

各向异性材料中的负折射行为

孙竞博, 周济*

清华大学材料科学与工程系, 新型陶瓷与精细工艺国家重点实验室, 北京 100084

* 联系人, E-mail: zhouji@tsinghua.edu.cn

2011-05-23 收稿, 2011-10-27 接受

国家自然科学基金(90922025, 51032003, 50921061, 10774087)资助

摘要 负折射是一种奇异的电磁学现象, 近年来受到国内外研究者的广泛关注. 除基于介电常数和磁导率同时为负值的左手材料实现的负折射行为外, 材料的各向异性电磁性质为负折射的实现提供了新的途径. 结合本课题组的研究工作, 本文就各向异性材料中负折射产生的机理及其相关理论和实验研究的进展、热点进行了综述, 重点讨论了倏逝波在强各向异性材料中传播的机制以及基于此原理的超透镜的研究进展与应用前景. 在归纳目前研究存在的不足的基础上, 论文最后对各向异性材料负折射研究的发展进行了展望.

关键词

各向异性
负折射
非正定介质
超透镜

1968年, 俄国科学家 Veselago^[1]首先提出了负折射现象: 当电磁波从具有正折射率的材料入射到具有负折射率材料的界面时, 光波的折射与常规折射相反, 入射波和折射波将处于界面法线方向的同侧. Veselago^[1]预言这种负折射现象将发生在同时具有负介电常数和负磁导率的左手材料中. 目前, 负折射的实现主要基于三种机制: 双负电磁参数^[2~9]、介电常数或磁导率各向异性^[10~13]以及光子晶体的带边效应^[14~20]. 其中, 基于材料各向异性的负折射具有损耗低、光频行为易实现以及可传导倏逝波等特点, 作为可用于设计和制备超透镜的潜在材料而受到广泛关注. 另外, 在有关材料负折射行为的研究之初, 人们曾一度认为天然材料中不存在负折射现象. 然而, 对基于材料各向异性的负折射的研究使该领域得到很大拓展, 并且使从自然材料中获得负折射现象成为了可能.

本文结合本课题组的研究工作, 总结了近年来基于材料各向异性的负折射研究情况, 主要包括其物理机理以及相关理论与实验研究方面所取得的最新进展, 并介绍了可能的潜在应用. 文章最后指出目前该领域研究存在的问题, 并对今后的发展方向进行了展望.

1 各向异性材料中的负折射机制

1.1 电磁学原理

这里的材料各向异性主要是指介电常数或磁导率的各向异性. 如图 1(a)所示, 当电磁波在各向异性材料中传播时, 电磁波的电矢量 $\mathbf{E}$ 和电位移矢量 $\mathbf{D}$ 的方向可以不一致, 从而存在能量传播方向(即坡印廷矢量 $\mathbf{S}$ 的方向)与波矢 $\mathbf{k}$ 方向不一致的情况. 而根据界面处边界条件, 入射波矢与折射波矢在沿界面方向上的分量相等, 因此可能出现这样一种情况: 入射波(波矢 $\mathbf{k}_i$ 与坡印廷矢量 $\mathbf{S}_i$ 方向一致)入射到各向异性介质后发生折射, 折射波矢 $\mathbf{k}_r$ 与入射波矢 $\mathbf{k}_i$ 分居法线两侧, 即发生正常折射; 而折射后的能量传播路径(坡印廷矢量 $\mathbf{S}_r$)却与入射波位于法线同侧, 即发生负折射. 也就是说, 电磁波在各向异性材料中的负折射是能量(群速)负折射, 其波矢量与坡印廷矢量的方向不一致; 波前向远离界面的方向传播且波矢与电、磁矢量仍满足右手定则. 而在左手材料中, 由于材料的介电常数和磁导率均是负值, $\mathbf{k}_r$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ 满足左手定则, 折射后的坡印廷矢量 $\mathbf{S}_r$, 波矢 $\mathbf{k}_r$ 与入射波的坡印廷矢量 $\mathbf{S}_i$, 波矢 $\mathbf{k}_i$ 都位于法线同侧. 左手材料中传播的电磁波波矢 $\mathbf{k}_r$ 与坡印廷矢量 $\mathbf{S}_r$ 取向一致, 方向相反,

这是与各向异性材料中的负折射现象不同的^[21,22] (如图 1(b)).

1.2 各向异性材料的等频线

根据材料各向异性的强弱可得到不同的负折射现象,但其原理是相似的.这一过程可以通过分析等频率色散曲线(即等频线)来说明.我们以介电常数各向异性的单轴晶体为例来说明这个问题,设晶体的光轴为 z 轴,此时 $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}\neq\varepsilon_{zz}$, 介电常数张量为

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

设一束频率为 ω , 波矢为 $\mathbf{k}$ 的 TEM 电磁波入射到该晶体上, 电磁波的电、磁矢量分别是

$$\vec{E}(\mathbf{r}) = E_0 e^{j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}, \quad \vec{H}(\mathbf{r}) = H_0 e^{j(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}. \quad (2)$$

如果入射面为 x - z 平面, 磁场 $\mathbf{H}$ 偏振方向是 y 方向, 则根据 Maxwell 方程组可得到晶体中传播的电、磁矢量分别是

$$\vec{E} = \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \left(\frac{k_z \cdot H_0}{\varepsilon_{xx}} \hat{\mathbf{u}}_{xx} - \frac{k_x \cdot H_0}{\varepsilon_{zz}} \hat{\mathbf{u}}_{zz} \right) e^{j(\vec{k}_{xx}\hat{\mathbf{u}}_{xx}\cdot\mathbf{x} + \vec{k}_{zz}\hat{\mathbf{u}}_{zz}\cdot\mathbf{z} - \omega t)}, \quad (3)$$

$$\vec{H}(\mathbf{r}) = H_0 \hat{\mathbf{u}}_{yy} e^{j(\vec{k}_{xx}\hat{\mathbf{u}}_{xx}\cdot\mathbf{x} + \vec{k}_{zz}\hat{\mathbf{u}}_{zz}\cdot\mathbf{z} - \omega t)}, \quad (4)$$

其中, $\hat{\mathbf{u}}_{xx}$, $\hat{\mathbf{u}}_{yy}$, $\hat{\mathbf{u}}_{zz}$ 分别是沿 x, y, z 方向的单位矢量. 于是, 折射后的坡印庭矢量 $\mathbf{S}$ 可表示为

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* = \frac{1}{2} \frac{1}{\omega\varepsilon_0} \left(\frac{k_x \cdot H_0^2}{\varepsilon_{zz}} \hat{\mathbf{u}}_x + \frac{k_z \cdot H_0^2}{\varepsilon_{xx}} \hat{\mathbf{u}}_z \right). \quad (5)$$

再根据 Maxwell 方程: $\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, 可得到晶体的等频线方程为

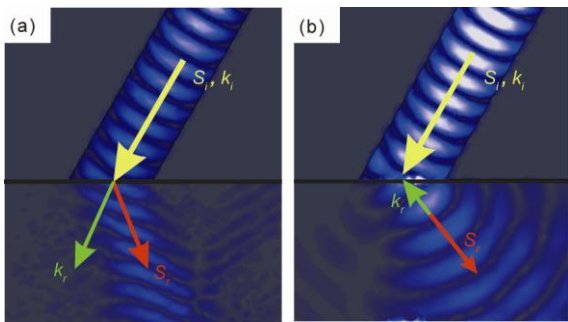


图1 (a) 各向异性材料中的光线负折射: 波矢量 $\mathbf{k}_r$ 与坡印庭矢量 $\mathbf{S}_r$ 方向不一致, $\mathbf{k}_r, \mathbf{E}, \mathbf{H}$ 满足右手定则; (b) 左手材料中的光波负折射: 波矢量 $\mathbf{k}_r$ 与坡印庭矢量 $\mathbf{S}_r$ 反向, $\mathbf{k}_r, \mathbf{E}, \mathbf{H}$ 满足左手定则

$$\frac{k_x^2}{\varepsilon_{zz}} + \frac{k_z^2}{\varepsilon_{xx}} = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (6)$$

这是一个二次曲线方程的形式. 由(5)和(6)式可以发现, 等频线的外法线方向就是能流(坡印庭矢量)的传播方向.

对于 $\varepsilon_{xx}>0$ 且 $\varepsilon_{zz}>0$ 的晶体, 其等频线方程是椭圆型的, 如图 2(a)所示. 当晶轴与样品表面成一定角度时, 对于一定范围内的入射角, 椭圆的外法线($\mathbf{S}_r$)将与入射线 $\mathbf{S}_i$ 处于界面法线同侧, 此时将发生负折射现象. 由此可见, 在寻常光折射率(n_o)和非寻常光折射率(n_e)相差较大的双折射材料中可以观察到负折射现象.

对于强各向异性材料(非正定介质), $\varepsilon_{xx}>0$, $\varepsilon_{zz}<0$, 其等频线方程是双曲线型. 如图 2(b)所示, 对于任意入射角, 双曲线的外法线($\mathbf{S}_r$)都将与入射光线($\mathbf{S}_i$)处于界面法线同侧, 即发生所谓全角负折射.

2 各向异性材料

2.1 双折射材料

很多天然的单轴晶体, 由于其介电常数的各向异性而具有双折射的性质. 当晶体主轴与界面成一定的角度且入射角在一定范围内时, 将发生负折射现象. Chen 等人^[23]在四方 YVO_3 晶体($n_o=1.9929$, $n_e=2.2154$)界面观察到了波长为 630 nm 的光线负折射. Zhang 等人^[24]通过孪晶界面两侧晶轴不同取向

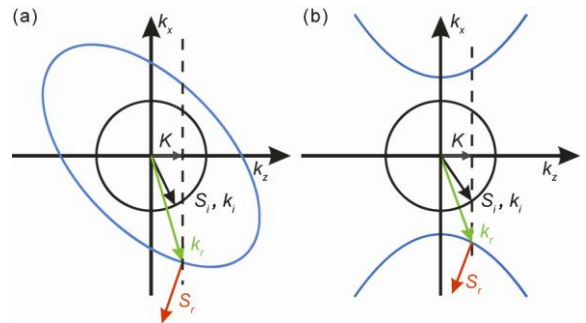


图2 各向异性负折射原理示意图

当入射光由空气入射到各向异性介质时, 界面处的波矢量保持连续 ($k_{ix}=k_{rx}=K$); 折射光的坡印庭矢量方向与等频线的外法线方向一致, 空气的等频线是圆型的: (a) 普通双折射晶体材料的等频线是椭圆型的, 当光轴与界面呈特定角度时, 对于一定范围内的入射角, 折射光的波矢 $\mathbf{k}_r$ 是正折射, 坡印庭矢量 $\mathbf{S}_r$ 是负折射; (b) 强各向异性材料的等频线是双曲线型的, 对于任意入射角, 折射光的波矢 $\mathbf{k}_r$ 是正折射, 坡印庭矢量 $\mathbf{S}_r$ 是负折射

形成的各向异性界面观测到了波长为 532 nm 的光线负折射行为. 本课题组通过棱镜实验验证了氦氖激光(632.8 nm)在具有各向异性的 TEB 向列液晶($n_o=1.5222$, $n_e=1.6925$)中的负折射行为, 并利用外加电场或磁场对液晶分子的取向作用研究了可调谐负折射现象(图 3)^[25,26].

2.2 各向异性材料——非正定介质(indefinite media)

非正定介质指的是介电常数张量或磁导率张量中各分量具有不同符号的介质材料. 普通双折射材料界面处的负折射只能在一定的人射角范围内才能实现, 使其应用受到很大限制. 而正如图 2(b)所示, 非正定介质可以实现全角负折射. 然而, 强各向异性在天然材料中几乎不存在, 因此通常只能通过人工设计超材料来获得. 2001 年, Lindell 等人^[27]首先在理论上提出了利用材料强各向异性实现群速负折射的可能性. Smith 等人^[28,29]对各种各向异性材料中的电磁波的传播进行了细致的研究, 并将具有强各向异性的材料定义为 indefinite material. 此后, 人们在很多具有强各向异性结构的超材料中得到了负折射现象. 例如, 多层膜结构^[10,30]、线阵列结构^[11,31~33]以及同心圆结构^[34~36]. Hoffman 等人^[10,37]在 InP 的衬底上制备了厚度约 81 μm 的 $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 交替的多层半导体结构. 这种多层膜结构本身就决定了介电常数的各向异性($\epsilon_{\parallel} \neq \epsilon_{\perp}$): 掺杂浓度 $n_d=7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的 InGaAs 在红外波段产生的等离子体谐振使 $\epsilon_{\perp} < 0$ 而对应的 $\epsilon_{\parallel} > 0$ (如图 4 所示). 该文作者进而在等离子体谐振的波段内(8.8 ~ 11.8 μm)观察到了红外负折射行为.

美国加州大学伯克利分校的 Zhang Xiang 教授课题组^[11,38]以阳极氧化铝为模板, 制备了直径 60 nm, 间距 110 nm 的银纳米线阵列超材料, 并在可见光频

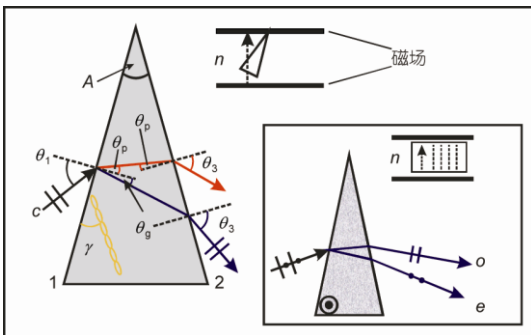


图 3 TBE 向列液晶中的负折射示意图^[25]

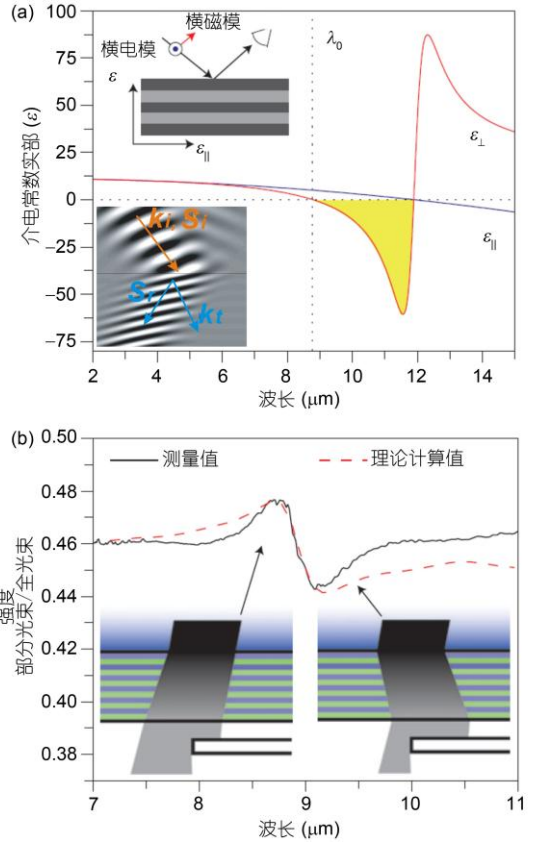


图 4 (a) $\text{AlInAs}/\text{InGaAs}$ ($n_d=7.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 多层半导体结构的介电常数($\epsilon_{\parallel}$, $\epsilon_{\perp}$)谱: 对于 $\lambda < \lambda_0$, $\epsilon_{\parallel} > 0$, $\epsilon_{\perp} > 0$, 将会发生正折射; 对于 $\lambda > \lambda_0$, $\epsilon_{\parallel} > 0$, $\epsilon_{\perp} < 0$, 将会发生负折射. 左上插图给出了层状材料的取向示意图, 以及介电常数与入射光偏振态的关系; 左下插图图负折射数值模拟示意图; (b) 负折射实验测试示意图: 层状材料上方为 InP 衬底, 下方放置一个遮光片. 入射光以 50° 入射角入射到 InP 与层状材料的界面, 波长 $\lambda < \lambda_0$ 的入射光将发生正折射, 折射光将只有很少一部分被遮光片遮挡, 并因此可在下方收集到较强的光信号, 而对于波长 $\lambda > \lambda_0$ 的入射光将在界面处发生负折射, 折射光被遮光片遮挡, 所以仅能在下方测量到很弱的光信号^[10]

段观察到了负折射行为. 这种尺度的银纳米线沿其轴向的介电常数 $\epsilon_{\parallel}$ 可以用 Drude 模型来描述, 且其相应等离子体频率为 $1.5 \times 10^{16} \text{ rad/s}$; 而沿纳米线径向的介电常数 $\epsilon_{\perp}$ 则表现出一种局域化的表面等离子体谐振行为. 通过混合介质模型计算发现, 这种超材料(银纳米线填充率约为 0.27)在 500 nm 以上的波段具有介电强各向异性^[11,38]. 该实验工作中研究者制备了厚度为 4.5 和 11 μm 的两种样品, 并利用 660 和 780 nm 两种波长的探测光分别进行了波束位移实验. 如图 5 所示, 在出射端分别得到的光斑横向位移 d 为 5

和 12 μm . 此外, 由于探测光波长(660 和 780 nm)远离超材料的横向介电常数的谐振中心波长(424 nm), 因而避免了由电谐振产生的高损耗.

而另一方面, 根据 Maxwell 方程组的电磁对称性, 可以设想, 具有各向异性磁导率的材料界面同样存在负折射现象. 由 Pendry 等人^[39]最早提出的由磁谐振基元, 即开口环谐振器(SRR)组成的磁性媒质就具有各向异性的磁导率. 如图 6 所示, 当电磁波的磁矢量垂直于 SRR 环面时会诱导 SRR 产生磁谐振, 此时 x 方向上的磁导率可用 Lorentz 谐振方程近似描述为^[40, 41]

$$\mu_{xx} = 1 - \frac{A_m \omega^2}{\omega_m^2 - \omega_{m0}^2 + i\omega\gamma_m}, \quad (7)$$

式中, A_m 是谐振强度, ω_{m0} 是谐振中心频率, γ_m 是衰减因子. 对于谐振中心频率 ω_{m0} 至磁等离子体频率之间的波段, $\mu_{xx} < 0$; 而当电磁波磁矢量平行于 SRR 所在平面时, 在对应的波段无磁响应(磁导率近似为 1). 于是, SRR 阵列的磁导率可用张量表示

$$\mu = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

通过 Maxwell 方程组推导得到其等频线方程为

$$\frac{k_x^2}{\mu_{zz}} + \frac{k_z^2}{\mu_{xx}} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon. \quad (9)$$

因而, 由 SRR 阵列构成的磁性超材料在谐振区具有强各向异性的磁导率, 其等频线为双曲线型且可以使具有一定偏振态的电磁波在其界面处发生负折射. 根据上述原理, Smith 等人^[42]利用双 SRR 阵列结构在微波段观察到了平板聚焦现象. 本课题组利用紧密排列的单 SRR 阵列实现了微波段的负折射, 并

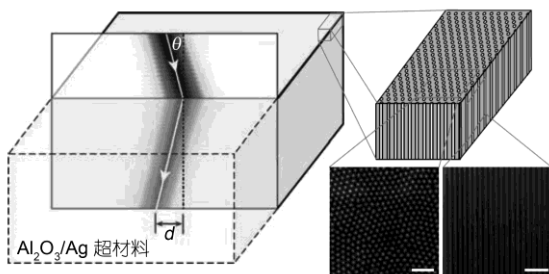


图 5 一束可见光从空气入射到银纳米线阵列超材料中发生负折射的示意图^[11]

右侧插图是银纳米线与氧化铝模板的结构以及俯视和侧视的扫描电子显微镜照片: 银纳米线的直径为 60 nm, 间距 110 nm

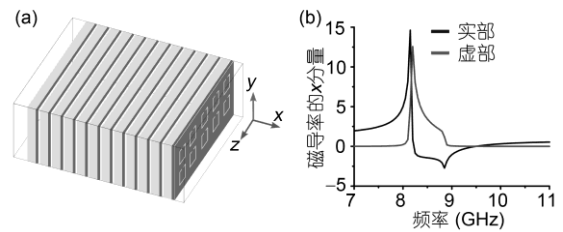


图 6 (a) SRR 阵列构成的磁性超材料: 对于磁场在 x - z 面内偏振的电磁波具有强各向异性磁导率; (b) 磁导率的 x 分量色散谱, 谐振区附近的磁导率为负值^[13]

利用 SRR 间近距离的强耦合作用使谐振区展宽, 从而大大降低了超材料的损耗^[13].

2.3 天然的非正定材料

人工强各向异性超材料的制备通常需要利用微纳米加工技术来实现, 制备工艺难度大、成本高^[10, 11]. 天然双折射材料虽无需复杂的人工制备过程来实现其各向异性, 但有限的负折射能力使其很难在实际中得到广泛应用. 因此, 天然非正定介质的研究具有十分重要的意义.

本课题组通过对石墨的光学性质的研究发现, 具有层状结构的单晶石墨在某些波段会呈现出介电强各向异性^[43]. 如图 7(a)所示, 单晶石墨由碳原子层构成, 层内的碳原子以 3 个 σ 键相互连接, 组成六边网状结构, 而余下的 1 个单电子与另一层的单电子组成大 π 键并连接 2 个碳原子层, π 键电子可以在层内自由运动. 因此, 在红外光及更低频的频段, 原子面内的介电常数(ϵ_o)具有类金属性, 可以近似地用 Drude 模型来描述, 等离子体频率为 0.9 eV, 而垂直于原子面方向的介电常数(ϵ_c)则是正值, 因此石墨是一种非正定介质, 但材料介电损耗很大. 而在紫外光波段 (<280 nm), ϵ_o 由 π 电子和 σ 电子的混合谐振决定, 会在 240 nm 附近出现负值, 且损耗很低, 而相应的 ϵ_c 仍是正值, 所以此波段的石墨材料是一种低损耗的非正定介质, 如图 7(b). 在上述认识的基础上, 我们利用椭圆偏振测量术测量并绘制了石墨在紫外波段(254 nm)的双曲线型等频线, 从而证明了该波段内石墨单晶对特定偏振的电磁波可以实现负折射. 此外, 本课题组通过研究 Al_2O_3 晶体在不同晶向上的晶格振动模发现, Al_2O_3 在红外区域的多个波段都具有强各向异性的介电常数, 并通过计算机模拟理论论证了这些波段产生负折射现象的可能性^[44], 如图 7(c), (d).

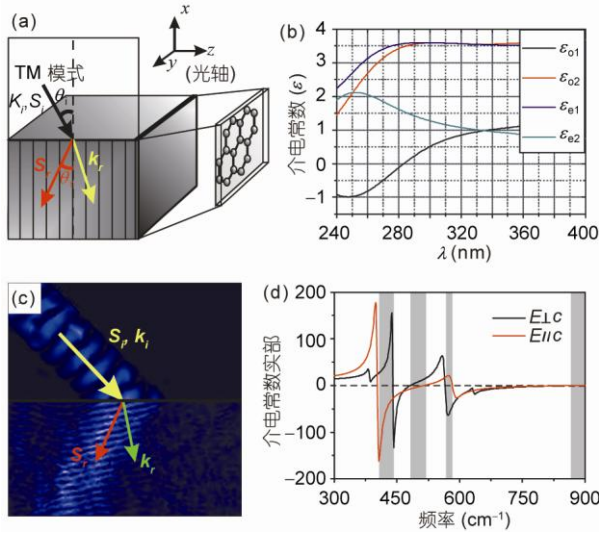


图7 (a) 单晶石墨的负折射示意图与(b) 石墨在紫外波段的介电常数谱^[43]; (c) Al_2O_3 晶体负折射的计算机模拟结果与 (d) 红外波段 Al_2O_3 晶体的介电常数谱^[44]

3 超透镜

传统的光学透镜中($\varepsilon > 0$, $\mu > 0$), 由于携带物体亚波长信息的倏逝波在其传播过程中会随传播距离呈指数衰减, 因此到达像平面的电磁波将失去物的细节信息, 使透镜分辨率无法突破波长的限制(图 8(a)). 目前, 倏逝波信息只有通过近场扫描的方式才能收集到. 通过对左手材料中电磁波传播的深入研究, Pendry 等人^[45, 46]提出左手材料中传播的倏逝波振幅会随传播距离而被放大, 并且其中所包含的亚波长信息将全部被保留并参与成像, 使突破衍射极限成像成为可能. 然而, 由于倏逝波一旦离开左手材料又会随传播距离呈指数衰减, 因此, 上述左手材料透镜(superlens)仍需依靠近场扫描来收集成像信息(图 8(b)). Jacob 等人^[34]认为, 理想的光学材料如果能将电磁波中的倏逝波部分转化为传导模, 就可以使之离开该材料后仍可以传播, 或是被普通光学元件调制并进行远场收集或成像(图 8(c)). 经过理论计算, Jacob 证明了强各向异性材料可以实现上述预想功能.

此后, Fang 等人^[47]利用等频线对强各向异性介质可以传播倏逝波的原理进行了证明. 对于普通介质(如空气)中沿 x 方向传播的电磁波, 其电矢量经过傅里叶变换得到如下形式:

$$E(r, t) = \sum_{\sigma, k_y, k_z} E_{\sigma}(k_y, k_z) \times \exp(ik_x x + ik_y y + ik_z z - i\omega t), \quad (10)$$

根据 Maxwell 方程得到波矢在 x 方向上的分量:

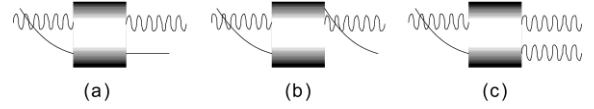


图8 (a) 传统材料中电磁波的传导模可以传播, 倏逝波部分随传播距离呈指数衰减, 只能在近场收集到; (b) 左手材料可以将倏逝波部分放大, 但出射后又会随传播距离呈指数衰减; (c) 理想光学材料可以将倏逝波转化为传导模, 从而使出射波不再随传播而衰减^[34]

$$k_x = +\sqrt{\omega^2 c^{-2} - k_z^2 - k_y^2}, \quad \omega^2 c^{-2} > k_z^2 + k_y^2,$$

而对于亚波长部分,

$$k_x = +i\sqrt{k_z^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}}, \quad \omega^2 c^{-2} < k_z^2 + k_y^2,$$

因此, 亚波长部分将随着电磁波向 x 方向的传播而呈指数衰减. 而对于强各向异性材料(设电场在 x - z 面内偏振), 其等频线为双曲线型:

$$\frac{k_x^2}{\varepsilon_{zz}} + \frac{k_z^2}{\varepsilon_{xx}} = \omega^2 c^{-2}, \quad (11)$$

其中, $\varepsilon_{xx} < 0$, 则:

$$k_x = \varepsilon_{zz} \sqrt{\omega^2 c^{-2} - \frac{k_z^2}{\varepsilon_{xx}}} \quad (12)$$

恒大于零, 因而倏逝波在 indefinite material 中将以传导模的形式传播. 在等频线示意图(图 9)中, 表示为 $k_z > \omega/c$ 的部分.

2007 年, Lee 等人^[35, 36]制备了 16 层 $\text{Ag}/\text{Al}_2\text{O}_3$ 交替的同心柱状超透镜, 且内侧 Cr 膜上刻有字母“ON”形的狭缝(缝宽 40 nm, 平均间距 200 nm). 如图 10 所示, 这种多层同心柱状结构的等频线具有如下形式:

$$\frac{k_r^2}{\varepsilon_{\theta}} + \frac{k_{\theta}^2}{\varepsilon_r} = \omega^2 c^{-2}, \quad (13)$$

式中 ε_r 为径向介电常数, ε_{θ} 为切向介电常数. 由于该结构在切向与径向上具有强各向异性的介电常数($\varepsilon_r < 0$, $\varepsilon_{\theta} > 0$), 使倏逝波以传导模的形式沿径向传播.

实验中用波长为 365 nm 的光源照射狭缝, 并在远场处利用透镜聚焦获得了狭缝清晰的像. 此后, 在此基础上该研究组又制备了一个基于银纳米线阵列的平板透镜, 并通过近场光学显微镜观测到了平板透镜的聚焦性能^[48].

4 总结与展望

各向异性材料为实现负折射提供了新的途径.

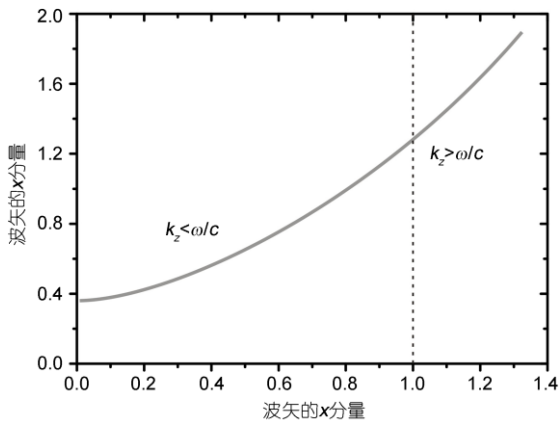


图9 强各向异性材料的等频线上 $k_z < \omega/c$ 的区域对应传导模的波矢, $k_z > \omega/c$ 的区域则描述的是倏逝波波矢^[47]

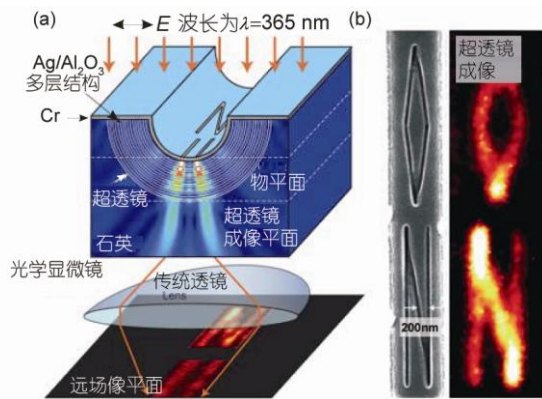


图10 基于介电各向异性的光频超透镜

(a) 超透镜亚波长成像示意图; (b) 实验中以透镜内侧 Cr 膜上刻有字母“ON”形的狭缝为“物”, 以及在远场收集到的像^[36]

由于无需负磁导率的参与而仅需介电常数在某方向为负值, 因此相对基于左手材料的负折射, 利用介电强各向异性的超材料实现负折射, 突破了磁谐振很难达到光频的限制, 其工作频率可提高至可见光波段。

介电强各向异性材料在低频区(如微波波段)的应用由于金属介电损耗通常较大而受到制约。而工作在微波段的磁导率强各向异性超材料则可通过磁谐振的耦合作用而使自身损耗大大降低, 从而成为低频各向异性负折射应用的重要补充。

强各向异性材料不仅能实现电磁波能量的负折射, 并且能够传导倏逝波, 并因此具备了用以制备超透镜的必要条件。另外, 与传统的基于左手材料的负折射相比, 基于各向异性的负折射能够实现更低的损耗和更高的工作频率。当然, 也必须认清相关领域的研究成果仍存在着一些不足。比如, 光频强各向异性超材料制备工艺复杂, 超材料内部微结构的散射, 以及角度色散等。由于具有无需人工设计及微纳米制备等优势, 天然各向异性材料具有非常大的应用前景。但考虑到广泛存在的天然双折射材料通常具有负折射范围小等缺陷, 寻找天然的强各向异性材料以及通过材料设计来解决上述问题已逐渐成为目前国内外研究的热点问题。可以预见, 利用各向异性材料的负折射行为必将在微波通讯、超分辨率成像、大容量存储介质、高性能光学元件和近场光学显微系统等方面有广阔的应用前景。

参考文献

- Veselago V G. The electrodynamics substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . Sov Phys Usp, 1968, 10: 509–514
- Soukoulis C M, Linden S, Wegener M. Negative refractive index at optical wavelengths. Science, 2007, 315: 47–49
- Dolling G, Wegener M, Soukoulis C M, et al. Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength. Opt Lett, 2005, 30: 53–55
- Shalaev V M. Optical negative-index metamaterials. Nat Photon, 2007, 1: 41–48
- 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
- Smith D R, Kroll N. Negative refractive index in left-handed materials. Phys Rev Lett, 2000, 85: 2933–2936
- Valentine J, Zhang S, Zentgraf T, et al. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index. Nature, 2008, 455: 376–379
- Shalaev V M, Cai W S, Chettiar U K, et al. Negative index of refraction in optical metamaterials. Opt Lett, 2005, 30: 3356–3358
- Zhao Q, Kang L, Du B, et al. Experimental demonstration of isotropic negative permeability in a three-dimensional dielectric composite. Phys Rev Lett, 2008, 101: 027402–027405
- Hoffman A J, Alekseyev L, Howard S S, et al. Negative refraction in semiconductor metamaterials. Nat Mater, 2007, 6: 946–950
- Yao J, Liu Z W, Liu Y M, et al. Optical negative refraction in bulk metamaterials of nanowires. Science, 2008, 321: 930

- 12 Wangberg R, Elser J, Narimanov E E, et al. Nonmagnetic nanocomposites for optical and infrared negative-refractive-index media. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23: 498–505
- 13 Sun J B, Kang L, Wang R, et al. Low loss negative refraction metamaterial using a close arrangement of split-ring resonator arrays. *New J Phys*, 2010, 12: 083020–083027
- 14 Cubukcu E, Aydin K, Ozbay E, et al. Negative refraction by photonic crystals. *Nature*, 2003, 423: 604–605
- 15 Berrier A, Mulot M, Swillo M, et al. Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimensional photonic crystal. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 073902–073905
- 16 Zhang X D. Image resolution depending on slab thickness and object distance in a two-dimensional photonic-crystal-based superlens. *Phys Rev B*, 2004, 70: 195110–195118
- 17 Luo C Y, Johnson S G, Joannopoulos J D, et al. All-angle negative refraction without negative effective index. *Phys Rev B*, 2002, 65: 201104–201107
- 18 Li Z Y, Lin L L. Evaluation of lensing in photonic crystal slabs exhibiting. *Phys Rev B*, 2003, 68: 245110–245116
- 19 Wang X, Ren Z F, Kempa K, et al. Unrestricted superlensing in a triangular two-dimensional photonic crystal. *Opt Exp*, 2004, 12: 2919–2924
- 20 He C, Lu M H, Heng X, et al. Parity-time electromagnetic diodes in a two-dimensional nonreciprocal photonic crystal. *Phys Rev B*, 2011, 83: 075117
- 21 Ziolkowski R W, Heyman E. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability. *Phys Rev E*, 2001, 64: 056625–056639
- 22 Dolling G, Enkrich C, Wegener M, et al. Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial. *Science*, 2006, 312: 892–894
- 23 Chen X L, He M, Du Y X, et al. Negative refraction: An intrinsic property of uniaxial crystals. *Phys Rev B*, 2005, 72: 113111–113114
- 24 Zhang Y, Fluegel B, Mascarenhas A, et al. Total negative refraction in real crystals for ballistic electrons and light. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 157404–157407
- 25 Kang L, Zhao Q, Li B, et al. Experimental verification of a tunable optical negative refraction in nematic liquid crystals. *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 181931–181933
- 26 Zhao Q, Kang L, Li B, et al. Tunable negative refraction in nematic liquid crystals. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 221918–221920
- 27 Lindell I V, Tretyakov S A, Nikosklnen K I, et al. BW media-media with negative parameters, capable of supporting backward waves. *Microw Opt Technol Lett*, 2001, 31: 129–133
- 28 Smith D R, Schurig D. Electromagnetic wave propagation in media with indefinite permittivity and permeability tensors. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 077405–077409
- 29 Smith D R, Kolinko P, Schurig D. Negative refraction in indefinite media. *J Opt Soc Am B*, 2004, 21: 1032–1043
- 30 Wood B, Pendry J B, Tsai D P. Directed subwavelength imaging using a layered metal-dielectric system. *Phys Rev B*, 2006, 74: 115116–115123
- 31 Lu W T, Sridhar S. Superlens imaging theory for anisotropic nanostructured metamaterials with broadband all-angle negative refraction. *Phys Rev B*, 2008, 77: 233101–233104
- 32 Silveirinha G M, Belov P A, Simovski R C. Subwavelength imaging at infrared frequencies using an array of metallic nanorods. *Phys Rev B*, 2007, 75: 035108–035129
- 33 Ikonen P, Simovski C, Tretyakov S, et al. Magnification of subwavelength field distributions at microwave frequencies using a wire medium slab operating in the canalization regime. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 104102–104104
- 34 Jacob Z, Alekseyev L V, Narimanov E. Optical hyperlens: Far-field imaging beyond the diffraction limit. *Opt Exp*, 2006, 14: 8247–8256
- 35 Lee H, Liu Z W, Xiong Y, et al. Development of optical hyperlens for imaging below the diffraction limit. *Opt Exp*, 2007, 15: 15886–15891
- 36 Liu Z W, Lee H, Xiong Y, et al. Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects. *Science*, 2007, 315: 1686
- 37 Hoffman A J, Sridhar A, Braun P X, et al. Midinfrared semiconductor optical metamaterials. *J Appl Phys*, 2009, 105: 122411–122417
- 38 Liu Y M, Bartal G, Zhang X. All-angle negative refraction and imaging in a bulk medium made of metallic nanowires in the visible region. *Opt Exp*, 2008, 16: 15439–15448
- 39 Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Trans Microwave Theory Tech*, 1999, 47: 2075–2084
- 40 Liu H, Liu M Y, Wang S M, et al. Coupled magnetic plasmons in metamaterials. *Phys Status Solid B*, 2009, 246: 1397–1406
- 41 Smith D R, Mock J J, Starr A F. Gradient index metamaterials. *Phys Rev E*, 2005, 71: 036609–036614
- 42 Smith D R, Schurig D, Mock J J, et al. Partial focusing of radiation by a slab of indefinite media. *Appl Phys Lett*, 2004, 84: 2244–2246

- 43 Sun J B, Zhou J, Li B, et al. Indefinite permittivity and negative refraction in natural material: Graphite. Appl Phys Lett, 2011, 98: 101901–101903
- 44 Wang R, Sun J B, Zhou J. Indefinite permittivity in uniaxial single crystal at infrared frequency. Appl Phys Lett, 2010, 97: 031912–031914
- 45 Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3966–3969
- 46 Cummer S A. Simulated causal subwavelength focusing by a negative refractive index slab. Appl Phys Lett, 2003, 82: 1503–1505
- 47 Fang A, Koschny T, Soukoulis C M, et al. Optical anisotropic metamaterials: Negative refraction and focusing. Phys Rev B, 2009, 79: 245127–245133
- 48 Yao J, Tsai K T, Wang Y, et al. Imaging visible light using anisotropic metamaterials slab lens. Opt Exp, 2009, 17: 22380–22385

· 动 态 ·

粉末冶金法制备颗粒增强钛基复合材料新进展

钛基复合材料因其高比强度、比刚度,优良的耐腐蚀性和高温抗蠕变性,在汽车、航空、航天、军工等领域具有广阔的应用前景。根据增强相的特征,钛基复合材料可以分为连续纤维增强钛基复合材料和非连续颗粒增强钛基复合材料。近年来,随着熔铸法、粉末冶金等技术的快速发展,成本较低的非连续颗粒增强钛基复合材料成为国内外材料工作者的研究热点。考虑到增强颗粒与基体的匹配性,钛基复合材料的增强颗粒一般包括 TiC, TiB₂, SiC, B₄C 和 TiB 等。目前常用的颗粒增强钛基复合材料制备方法包括熔铸法、粉末冶金法、自蔓延高温合成法等。放电等离子烧结是粉末冶金制备方法的一种,具有烧结温度低、烧结时间短、升降温快以及烧结过程中电场对粉末颗粒表面的清洁和活化作用等优点,是近年来发展迅速的一种新型的材料制备技术。

近来,华南理工大学国家金属材料近净成形工程技术研究中心的杨超副教授和陈友等人,尝试用放电等离子烧结技术制备含不同体积分数的 TiC/TiB₂ 颗粒增强的钛基复合材料,相关论文“放电等离子烧结合成 TiC/TiB₂ 颗粒增强的超细晶钛基复合材料”已发表在《中国科学:物理学

力学 天文学》2011 年第 11 期上。

材料显微组织观察表明, TiC 陶瓷颗粒与基体界面结合良好, TiC 颗粒的加入没有改变基体组织的生长和分布;而添加的 TiB₂ 颗粒改变了其与基体界面的组织形貌,但对界面周围的组织没有影响。压缩试验表明,随着外加 TiC 或 TiB₂ 颗粒含量的增大,材料的强度逐渐增大,而塑性逐渐降低;通过观察断口,发现复合材料中脆性相的体积分数急剧增大,导致材料整体呈脆性断裂;而强度的增大源于陶瓷颗粒的增强效果。添加了 35 vol% TiC 的钛基复合材料试样的断裂强度最高,为 2209 MPa。

这一研究的创新之处在于采用放电等离子烧结技术这一新型的材料制备技术合成了颗粒增强的钛基复合材料,研究结果对制备高性能钛基复合材料的成分设计和方法选择具有重要的借鉴意义。该研究得到了国家重点基础研究发展计划(2010CB635104)和国家自然科学基金(50801028)的资助。

(本刊讯)