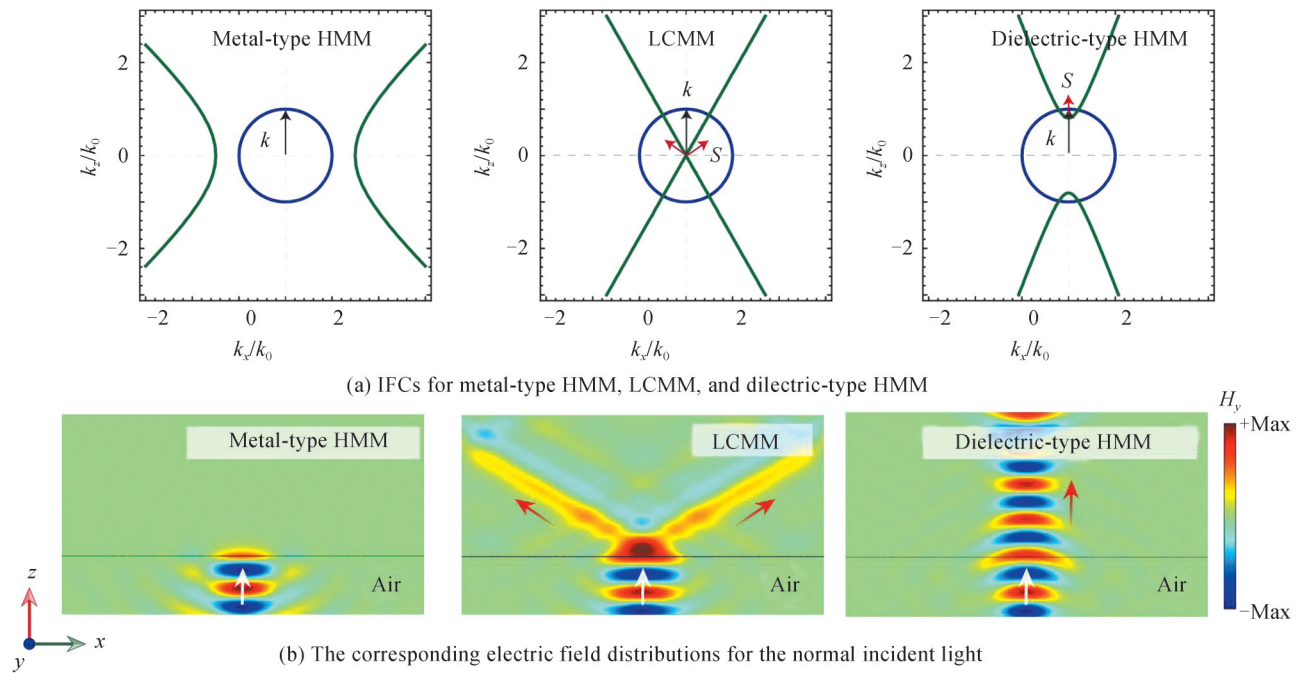


图2 双曲拓扑相变对电磁波传输特性的调控

Fig. 2 Control of hyperbolic topological phase transition on electromagnetic wave propagation

1.2 线性交叉超构材料的实现

1.2.1 亚波长结构等效

基于等效介质理论,亚波长的周期性结构往往可以被等效为用局域电磁参量 ϵ 和 μ 描述的均匀媒质。通过合适的构造电单负/磁单负多层膜结构、双正/双负多层膜结构,金属/介质多层渔网结构以及加载集总电路元件的电路系统,LCMM都可以被方便地等效实现,如图3所示。基于多层膜的LCMM的实验样品可以由离子辅助电子束真空蒸发技术制备出来^[55]。以电单负(ϵ_1, μ_1, d_1)和磁单负(ϵ_2, μ_2, d_2)材料构成的多层

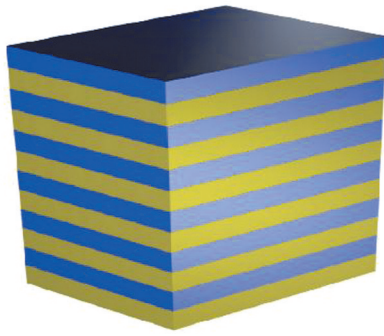
膜结构为例,结构的等效电磁参量为^[21,56]

$$\begin{cases} \epsilon_z = \frac{d_1 + d_2}{d_1/\epsilon_1 + d_2/\epsilon_2} \\ \epsilon_{\perp} = \frac{\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 d_2}{d_1 + d_2} \\ \mu_z = \frac{d_1 + d_2}{d_1/\mu_1 + d_2/\mu_2} \\ \mu_{\perp} = \frac{\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2}{d_1 + d_2} \end{cases} \quad (7)$$

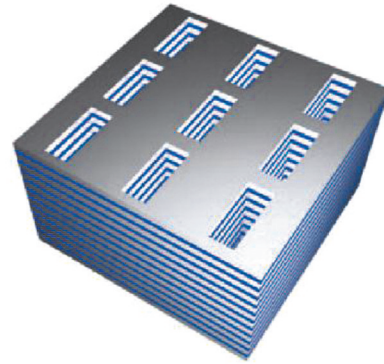
从式(7)可以发现,电单负/磁单负多层膜结构等效的各向异性 ϵ 和 μ 的符号都可以进行灵活的调节。也就是说电型LCMM($\epsilon_z \cdot \epsilon_{\perp} < 0, \mu_{\perp} \rightarrow 0$)和磁型LCMM($\mu_z \cdot \mu_{\perp} < 0, \epsilon_{\perp} \rightarrow 0$)都可以被电单负/磁单负多层膜结构方便的等效实现。相应的,横电模下的电型LCMM以及横磁模下的磁型LCMM的色散方程可以写为

$$\text{电型 LCMM: } \frac{k_{\perp}^2}{\epsilon_z} + \frac{k_z^2}{\epsilon_{\perp}} = \mu_{\perp} k_0^2 \quad (8)$$

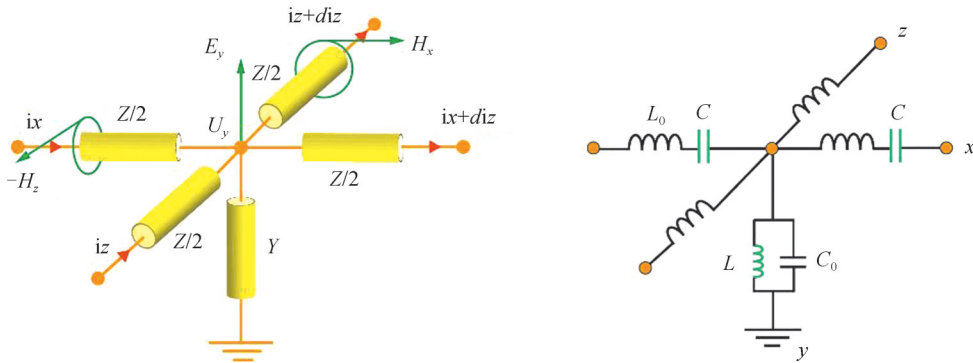
$$\text{磁型 LCMM: } \frac{k_{\perp}^2}{\mu_z} + \frac{k_z^2}{\mu_{\perp}} = \epsilon_{\perp} k_0^2 \quad (9)$$



(a) Schematics of multilayer LCMM



(b) Schematics of multilayer fishnet LCMM



(c) Circuit-based LCMM

图3 LCMMs的实现^[17]

Fig. 3 Realization of LCMMs^[17]

以电型LCMM为例。假设 $\epsilon_1 = \epsilon_a - \alpha/\omega^2$, $\mu_1 = \mu_a$, $\epsilon_2 = \epsilon_b$, $\mu_2 = \mu_b - \beta/\omega^2$, 其中 $\omega = 2\pi f$, $\epsilon_a = \mu_b = 2.44$, $\epsilon_b = 6.6$, $\mu_a = 1$, $\alpha = \beta = 3.95 \times 10^{31}$ 。当电单负和磁单负的膜层厚度分别为10 nm和30 nm时,多层膜结构的等效电磁参数如图4(a)所示。可以看到随着频率的增大,系统从介质型HMM转变为金属型HMM,最后转变为具有封闭椭圆等频率面的各向异性材料。当频率为600 THz时, $\epsilon_{\perp} = 4.87$, $\epsilon_z = -1.6$, $\mu_{\perp} \approx 0$, 即对应于电型LCMM,如图4(a)的红色点虚线所示。为了更加直观地展示电单负/磁单负多

层膜结构中的双曲拓扑转变以及其中的LCMM,图4(b)给出了三维的色散关系。从中可以清楚的看到,随着频率的增大, xoy 面的等频率线从介质型HMM经过LCMM转变为了金属型HMM,LCMM对应的位置用黄色的方框进行了标识。

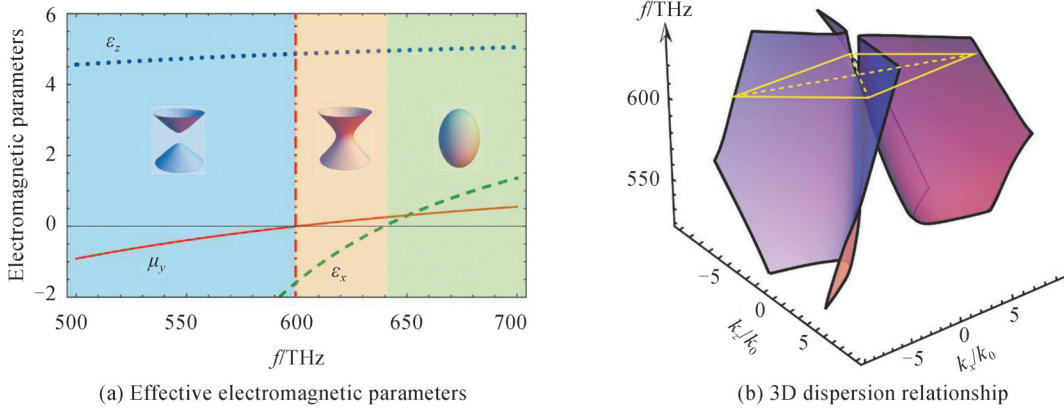


图4 ENG/MNG多层膜结构中的拓扑相变
Fig. 4 Hyperbolic topological transition in ENG/MNG multilayered structure

此外,LCMM也可以通过微波频段的电路基系统方便地构造。通过印刷电路板构造的微带线结构是微波集成电路的基础,其是由支在介质基片上的金属带和接地的金属平板构成^[56-57]。基于微带传输线,可以很方便地将电路中的电压和电流的关系映射到电磁波中的电场和磁场的关系,进而从其中的电路参数等效出电磁波对应的光学参数 ϵ 和 μ ^[56-57]

$$\begin{cases} Z = i\omega\mu \\ Y = i\omega\epsilon \end{cases} \quad (10)$$

式中, Z 和 Y 分别表示电路的阻抗和导纳。对于加载串联电容 C 和并联电感 L 的微波电路有

$$\begin{cases} Z = i\omega L_0 + 1/i\omega C \\ Y = i\omega C_0 + 1/i\omega L \end{cases} \quad (11)$$

式中, L_0 和 C_0 分别表示微带传输线的分布电感和电容。由式(10)和(11),可以得到电路基系统的等效电磁参数为

$$\begin{cases} \mu = L_0 - 1/\omega^2 C \\ \epsilon = C_0 - 1/\omega^2 L \end{cases} \quad (12)$$

对于图3(c)所示的电路系统,因为集总电容只加载到了 x 方向,所以其只会调节 z 方向的 μ 。另外,考虑到金属的尺寸效应(单元长度为 d),其等效的电磁参量要引入结构因子 p 做修正^[56-59]

$$\begin{cases} \epsilon = (2C_0 p - p/\omega^2 L d)/\epsilon_0 \\ \mu_x = L_0/p\mu_0 \\ \mu_z = (L_0 - 1/\omega^2 C d)/p\mu_0 \end{cases} \quad (13)$$

从式(13)可以看到, μ_x 是正值,当 $L_0 < 1/\omega^2 C d$ 时, μ_z 是负值。此时,随着 ϵ 连续从负值变为正值就实现了等频率线的双曲拓扑转变,而转变的临界态 $\epsilon \rightarrow 0$ 即对应于LCMM。值得一提的是电路基LCMM具有平面结构,不仅系统的损耗较小,而且近场模式以及辐射图样都可以被精确探测^[60-64]。此外,电路基LCMM设计灵活多样,其内部电磁参数的实部和虚部都可以进行灵活地调控^[65]。而且通过加载变容二极管元件,系统等效电磁参数还可以由外加电压实现主动调控^[66]。所以电路基LCMM为观测更多新奇物理特性以及实现诸如混频器^[67]、能量收集^[68]、滤波器^[69]、开关^[70]等许多重要应用提供了可靠的平台。

1.2.2 二维光子晶体等效

二维光子晶体在布里渊区中心处发生偶然简并时可以等效为 $\epsilon=0$ 和 $\mu=0$ 的各向同性的零折射率超构材料^[71-72]。2019年YANG Y T等提出可以利用矩形的介质柱代替圆形的介质柱来等效实现LCMM^[20]。对

于微波频段光子晶体等效的LCMM,其主要是由矩形介质柱构造的各向异性二维光子晶体等效实现的。为了方便加工,该工作选用的介质柱为介电常数较高($\epsilon = 8.5$)且硬度较高的氧化铝介质柱。对于横电波入射到矩形介质柱构造的各向异性二维光子晶体而言,其等效的面内 μ_x 和 μ_y 是不同的,如图5(a)所示。在 $f = (0.574 \sim 0.587) c/a$ 频段, μ_x 和 μ_y 分别为正值和负值,但是 ϵ_z 的符号随着频率的增大发生了从负值到零再到正值的变化。根据公式(9),这一过程将发生双曲拓扑转变,而转变点就对应于 $f = 0.580 c/a$,此时 $\epsilon_z \approx 0$,实现了等效的LCMM。LCMM对电磁波的传输会产生有效的调控作用,除了正入射到LCMM的电磁波发生的波束分裂现象外,通过倾斜矩阵介质柱的方向LCMM还可以实现波束的偏折,如图5(b)所示。图5所示LCMM的等效设计尽管是在微波平台中进行的实验验证,但是该设计方案可以直接推广到更高频段(如可见光)以及声波系统中。

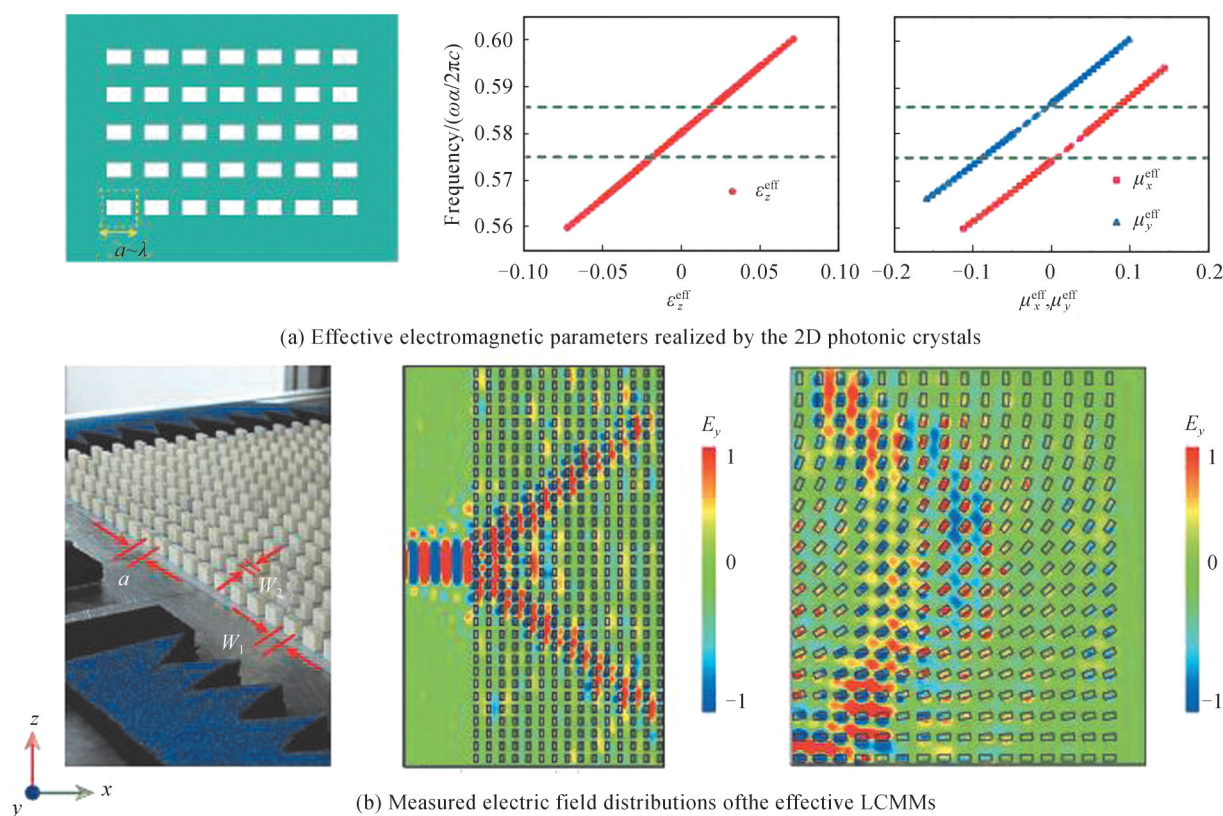


图5 二维光子晶体实现的LCMM^[20]
Fig. 5 LCMM realized by two-dimensional photonic crystals^[20]

1.2.3 新型二维材料

人工微结构的最大优点是其结构参数易于灵活控制。然而在高频区,复杂的纳米加工过程会受到构造误差和有限尺寸效应的限制。一些天然的二维材料,如SiC、六方氮化硼(h-BN)以及黑磷等可以替代人工微结构,研究各向异性材料的新奇物理特性^[73-76]。最近,研究者们发现天然的范德瓦尔斯晶体(α 相氧化钼, α -MoO₃)中存在声子极化激元,而且 α -MoO₃属于损耗较小的面内各向异性材料,即沿[100]和[001]晶体方向的介电常数不相等且为异号,其中的声子极化激元只能沿着特定的晶体方向传播^[77-79]。2021年,DUAN J等通过改变 α -MoO₃的基板环境,实验上观测了两类HMM之间的双曲拓扑转变^[23]。 α -MoO₃置于碳化硅衬底时,其三维色散关系如图6(a)所示。可以看到频率为937cm⁻¹时,色散曲线为沿着[001]晶体方向的双曲线。随着频率增大到948 cm⁻¹时,色散曲线变为了沿着[100]晶体方向的双曲线。其中当频率为943 cm⁻¹时,对应为LCMM的色散曲线,如绿色实线所示。进一步,图6(b)展示了 α -MoO₃置于碳化硅衬底上,不同三种色散曲线对应的从场分布提取到的等频图。对比图6(b)和6(a)可以清楚的看到,理论上根据等效参数预测的LCMM的等频率线与近场探测的场分布经过傅里叶变换得到的等频率线是一致的。从图6中可以清楚

的看到,新型二维材料通过合适的设计同样可以实现LCMM。由于二维材料平面化的优点,新型的二维材料中还可以引入层间耦合效应,将其设计为Moire结构,这也将进一步丰富LCMM对电磁波的调控手段^[80-83]。此外,最近各种近场激发源的设计^[84-87],在实现平面化LCMM中大波矢模式的定向传输以及手性耦合等方面具有重要应用价值^[88-92]。

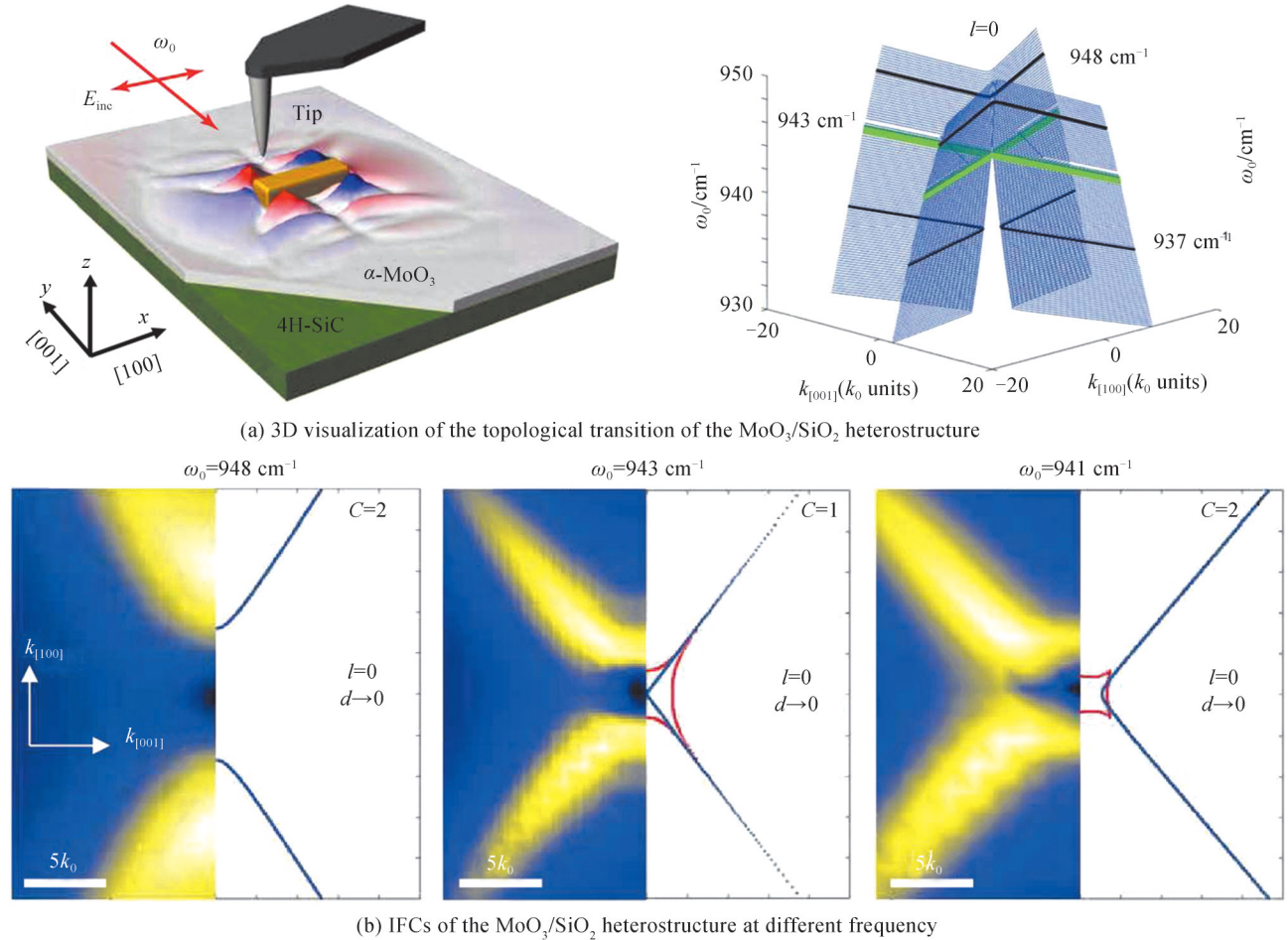


图6 天然二维材料实现的LCMM^[23]
Fig. 6 LCMM realized by natural 2D material^[23]

2 线性交叉超构材料的物理特性

2.1 定向传输特性

对于电磁参数为 $\epsilon_z = 1, \epsilon_x = -1, \mu \rightarrow 0$ 的LCMM,其在横电模激发下,面内的等频率线为两条相交的直线,如图7中的绿色实线所示^[19]。另外,虚绿线表示比实绿线更高频时系统对应的等频率线。红色的箭头表示波矢梯度方向也即波束能流方向。根据边界条件和因果律我们可以发现当电磁波入射到LCMM上时,能流只能沿着两个固定的方向进行传输,相应的折射角度为 $\theta = \arctan(\sqrt{|\epsilon_z/\epsilon_x|}) = 45^\circ$ 。蓝色箭头和黑色箭头分别表示空气(入射介质)和LCMM(折射介质)中的波矢方向。利用基于有限元的Comsol电磁仿真软件计算得到的LCMM中电磁波的新奇传输行为如图7右侧的插图所示。插图表示的场分布分别对应于等频图中标出的不同入射角度I,II和III。对于I和III来说,电磁波的入射角度绝对值相同。从插图I和III中的电场分布可以清楚的看到,对于正、负角度入射的电磁波来说,其在LCMM内部发生的正折射只会沿着两个固定的方向传输。有趣的是,对于正入射的电磁波来说,波束在LCMM中会发生波束分裂现象,如插图II所示。比较I,II和III可以发现,无论入射波束的入射角度如何,其在LCMM内部的折射角度都固定为 45° 。

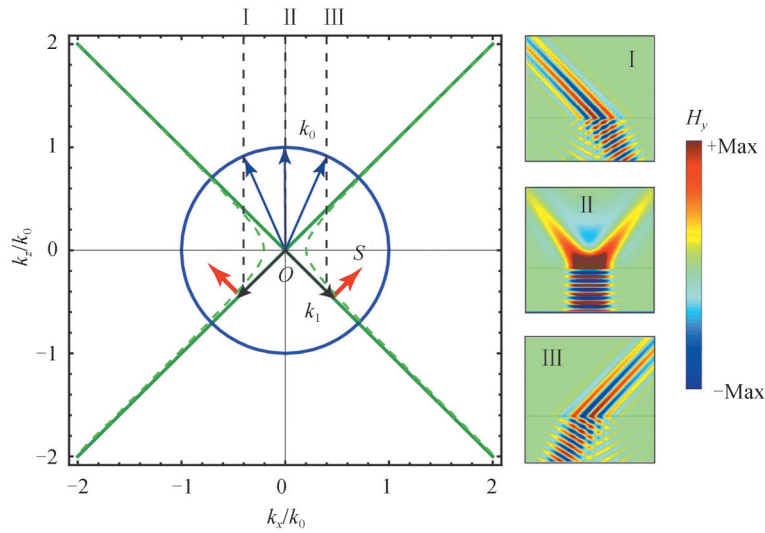
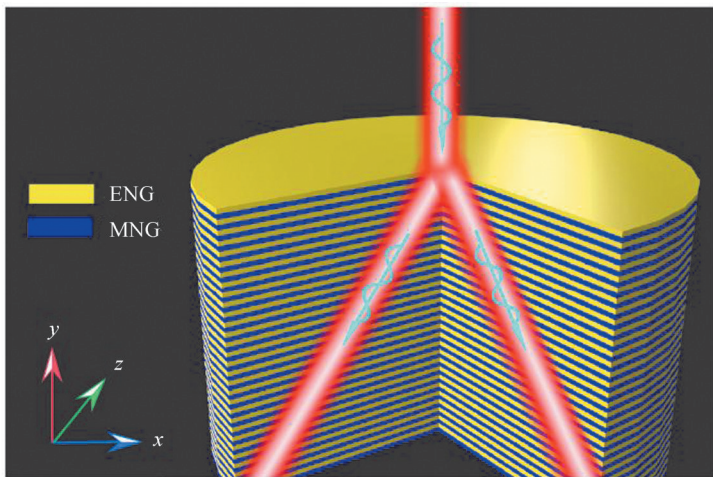


图7 LCMM实现的定向传输^[19]

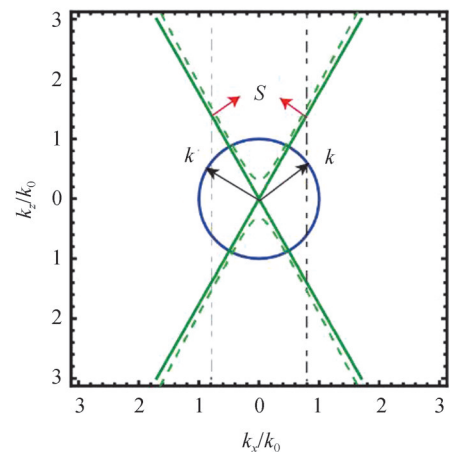
Fig. 7 Directional transmission realized by LCMM^[19]

2.2 负折射特性

本部分主要介绍图8(a)所示的电单负/磁单负多层膜结构等效实现的LCMM具有的负折射特性^[21]。当图7中的 $\mu \rightarrow 0$ 保持不变,而 ϵ_z 和 ϵ_x 的符号发生互换时,也就是两个方向的介电常数变为 $\epsilon_z = -1.57 < 0$, $\epsilon_x = 4.87 > 0$ 。此时尽管从等频率线看仍然是LCMM,如图8(b)中的绿色实线所示,但是此时系统对应为具有负折射效应的第二类LCMM。虚绿线对应于比实绿线更高频时的等频率线。与图7中的第一类LCMM不同,图8对应于第二类LCMM的等频率线梯度方向发生了翻转。入射波束在第二类LCMM内的折射角度为 $\theta = -\arctan(\sqrt{|\epsilon_z/\epsilon_x|}) = -72^\circ$ 。从等效参数以及实际多层膜结构计算的场分布结果可以清楚地看到第二类LCMM内部传输的波束具有负折射特性,如图8(c)和8(d)所示。类似于图7~8所示的LCMM的负折射现象也具有与入射角度无关的特性,这与 ϵ 和 μ 同为负值的双负超构材料实现的角度依赖负折射现象具有很大的不同。从图7和8可以清楚地看到LCMM可以对电磁波正、负折射特性进行有效的调控,而且折射特性具有与入射角度无关的特性。两类LCMM实现的与入射角度无关的正、负折射效应可用于设计对结构内部缺陷不敏感的聚焦和超分辨成像系统。



(a) Schematic of the ENG/MNG multilayered LCMM



(b) 2D IFC of the multilayered LCMM

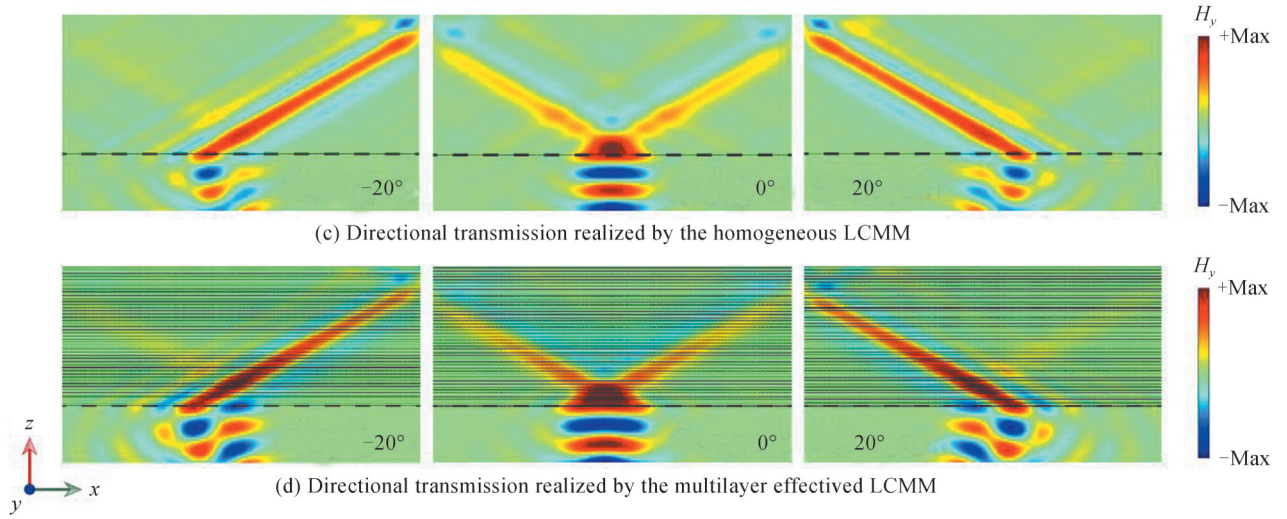


图8 LCMM 实现的负折射^[21]
Fig. 8 Negative refraction realized by LCMM^[21]

2.3 无反射传输

操纵各向异性介质的光轴方向是一种新的电磁波操纵方法,例如广角增强光吸收^[93]和单光子提取^[94]。前面已经系统性介绍了LCMM是一种存在于两类HMM拓扑转变的新型超构材料,其因为特殊的线性色散会对电磁波产生新奇的调控作用。本小节将介绍如何将光轴的旋转作为一个新的自由度,用来构造倾斜的线性交叉超构材料(Tilted linear-crossing metamaterials, TLCMMs)。对于绕y轴旋转 α 度的电型各向异性材料,其介电常数将变为^[93-94]

$$\hat{\epsilon}_T = \hat{T}^{-1}(\alpha) \hat{\epsilon} \hat{T}(\alpha) \quad (14)$$

其中旋转矩阵为

$$T(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (15)$$

进而TLCMM的色散关系可以写为^[22]

$$Ak_x^2 + Bk_y^2 + Ck_x k_z + \epsilon_{\perp} k_y^2 = \mu \epsilon_{//} \epsilon_{\perp} k_0^2 \quad (16)$$

式中, $A = \epsilon_{\perp} \cos^2 \alpha + \epsilon_{//} \sin^2 \alpha$, $B = \epsilon_{\perp} \sin^2 \alpha + \epsilon_{//} \cos^2 \alpha$, $C = \sin(2\alpha)(\epsilon_{\perp} - \epsilon_{//})$ 。根据式(16), TLCMM的等频率面会呈现出II型狄拉克锥的形状^[95]。光与物质的相互作用可以方便地通过旋转TLCMMs的光轴来有效控制。特别是当光轴的旋转角度等于LCMM的锥角时, TLCMM具有III型Dirac锥的形状^[96], 这种临界TLCMM类似于拓扑Weyl晶体, 可用于实现无反射的鲁棒性负折射^[97]。TLCMM实现无反射的正、负折射现象的等频率图分析如图9所示。光轴旋转实现的电磁波控制不同于以往的电磁波调控方式, 其为LCMM控制电磁波的传播特性提供了一条新的有效途径。

对于HMM和LCMM而言, 在近场激励下, 具有高态密度的大波矢模式都会沿特定的方向进行传输。但是由于材料和空间界面的波矢失配, 电磁波将发生强烈的反射。这一特性虽然可用于设计双曲波导和高性能谐振腔, 但是它却限制了电磁波控制在远场领域的一些应用, 如天线和信息通信。TLCMM则可以有效地解决这个问题。当TLCMM中光轴的倾斜角度合适时, TLCMM和空气界面的强烈反射就可以被消除。图10考虑了两类旋转方向不同的TLCMM^[22]。对于旋转角度为 $\alpha=61^\circ$ 时的第一种LCMM($\epsilon_x = -1$, $\epsilon_z = 0.3$, $\mu \approx 0$)和第二种TLCMM($\epsilon_x = 1$, $\epsilon_z = -0.3$, $\mu \approx 0$)而言, 他们可以分别实现无反射的正折射和负折射, 如图10(a)所示。类似地, 旋转角度为 $\alpha=61^\circ$ 实现的正折射和负折射如图10(b)所示。因此图10的数值模拟清楚地展示了TLCMM的辐射图样以及其实现的无反射正、负折射。

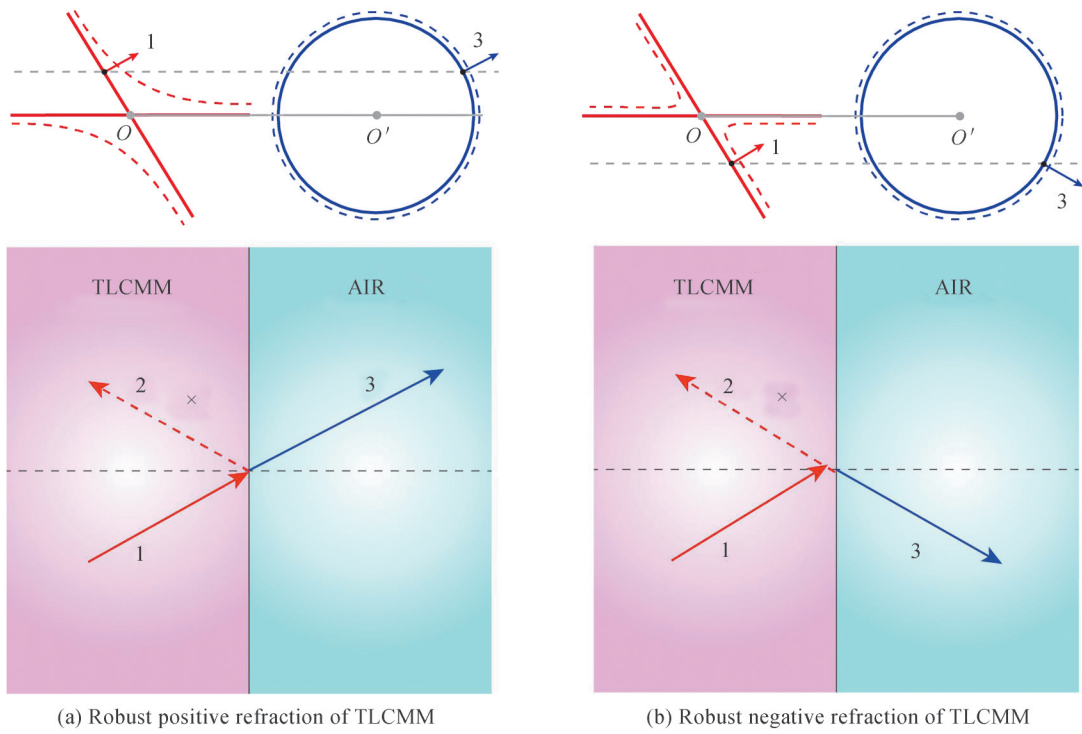


图9 TLCMM中电磁波响应示意图^[22]
Fig. 9 Schematics of TLCMM EM-wave responses^[22]

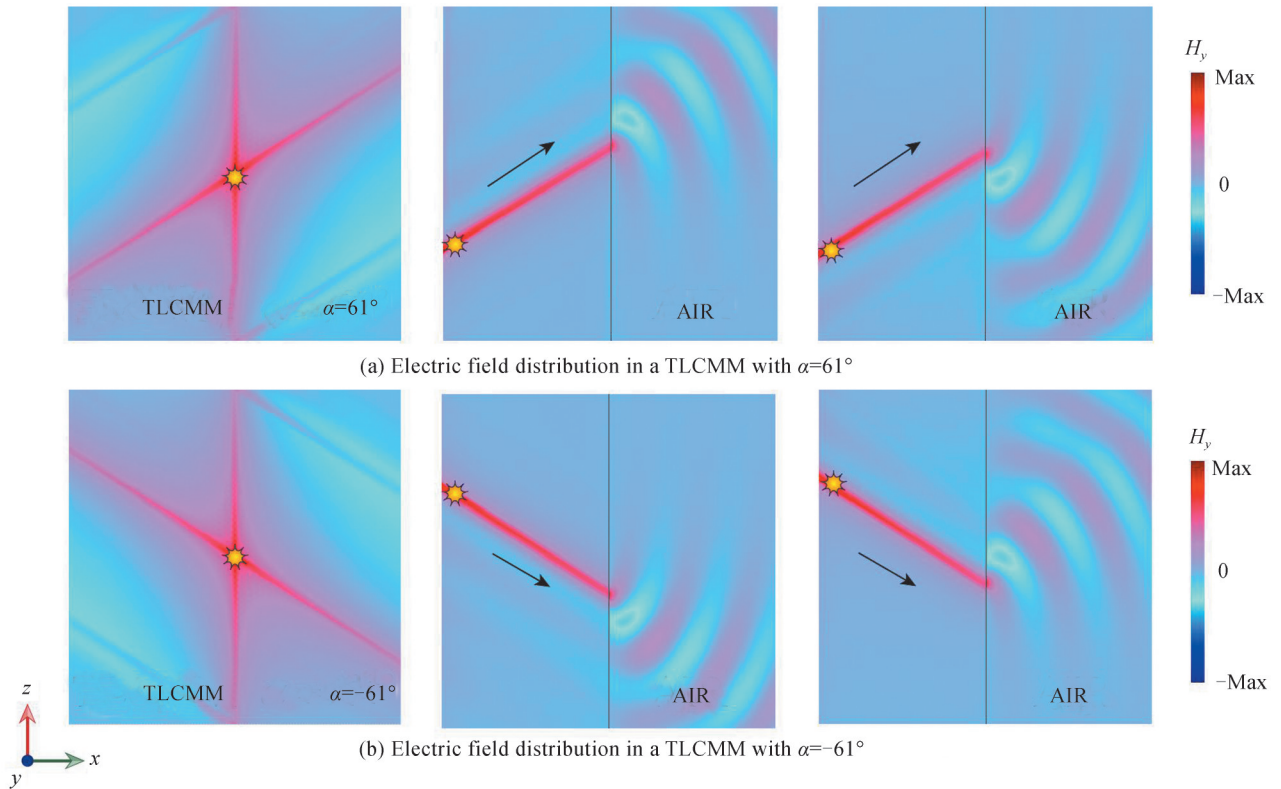


图10 LCMM实现的无反射正/负折射^[22]
Fig. 10 Positive/Negative refraction without reflection realized by LCMM^[22]

3 线性交叉超构材料的应用

3.1 具有部分隐身功能的成像

LCMM可以通过改变电磁参数的符号来灵活地调节其实现的正、负折射。本节将介绍利用LCMM定向的正、负折射来实现具有部分隐身功能的聚焦和超分辨成像。尽管双负超构材料已经被证实可以实现聚焦和超分辨成像^[4-5],但是当结构内部存在缺陷时,点源入射的电磁波将被内部缺陷强烈反射,因而将严重影响成像质量。然而,在LCMMs中,无论入射角度多大,折射角的方向都是固定的。因此只要不将缺陷放置在折射的路径上,即使缺陷存在于LCMM结构的内部,也不会影响聚焦和超分辨成像的质量。图11(a)为电单负/磁单负多层膜结构等效的LCMM异质结实现的具有部分隐身功能的聚焦^[21]。左侧和右侧的LCMM分别具有正折射和负折射特性,此时入射的电磁波依次发生定向的正折射和负折射,最后在成像平面实现聚焦。由于电磁波传输中不经过结构的中心区域,所以结构内部的缺陷将不影响电磁波的传输,像

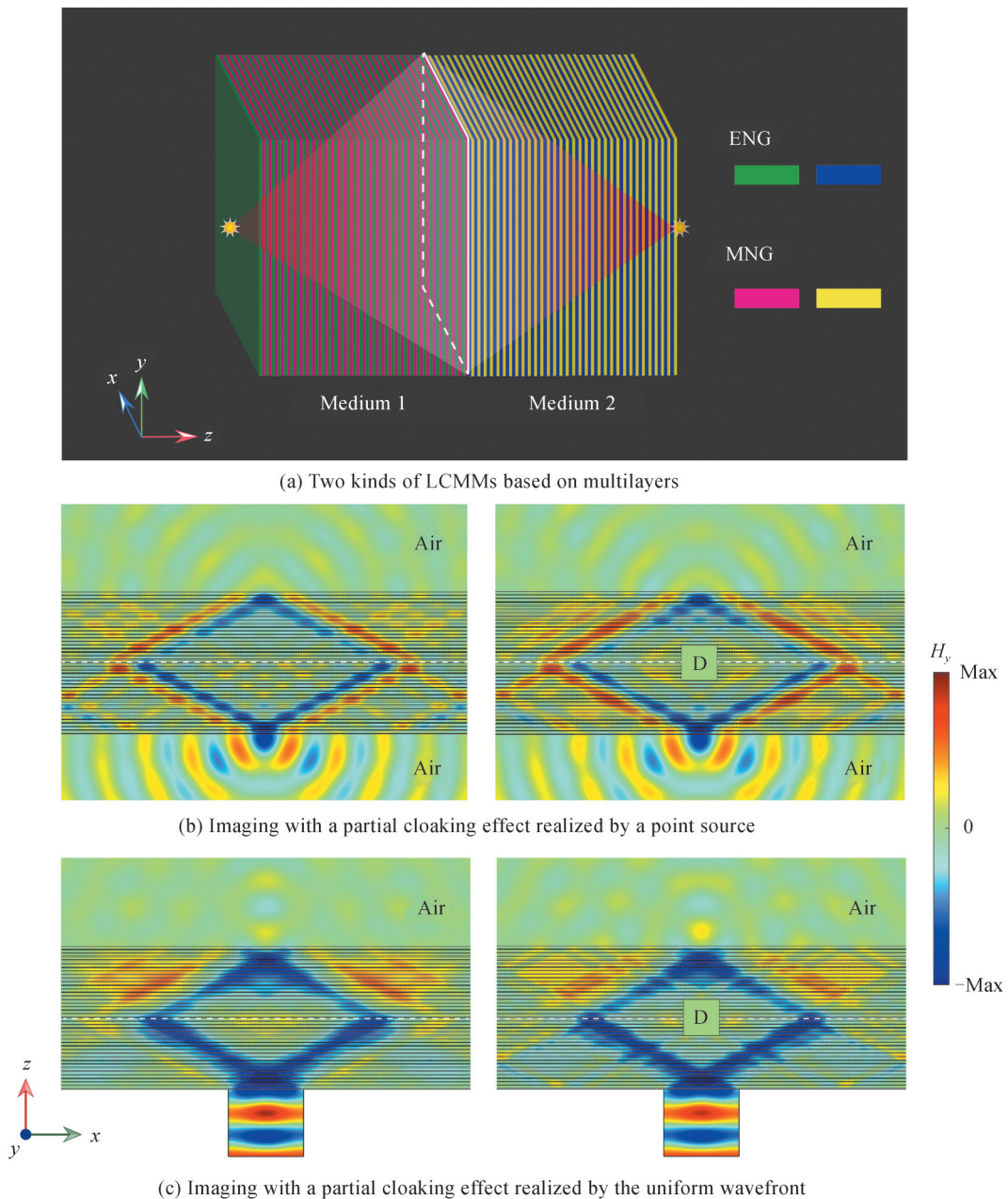


图11 多层膜LCMMs实现的具有部分隐身功能的聚焦^[21]
Fig. 11 Focusing with partial cloaking based on multilayered LCMMs^[21]

平面依然可以实现很好的聚焦。图 11(b)和图 11(c)为点源和一定宽度的平面波入射到 LCMM 异质结后实现的聚焦,可以清楚的看到对于两种不同的激发源,结构内部的缺陷都几乎对电磁波聚焦没有影响。

电路基 LCMM 具有平面化结构,而且参数可以灵活地通过加载的集总元件来进行调节,所以其为实验观察 LCMM 实现的聚焦以及超分辨成像提供了很好的研究平台。实验样品如图 12(a)所示,其是由传输线实现的四部分等效材料组成,其中结构的最上方和最下方均为通常的右手材料($\epsilon > 0, \mu > 0$)。两类分别具有正折射和负折射特性的 LCMM 置于右手材料中间,用于验证超分辨效应的两个亚波长距离的激发源在图中用红点表示^[19]。两类 LCMM 界面引入的缺陷用黄色的矩形表示。两类 LCMM 可以由分别在传输线系统 x 方向和 z 方向加载串联集总电容来等效实现,其等效电路如图 12(b)所示。以第一类具有正折射特性的 LCMM 为例,根据式(13), x 方向的磁导率如图 12(c)中的红色虚线所示,介电常数和 z 方向的等效磁导率由蓝色实线和绿色点划线表示。当频率为 $f=1.21$ GHz 时(其在图中以蓝色点线表示),材料色散的电磁参数分别对应为 $\epsilon \approx 0, \mu_x \approx -0.28$ 和 $\mu_z = 1$ 。类似的可以研究在微带线的 x 方向加载集总电容的情况,此时实现的 LCMM 具有定向的负折射特性。设计的 LCMM 的三维色散关系如图 12(d)所示,可以清楚的看到随着频率的增加,等频率线从介质型 HMM 变为了金属型 HMM,存在于这个拓扑转变中的临界态即为 LCMM。

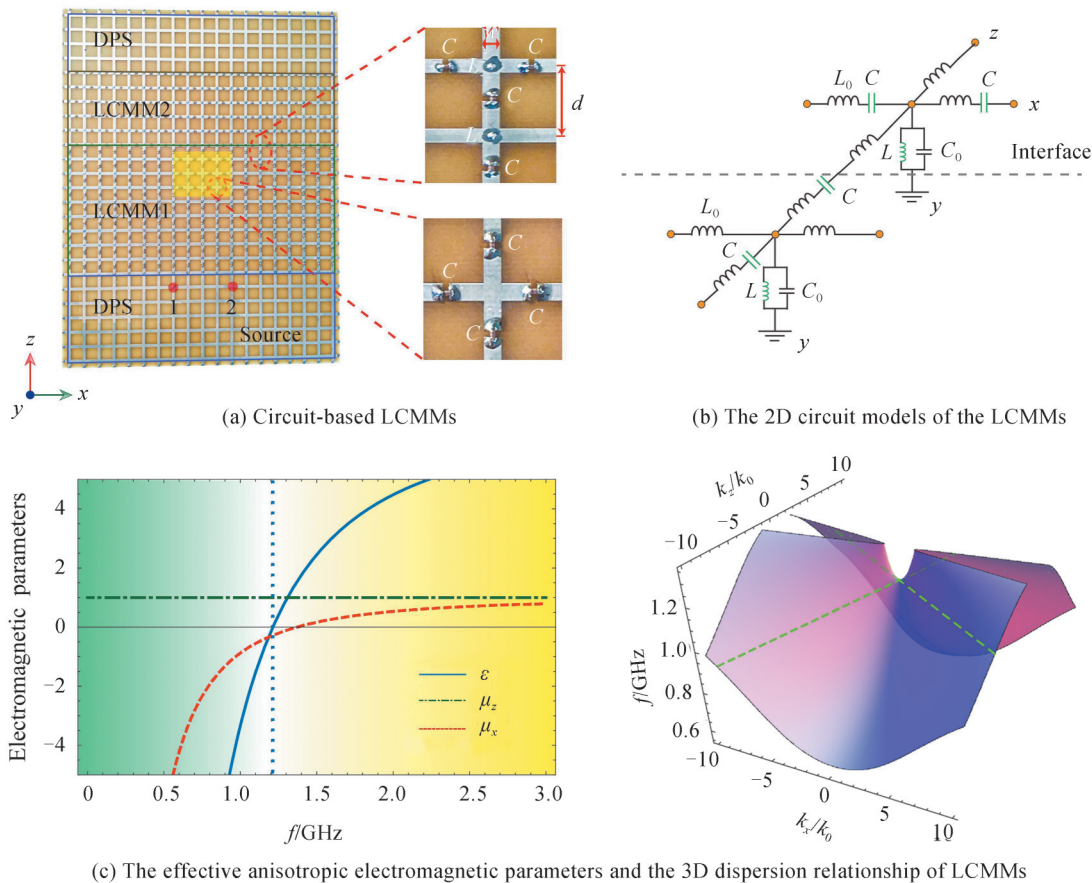


图 12 传输线系统构造电路基 LCMMs^[19]

Fig. 12 Circuit-based LCMMs constructed by transmission lines^[19]

电路基 LCMM 实现的具有部分隐身功能的超分辨成像如图 13 所示。LCMM 之所以可以实现超分辨成像除了其支持大波矢模式外,还利用了特殊的光路的设计:电磁波从两个激发源发出后,在 LCMM 内将依次发生正、负折射,最后聚焦在出射参考面。像平面的两个像用红色的虚圆圈表示。可以看到在将缺陷引入结构后,像平面的两个像几乎不会因为缺陷结构的引入而破坏。为进一步定量的观察 LCMM 实现的具有部分免疫功能的超分辨成像,对比了结构中没有缺陷和存在缺陷时,出射面沿着 x 方向的归一化电场强度分布,如图 13 所示。像平面的像点宽度由场强的半高宽给出,从图中可以看到没有缺陷的情况下两个像点的宽度分别约为 0.21λ 和 0.27λ 。当缺陷引入到结构时,像宽度分别约为 0.23λ 和 0.28λ 。这也就证明了结

构内部引入的缺陷几乎不会影响 LCMM 实现的超分辨成像。

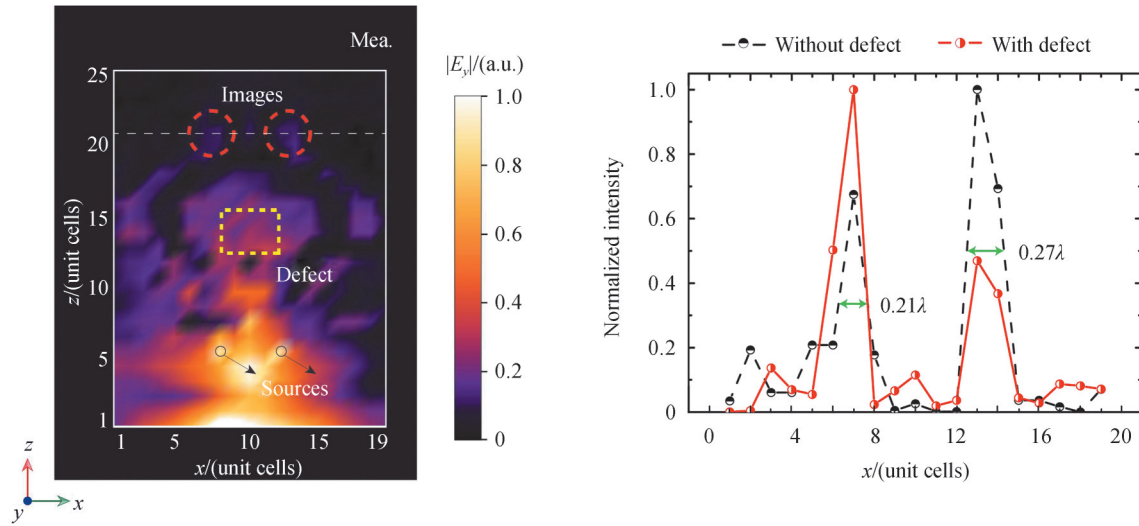
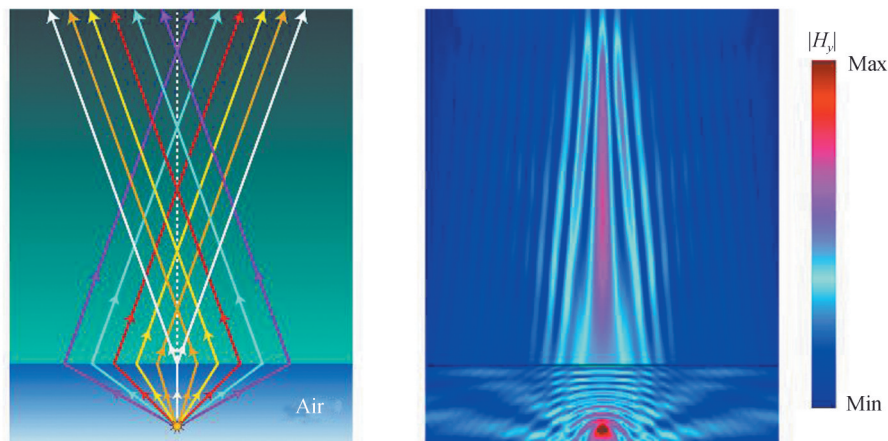


图 13 电路基 LCMM 实现的具有部分隐身功能的超分辨成像^[19]

Fig. 13 Super-resolution imaging with partial cloaking realized by circuit-based LCMM^[19]

3.2 贝塞尔光束

除了成像之外,LCMM 还可用于实现具有独特自愈特性的无衍射贝塞尔光束。贝塞尔光束因其丰富的物理特性和广泛的应用而备受关注。贝塞尔光束是由 DURNIN J 等首次提出的 Helmholtz 方程的一种特殊解^[98-99]。贝塞尔光束本质上是平面波的干涉图样,在传播方向上积累几乎相同的相位变化。这种波可以在不改变横向强度模式的情况下传播很长的距离,从而产生了很有前景的应用,包括荧光显微成像^[100]、波前剪裁^[101-104]、粒子捕获^[105-107]等等。特别是,超构材料最近被证实是设计贝塞尔光束的一种新方法。区别于传统的轴棱锥透镜,平面化的超构表面也被证实可以很好的实现贝塞尔光束^[108]。LCMM 也为产生贝塞尔光束提供了新的途径。利用 LCMM 的定向传输和负折射的特性,LCMM 平板可以基于点光源而非平面波,实现贝塞尔光束,如图 14 所示^[21]。由于存在稳定的干涉,不同入射角的光束通过 LCMM 时会产生贝塞尔光束。另外,通过在路径上放置不同形状的障碍物,LCMM 中贝塞尔光束的自修复功能进一步验证,如图 14 所示。



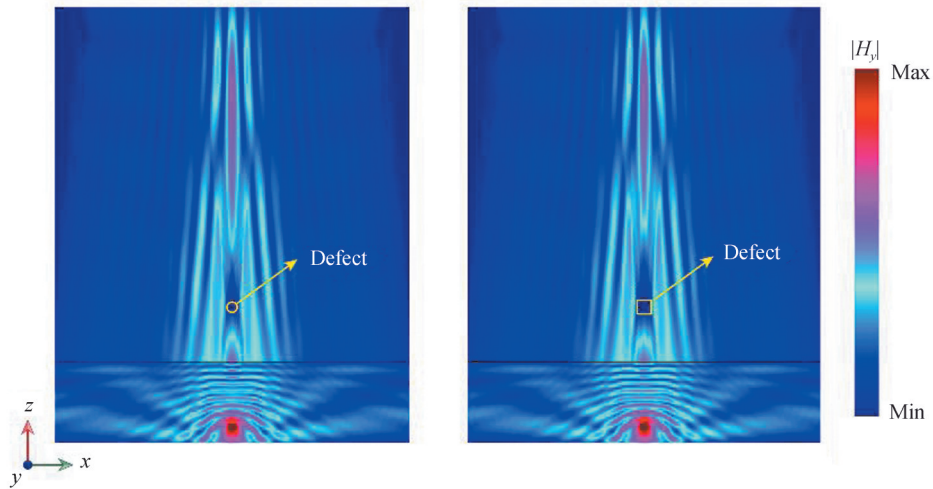


图 14 LCM中产生具有自愈功能的贝塞尔波束^[21]

Fig. 14 Bessel beam with self-healing in LCM^[21]

3.3 空间滤波器

前面已经介绍过,将LCMM的光轴进行旋转而产生的TLCMM会对电磁波的传输产生显著的影响。本节将介绍TLCMM实现的空间滤波功能。尽管TLCMM属于互易系统,但是在TLCMM和自由空间的界面,当光源分别置于自由空间和TLCMM中时,其折射特性截然不同,其中主要是因为光源在自由空间中,大波矢模式不能被激发。TLCMM实现空间滤波可以从图15中的等频图分析进行清楚的判断^[22]。考虑到电磁波从空中入射到TLCMM,电磁波沿界面的波矢需要守恒。此外,根据因果关系定律,折射光束必须远离界面,从而对其传输方向产生了限制。红色虚线表示略高于实心红线频率的计算结果,绿色箭头表示波矢梯度的方向,即群速度的方向。可以清楚的看到,I型(II型)TLCMM结构上部(下部)的电磁波将被抑制。利用有限元仿真模拟的方法可以很容易地确定电磁波在LCMM和自由空间界面的传输行为,其与等频率图分析结果一致,确定了TLCMM可被用于实现电磁波的空间滤波。

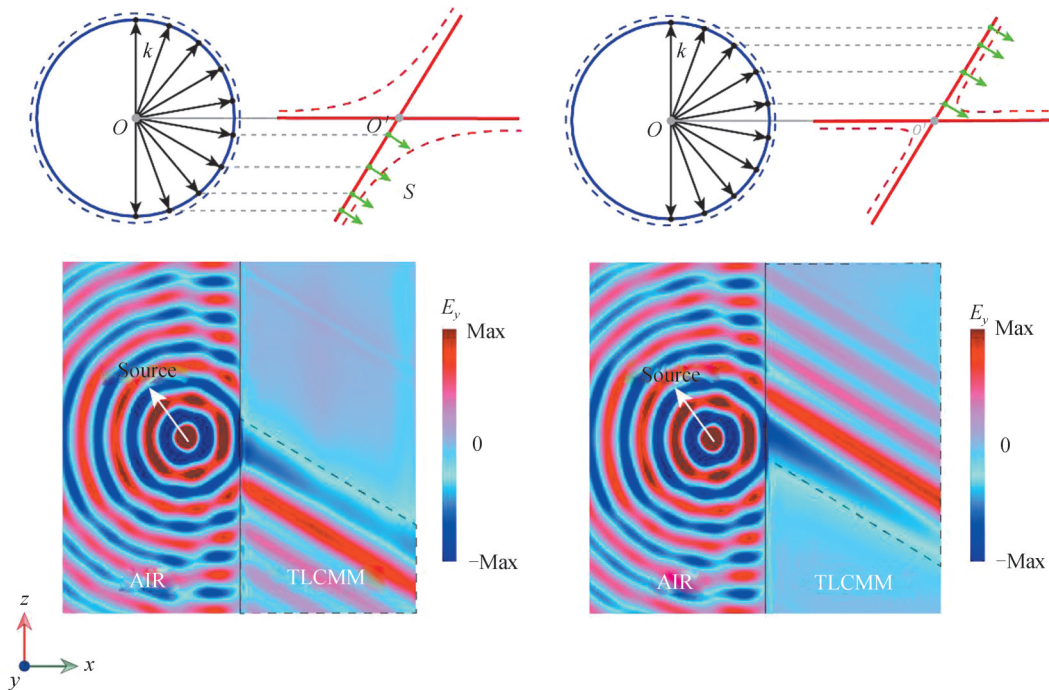


图 15 TLCMM实现的空间滤波^[22]

Fig. 15 Spatial filtering using TLCMM^[22]

电路基系统中的电磁参数可以进行灵活的调控,首先通过加载串联电容和并联电感的方式可以得到LCMM。在此基础上,根据式(16)进一步可以得到旋转结构后TLCMM的等频率线,如图16所示。当旋转合适的角度时,TLCMM等频率线的其中一支与坐标轴是平行的,进而TLCMM可以被用来实现空间滤波。图16的近场测试结果可以清楚的看到,左边置于正常材料中的点源,在正常材料与TLCMM的界面将发生明显的空间滤波效应:右侧TLCMM中的上部分将支持电磁波传输,而下部分则禁止电磁波传输。本节介绍了的将各向异性材料中光轴的旋转视为一个自由度来构造TLCMM,突破了正常LCMM的分束和聚焦,从理论和实验上证明了无反射的反常负折射现象。电路基LCMM不仅为研究丰富而新颖的等频率线提供了一个多功能的平台,而且对各种平面集成微波光子学的应用,如单向功率传输、开关、屏蔽和滤波器等也有一定的应用价值。

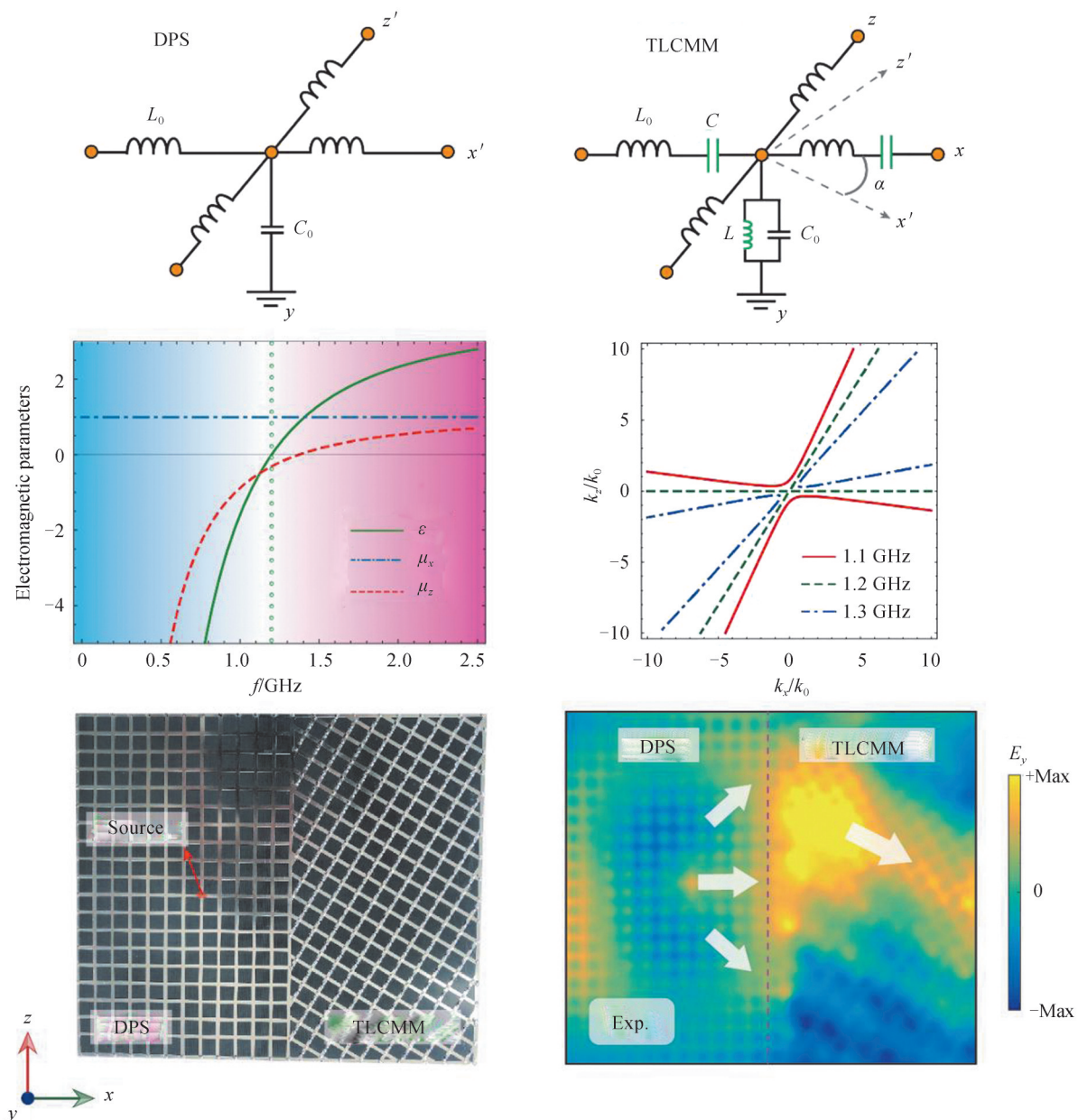


图16 电路基LCMM实现的空间滤波^[22]
Fig. 16 Spatial filtering realized by circuit-based TLCMM^[22]

总的来说,尽管LCMM已经在包括光子晶体结构、电路基系统以及二维材料等系统中实现,并被证实具有诸多新奇的物理特性,但是目前对于LCMM的研究也才刚刚起步。随着人们对灵活构造各向异性材

料认识的不断提高^[109-111],LCMM实现的方式将变的更加多样化,一系列重要的应用有望被深入研究,包括但不限于辐射增强^[112-113]、波束分裂^[114]、波前调控^[115-116]、传感^[117-119]、成像^[120-121]等。

4 结论

等频率线调控为电磁波的高效控制提供了有效手段,也带来了诸多新奇的物理特性,如近年来等频率面从封闭的球体到开放的双曲面的拓扑转变已经被广泛证实可以实现自发辐射增强、全角度负折射和反常散射现象等,其在深波长光刻,小型化激光器等诸多领域都具有重要应用价值。本综述主要介绍了最近发现的另一类有趣的等频率线拓扑转变——两类双曲线之间的拓扑转变以及转变临界态对应的具有线性色散的LCMM。重点介绍了LCMM的多种实现手段以及物理特性。特别是当引入旋转光轴这一特殊的自由度后,LCMM对电磁波还可以进行更加灵活的调控,比如无反射的鲁棒性负折射。总之,LCMM的等频率线具有奇特的线性色散特点,其不仅可以实现诸多有趣的物理现象,而且可以应用于许多领域,如突破衍射极限的超透镜、具有自愈功能的贝塞尔波束以及空间滤波等。随着人们对于LCMM认识的不断深入,可以预期在未来会有更多基于LCMM的新奇物理特性及重要器件被提出。

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(20): 2059.
- [2] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Physical Review Letters, 1987, 58(23): 2486.
- [3] JOANNOPOULOS J D, JOHNSON S G, WINN J N, et al. Photonic crystals: molding the flow of light[M]. Princeton University, 2011.
- [4] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. Physical Review Letters, 2000, 85(18): 3966.
- [5] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(5514): 77-79.
- [6] ENGHETA N, ZIOLKOWSKI R W. Metamaterials: physics and engineering explorations[M]. John Wiley and Sons, America, 2006.
- [7] CAI V, SHALAEV V. Optical metamaterials: fundamentals and applications[M]. Springer, London, 2010.
- [8] PENDRY J B, HOLDEN A J, STEWART W J, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(25): 4773.
- [9] PENDRY J B, HOLDEN A J, ROBBINS D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999, 47(11): 2075-2084.
- [10] ENGHETA N. Pursuing near-zero response[J]. Science, 2013, 340(6130): 286-287.
- [11] SCHURIG D, MOCK J J, JUSTICE B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies[J]. Science, 2006, 314(5801): 977-980.
- [12] SHENG C, LIU H, WANG Y, et al. Trapping light by mimicking gravitational lensing[J]. Nature Photonics, 2013, 7(11): 902-906.
- [13] SMITH D R, SCHURIG D. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors[J]. Physical Review Letters, 2013, 90(7): 077405.
- [14] PODDUBNY A, IORSH I, BELOV P, et al. Hyperbolic metamaterials[J]. Nature Photonics, 2013, 7(12): 948-957.
- [15] SHEKHAR P, ATKINSON J, JACOB Z. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications [J]. Nano Convergence, 2014, 1(1): 1-17.
- [16] FERRARI L, WU C H, LEPAGE D, et al. Hyperbolic metamaterials and their applications[J]. Progress in Quantum Electronics, 2015, 40: 1-40.
- [17] GUO Zhiwei, JIANG Haitao, CHEN Hong. Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications[J]. Journal of Applied Physics, 2020, 127(7): 071101.
- [18] GUO Zhiwei, JIANG Haitao, CHEN Hong. Zero-index and hyperbolic metacavities: Fundamentals and applications[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, 55(8): 083001.
- [19] GUO Zhiwei, JIANG Haitao, ZHU Kejia, et al. Focusing and super-resolution with partial cloaking based on the linear-crossing metamaterials[J]. Physical Review Applied, 2018, 10(6): 064048.
- [20] YANG Yuting, JIA Ziyuan, XU Tao, et al. Beam splitting and unidirectional cloaking using anisotropic zero-index photonic crystals[J]. Applied Physics Letters, 2019, 114(16): 161905.
- [21] GUO Zhiwei, JIANG Haitao, CHEN Hong. Linear-crossing metamaterials mimicked by multi-layers with two kinds of single negative materials[J]. Journal of Physics: Photonics, 2020, 2(1): 011001.

- [22] GUO Zhiwei, JIANG Haitao, CHEN Hong. Abnormal wave propagation in tilted linear-crossing metamaterials [J]. *Advanced Photonics Research*, 2020, 2(1): 2000071.
- [23] DUAN J, ÁLVAREZ-PÉREZ G, VORONIN K V, et al. Enabling propagation of anisotropic polaritons along forbidden directions via a topological transition[J]. *Science Advances*, 2021, 7(14): eabf2690.
- [24] SMOLYANINOV I I, NARIMANOV E E. Metric signature transitions in optical metamaterials [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(6): 067402.
- [25] KRISHNAMOORTHY H N, JACOB Z, NARIMANOV E, et al. Topological transitions in metamaterials[J]. *Science*, 2012, 336(6078): 205-209.
- [26] SMOLYANINOV I I, HUNG Y J, DAVIS C C. Magnifying superlens in the visible frequency range[J]. *Science*, 2007, 315(5819): 1699-1701.
- [27] LIU Z W, LEE H, XIONG Y, et al. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects[J]. *Science*, 2007, 315(5819): 1686-1686.
- [28] BIEHS S A, MENON V M, AGARWAL G S. Long-range dipole-dipole interaction and anomalous Förster energy transfer across a hyperbolic metamaterial[J]. *Physical Review B*, 2016, 93(24): 245439.
- [29] NEWMAN W D, CORTES C L, AFSHAR A, et al. Observation of long-range dipole-dipole interactions in hyperbolic metamaterials[J]. *Science Advance*, 2018, 4(10): eaar5278.
- [30] GUO Zhiwei, JIANG Haitao, LI Yunhui, et al. Enhancement of electromagnetically induced transparency in metamaterials using long range coupling mediated by a hyperbolic material[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 627-641.
- [31] CASSE B D F, LU W T, HUANG Y J, et al. Super-resolution imaging using a three-dimensional metamaterials nanolens[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(2): 023114.
- [32] SUN J, LITCHINITSER N M. Toward practical, subwavelength, visible-light photolithography with hyperlens [J]. *ACS Nano*, 2018, 12(1): 542-548.
- [33] HAYASHI J G, STEFANI A, ANTIPOV S, et al. Towards subdiffraction imaging with wire array metamaterial hyperlenses at MIR frequencies[J]. *Optics Express*, 2019, 27(15): 21420-21434.
- [34] KABASHIN A V, EVANS P, PASTKOVSKY S, et al. Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing [J]. *Nature Materials*, 2009, 8(11): 867-871.
- [35] VASILANTONAKIS N, WURTZ G A, PODOLSKIY V A, et al. Refractive index sensing with hyperbolic metamaterials: strategies for biosensing and nonlinearity enhancement[J]. *Optics Express*, 2015, 23(11): 14329-14343.
- [36] SREEKANTH K V, ALAPAN Y, ELKABBASH M, et al. Extreme sensitivity biosensing platform based on hyperbolic metamaterials[J]. *Nature Materials*, 2016, 15(6): 621-627.
- [37] WAN M, GU P, LIU W, et al. Low threshold spaser based on deep-subwavelength spherical hyperbolic metamaterial cavities[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(3): 031103.
- [38] SHEN K C, KU C T, HSIEH C, et al. Deep-ultraviolet hyperbolic metacavity laser[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(21): 1706918.
- [39] MA R M, OULTON R F. Applications of nanolasers[J]. *Nature Nanotechnology*, 2019, 14(1): 12-22.
- [40] KOZINA O N, MELNIKOV L A, NEFEDOV I S. A theory for terahertz lasers based on a graphene hyperbolic metamaterial[J]. *Journal of Optics*, 2020, 22(9): 095003.
- [41] YAO J, YANG X, YIN X, et al. Three-dimensional nanometer-scale optical cavities of indefinite medium [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2011, 108(28): 11327-11331.
- [42] YANG X, YAO J, RHO J, et al. Experimental realization of three-dimensional indefinite cavities at the nanoscale with anomalous scaling laws[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 450-454.
- [43] WANG Yuqian, GUO Zhiwei, CHEN Youqi, et al. Circuit-based magnetic hyperbolic cavities [J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(4): 044024.
- [44] GU P, CHEN J, CHEN S, et al. Ultralarge Rabi splitting and broadband strong coupling in a spherical hyperbolic metamaterial cavity[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(5): 829-838.
- [45] XIN J, ZONG J, GAO J, et al. Extraction and control of permittivity of hyperbolic metamaterials with optical nonlocality [J]. *Optics Express*, 2021, 29(12): 18572-18586.
- [46] HE Y R, HE S L, YANG X D. Optical field enhancement in nanoscale slot waveguides of hyperbolic metamaterials[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(14): 2907-2909.
- [47] SMOLYANINOV I I. Giant Unruh effect in hyperbolic metamaterial waveguides[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(9): 2224-2227.
- [48] FU J, JIN Y, EVANS J, et al. Microwave Waveguide - Type Hyperbolic Metamaterials [J]. *Advanced Photonics Research*, 2021, 2(2): 2000043.
- [49] GUO Zhiwei, SONG Juan, JIANG Haitao, et al. Miniaturized backward coupler realized by the circuit-based planar hyperbolic waveguide[J]. *Advanced Photonics Research*, 2021, 1: 2100035.

- [50] LIBERAL I, ENGHETA N. Near-zero refractive index photonics[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(3): 149-158.
- [51] NIU X, HU X, CHU S, et al. Epsilon-near-zero photonics: a new platform for integrated devices[J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(10): 1701292.
- [52] KINSEY N, DEVAULT C, BOLTASSEVA A, et al. Near-zero-index materials for photonics[J]. *Nature Reviews Materials*, 2019, 4(12): 742-760.
- [53] DENG F, LI Y, SUN Y, et al. Valley-dependent beams controlled by pseudomagnetic field in distorted photonic graphene [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(14): 3380-3383.
- [54] DONG J W, CHEN X D, ZHU H, et al. Valley photonic crystals for control of spin and topology[J]. *Nature Materials*, 2017, 16(3): 298-302.
- [55] KRUK S S, WONG Z J, PSHENAY-SEVERIN E, et al. Magnetic hyperbolic optical metamaterials [J]. *Nature Communications*, 2016, 7(1): 1-7.
- [56] ELEFTHERIADES G V, IYER A K, KREMER P C. Planar negative refractive index media using periodically LC loaded transmission lines[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2002, 50(12): 2702-2712.
- [57] CALOZ C, ITOH T. *Electromagnetic metamaterials transmission line theory and microwave applications* [M]. Wiley, New York, 2006.
- [58] CHSHELOKOVA A V, KAPITANOVA P V, PODDUBNY A N, et al. Hyperbolic transmission-line metamaterials [J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 112(7): 073116.
- [59] SHCHELOKOVA A V, FILONOV D S, KAPITANOVA P V, et al. Magnetic topological transition in transmission line metamaterials[J]. *Physical Review B*, 2014, 90(11): 115155.
- [60] HIGH A A, DEVLIN R C, DIBOS A, et al. Visible-frequency hyperbolic metasurface[J]. *Nature*, 2015, 522(7555): 192-196.
- [61] GOMEZ-DIAZ J S, TYMCHENKO M, ALÛ A. Hyperbolic plasmons and topological transitions over uniaxial metasurfaces[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(23): 233901.
- [62] HUO P, ZHANG S, LIANG Y, et al. Hyperbolic metamaterials and metasurfaces: fundamentals and applications[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(14): 1801616.
- [63] LI X, LIANG Z X, LIU X H, et al. All-angle zero reflection at metamaterials surfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(17): 171111.
- [64] YANG Y H, QIN P F, LIN X, et al. Type-I hyperbolic metasurfaces for highly-squeezed designer polaritons with negative group velocity[J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 1-7.
- [65] YU Kun, GUO Zhiwei, JIANG Haitao, et al. Loss-induced topological transition of dispersion in metamaterials [J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 119(20): 203102.
- [66] GUO Z W, JIANG H T, SUN Y, et al. Actively controlling the topological transition of dispersion based on electrically controllable metamaterials[J]. *Applied Sciences*, 2018, 8(4): 596.
- [67] RAN J, ZHANG Y, CHEN X, et al. Frequency mixer based on Doppler effect [J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2017, 28(1): 43-45.
- [68] CHEN Y, GUO Z, WANG Y, et al. Experimental demonstration of the magnetic field concentration effect in circuit-based magnetic near-zero index media[J]. *Optics Express*, 2020, 28(11): 17064-17075.
- [69] HUO P, LIANG Y, ZHANG S, et al. Angular optical transparency induced by photonic topological transitions in metamaterials[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(8): 1700309.
- [70] LIANG W Y, LI Z, WANG Y, et al. All-angle optical switch based on the zero reflection effect of graphene-dielectric hyperbolic metamaterials[J]. *Photonics Research*, 2019, 7(3): 318-332.
- [71] HUANG X, LAI Y, HANG Z H, et al. Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials[J]. *Nature Materials*, 2011, 10(8): 582-586.
- [72] MOITRA P, YANG Y, ANDERSON Z, et al. Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial [J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(10): 791-795.
- [73] LIN X, YANG Y, RIVERA N, et al. All-angle negative refraction of highly squeezed plasmon and phonon polaritons in graphene-boron nitride heterostructures [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2017, 114(26): 6717-6721.
- [74] ZHENG Z, CHEN J N, WANG Y, et al. Highly confined and tunable hyperbolic phonon polaritons in van der Waals semiconducting transition metal oxides[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(13): 1705318.
- [75] SONG X L, LIU Z Z, SCHEUER J, et al. Tunable polaritonic metasurface absorbers in mid-IR based on hexagonal boron nitride and vanadium dioxide layers[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2019, 52(16): 164002.
- [76] CALDWELL J D, AHARONOVICH I, CASSABOIS G, et al. Photonics with hexagonal boron nitride [J]. *Nature Reviews Materials*, 2019, 4(8): 552-567.
- [77] MA W, ALONSO-GONZÁLEZ P, LI S, et al. In-plane anisotropic and ultra-low-loss polaritons in a natural van der

- Waals crystal[J]. *Nature*, 2018, 562(7728): 557-562.
- [78] ZHENG Z, CHEN J, WANG Y, et al. Highly confined and tunable hyperbolic phonon polaritons in van der Waals semiconducting transition metal oxides[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(13): 1705318.
- [79] ZHENG Z, XU N, OSCURATO S L, et al. A mid-infrared biaxial hyperbolic van der Waals crystal[J]. *Science Advances*, 2019, 5(5): eaav8690.
- [80] PAPA J M, LEWANDOWSKI C. Plasmonic nonreciprocity driven by band hybridization in Moire materials[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(6): 066801.
- [81] HU G, KRASNOK A, MAZOR Y, et al. Moiré hyperbolic metasurfaces[J]. *Nano Letters*, 2020, 20(5): 3217-3224.
- [82] HU G, OU Q, SI G, et al. Topological polaritons and photonic magic angles in twisted α -MoO₃ bilayers[J]. *Nature*, 2020, 582(7811): 209-213.
- [83] HU G W, ZHENG C Q, NI J C, et al. Enhanced light-matter interactions at photonic magic-angle topological transitions [J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(21): 211101.
- [84] PICARDI F, ZAYATS A V, RODRÍGUEZ FORTUÑO F J. Janus and Huygens dipoles: Near-field directionality beyond spin-momentum locking[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(11): 117402.
- [85] ZENG S J, ZHANG Q, ZHANG X M, et al. Unidirectional excitation of plasmonic waves via a multilayered metal-dielectric-metal Huygens' nanoantenna[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(13): 3053-3056.
- [86] GUO Zhiwei, LONG Yang, JIANG Haitao, et al. Anomalous unidirectional excitation of high-k hyperbolic modes using all-electric metasources[J]. *Advanced Photonics*, 2021, 3: 036001.
- [87] LONG Yang, REN Jie, GUO Zhiwei, et al. Designing all-electric subwavelength metasources for near-field photonic routings[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(15): 157401.
- [88] KAPITANOVA P V, GINZBURG P, RODRÍGUEZ FORTUÑO F J, et al. Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes[J]. *Nature Communications*, 2014, 5(1): 1-8.
- [89] BLIOKH K Y, SMIRNOVA D, NORI F, et al. Quantum spin Hall effect of light[J]. *Science*, 2015, 348(6242): 1448-1451.
- [90] LODAHL P, MAHMOODIAN S, STOBBE S, et al. Chiral quantum optics[J]. *Nature*, 2017, 541(7638): 473-480.
- [91] GUO Z W, JIANG H T, LONG Y, et al. Photonic spin Hall effect in waveguides composed of two types of single-negative metamaterials[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 1-9.
- [92] GUDDALA S, KHATONIAR M, YAMA N, et al. Optical analog of valley Hall effect of 2D excitons in hyperbolic metamaterial[J]. *Optica*, 2021, 8(1): 50-55.
- [93] ZHANG S B, XU Y D, CHEN H Y, et al. Photonic hyperinterfaces for light manipulations[J]. *Optica*, 2020, 7(6): 687-693.
- [94] SHEN L, LIN X, SHALAGINOV M Y, et al. Broadband enhancement of on-chip single-photon extraction via tilted hyperbolic metamaterials[J]. *Applied Physics Reviews*, 2020, 7(2): 021403.
- [95] WU X X, LI X, ZHANG R Y, et al. Deterministic scheme for two-dimensional type-II Dirac points and experimental realization in acoustics[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(7): 075501.
- [96] MILIĆEVIĆ M, MONTAMBAUX G, OZAWA T, et al. Type-III and tilted Dirac cones emerging from flat bands in photonic orbital graphene[J]. *Physical Review X*, 2019, 9(3): 031010.
- [97] HE H L, QIU C Y, YE L P, et al. Topological negative refraction of surface acoustic waves in a Weyl phononic crystal [J]. *Nature*, 2018, 560(7716): 61-64.
- [98] DURNIN J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 1987, 4(4): 651-654.
- [99] DURNIN J, MICELI JR J J, EBERLY J H. Diffraction-free beams[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58(15): 1499.
- [100] GAO L, SHAO L, HIGGINS C D, et al. Noninvasive imaging beyond the diffraction limit of 3D dynamics in thickly fluorescent specimens[J]. *Cell*, 2012, 151(6): 1370-1385.
- [101] LI L, LI T, WANG S M, et al. Plasmonic Airy beam generated by in-plane diffraction[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(12): 126804.
- [102] NOVITSKY A, QIU C W, WANG H. Single gradientless light beam drags particles as tractor beams [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(20): 203601.
- [103] LIN J, DELLINGER J, GENEVE P, et al. Cosine-Gauss plasmon beam: a localized long-range nondiffracting surface wave[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(9): 093904.
- [104] ARLT J, GARCÉS-CHÁVEZ V, SIBBETT W, et al. Optical micromanipulation using a Bessel light beam[J]. *Optics Communications*, 2001, 197(4-6): 239-245.
- [105] GRIER D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810-816.
- [106] MATSUOKA Y, KIZUKA Y, INOUE T. The characteristics of laser micro drilling using a Bessel beam [J]. *Applied Physics A*, 2006, 84(4): 423-430.

- [107] WOERDEMANN M, ALPMANN C, ESSELING M, et al. Advanced optical trapping by complex beam shaping[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2013, 7(6): 839–854.
- [108] WANG Z, DONG S, LUO W, et al. High-efficiency generation of Bessel beams with transmissive metasurfaces[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 112(19): 191901.
- [109] MURATAJ I, CHANNAB M, CARA E, et al. Hyperbolic metamaterials via hierarchical block copolymer nanostructures[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(7): 2001933.
- [110] YIN L Z, HAN F Y, ZHAO J, et al. Constructing hyperbolic metamaterials with arbitrary medium[J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(4): 1085–1096.
- [111] BASAK S, BAR-ON O, SCHEUER J. Perovskite/metal-based hyperbolic metamaterials: Tailoring the permittivity properties of coexisting anisotropies in the visible region[J]. *Advanced Optical Materials*, 2021, 9(1): 2001305.
- [112] LIU F, XIAO L, YE Y, et al. Integrated Cherenkov radiation emitter eliminating the electron velocity threshold[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(5): 289.
- [113] TONKAEV P, ANOSHKIN S, PUSHKAREV A, et al. Acceleration of radiative recombination in quasi-2D perovskite films on hyperbolic metamaterials[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 118(9): 091104.
- [114] ZHAO J M, CHEN Y, FENG Y J, et al., Polarization beam splitting through an anisotropic metamaterial slab realized by a layered metal-dielectric structure[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(7): 071114.
- [115] ZHENG P X, XU Q, SU X Q, et al. Anomalous wave propagation in topological transition metasurfaces[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(11): 1801483.
- [116] YIN X, ZHU H, GUO H J, et al. Hyperbolic metamaterial devices for wavefront manipulation[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(1): 1800081.
- [117] SREEKANTH K V, MAHALAKSHMI P, HAN S, et al. Brewster mode-enhanced sensing with hyperbolic metamaterial[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(21): 1900680.
- [118] SREEKANTH K V, OUYANG Q L, SREEJITH S, et al. Phase-change-material-based low-loss visible-frequency hyperbolic metamaterials for ultrasensitive label-free biosensing[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(12): 1900081.
- [119] CHEN T A, UN I W, WEI C C, et al. Alternating nanolayers of dielectric MgF_2 and metallic Ag as hyperbolic metamaterials: Probing surface states and optical topological phase transition and implications for sensing applications[J]. *ACS Applied Nano Materials*, 2021, 4(2): 2211–2217.
- [120] XU H, ZHU Z, XUE J, et al. Giant enhancements of high-order upconversion luminescence enabled by multiresonant hyperbolic metamaterials[J]. *Photonics Research*, 2021, 9(3): 395–404.
- [121] HU S, DU S, LI J, et al. Multidimensional image and beam splitter based on hyperbolic metamaterials[J]. *Nano Letters*, 2021, 21(4): 1792–1799.

Linear-crossing Metamaterials and Their Applications (Invited)

GUO Zhiwei, JIANG Haitao, CHEN Hong

(Key Laboratory of Advanced Microstructure Materials Ministry of Education, School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: Manipulating the isofrequency curves of materials can effectively improve the interaction between light and matter. In recent years, based on the hyperbolic metamaterials, it has been widely proved that the topological phase transition from closed circle to open hyperbola will strongly affect the light transmission and radiation. In this review, a new type of anisotropic metamaterials, Linear-Crossing Metamaterials (LCMMs), which exist in hyperbolic topological transition is introduced. Because the signs of the in-plane permeabilities are opposite and the permittivity tends to zero, an LCMM may simultaneously possess the characteristics of an hyperbolic medium and a zero-index medium. On one hand, LCMMs support high- k modes just like hyperbolic medium because of the open iso-frequency contours. On the other hand, the linear dispersion relationship of the LCMMs ensures that the group velocity is perpendicular to the phase velocity, which leads to the zero phase accumulation along the propagation path just as in a zero-index medium. In addition, LCMMs can have many unique properties. For example, considering that the signs of the in-plane permeability can also be tuned, two kinds of LCMMs with positive and negative refractions will be realized. Moreover, the refraction angle of incident light will be locked in two fixed directions that

are independent of the incident angles. For a vertical incident beam incident on the LCMM, it will split into two beams just as does the valley-dependent propagation in photonic crystals. Due to the fact that the refracted light is locked in the two fixed directions, the propagation of light will not be affected when we put a defect inside the structure so long as it is not placed in the path of refraction. This property can be utilized for a partial cloaking effect that is robust to the presence of defects. LCMMs can also be used to realize the non-diffraction Bessel beam possessing unique self-healing properties. By mean of directional propagation and negative refraction, a point source instead of the plane wave can realize the Bessel beam through a planar LCMM. In a word, LCMM is a very interesting research topic and a wide range of potential applications based on LCMMs need to be explored. Especially, the realization, novel physical properties and important applications of linear-crossing metamaterials are summarized. Finally, the development of the research on linear-crossing metamaterials is prospected.

Key words: Metamaterials; Anisotropic materials; Topological transition; High-k modes; Effective medium theory; Super-resolution imaging

OCIS Codes: 160.3918; 160.1190; 260.2065; 100.6640