论文

具有零相移传输性质的超材料研究

董国艳^{①*}, 毕科^②, 周济^②^① 中国科学院大学, 材料科学与光电技术学院, 北京 100049;^② 清华大学材料学院, 新型陶瓷与精细工艺国家重点实验室, 北京 100084

*联系人, E-mail: gydong@ucas.ac.cn

收稿日期: 2013-10-22; 接受日期: 2013-12-03

国家自然科学基金(批准号: 51102148, 61275014)、国家高技术研究发展计划(编号: 2012AA030403)、山东自然科学基金(编号: ZR2010AM025, ZR2011FQ011)和中国科学院大学校长基金(编号: Y35102DN00)资助项目

摘要 零相移传输材料可以实现光波在数百波长传播而不引起相位变化, 从而减弱了波的频谱色散问题, 提高了波导间的耦合效率, 因而成为光功能材料研究的热点. 结合本课题组的研究工作, 本文从理论和实验研究两方面对零相移传输超材料的最新进展和研究热点进行了全面地总结和评述, 根据相位调制机理不同对各种零相移超材料进行了分类和归纳, 进一步客观分析了各种实现方法的优、缺点及目前研究中存在的问题, 并展望其未来发展方向. 相关研究对拓展零相移基础物理学研究和光学器件设计具有重要意义.

关键词 零相移, 零折射率, 光子晶体, 波前调制

PACS: 64.60.Ej, 41.20.Jb, 42.70.Qs, 42.15.Dp

doi: 10.1360/SSPMA2013-00081

电磁波的相位在通过具有二相性或多向性的材料时会发生偏转, 从而产生相位的延后现象称为相位延迟, 并随电磁波在不同介电材料中传播距离的不同而在 $0-2\pi$ 间连续变化. 如何使电磁波能通过人造媒介, 从 A 点无任何相变地传播到 B 点, 好像该传播媒介完全在空气中消失一样, 让光子芯片能携带信息而又实现信号的同相传递, 在光通讯和光电子技术领域都是重大的进步, 将具有十分深远的影响. 为实现电磁波的等相位传输, 最直观的解决办法是使传播媒质的介电常数为零. 自然界中就存在介电常数为零的零折射率物质, 例如, 电子气是一种遵循 Drude 模型的连续介质, 由自由电荷漂移形成的传导

电流可以有效地与辐射相互作用, 当传播频率接近它的等离子频率时介电常数 ϵ 接近零. 另外, 地球大气层的电离层在 30–40 MHz (HF) 波段也表现出该性质, 还有一些低损耗的贵金属^[1](如金, 银)、半导体^[2]和绝缘体^[3](如碳化硅 SiC) 在接近它们的等离子频率时也具有类似的零折射率性质. 人们还希望能够在理想的频段制备出零折射率材料. 超材料的出现为人们设计可控的介电常数和磁导率材料提供了广阔的空间, 为控制电磁波的传输提供了新的手段.

超材料(Metamaterial)^[4,5]是一种具有人工设计的结构并呈现出天然材料所不具备的超常物理性质的复合材料. 1968 年, 前苏联物理学家 Veselago^[6]在理

引用格式: 董国艳, 毕科, 周济. 具有零相移传输性质的超材料研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 406–416

Dong G Y, Bi K, Zhou J. Zero phase delay in metamaterials (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 406–416, doi: 10.1360/SSPMA2013-00081

论上研究了介电常数 ϵ 和磁导率 μ 均为负值介质的电磁性质,首次提出了左手性物质的概念.直到2001年,美国加州大学圣迭戈分校的Shelby等人^[7]利用周期性排布的细铜导线和开口谐振环首次制造出在微波波段同时具有负介电常数、负磁导率的人工复合媒质,并在实验中观测到了负折射现象从而证明了左手性物质的存在.对于周期单元尺寸远小于波长的超常介质,满足长波极限,可以当作等效介质来处理,其有效的介电常数(ϵ_{eff})、磁导率(μ_{eff})是决定超常介质电磁性质的主要参数.近几年, ϵ_{eff} , μ_{eff} 其中一个为零或二者同时为零的零折射率超常介质在理论上也得到了广泛的关注和研究^[8-10],然而,谐振损耗成为金属基超材料需要克服的主要问题.光子晶体(PhC)^[11,12]是一种介电常数在空间周期变化(其介电常数一般要求有较高对比度)的新型光学微结构材料,能够对具有相应波长的电磁波进行调制得到许多新奇的现象,例如负折射^[13]、全方位高反射镜^[14]、低损波导^[15]和超透镜^[16]等.由于光子晶体的基本物理性质是基于光子能带的奇特色散关系,所以损耗较小,并且可以通过对晶格单元的几何外形设计对其光学和电磁性质进行调制,利用可调衍射产生不同的光学现象.这些非凡的物理性质使其在新型光学元件和材料设计方面具有重要的潜在应用价值.

1 零折射率超材料(ZIM)

一般材料的折射率可以表示为 $n = \sqrt{\epsilon\mu}$,当等效介电常数 ϵ 或磁导率 μ 任意一个参数为零时, n 都将为零,即零折射率.理论上,电磁波在ZIM中传播的波长为无穷大,相位变化为零(即同一时刻电磁场的振幅相同: $\epsilon_{\text{eff}} = 0$ 时,磁场振幅不变; $\mu_{\text{eff}} = 0$ 时,电场振幅不变)^[8].出射波的波前将平行于界面,因此通过改变ZIM的界面,就可以改变电磁波的波阵面.根据零折射率材料的特性,人们提出了一系列令人激动的潜在应用,例如自聚焦^[17]、隐身装置^[18]、波前整形^[19]和增强天线辐射的方向性^[20]等.由于入射光在超材料中经历的每个点都具有一致的位相,其最重要的应用是集成纳米光子回路中的光链接,因为被传导光传播较长距离而未引入相位变化,从而降低了频率色散.零折射率超材料可以通过设计合适的结构参数实现零相位传输,目前主要包括以下两种情况:(1) $\epsilon_{\text{eff}} = 0$ 而 $\mu_{\text{eff}} \neq 0$; (2) $\epsilon_{\text{eff}} = 0$ 且 $\mu_{\text{eff}} = 0$. 这两种情况虽然

有效折射率都为零,但材料的本征阻抗是不一样的.前者的本征阻抗为无穷大,而后者本征阻抗为1,与自由空间阻抗匹配.ENZ的设计较为简单,而匹配ZIM在结构设计上要比前者复杂.不同的方案在理论和实验上都实现了不同波段的介电常数和磁导率为零.

1.1 近零介电常数超材料(ENZ)

对于ENZ,等效折射率为零,传播于其中的电磁波的波长为无穷大,因此在弯曲处或连接点的反射损耗可以很小,乃至为零.在两个波导的连接处采用ENZ作为耦合器的材料,不但可以实现电磁波的等相位传输,而且具有较高的耦合效率,耦合器截面可以为任意形状.由于材料的本征阻抗 $z = \sqrt{\mu_{\text{eff}} / \epsilon_{\text{eff}}}$,当 $\epsilon_{\text{eff}} = 0$ 而 $\mu_{\text{eff}} \neq 0$ 时,ENZ的本征阻抗为无穷大,与常规的材料本征阻抗相差太大,会造成阻抗不匹配的问题.通常这个问题可以通过缩小ENZ耦合器的物理尺寸来解决.

Liu等人^[21]课题组设计根据ENZ理论设计出一种平面互补开口环谐振图案(CSRRs),将其置于平面波导内下表面,制成具有隧穿通道的等效ENZ装置,如图1(a).通过对CSRR结构参数的适当调节,图1(b)给出其对应的介电常数曲线图,可以看到在微波8.04 GHz时 $\epsilon = 0$.实验所得场分布图1(c)进一步证明该频段下,CSRR通道中的相变近似为零.除了金属基ENZ超材料外,Adams等人^[22]的课题组利用半导体和自由掺杂材料实现了有损耗的均匀ENZ,并在光频段(中红外波段)进行了实验验证.ENZ材料是由重n-掺杂,窄带半导体InAsSb制成,将该材料长在半绝缘GaAs衬底上.半导体中的导带电子可以看作

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\Gamma} \right). \quad (1)$$

通过一定地调试,等离子波长出现在大约8 μm 处,且带有阻尼常数 $\Gamma = 50 \text{ cm}^{-1}$.根据测得AsSb/GaAs片层上的反射率和透过率得到材料的介电常数谱,如图2所示.该方法利用材料等离子谐振性质在光频获得有损耗的ENZ.

1.2 零相移隧穿行为

空心矩形波导在TE₁₀模式的截止频率附近也可以表现出 $\epsilon_{\text{eff}} \approx 0$ 的性质^[23],图3给出了有效ENZ通道

的简单设计. 在截止频率处传播常数 $\beta=0$, 即相速无穷大, 波导中的传播性质等效于 ENZ. 图 3(a)给出了基于 ENZ 的超耦合现象的证明, 电磁波通过 U 型通道的相变几乎不变, 并且和通道的长度无关. 图 3(b)中, 超耦合频率下隧穿通道区域的坡印廷矢量实部分布情况给出了进一步的证明, 电磁波实际上并不是在 ENZ 介质中传播, 而是通过零相移隧穿行为,

这种通道的传输性质是由进出口状况决定的. 耦合器的横截面越小(可达到亚波长尺度), 电磁波的隧穿效率超高, Silveirinha 称之为超耦合(Supercoupling), 并在实验上证明了它的存在.

1.3 近零磁导率超材料

金属与铁氧体直接复合时, 用绝缘的非磁性介

图 1 (网络版彩图) (a) 互补开口环谐振隧穿通道实验装置图, (b) 计算所得介电常数曲线图, (c) 8.04 GHz 微波通过 ENZ 通道时的场分布图

Figure 1 (Color online) (a) Experimental setup with CSRR sample. (b) Extracted permittivity and CSRRs' dimensions. (c) Field distribution of tunneling sample at 8.04 GHz.

图 2 (网络版彩图) (a) 在光频段测得 ENZ 材料的反射率 R 和透过率 T 分布图, (b) 根据(a)的数据推得材料光频介电常数谱

Figure 2 (Color online) (a) Schematic of the ENZ-material optical measurements (inset) and experimental reflection R and transmission T . (b) Retrieved permittivity spectra from the data in (a).

图 3 (网络版彩图) (a) 磁场法向分量分布模拟图, 两个参考面间的相位几乎一致穿越隧道, (b) 波印廷矢量实部分布模拟图, 能流压缩后通过 ENZ 区域

Figure 3 (Color online) (a) Simulation plot of distribution of the normal component of magnetic field with nearly uniform phase between the two reference planes and total transmission through a channel. (b) Simulation plot of the real part of the Poynting vector distribution with energy flow constriction through the ENZ region.

质层隔开金属线和铁氧体, 通过合理的结构设计, 可以降低电磁耦合来实现零磁导率. 本课题组对基于铁氧体与金属线复合的可调超材料进行了深入的研究^[24–26]. 对 YIG 棒与金属线复合结构的电磁散射以及场分布等信息进行模拟分析, 并在实验上证明, 周期性排列的 YIG 片或棒阵列与金属线阵列的复合结构表现出了磁导率可调性能, 其示意图和电磁特性如图 4 所示. 通过对比发现, 周期性排列的 YIG 棒阵

列与金属线阵列复合而成的结构在可调性、损耗等方面均表现出明显的优势. 在棒/线复合的样品中实现了全 X 波段左手性质的调节, 响应速度达到 3.5 GHz/kOe (1 Oe = 79.5775 A/m); 在棒/线复合的样品中获得的通带最低损耗为 1.5 dB/cm. YIG 棒与金属线之间的电磁耦合的增强能够提高零折射通带的强度.

另外, 本课题组还利用 Mie 谐振的方法来实现介电颗粒的电磁谐振^[27]. 通过对电磁可调谐超材料的研究, 从理论分析、数值模拟和实际颗粒微波测试几个方面论证了实验中所用到的介电颗粒在第 1 级谐振态下可以实现等效磁导率为负. 扫频测试中, 磁导率由正变为负的过程中会存在等效磁导率为零的频率点. 该方法更容易实现高频各向同性零折射.

1.4 匹配零折射率材料(匹配 ZIM)

当介电常数和磁导率同时为零时, 即 $\epsilon_{\text{eff}}=0$ 且 $\mu_{\text{eff}}=0$, 其本征阻抗为 1, 与自由空间阻抗匹配, 又称为匹配 ZIM. 在自然界中不存在匹配 ZIM, 它是一种人造合成超材料, 因为这种材料要求同时具有电、磁

图 4 (网络版彩图) (a) 实验所用 YIG 棒, (b) YIG 棒与金属铜线复合结构示意图; 计算所得有效磁导率的(c)实部和(d)虚部

Figure 4 (Color online) (a) Photograph of prepared YIG rods used in experiment. (b) Schematic of composite structure consisting of YIG rods and copper wires. Calculated effective permeability including (c) real part and (d) imaginary part.

响应, 所以需要将非常复杂的谐振填充物以适当的方式摆放成一定的晶格结构. 为简化制备过程, Silveirinha 等人^[28]提出了将介电颗粒嵌入 ENZ 材料中, 可以设计合适的磁导率值来解决阻抗匹配的问题. 这种复合介质在主材料介电常数为零的频率下由两个特征: (1) 与填充物的形状和介电常数无关, 复合结构的介电常数保持为零, (2) 由于波长长, ENZ 材料中的不同介电颗粒间没有耦合和相互作用, 并且每个填充物都可看作具有一定内部阻抗的集成回路单元, 阻抗由其几何外形和材料参数决定, 通过适当的内部阻抗调节, 可以使 $\mu_{\text{eff}} = 0$, 该研究目前仅进行了理论论证, 还没得到实验验证.

另外, Zhang 等人^[29]报道了一种基于背对背 Ω 型微结构的负-零-正超材料, 如图 5(e) 所示, 通过对结构参数和介电常数的调整, 使电和磁等离子频率相同, 得到平衡结构. 图 5(a)–(d) 为计算所得该结构的有效参数. 由于平衡结构可以平滑地从左手向右手性转换, 理论和实验证明在转换点 12.8 GHz 达到零折射率, 并实现了空间阻抗匹配. 但平衡结构的调节过程是比较复杂的, 转换点只能对应某个频率, 并且面临着机构设计复杂的问题, 距离实际应用还有一段距离.

2 一维复合超晶格结构

与光子晶体结合起来, 研究具有一维复合光子晶体结构的新型超材料也是近年来的一个热点, 如零平均折射率带隙^[30,31]和零有效相位带隙^[32]. 这两种新型的复合光子晶体结构的产生也是源自于零折射率超材料的影响.

2.1 正、负折射率材料组成的超晶格结构

利用一般的正、负折射率的常规介质交替叠加构成一维光子晶体结构, 在满足布拉格 $E(x+a) = e^{ika}E(x)$ 条件的情况下, $ka = (\bar{n} \omega/c)a = m\pi$, m 为整数, 有本征解. 对于一般的光子晶体材料, 总能找到一系列 ω 值不满足布拉格条件得到光子带隙. 但对于由正、负折射率材料组成的复合超晶格超材料, 当 $\bar{n} = 0$ 时, 也可以得到性质完全不同于布拉格带隙的特殊带隙, 我们称之为平均零折射率带隙 (zero- $\bar{n}$ gap). 其源自体积平均有效折射率为零, 即, $\bar{n} = \frac{1}{a} \int_0^a n(x) dx$, 这种带隙与晶格常数 a 无关, 在 $\bar{n} = 0$ 时的波长范围可以远远大于异质结构周期. 从图 6 可以看出^[30], 这种复合超晶格结构不但具有常见的光子带隙, 还出现了平均零折射率带隙. Panoiu^[31]从理论上论证了具有

图 5 (网络版彩图)负-零-正超材料的有效参数

(a) 折射率, (b) 阻抗, (c) 介电常数和(b) 磁导率, (e) Ω 型微结构示意图

Figure 5 (Color online) Effective parameters of negative-zero-positive structure with (a) refractive index, (b) impedance, (c) permittivity, (d) permeability, (e) schematic of omega pattern array.

图 6 (a) 负折射率材料的 ϵ_{eff} , μ_{eff} , (b) 由空气和负折射率材料交替层组成的光子晶体的色散关系图; (c) 实线: 对应 (b) 的能带结构, 通过 16 个晶格单元的透过率. 虚线: 当晶格周期缩小为 2/3 时的透过率; (d) 对应不同程度无序的厚度时通过 16 个晶格单元的透过率

Figure 6 (a) ϵ_{eff} and μ_{eff} of the negative- n material. (b) Dispersion relationship of a photonic crystal with alternate layers of air and negative- n material. (c) Solid line: transmittance through 16 unit cells, corresponding to the band structure in (b). Dotted line: transmittance when the lattice constant is scaled by 2/3. (d) Transmittance through 16 unit cells, with various degree of disorder in thickness.

零介电常数的超常介质在合适地选择晶格常数和结构参数的前提下, 可在可见光波段得到完全的光子带隙. Ricardo^[32]提出利用两种单负超常介质的复合结构的阻抗不匹配形成带隙. 零介电常数与零磁导率超常介质分别与常规介质构成一维光子晶体, 其形成的带隙称为零介电常数带隙和零磁导率带隙, 前者只针对 TM 波, 后者只针对 TE 波, 而在介电常数和磁导率同时为零处, 不存在带隙. 与传统的 Bragg 带隙不同, 这些新型的光子带隙的出现不是由于电磁波在周期性材料中的干涉作用, 而是由于超常介质本身的色散性质. 因此这些带隙的出现与晶格常数无关, 受结构本身的设计误差影响很小. 该种结构在零相移隐身^[18]、平面微腔^[33]、光纤技术^[34]等领域都具有潜在应用.

2.2 光子晶体与常规材料组成的超晶格结构

Kocaman 等人^[35]的研究小组利用正折射率介质与二维有效负折射率光子晶体通过交替叠加制备出一种一维周期的超晶格结构. 并利用相敏干涉测量证明了特殊频段的光可以在这种超晶格中零相移传输, 从宏观上得到类似等效零折射率材料. 超晶格结构光子晶体样品的电镜图如图 7 所示, 因为光子晶体

图 7 (a) 材料光子晶体层样品的电镜图, (b) 制备出的超晶格复合材料的电镜图像

Figure 7 (a) SEM image of a PhC layer sample. (b) SEM image of a fabricated superlattice.

在第二能带时的相位传输方向与能流方向相反, 表现出负折射率的性质. 此时的光子晶体折射率可以用负折射率表示, 波穿过光子晶体部分的相位变化可以表示为 $\Delta\phi_1 = n_1 d_1 k_0$, k_0 是自由空间的波数, 因为折射率 n_1 为负, 在光子晶体层中的相位变化为负. 当波再通过折射率为 n_2 的正折射率介质部分时, 相变为 $\Delta\phi_2 = n_2 d_2 k_0$, 当 $\Delta\phi_1 + \Delta\phi_2 = 0$ 时, 该超晶格结构的平均折射率为 $\bar{n} = n_1 d_1 + n_2 d_2 = 0$. 但是这个结果仅在某个波长条件下能够满足, 而 n_1 具有高色散性, 并且零折射率仅在很窄的范围可以得到.

在该研究中利用具有负折射性质的光子晶体材料对变化的相位进行补偿, 事实上, 传递过程中相位变化并不是真正为零, 而是在正、负值之间交替变化, 最终得到同相位的出射光. 由此, 可想而知, 这种有效折射率为零的组合纳米结构对制备工艺的要求也是非常严格的, 不但要制备在固定频段具有负折射性质的亚波长的光子晶体结构, 还要精确控制电磁波在正负折射率材料中通过距离的比例, 否则很难保证相位变化真正为零, 从而造成该组合材料的制备方法不但成本太高, 而且难于推广. 由于这种方法只能在小规模、窄频带上实现电磁波的同相位传输, 从而限制了其实际应用.

3 光子晶体中的狄拉克点

2004 年随着新型半导体材料石墨烯的发现^[36], 人们对狄拉克点的研究产生了极大兴趣. 由于单层石墨中特殊的蜂窝结构, 电子的导带与价带相互靠近而形成能带奇点, 这就是所谓的狄拉克点. 研究者将单层石墨的电子学性质类比到光子学中^[37,38], 在三角晶格光子晶体中, 由于晶格对称的原因也得到了狄拉克点, 它位于六边形的第一布里渊区的顶点处(K 点), 而此时得到的群速为零, 在 $k=0$ 位置是二次色散, 而非线性色散. 只有在线性色散时才能使 $\varepsilon(\omega)$ 和 $\mu(\omega)$ 同时为零, 从而实现阻抗匹配的有效零折射率. 2011 年 Huang X Q 小组利用等效介质理论^[39] 运用随机简并, 设计出一种在 $k=0$ 位置具有狄拉克锥的正方晶格光子晶体, 将其映射为一个 $\varepsilon(\omega)=\mu(\omega)=0$ 的系统^[40]. 通过能带计算, 由氧化铝介质柱组成的二维正方晶格光子晶体的能带结构图如图 8(a)所示, 给出了频率和波矢之间的关系, 图中两条线性色散能带相交于狄拉克点 $f=0.541c/a$. 图 8(b)是狄拉克点频率附近能带结构的三维色散面, 上、下线性能带在三维空间形成的光锥在狄拉克点相接触, 中间附加面为准径向模式.

在图 9(a)给出了实验装置中, 研究者在微波 10.3 GHz 情况下, 通过实验论证了利用该理论实现等效折射率 $n_{\text{eff}}=0$ 的情况下可以实现物体的隐身. 实验扫描得到光子晶体外部的电场分布如图 8(b)所示, 出射波并没有因为在铝棒阵列中放入障碍物而发生变化, 实现了对障碍物的有效隐身.

由于光子晶体是由单纯的介电材料组成的, 与金属基超材料相比具有谐振损耗小的特点, 又因为纳米级介质柱阵列(如硅)可以很容易被制备出来, 所以其在光频段具有很大优势. 但是其存在的问题也是显而易见的, 需要通过调整光子晶体结构参数(如晶格结构、填充比、介电常数等)来制造随机简并效果, 目的是在布里渊中心($k=0$ 位置)实现狄拉克线性色散, 这在材料设计和工艺制造方面都是不容易实现的, 并且往往只能在某一频率时才能得到等效折射率为零的结果.

4 基于波前调制实现零相移传输

由于光子晶体的等频率线(面)的分布会随着晶

图 8 (网络版彩图) (a) 由半径 $R=0.2a$, 介电常数 $\varepsilon=12.5$, 磁导率 $\mu=1$ 介质柱组成的二维光子晶体能带结构图, (b) 狄拉克点频率附近能带结构的三维色散面

Figure 8 (Color online) (a) The band structure for a 2D PhC constructed of cylinders with radius $R=0.2a$, relative permittivity $\varepsilon=12.5$ and permeability $\mu=1$. (b) Three-dimensional dispersion surfaces near the Dirac point frequency of the band structure.

体空间结构(包括晶格大小、形状、占空比、群对称性等)和介电性质的改变而发生变化, 当光在光子晶体中传播时, 由于布拉格散射而受到调制, 不同频段的电磁波在能带结构调制下可以表现出不同的传输特性, 所以本课题组通过利用光子晶体超材料对电磁波的波前进行调控来实现零相移传输^[41].

4.1 平面波传播原理

通常情况下, 自然界中的材料折射率为正, 电磁波的空间相位随传播距离的增大而逐渐增大, 即能流矢量 $\mathbf{S}$ 和波矢 $\mathbf{k}$ 的点乘值大于 0, 即 $\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} > 0$ (电磁波的传播方向就是其能流 $\mathbf{S}$ 方向, 与群速同向, 波矢 $\mathbf{k}$ 垂直于等相位面, 并指向相速方向); 在负折射材料中, 电磁波的空间相位随传播距离的增大而逐渐减小, 即 $\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} < 0$, 该性质可以作为判断媒质是否为左手性材料的依据^[42]; 第三种情况, 即 $\mathbf{S} \cdot \mathbf{k} = 0$ 通常不容易

图 9 (网络版彩图) (a) 实验装置剖面图, 频率 $f=10.3$ GHz 时在狄拉克点通道内利用氧化铝棒组成的光子晶体实现隐身, (b) 10.3 GHz 时光子晶体外观察到的电场分布

Figure 9 (Color online) (a) A cutaway view of the experimental set-up exposing the PhC formed of alumina rods used to realize cloaking inside a channel with the Dirac point at $f=10.3$ GHz. (b) The E_z field distribution observed at 10.3 GHz outside the PhC.

实现, 此时电磁波的能量矢量 $\mathbf{S}$ 和波矢 $\mathbf{k}$ 相互垂直, 对应着电磁波的群速和相速方向相互垂直.

众所周知, 电磁波的平面波波函数可以表示为

$$\mathbf{E} = A \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_0). \quad (1)$$

图 10 (网络版彩图) 光子晶体第四能带的等频线分布图与相对频率 $0.374a/\lambda$ 和入射角 $\theta_{\text{inc}}=30^\circ$ 时的波矢分析图

Figure 10 (Color online) EFCs plot of the fourth band with the wave vector diagram at the frequency of $0.374 a/\lambda$ with $\theta_{\text{inc}}=30^\circ$.

式中 A , $\mathbf{k}$, $\mathbf{r}$ 分别为振幅、波矢和空间传播矢量, $\mathbf{r}$ 的方向与能流矢量 $\mathbf{S}$ 相同, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ 为空间相位因子, 反应相位的空间分布; ωt 为时间相位因子, 与场点坐标无关; ϕ_0 为初相位. 当空间相位因子 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}=0$ 时, 在空域, 电磁波沿传播方向上的任意空间位置的相位变化为零, 对应着电磁波的等相位面与其传输方向平行, 从而可以实现电磁波沿传播方向的相位不变传输.

4.2 光子晶体的波前调制

光子晶体样品采用高介电常数的介质柱, 通过紧密排列组成三角晶格结构, 图 10 给出了该样品的等频线分布图. 相对频率为 $f=0.376a/c$ 的等频线呈中心辐射式分布, 在一定入射角范围内, 波矢 $\mathbf{k}$ 与等频线重合. 根据群速定义, 群速矢量垂直于等频线并指向频率增大的方向, 可以判断该情况下波矢与群速方向垂直, 即 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_g=0$, 等价于 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}=0$. 通常波矢沿等相位面的法线指向其运动方向, 所以此时波传递过程中最直观表现是: 在空间域, 等相位面与能流方向平行, 在时间域, 等相位面垂直于传播方向传输. 既保证了沿传输方向的任意两个位置间相位差为零, 又保证了能量在时间上的传递. 图 11 给出了在零相移传输条件 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}=0$ 下, 以不同入射角入射的电磁波在光子晶体平板中的电场分布模拟图, 可以清楚看到平行的等相位面沿能流方向排列. 因为 $\mathbf{k}=2\pi/\lambda$, 当入射角改变时对应的波矢大小和方向都会变化, 从而引起等相位面的空间周期和传输方向的变化. 图 11(c) 给出了 11.37 GHz 微波以入射角 $\theta_{\text{inc}}=13.3^\circ$ 入射时实

图 11 (网络版彩图) 入射角为(a) $\omega = 0.374$, $\theta_{inc} = 30^\circ$ 和(b) $\omega = 0.376$, $\theta_{inc} = 13.3^\circ$ 时的光子晶体平板中零相移传输的电场分布模拟图, 以及(c)实验测得的 11.37 GHz 下 $\theta_{inc} = 13.3^\circ$ 时的相位分布图

Figure 11 (Color online) Simulations of electric field distribution in the PhC slab with the incident beams of (a) $\omega = 0.374$ with $\theta_{inc} = 30^\circ$ and (b) $\omega = 0.376$ with $\theta_{inc} = 13.3^\circ$. (c) Phase contrast image at 11.37 GHz with $\theta_{inc} = 13.3^\circ$.

验测得的场相位分布图, 与数字模拟结果非常吻合.

利用单一光子晶体对入射电磁波的波前进行调制实现零相移传输, 具有光子晶体本身所具有的标度不变性的优点, 即只需放大或缩小结构的尺寸, 其工作波长也按比例随之放大或缩小, 而保持偏振态、传播方向和相位等性能指标不变. 除此之外, 本方法与复合相位补偿法^[34]相比, 从根本上实现了真正的电磁波的相位不变传输, 并且传播方向不仅仅沿着单一方向传递, 还可以通过改变电磁波的频率或入射角进行调控. 从而简化了加工工艺, 降低了生产成本, 提高了使用灵活性, 具有重要的学术意义和应用价值.

5 总结与展望

本文主要介绍了目前研究中几种常见的具有零相移传输性质的超材料, 并按照其实现零相移传输的物理机制进行了分类和总结. 根据公式 $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, 零折射率超材料可以分为由金属或半导体和自由掺杂材料构成的近零介电常数超材料, 由金属线和铁氧体复合构成的近零磁导率超材料, 以及由负-零-正超材料平衡结构构成的匹配零折射率材料. 随着超材料研究的快速发展, 零折射率超常介质以其独特

的电磁性质受到了广泛关注的研究, 也显示了其在许多领域的潜在应用, 如光束自准直, 超会聚透镜和自发辐射调控, 场增强和隐身装置. 这种零折射率材料可以对光学天线发出的电磁波前进行整形, 作为高度定向天线将近场的相位信息传递到远场. 因为金属基超材料存在损耗大、窄频段、加工难、可调性差等缺点, 所以利用损耗小的全介质基光子晶体实现零相移传输的研究受到了更多的关注. 全介质基光子晶体结构具有结构简单、易于加工等特点, 充分利用其结构设计的灵活性和制备方法的多样性可以对电磁波的传播性质进行任意调控, 使其成为新的研究焦点. 一种方法是通过复合超晶格光子晶体超材料, 利用相位补偿技术实现电磁波的零相移传. 另一种是利用光子晶体的波前调制实现电磁波零相移传输, 该方法跳出了零折射率条件的束缚, 利用光子晶体调整电磁波等相位面与传输方向平行, 同时实现了时间域的相位传递和空间域的相位不变传输性质, 电磁波/光的零相移传输提供了新的理论依据和实现方法. 这种设计理念可以拓展到其他人造材料的设计中.

在零相移传输区域, 电磁场具有非同寻常的二重性; 即, 在空域是静态的(任意空间位置间的相位

差为零), 同时在时域保持动态, 从而实现能量传输. 也许未来零相移传输超材料的最重要应用是在集成纳米光子回路中作为光链路, 特别是在芯片级光互连或干涉仪中, 可以引导光传播数百个波长不引入的相位变化, 有效地降低频率色散. 随着超常介质在材料设计和应用方面的发展, 零相移超常介质的各

种应用有望走向实用化和商品化, 工作的频段也正在逐渐向可见光波段迈进. 可以预见未来零相移传输超材料的发展方向将是宽频段、多角度、高效率 and 器件小型化. 因此, 提出新颖的电磁波传输理论, 并在其基础上发展和制备出一系列具有零相移传输功能的超材料将具有深远的理论和现实意义.

参考文献

- 1 Johnson P B, Christy R W. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B*, 1972, 6: 4370–4379
- 2 Gómez Rivas J, Janke C, Bolivar P, et al. Transmission of THz radiation through InSb gratings of subwavelength apertures. *Opt Express*, 2005, 13: 847–859
- 3 Spitzer W G, Kleinman D, Walsh D. Infrared properties of hexagonal silicon carbide. *Phys Rev*, 1959, 113: 127–132
- 4 Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans Microw Theor Tech*, 1999, 47: 2075–2081
- 5 Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 4184–4187
- 6 Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Phys Uspekhi*, 1968, 10: 509–514
- 7 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 2001, 292: 77–79
- 8 Ziolkowski R W. Propagation in and scattering from a matched metamaterial having a zero index of refraction. *Phys Rev E*, 2004, 70: 046608
- 9 Silveirinha M G, Engheta N. Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using epsilon-near-zero materials. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 157403
- 10 Silveirinha M G, Engheta N. Theory of supercoupling, squeezing wave energy and field confinement in narrow channels and tight bends using epsilon-near-zero metamaterials. *Phys Rev B*, 2007, 76: 245109
- 11 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys Rev Lett*, 1987, 58: 2059–2062
- 12 John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys Rev Lett*, 1987, 58: 2486–2489
- 13 Dong G Y, Yang X L, Cai L Z. Anomalous refractive effects in honeycomb lattice photonic crystals formed by holographic lithography. *Opt Express*, 2010, 18, 16302–16308
- 14 Hart S D, Maskaly G R, Temelkuran B, et al. External reflection from omnidirectional dielectric mirror fibers. *Science*, 2002, 296: 510–513
- 15 Hughes S, Ramunno L, Young J F, et al. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 33903
- 16 Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 3966
- 17 Mocella V, Cabrini S, Chang A S P, et al. Self-collimation of light over millimeter-scale distance in a quasi-zero-average-index metamaterial. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 133902
- 18 Hao J, Yan W, Qiu M. Super-reflection and cloaking based on zero index metamaterial. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 101109
- 19 Alu A, Silveirinha M G, Salandrino A, et al. Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern. *Phys Rev B*, 2007, 75: 155410
- 20 Enoch S, Tayeb G, Sabouroux P, et al. A metamaterial for directive emission. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 213902
- 21 Liu R, Cheng Q, Hand T, et al. Experimental demonstration of electromagnetic tunneling through an epsilon-near-zero metamaterial at microwave frequencies. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 023903
- 22 Adams D C, Inampudi S, Ribaudo T. Tunneling light through a subwavelength aperture with epsilon-near-zero materials. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 133901
- 23 Edward Bs, Alù A, Young M E, et al. Experimental verification of epsilon-near-zero metamaterial coupling and energy squeezing using a microwave waveguide. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 033903
- 24 Zhao H J, Zhou J, Zhao Q, et al. Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 131107
- 25 Zhao H J, Zhou J, Kang L, et al. Tunable two-dimensional left-handed material consisting of ferrite rods and metallic wires. *Opt Express*, 2009, 17: 13373–13380
- 26 Zhao H, Bo L, Zhou J, et al. Abnormal refraction of microwave in ferrite-wire metamaterials. *Opt Express*, 2011, 19: 15679–15687
- 27 Zhao Q, Zhou J, Zhang F L, et al. Mie resonance-based dielectric metamaterials. *Mater Tod*, 2009, 12: 60–69
- 28 Silveirinha M, Engheta N. Design of matched zero-index metamaterials using nonmagnetic inclusions in epsilon-near-zero media. *Phys Rev B*, 2007, 75: 075119
- 29 Zhang F L, Houzet G, Lheurette E, et al. Negative-zero-positive metamaterial with omega-type metal inclusions. *J Appl Phys*, 2008, 103: 084312

- 30 Li J, Zhou L, Chan C T, et al. Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 083901
- 31 Panoiu N, Osgood R, Zhang S, et al. Zero-n bandgap in photonic crystal superlattices. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23: 506–513
- 32 Ricardo A, Depine R A, Martínez-Ricci M L, et al. Zero permeability and zero permittivity band gaps in 1D metamaterial photonic crystals. *Phys Lett A*, 2007, 364: 352–355
- 33 Ibanescu M, Fink Y, Fan S, et al. An all-dielectric coaxial waveguide. *Science*, 2000, 289: 415–419
- 34 Abdulhalim I. Three-dimensional arrays of optical bottle beams. *Opt Commun*, 2003, 225: 215–222
- 35 Kocaman S, Aras M S, Hsieh P, et al. Zero phase delay in negative-refractive-index photonic crystal superlattices. *Nat Photon*, 2011, 5: 499–505
- 36 Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, et al. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*, 2004, 306: 666–669
- 37 Diem M, Koschny T, Soukoulis C M. Transmission in the vicinity of the Dirac point in hexagonal photonic crystals. *Phys B*, 2010, 405: 2990–2995
- 38 Haldane F D M, Raghu S. Possible realization of directional optical waveguides in photonic crystals with broken time-reversal symmetry. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 013904
- 39 Wu Y, Li J, Zhang Z Q, et al. Effective medium theory for magnetodielectric composites: Beyond the long-wavelength limit. *Phys Rev B*, 2006, 74: 085111
- 40 Huang X Q, Lai Y, Hang Z H, et al. Dirac cones induced by accidental degeneracy in PhCs and zero index materials. *Nat Mater*, 2011, 10: 582–586
- 41 Dong G Y, Zhou J. Zero phase delay induced by wavefront modulation in photonic crystals. *Phys Rev B*, 2013, 87: 125107
- 42 Gajić R, Meisels R, Kuchar F, et al. Refraction and rightness in photonic crystals. *Opt Express*, 2005, 13: 8596–8605

Zero phase delay in metamaterials

DONG GuoYan^{1*}, BI Ke² & ZHOU Ji²

¹ College of Materials Science and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

² Tsinghua University, School of Material, Key Laboratory of New Ceramics & Fine Processing, Beijing 100084, China

Metamaterials with zero phase delay can guide light over hundreds of wavelengths without introducing phase variations so as to reduce the unwanted effects of frequency dispersion, which has been widely studied by researchers in the world. Based on the research works of our group, in this paper we summarize and review the latest theoretical and experimental researches and progress of metamaterials with zero phase delay. The mechanisms of phase modulations to realize zero phase delay in various metamaterials are classified and concluded. Further analyses are carried out on the characteristics and present research problems of various methods to realize zero phase delay, and the prosperous future are forecasted. We believe the related investigations are of great significance to the development of fundamental physics and the design of optical devices.

zero phase delay, zero-index, photonic crystal, wavefront modulation

PACS: 64.60.Ej, 41.20.Jb, 42.70.Qs, 42.15.Dp

doi: 10.1360/SSPMA2013-00081