arXiv:2302.06424v1 [physics.app-ph] 1 Feb 2023

用于异常折射的二分介质惠更斯超表面

Abhishek Sharma*，Alex M. H. Wong**

香港城市大学电气工程系太赫兹与毫米波国家重点实验室，中国香港。
电子邮箱：*abhishekshar ma.rf@gmail.com，**alex.mh.wong@cityu.edu.hk

摘要

Huygens' metasurfaces – 从根本上基于 *Schelkunoff's equivalence principle*，惠更斯超表面由二维惠更斯源阵列构成，这些惠更斯源由空间共置且相互正交的电偶极子和磁偶极子组成。这类超表面可对入射电磁波产生电响应和磁响应，从而实现单向散射和 2π相位覆盖。本文报道了一种 *near-reflectionless coarsely discretized dielectric Huygens'metasurface*，可实现异常折射。与高损耗的金属类似物相比，它为高频波操控提供了低损耗平台。粗离散化大幅简化了设计，使超表面具有高效率、经济高效且稳健的特点。本文提出的超表面每个周期包含两个超原子，因此称为 *bipartite dielectric Huygens' metasurface*。通过在 28 GHz 下进行全波仿真，我们表明，所提出的超表面能够以极高效率将入射电磁波从 $\theta_i = 15°$重新导向 $\theta_t = -44.5°$：87% 的散射功率以异常折射方式透射至 θ_t。根据我们的观察，粗离散介质惠更斯超表面平台可有效用于设计在不同频段具有多种功能的超器件。

1 引言

电磁超表面——体超材料的二维对应物，彻底改变了表面电磁学领域，并为以近乎任意的方式操控奇异电磁波开辟了新途径 [1–5]。近年来，惠更斯超表面（HMS）为以无反射方式精细控制电磁波提供了一种很有前景的方法 [6–9]。一般而言，惠更斯超表面由空间共置且相互正交的电偶极子和磁偶极子构成，称为惠更斯源；它们利用谢尔库诺夫等效原理操控波前 [10] ——这是对经典惠更斯原理的严格表述。这类超表面可对入射电磁波产生电响应和磁响应，实现高透射率和完整的 2π 相位覆盖。惠更斯超表面已广泛用于实现各种高效波操控器件，包括异常反射器和折射器 [11–15], 金属透镜 [16–18], 以及专用天线 [19–21], 等。利用金属散射体（超原子）实现惠更斯超表面的两种知名单元拓扑结构为：(i) 线圈超原子，由用于控制电响应的导电加载偶极子和用于控制磁响应的导电加载环组成 [6, 15], ；(ii) 堆叠层拓扑结构，由三至四层级联阻抗片组成，本质上属于双各向异性结构，可提供等效电响应和磁响应 [11, 16, 22]。其他拓扑结构还包括通过通孔连接的多层金属图案 [23, 24], 、间隙表面等离激元谐振器 [25], 等。

实现具有金属 inclusions 的混合型超表面颇具挑战性，尤其是在毫米波（毫米波）、太赫兹及更高频率下。这些挑战是多方面的。首先，该实现需要通孔或叠层拓扑结构，随着频率不断升高，制造复杂性也随之增加。其次，金属散射体不可避免的欧姆损耗会降低超表面的性能，使其无法应用于高频场景。第三，用于粘合不同基底层的键合层可能会引入额外损耗。

相反，全介质超表面由低损耗、高介电常数介质超原子构成，被认为是高损耗金属超表面的低损耗替代方案，可实现出色的电磁波操控 [26–28]。除了低损耗这一优势外，这类超表面还基于电、磁本征模之间的相互作用，带来了新的机遇——

这正是本文的研究主题 [28–33], 。介质惠更斯超表面（DHMSs）是全介质超表面的一种，由二维阵列的惠更斯源构成；这些惠更斯源通过单个介质块中交叉排列的电偶极子与磁偶极子或四极子的光谱重叠形成 [29,33]。强度相当的电、磁本征模叠加后，可增强前向散射并抑制后向散射，效果类似于 Kerker 第一条件 [34]。通过适当调节介质谐振器（DR）的物理参数，即可实现这种光谱重叠，从而在单层结构中获得完整的 2π 相位覆盖和高透射率（理想情况下可达 1）。与基于高耸介质柱的超表面 [35,36], 相比，基于米氏共振干涉的介质超表面（惠更斯超表面） [4,29] 具有低剖面（更扁平）的特点。

尽管潜力巨大，DHMS 在光学频段更为常见，并展现出广泛的应用，包括异常折射 [13,14,33,37,38], 聚焦 [38,39],全息术 [40,41], 贝塞尔光束生成 [42], 等。此类超器件对于微波和毫米波应用也至关重要，例如波束形成、偏振控制、增益增强等。然而，介质超表面（包括 DHMS）在微波和毫米波频段的能力尚未得到充分探索，目前仅有少数设计见诸报道 [35, 36, 43–47]。 [13,14,33,35,37,45–47] 中用于实现波偏转超器件的方法采用基于广义斯涅尔定律 [48]的相位梯度方法。基于相位梯度技术实现的超器件从根本上受到效率低下的困扰，尤其是在偏转角极大时，这是由于入射波与散射波之间存在阻抗失配 [49, 50]。此外，为了模拟连续相位分布，超表面需要进行高分辨率离散化，每个波长包含大量（10–20 个）亚波长尺寸单元。亚波长尺寸超原子密集分布的超表面，单元之间互耦强烈，且难以实现，尤其是在较高频率下。为解决相位梯度超表面的部分缺陷，研究者提出了一种基于表面阻抗的设计方法，通过满足广义片层跃迁条件（GSTCs）来实现高效超器件 [11, 15]。然而，与相位梯度超表面类似，在基于广义片层跃迁条件的设计中实现快速变化的表面阻抗分布，仍然需要进行密集离散化。

近期，为追求高效率且简单地实现极端电磁波操控，粗离散化这一理念 [12,51] 应运而生。粗离散化超表面设计采用了不同的方法，利用经典光栅物理，而非基于广义斯涅尔定律的梯度超表面。梯度超表面通过相位或表面阻抗引入横向空间调制，从而在局部赋予入射波前额外的动量，使其发生变换。对于离散化超表面，周期性会选出一组离散的弗洛凯通道，即弗洛凯-布洛赫（FB）模式——由周期结构激发的一系列传播和倏逝平面波。超表面的周期性经过设定，可将入射波重定向至某个传播的高阶FB模式，而非施加额外的横向动量。其他传播FB模态也可能存在（至少基模，即 0^{th} 阶模式始终存在，它代表镜面反射和直接透射），而这些模式可通过精心设计散射体加以抑制。粗离散化显著减少了每个周期内可极化粒子的数量，同时采用较大但仍为亚波长尺寸的单元尺寸，从而最大限度地降低单元间的互耦并简化制造 [4, 12, 51–57]。粗离散化还减少了传播模的数量，有助于有效控制和抑制杂散散射。

在这个阶段，区分粗离散化超表面与超光栅 [58–64]十分重要。接下来将概述其中的要点，读者也可以参阅 [55] 获取更多信息。从根本上说，超光栅和粗离散化超表面都采用了上述光栅物理方法。在实现层面，超光栅与我们的粗离散化方法有所不同：前者将一个周期视为一个整体，由一个复杂的单个 [58, 60] 或多个 [59] 可极化粒子构成，以设计用于波前调控的表面；而后者则提供了一种更具体、更精简的方法，通过将模式数量与每个周期内实现复杂波变换所需的单元数量相关联，来控制 FB 模式。

Wong 和 Eleftheriades 在 [12] 中提出，通过将周期离散化为 N 个超原子，便足以控制传播至远场的 N 个 Floquet 模式。对各个超原子进行精心调谐，可以抑制寄生 FB 模式，增强所需传播模式的功率；该模式可沿由超表面

的周期性和入射角决定的特定方向散射。在周期内进行离散化以容纳多个散射体，可实现精细的设计策略，从而调制所需的 FB 模式，实现复杂的波前变换。

认识到粗离散化的潜力，本文提出了一种简单、经济高效、高效且稳健的毫米波频段介质惠更斯超表面。所提出的超表面每个周期仅包含两个矩形介质超原子，因此称为二分介质惠更斯超表面（Bi-DHMS）。作为示例，我们展示了 28 GHz 下近乎无反射的异常折射（适用于 5G 毫米波应用）：入射的线偏振波在 $\theta_i = 15^\circ$ 重定向至 $\theta_t = -44.5^\circ$，折射效率达 87%。我们不采用传统的相位梯度方法，而是对 FB 模式进行工程设计，由此得到的设计兼具较大的角度偏转和较高的功率效率，这一组合是大多数介质超表面所无法比拟的 [13, 14, 33, 37, 38, 45–47]。此外，本文还提出了一种系统化设计方法，可轻松将该设计扩展至电磁波谱的不同频段。

2 介质惠更斯超表面

图 1 展示了介质惠更斯超表面（DHMS）的一般示意图，它由矩形介质谐振器（DR）构成的二维阵列组成，这些谐振器作为超原子。每个超原子由一对频谱重叠的交叉电偶极子（ED，p）和磁偶极子（MD，m）定义，它们充当惠更斯源，实现单向散射并消除超表面的任何反射。图 2 所示的矩形介电超原子（$\epsilon_r = 12$）是所提出超表面的基本单元。与圆柱形粒子相比，它提供了额外的自由度，可用于调控电偶极子和磁偶极子模式的光谱重叠。请注意，该超原子由四个深亚波长尺寸的介质连接件组成（其相对介电常数与矩形介质块相同），用于将介质谐振器固定在周期阵列中。这些连接件可能会轻微扰动场；不过，通过适当优化可以补偿这种影响。

我们首先对置于无限中的介质超原子进行仿真（参见图 2）

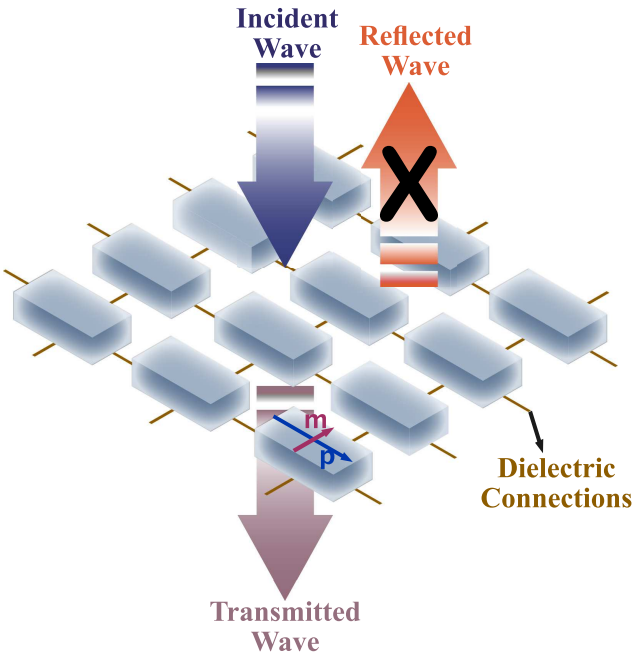


图 1：由矩形介质粒子组成的二维阵列构成的介质惠更斯超表面示意图，其中每个粒子均代表光谱重叠的交叉电偶极子（p）和磁偶极子（m）。

沿 x 和 y 方向排列的介质超原子（参见图 2）进行仿真，以分析电偶极和磁偶极模式。仿真使用 Ansys HFSS 完成：沿 x 和 y 方向施加周期性边界条件，并使用 Floquet端口，以沿负 z 方向传播的 x 偏振（电场沿 x 方向）平面波激励该结构。介质材料的相对介电常数为 12，此阶段不考虑介电损耗。图3(a)展示了由示例介质超原子周期性重复构成的超表面的透射光谱（幅度和相位），其中在 28.2 吉赫兹和 29.8 吉赫兹处出现两个透射幅度极小值。相应地，在这两个共振处，相位响应均显示出最大的相位变化 180° 。图3(b)展示了上述谐振频率处 xz 平面内的矢量电场分布。检查 28.2 吉赫兹处的电场线可知，确实激发了沿 x 方向取向的电偶极模。另一方面，在 29.8 吉赫兹处，电场线在两侧呈反平行，表明激发了沿 y 方向取向的磁偶极模。在本例中，电偶极和磁偶极共振彼此分离，易于区分；

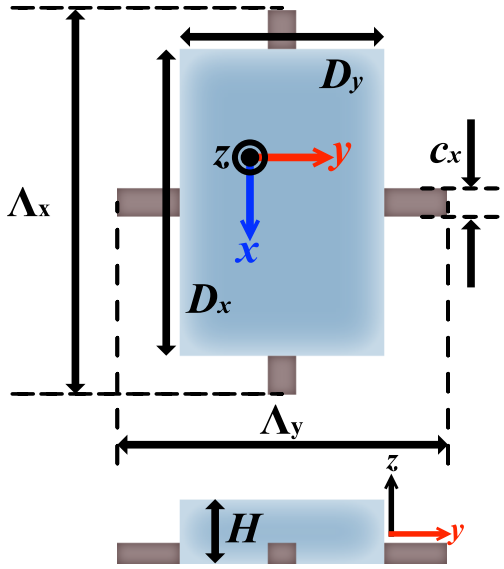
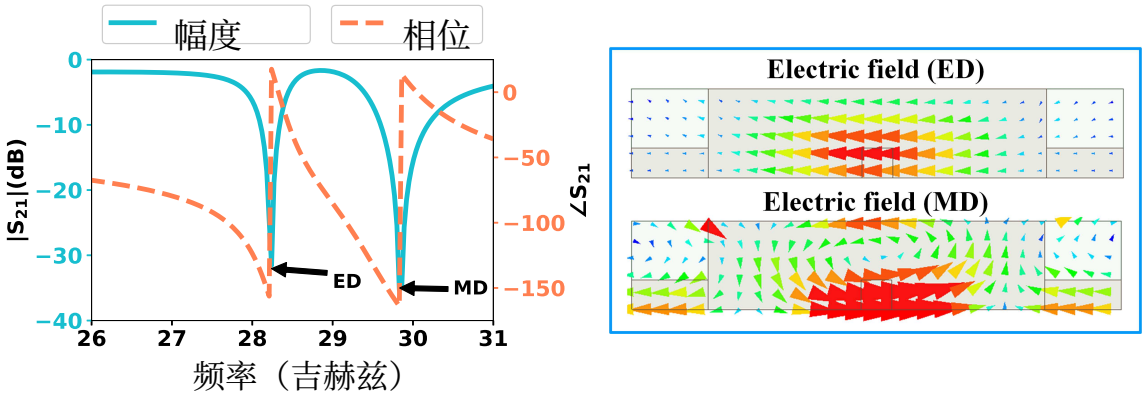


图 2：所提出的介质超原子的俯视图和侧视图。晶胞尺寸为： $\Lambda_x = 0.52\lambda_0$, $\Lambda_y = 0.75\lambda_0$, $c_x = \lambda_0/21$, $L_x = 5.5$, $L_y = 4$ 和 $H = 1.45$ （单位：mm）。自由空间波长 λ_0 是在 28 GHz 下计算得到的。



(a) (b)

图3：矩形介电超原子沿 x 方向和 y 方向置于无限周期阵列中的仿真结果。(a) 透射光谱（幅度和相位），其中 ED 表示电偶极子（28.2 GHz），MD 表示磁偶极子（29.8 GHz）。(b) xz 平面内的电场分布。上图显示了 28.2 GHz 时的电场线，其形态类似于沿 x 方向排列的电偶极子；下图显示了 29.8 GHz 时的电场线，其形态类似于沿 y 方向排列的磁偶极子。

然而，通过适当调整矩形介质谐振器的几何参数，这些模式可以发生相长干涉，从而实现高透射率。接下来，我们将展示改变

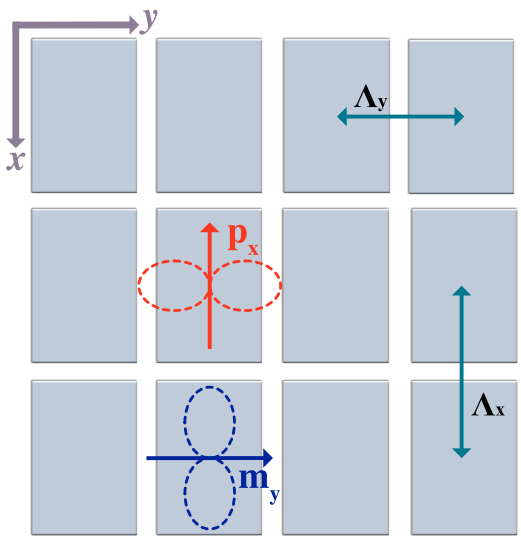


图 4：矩形介质谐振器以无限周期阵列排列，其在 x 方向和 y 方向上的周期性分别为Λ_x 和 Λ_y 。

单元的几何参数（Λ_x、 Λ_y、 D_x、 D_y 和 H）如何影响电偶极子和磁偶极模的共振。

我们研究改变单元参数对无限周期阵列中介质谐振器的电偶极和磁偶极共振的影响。当 x 偏振入射平面波照射时，会激发两个正交偶极模式，即电偶极子（p_x）和磁偶极子（m_y），它们分别沿 x 方向和 y 方向排列。

我们首先展示如何仅改变平面内两个正交方向之一上的周期性（即 Λ_x 或 Λ_y，参见图 4），分别调控磁偶极共振和电偶极共振。

如图 4 所示，MD 的最大辐射方向沿 x 轴（参见图 4 中的蓝色虚线），且沿 y 轴存在远场零点。前者意味着 MD 在 x 方向会经历较强的互耦，并且容易受到 Λ_x 变化的影响。后者意味着电磁场远离 DR 时会沿 y 方向迅速衰减。因此，m_y 模式在 y 方向经历的互耦相对较弱，因而受 Λ_y 变化的影响较小。图 5(a)–(b) 所示的周期性仿真证实，MD 共振会受到 Λ_x 变化的显著影响（同时保持 Λ_y 不变）

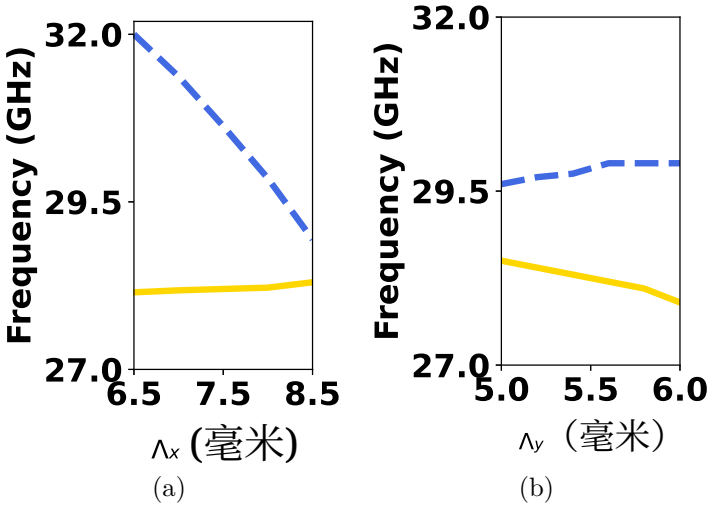


图5：显示电偶极子（实线）和磁偶极子（虚线）共振位置随（a） Λ_x 和（b） Λ_y变化而改变的曲线图。

而受到 Λ_y 变化的影响较弱（同时保持 Λ_x 不变）。$\mathrm{p_x}$ 的情况则相反。我们的发现与先前关于圆柱形 DR 的研究结论一致 [65, 66]；此外，在本研究中，我们采用矩形 DR，因为它比圆柱形 DR 具有更多自由度。借助更多自由度以及精心设计矩形周期性所形成的周期阵列，该设计在毫米波及更高频率下实现多种功能方面具有更大的潜力。

除了改变阵列的周期性之外，还可以通过改变介质谐振器的尺寸来调控电偶极子和磁偶极子的共振。接下来，我们展示矩形介质谐振器的几何参数如何影响电偶极模和磁偶极模共振。由于所有尺寸都会决定介质谐振器的谐振频率（D_x、 D_y和 H），因此，改变这些尺寸（同时保持 Λ_x 和 Λ_y 不变）会影响两个谐振频率，如图6(a)–(c)所示。基于上述观察结果，可以通过谨慎调节介质超原子的几何参数来实现光谱重叠。

我们现在优化超原子几何结构，以实现上述电偶极模和磁偶极模的光谱重叠。图7(a)展示了光谱重叠的偶极模的透射幅度和相位分布。与独立共振不同，我们在此

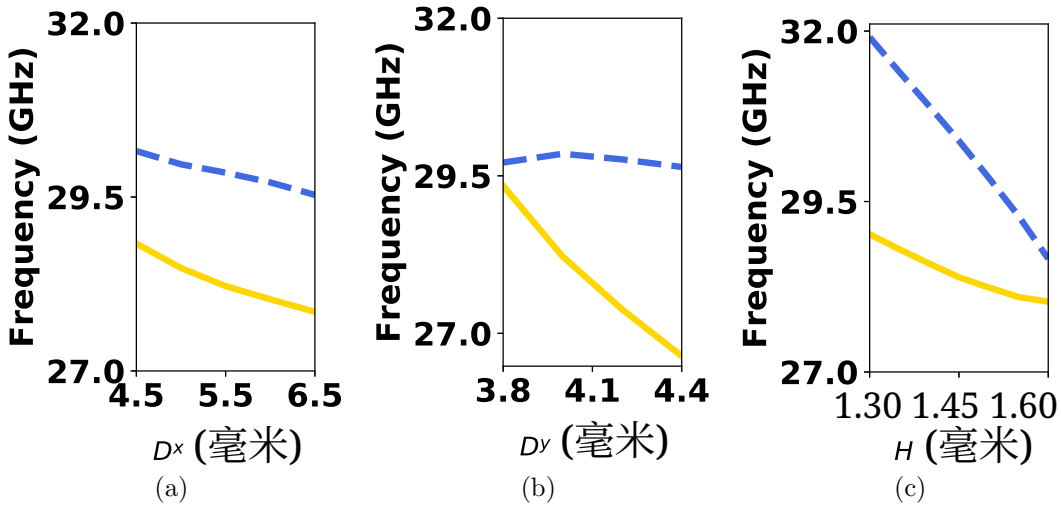


图6：电偶极子（实线）和磁偶极子（虚线）谐振位置随(a) D_x 、(b) D_y 和 H变化的曲线。

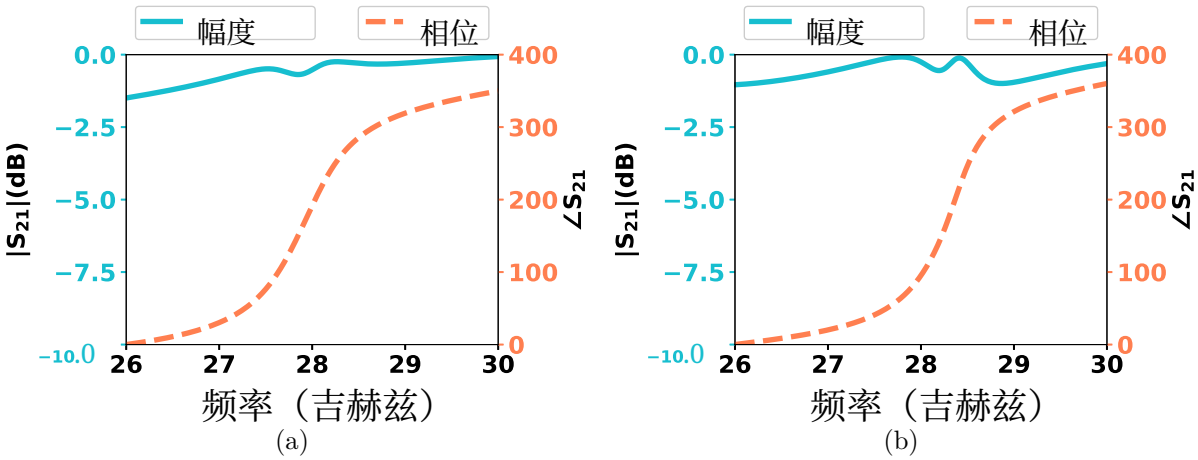


图 7: （a）介质惠更斯超构原子在正入射下的透射光谱，显示其在 26–30 吉赫兹范围内具有高透射系数（$|S_{21}| > -1$ dB）和 2π 相位覆盖。（b）介质惠更斯超构原子在 15° 斜入射下的透射光谱，实现了高透射系数（$|S_{21}| > -1$ dB）和完整的 2π 相位覆盖。

观察到在26-30 GHz范围内具有高透射率（$|S_{21}| > -1$ dB）。更重要的是，透射相位（$\angle S_{21}$）覆盖了整个 2π 相位范围，是单一电共振或磁共振所能实现相位变化的两倍。文献 [68], 已证明，对于圆柱形介质谐振器，

置于无限周期阵列中时，无论是分离共振还是重叠共振，其透射响应都表现出对入射角的依赖。例如，对于光谱重叠共振，超表面在正入射时几乎在整个光谱范围内透明，但随着入射角增大，透射率逐渐降低。我们还观察到，矩形介质谐振器在斜入射时也有类似现象。因此，为了在关注的入射角下（本研究中为 $15°$）恢复整个光谱范围内的完全透明性，我们对矩形介质谐振器的尺寸进行了微调。针对 $\theta_i = 15°$ 重新优化后的超原子的透射光谱如图 7(b) 所示。在这种情况下，超表面在整个关注的光谱范围（26-30 吉赫兹）内几乎透明，并实现了完整的 2π 相位覆盖。

3 超表面设计方法

3.1 粗离散化

粗离散化超表面的设计原理，是将经典光栅物理与超表面的能力相结合，从而以简洁且高效的方式极致操控电磁波。考虑一个位于自由空间中的周期性超表面，其空间频率为 k_g，周期性为 $\Lambda_g = \frac{2\pi}{k_g}$。当平面波照射该结构时，会激发一系列传播平面波和倏逝平面波，称为弗洛凯-布洛赫（FB）模式。这些模式的横向空间频率表示为

$$k_{y(n)} = k_i + nk_g = k_i + n\frac{2\pi}{\Lambda_g}, \tag{1}$$

其中， k_i 表示入射波沿 y横向的波数。图 8 展示了周期性超表面的谱域（k 空间）运作，可用数学公式表示为

$$\Omega_o(k_y) = \sum_p A_n \delta(k_y - k_{y(n)}), \tag{2}$$

其中，$\Omega_o(k_y)$是透射电磁波的 k 空间频谱， A_n 表示复振幅，整数 $n = 0$、 ± 1、 ± 2、 $\cdots$表示 n^{th} FB 模式。图 8 中的箭头表示存在频谱分量；但是，它们不代表这些频谱分量的振幅和相位

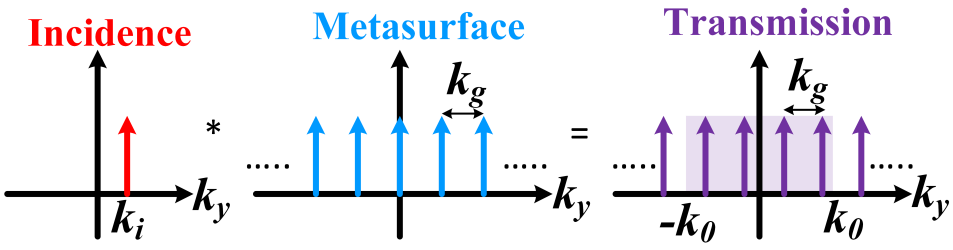


图 8：展示沿y方向变化的周期性超表面的 k-空间运作示意图。箭头表示 Floquet-Bloch 模态的存在（不代表振幅和相位）。最右侧图中的紫色方框表示传播区，其中 $k_y \in [-k_0, k_0]$。

。超表面的局部周期选择了一组位于传播区内的离散 FB 模式，其中包括 $k_y \in [-k_0, k_0]$（如图 8 中紫色方框所示）；这些模式可以向特定允许方向散射，该方向由入射角和超表面的周期性决定。位于上述传播区之外的模式是倏逝模式，并将保持在超表面的近场中。Wong 和 Eleftheriades 已经证明，在超表面周期内进行 N 重离散化，足以操控可散射至远场的 N 个 FB 模式所携带的功率 [12]。基于这一原理，作者成功展示了用于完美异常反射 [12] 和回射 [51]的简单超表面设计。

3.2 传播模

处于传播区内的 FB 模式会散射到特定的允许方向 $\theta_{t(p)}$，表示为

$$\sin\theta_{t(n)} = \sin\theta_i + \frac{n\lambda_0}{\Lambda_g}, \tag{3}$$

其中， θ_i 为入射角， n 表示 FB 模式编号， Λ_g 为超表面的周期性。我们的目标是设计一种粗离散化超表面，将入射功率有效耦合至所需的 $n = -1$ 模式，使其以 $\theta_{t(-1)}$角离开。为确保传播区 [58,60], 内仅存在 $n = 0$ 和 $n = -1$ （异常）模式，超表面

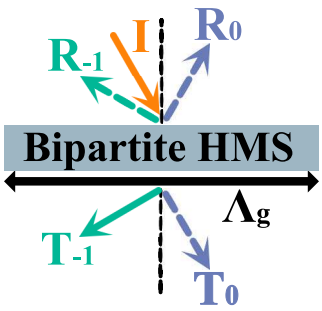


图 9：超表面所有 FB 模式（透射和反射）的示意图。橙色实线箭头表示入射波 (I)，绿色实线箭头表示透射侧所需的 FB 模式 ($n = -1$)。虚线箭头表示不需要的模式，其中 T_0 表示直接透射，R_0 和 R_{-1} 分别表示镜面反射和一阶反射。

周期性应满足

$$\frac{\lambda_0}{1+\sin\theta_i} < \Lambda_d < \begin{cases} \frac{\lambda_0}{1-\sin\theta_i} & 0 < \theta_i < \sin^{-1}(1/3) \\ \frac{2\lambda_0}{1+\sin\theta_i} & \sin^{-1}(1/3) < \theta_i < \frac{\pi}{2} \end{cases} \tag{4}$$

将公式 (4) 映射到角域后，得到

$$\frac{-\pi}{2} < \theta_t < \begin{cases} \sin^{-1}(2\sin\theta_i - 1) & 0 < \theta_i < \sin^{-1}(1/3) \\ \sin^{-1}\left(\frac{1}{2}\sin\theta_i - \frac{1}{2}\right) & \sin^{-1}(1/3) < \theta_i < \frac{\pi}{2} \end{cases} \tag{5}$$

需要注意的是，(4) 和 (5) 对于 $\theta_i > 0$ 均成立。对于透射型超表面，超原子经过设计，可将大部分入射功率引导至 $n = -1$ 透射模式，同时抑制直接透射以及镜面反射和一阶反射，如图 9 所示。

3.3 二分介质惠更斯超表面：设计与仿真

作为概念验证，我们设计了一种工作于 28 GHz 的透射式介质惠更斯超表面，可将从 $\theta_i = 15°$ 入射的波重新导向一阶FB模式（$n = -1$），使其以角度 $\theta_t = -44.5°$出射。对于此情况，(3)规定了超表面沿 y 方向的周期为$\Lambda_g = \left| \theta_i - \text{正弦}^{-1}\,\text{正弦}\,\theta_{t(-1)} \right|^{\lambda_0} = 1.04\lambda_0$。在本例中，传播区域内存在四种FB模式，即 T_0, T_{-1}、R_0, 和 R_{-1}，其中 T 表示透射，R 表示反射。幸运的是，

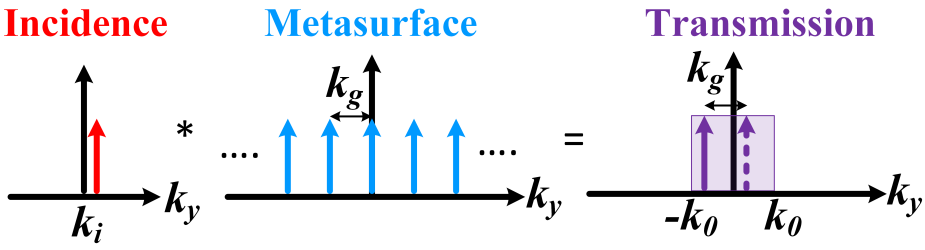
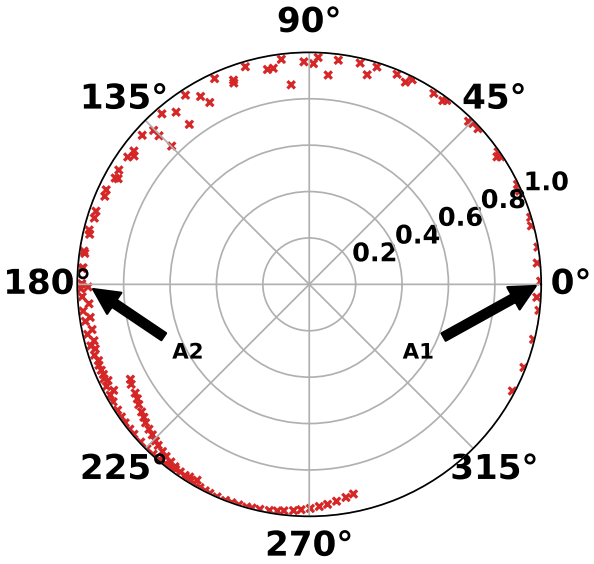


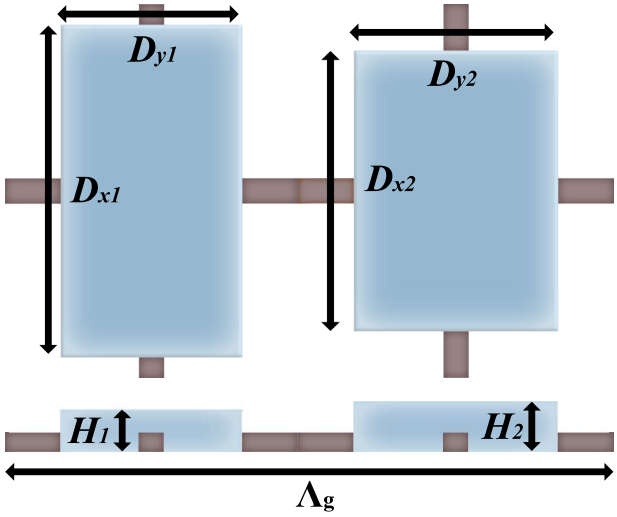
图10：斜入射条件下，具有二进制离散化级别（每周期两个单元）的周期性超表面的 k 空间运算。紫色方框内的箭头表示透射的 Floquet-Bloch 模态，其中实线箭头表示振幅非零的模式，虚线箭头表示振幅为零的模式。图中未显示倏逝模态。

惠更斯超表面的特性使其产生的反射极弱，因此可将其视为近乎无反射人工表面 [11, 15]。因此，透射区域只剩下两种模式，所以采用二进制离散化——每个周期设置两个超原子——便足以调控上述FB模式所携带的功率。图10展示了平面波沿 y 方向的波矢在经超表面折射时发生的变化。

在设计用于异常折射的超表面之前，我们通过改变无限周期阵列中沿x和 y方向排列的矩形介质谐振器的几何参数（D_x、 D_y和 H），建立一个超原子库，其中各超原子具有不同的透射相位和相近的透射幅度。随后，从该库中选取两个透射率接近 1 且相位差为 180°的单元（参见图 11(a) 中的箭头 A1 和 A2），构成超表面的一个周期。我们将所提出的超表面称为二分介质惠更斯超表面——即每周期包含两个单元的超表面。相邻单元之间的相互作用动力学会影响透射特性，降低超表面的性能。鉴于此，我们在新的仿真环境中微调谐振器尺寸，以恢复对非期望 FB 模式的抑制。图 12(a) 和 12(b) 分别显示了传播 FB 模态的透射率和反射率。考察透射率可知，在 28 GHz 时，功率在期望的 FB 模式（T_{-1}）中达到最大，而镜面透射（T_0）受到抑制。此外，所提出的超表面在 28 GHz 时近乎无反射，两个反射模态（R_0, R_{-1}）所含功率总计不到 2%。图 13 所示的 28 GHz 电场分布表明，已明显实现异常折射。



(a)



(b)

图11：二分介质惠更斯超表面的设计与仿真。(a) 显示不同 D_x、D_y 和 H 组合的透射幅度和相位的曲线图。(b) 所提出超表面一个周期（超胞）的示意图。

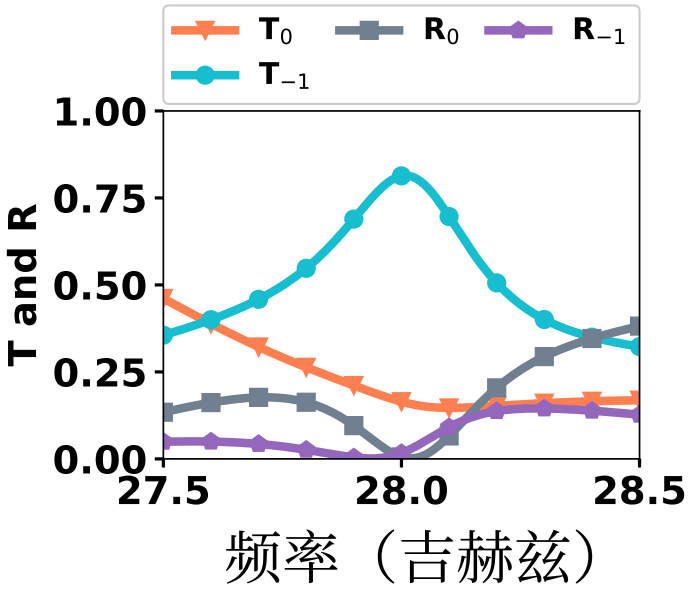


图12：分别向$-44.5°$ 和 $0°$传播的 -1 和 0^{th} FB 模式的透射率（T）和反射率（R）。

3.4 总效率和折射效率

到目前为止，在设计超表面时尚未考虑介质损耗。为了确定超表面的效率（总效率和折射效率），我们采用典型的介质损耗角正切 0.003 [69] 对所提出的 Bi-DHMS 进行了仿真。图 14 显示了上述情况下的透射率和反射率曲线。折射效率和总效率可计算为 [11]

$$\eta_R = \frac{P_{s(-1)}}{P_{ts}}, \tag{6}$$

and

$$\eta_T = \frac{P_{ts}}{P_i}, \tag{7}$$

其中，P_{ts} 为总散射功率，P_i 为入射功率，$P_{s(-1)}$ 表示折射波束中的散射功率。根据上述定义，在 28 GHz 下的计算结果表明，总散射功率的 87% 耦合至所需的 $n = -1$ 模式，并向$\theta_t = -44.5°$传播。此外，超表面的总效率为 75%，这表明介质吸收了 25% 的入射功率。所提出的超表面效率良好；然而，

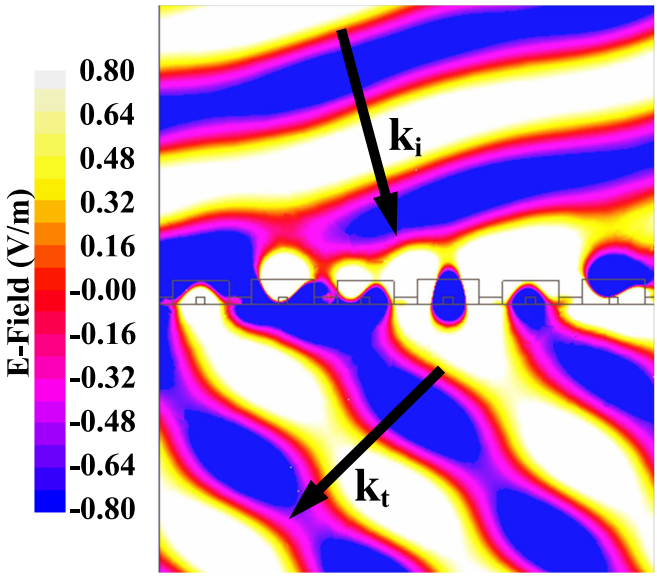
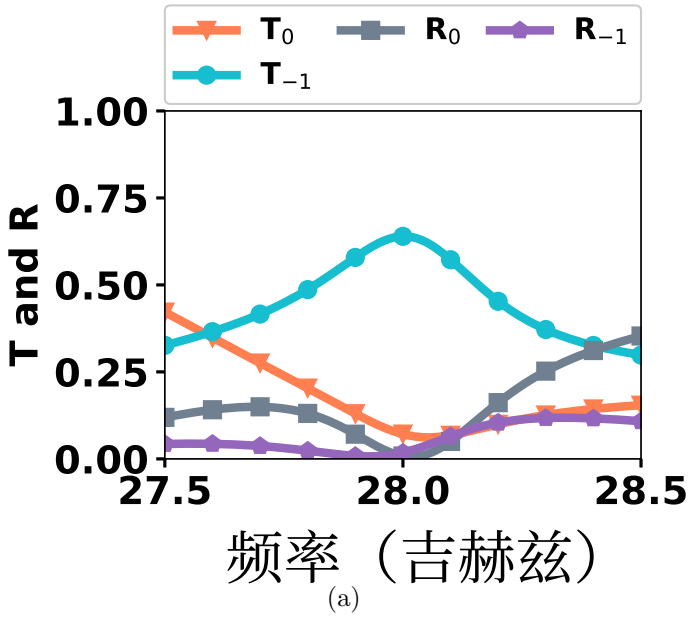


图 13：28 GHz 下 yz平面的电场分布，展示了异常折射。超表面的上部区域显示入射波以 $\theta_i = 15°$ 角入射，且反射极小；而下部区域则清晰描绘了折射波前。

采用损耗更低的介电材料可以进一步提高总效率。

4 结论

本文报道了一种二分介质惠更斯超表面——一种每个周期包含两个超原子的超表面，能够在 28 GHz 下实现近乎无反射的异常折射。全波仿真表明，所提出的超表面可将以 $\theta_i = 15°$ 入射的电磁波重定向至所需的 FB 模式，使其朝 $\theta_t = -44.5°$ 方向传播，折射效率达 87%。与此前提出的方案相比，本文介绍的二分介质惠更斯超表面结构简单，特征尺寸较大，适合实际制造，即使在毫米波及更高频段等特征尺寸较小的超表面难以制造的频率下也不例外。粗离散化为下一代（5G 及后续）无线通信系统设计简单、高效、经济且稳健的超表面铺平了道路。此外，所提出的超表面不含导电元件，并可扩展至电磁波谱的其他频段，例如太赫兹和光频，



(a)

图 14：存在介质损耗（$\tan\delta = 0.003$）时二分介质惠更斯超表面的透射率和反射率。

从而通过全介电纳米光子器件实现高效、低损耗的光操控 .

数据可用性声明

本研究结果所依据的数据可根据合理请求向作者索取。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

致谢

本研究获香港研究资助局早期职业计划拨款 21211619，以及研究配对补助金计划拨款 9229058 的支持。

参考文献

[1] O. Quevedo-Teruel、H. Chen、A. D´ıaz-Rubio 等，“超表面路线图”，《光学杂志》，第 21 卷，第 7 期，2019年。[2] S. Sun、Q. He、J. Hao 等，“电磁超表面：物理原理与应用”，《光学与光子学进展》，第 11 卷，第 2 期，2019年。[3] C.-W. Qiu、T. Zhang、G. Hu 等，“超表面将走向何方？”，《纳米快报》，第 21 卷，第 13 期，第 5461–5474 页，2021年。

[4] A. Sharma、C. Qi、K. A. Oyesina 和 A. M. H. Wong，“粗略离散化的惠更斯超表面：以简洁方式调控电磁波”，载于2021年IEEE电子、计算与通信技术国际会议（CONECCT），2021年，第1–6页。

[5] Y. Raadi 和 A. Alu，“用于高效波前调控的超光栅”，《IEEE光子学杂志》，第14卷，第1期，第1–13页，2022年。

[6] C. Pfeiffer 和 A. Grbic，“超材料惠更斯表面：利用无反射薄层调控波前”，《物理评论快报》，第110卷，第19期，第197401页，2013年。

[7] M. Selvanayagam 和 G. V. Eleftheriades，“利用正交电流与磁流实现不连续电磁场，以调控波前”，《光学快报》，第21卷，第12期，第14409–29页，2013年。[8] M. Chen、M. Kim、A. M. H. Wong 等，“从微波到光学的惠更斯超表面：综述”，Nanophotonics，第7卷，第6期，第1207–1231页，2018年。[9] V. G. Ataloglou、G. Egorov、J. Kim 等，“静态与可重构惠更斯超表面：在天线波束形成和波束扫描中的应用”，《IEEE天线与传播杂志》，第64卷，第4期，第73–84页，2022年。

[10] R. F. Harrington，《时谐电磁场》。Wiley-IEEE出版社，2001年。

[11] M. Chen、E. Abdo-S´anchez、A. Epstein 和 G. V. Eleftheriades，“用于大角度折射的无反射双各向异性惠更斯超表面的理论、设计与实验验证”，《物理评论B》，第 97 卷，第 125433 页，2018年。[12] A. M. Wong 和 G. V. Eleftheriades，“利用二分惠更斯超表面实现完美异常反射”，Physical Review X，第 8 卷，第 1 期，2018年。[13] A. J. Ollanik、J. A. Smith、M. J. Belue 等，“从紫外线到红外线的高效率全介质惠更斯超表面”，ACS Photonics，第 5 卷，第 4 期，第 1351–1358 页，2018年。[14] C. Liu、L. Chen、T. Wu 等，“实现异常折射的全介质三元透射式惠更斯超表面”，《光子学研究》，第 7 卷，第 12 期，2019年。

[15] M. Chen 和 G. V. Eleftheriades，《用于无反射宽角度折射的欧米伽双各向异性线环惠更斯超表面》，IEEE 天线与传播汇刊，第 68 卷，第 3 期，第 1477–1490 页，2020年。

[16] M. Chen、A. Epstein 和 G. V. Eleftheriades，《用于提升频率扫描缝隙波导天线增益的无源惠更斯超表面透镜的设计与实验验证》，IEEE 天线与传播汇刊，第 67 卷，第 7 期，第 4678–4692 页，2019年。

[17] A. A. Fathnan、M. Liu 和 D. A. Powell，《采用深亚波长厚度的消色差惠更斯超透镜》，Advanced Optical Materials，第 2000754 页，2020年。[18] Q. Lou、C. Xue 和 Z. N. Chen，《采用滑移对称工字形金属条惠更斯超表面的高效率超透镜天线》，IEEE 天线与传播汇刊，第 69 卷，第 11 期，第 7394–7403 页，2021年。

[19] A. Epstein、J. P. S. Wong 和 G. V. Eleftheriades，《用于任意大口径、实现近乎单位口径照明效率的腔激励惠更斯超表面天线》，《自然·通讯》，第 7 卷，文章编号 10360，2016年。

[20] K. A. Oyesina 和 A. M. H. Wong，《超表面赋能腔体天线：以大幅减少馈电单元的方式实现波束扫描》，IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters，第 19 卷，第 4 期，第 616–620 页，2020年。[21] A. Sharma 和 A. M. H. Wong，《超表面赋能的全 360° 方位面波束扫描天线系统》，载于 2022年IEEE天线与传播国际研讨会暨 USNC-URSI 无线电科学会议（AP-S/URSI），2022年，第 455–456 页。[22] C.-W. L. Luke Szymanski、Brian O. Raeker 和 A. Grbic，《无损互易双各向异性超表面设计基础》，Photonics，第 8 卷，文章编号 197，2021年。[23] J. P. S. Wong、M. Selvanayagam 和 G. V. Eleftheriades，《单元胞设计及惠更斯超表面综合方法的演示》，光子学与纳米结构：基础与应用，第 12 卷，第 4 期，第 360–375 页，2014年。[24] F. S. Cuesta、I. A. Faniayeu、V. S. Asadchy 等，《用于波操控的平面宽带惠更斯超表面》，IEEE 天线与传播汇刊，第 66 卷，第 12 期，第 7117–7127 页，2018年。[25] M. Kim、A. M. H. Wong 和 G. V. Eleftheriades，《具有局部反射系数振幅与相位独立控制能力的光学惠更斯超表面》，Physical Review X，第 4 卷，第 4 期，2014年。[26] A. C. Overvig、S. Shrestha、S. C. Malek、M. Lu、A. Stein、C. Zheng 和 N. Yu，《用于完全独立控制光学振幅与相位的介质超表面》，Light: Science and Applications，第 8 卷，第 1 期，2019年。[27] I. Staude、T. Pertsch 和 Y. S. Kivshar，《全介质谐振超光学焕发光彩》，ACS Photonics，第 6 卷，第 4 期，第 802–814 页，2019年。[28] K. Koshelev 和 Y. Kivshar，《介质谐振超光子学》，ACS Photonics，第 8 卷，第 1 期，第 102–112 页，2021年。[29] M. Decker、I. Staude、M. Falkner 等，《高效率介质惠更斯表面》，Advanced Optical Materials，第 3 卷，第 6 期，第 813–820 页，2015年。

[30] Y. Chen 和 J. Mei，“基于电偶极和磁偶极米氏共振的全介质二维超表面”，《欧洲物理快报》，第 122 卷，第 5 期，第 54002 页，2018年。[31] A. Rahimzadegan、D. Arslan、D. Dams 等，“超越偶极惠更斯超表面，实现全相位覆盖和单位透射率”，Nanophotonics，第 9 卷，第 1 期，第 75–82 页，2019年。[32] W. Liu、Z. Li、H. Cheng 等，“基于介电共振的光学超表面：从基础到应用”，《iScience》，第 23 卷，第 12 期，第 101868 页，2020年。

[33] C. Liu、H. Ye、Y. Wang、Y. Sun、Y. Liu、Z. Yu 和 L. Yu，“超越偶极激发：基于四极子的惠更斯超表面的性能”，Opt. Lett.，第 45 卷，第 17 期，第 4847–4850 页，2020年 9 月。

[34] M. Kerker、D.-S. Wang 和 C. L. Giles，“磁球的电磁散射”，J. Opt. Soc. Am.，第 73 卷，第 6 期，第 765–767 页，1983 年 6 月。

[35] V. M. Pepino、A. F. da Mota、A. Martins 和 B. V. Borges，“用于提升 Ka 波段天线增益的 3D 打印介质超表面”，IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters，第 17 卷，第 11 期，第 2133–2136 页，2018年。

[36] A. Ranjbar 和 A. Grbic，“宽带、多频带和多功能全介质超表面”，Phys. Rev. Appl.，第 11 卷，第 054066 页，2019年。

[37] Y. F. Yu、A. Y. Zhu、R. Paniagua-Dom´ınguez、Y. H. Fu、B. Luk’yanchuk 和 A. I. Kuznetsov，“在 2π 可见光波长下进行相位控制的高透射介电超表面”，Laser & Photonics Rev.，第 9 卷，第 4 期，第 412–418 页，2015年。

[38] A. Ozdemir, Z. Hayran, Y. Takashima, 和 H. Kurt，《利用介质惠更斯超表面实现偏振无关、高透射率、大数值孔径的激光束聚焦与偏转》，Opt. Commun.，第 401 卷，第 46–53 页，2017年。[39] Y. Tian, Z. Li, Z. Xu, Y. Wei, 和 F. Wu，《基于超薄全介质惠更斯超表面的高透射聚焦透镜》，Opt. Mater.，第 109 卷，文章编号 110358，2020年。

[40] K. E. Chong, L. Wang, I. Staude 等，《利用基于介质谐振超原子的惠更斯超表面实现高效、偏振不敏感的复波前控制》，ACS Photonics，第 3 卷，第 4 期，第 514–519 页，2016年。[41] W. Zhao、H. Jiang、B. Liu、J. Song、Y. Jiang、C. Tang 和 J. Li，《用于透射模式的高效率全息图介质惠更斯超表面》，Sci. Rep.，第 6 卷，第 46–53 页，2016年。[42] Z. Lin、X. Li、R. Zhao、X. Song、Y. Wang 和 L. Huang，《利用惠更斯超表面高效生成贝塞尔光束阵列》，Nanophotonics，第 8 卷，第 6 期，第 1079–1085 页，2019年。

[43] K. Achouri、A. Yahyaoui、S. Gupta、H. Rmili 和 C. Caloz，《用于色散工程的介质谐振器超表面》，IEEE 天线与传播汇刊，第 65 卷，第 2 期，第 673–680 页，2017年。

[44] A. Monti、A. Alu、A. Toscano 和 F. Bilotti，《全介质超表面的表面阻抗建模》，IEEE 天线与传播汇刊，第 68 卷，第 3 期，第 1799–1811 页，2020年。

[45] M. K. Emara、S. K. Stuhec-Leonard、T. Tomura、J. Hirokawa 和 S. Gupta，《激光钻孔全介质惠更斯透射阵列：120 GHz频段波束成形器》，IEEE Access，第 8 卷，第 153 815–153825 页，2020年。

[46] M. K. Emara、T. Tomura、J. Hirokawa 和 S. Gupta，“基于 Fabry–P´erot 的复合全介质 Huygens 结构，用于圆极化毫米波波束成形”，IEEE 天线与无线传播快报，第 19 卷，第 10 期，第 1784–1788 页，2020年。[47] ——，“基于 Fabry–P´erot 的全介质复合 Huygens 结构，用于毫米波波束成形”，IEEE 天线与传播汇刊，第 69 卷，第 1 期，第 273–285 页，2021年。[48] N. Yu、P. Genevet、M. A. Kats、F. Aieta、J.-P. Tetienne、F. Capasso 和 Z. Gaburro，“具有相位不连续性的光传播：广义反射定律和折射定律”，Science，第 334 卷，第 6054 期，第 333–337 页，2011 年。

[49] N. Mohammadi Estakhri 和 A. Al`u，“利用梯度超表面进行波前变换”，Physical Review X，第 6 卷，第 041008 页，2016 年。[50] V. S. Asadchy、M. Albooyeh、S. N. Tcvetkova、A. D´ ıaz-Rubio、Y. Ra’di 和 S. A. Tretyakov，“利用空间色散超表面实现反射和折射的完美控制”，Physical Review B，第 94 卷，第 7 期，2016 年。

[51] A. M. H. Wong、P. Christian 和 G. V. Eleftheriades，“二元惠更斯超表面：面向 TE 和 TM 极化的简单高效近掠入射回射器的实验演示”，IEEE 天线与传播汇刊，第 66 卷，第 6 期，第 2892–2903 页，2018年。

[52] A. Sharma 和 A. M. H. Wong，“利用粗离散介质惠更斯超表面控制波前”，载于《2020年 IEEE 天线与传播国际研讨会暨北美无线电科学会议》，2020年，第 753–754 页。

[53] ——，“28 GHz 下稀疏离散的介质惠更斯超表面折射器”，载于《2020年 IEEE 亚太微波会议（APMC）》，2020年，第 1027–1029 页。

[54] A. Sharma 和 A. M. H. Wong，“二聚体介质惠更斯超表面：在 60 GHz 实现完美异常反射”，载于 2021年 IEEE 天线与传播国际研讨会暨 USNC-URSI 无线电科学会议（APS/URSI），2021年，第 203–204 页。

[55] C. Qi 和 A. M. H. Wong，“离散惠更斯超表面：通过稳健、宽带且简洁的设计实现异常折射与衍射模式循环”，IEEE 天线与传播汇刊，第 70 卷，第 8 期，第 7300–7305 页，2022年。

[56] ——，“利用高度离散化超表面实现宽带高效异常反射”，Optics Express，第 30 卷，第 9 期，第 15 735–15746 页，2022年 4 月。

[57] A. Sharma 和 A. M. H. Wong，“采用粗略离散化介质惠更斯超表面的 Floquet 模式循环”，载于 2022 年第三届 URSI 大西洋与亚太无线电科学会议（AT- AP-RASC），2022年，第 1–4 页。

[58] Y. Ra’di、D. L. Sounas 和 A. Alu，“超光栅：超越梯度超表面在波前控制方面的限制”，Physical Review Letters，第 119 卷，第 6 期，文章编号 067404，2017年。[59] Y. Ra’Di 和 A. Al`u，“可重构超光栅”，ACS Photonics，第 5 卷，第 5 期，第 1779–1785 页，2018年。[60] O. Rabinovich 和 A. Epstein，“用于完美异常反射的印刷电路板（pcb）超光栅分析设计”，IEEE 天线与传播汇刊，第 66 卷，第 8 期，第 4086–4095 页，2018年。[61] T. Shi、Y. Wang、Z. Deng、X. Ye、Z. Dai、Y. Cao、B. Guan、S. Xiao 和 X. Li，“用于非对称高衍射的全介电接触二聚体超光栅”，Advanced Optical Materials，2019年。

[62] V. Popov、F. Boust 和 S. N. Burokur，“微波频率下利用超光栅进行波束形成：设计流程与实验演示”，IEEE 天线与传播汇刊，第68卷，第3期，第1533–1541页，2020年。

[63] G. Xu、S. V. Hum 和 G. V. Eleftheriades，“采用交错超导线的双频反射式超光栅”，IEEE 天线与传播汇刊，第69卷，第4期，第2181–2193页，2021年。

[64] V. K. Killamsetty 和 A. Epstein，“用于矩形波导中完美模式转换的超光栅：理论与实验”，Phys. Rev. Appl.，第16卷，第1期，2021年。

[65] V. E. Babicheva和J. V. Moloney，《晶格效应对圆盘阵列中电偶极子与磁偶极子共振重叠的影响》，Nanophotonics，第7卷，第10期，第1663–1668页，2018年。

[66] J. Li、N. Verellen和P. Van Dorpe，《介电纳米粒子阵列中电偶极耦合与磁偶极耦合的调控》，Journal of Applied Physics，第123卷，第8期，第083101页，2018年。

[67] Y.-M. Pan、K. W. Leung 和 K.-M. Luk，“利用高阶模设计毫米波矩形介质谐振器天线”，《IEEE天线与传播汇刊》，第59卷，第8期，第2780–2788页，2011年。

[68]D. Arslan、K. E. Chong、A. E. Miroshnichenko、D. Y. Choi、D. N. Neshev、T. Pertsch、Y. S. Kivshar 和 I. Staude，“角度选择性全介电惠更斯超表面”，《物理学杂志D：应用物理》，第50卷，第43期，2017年。

[69] “Premix Preperm网站。”[在线]。网址：https://www.preperm.com