arXiv:2305.02207v1 [physics.app-ph] 2 May 2023

全无源微波二极管非互易超表面

XiaozhenYang[1*]、Erda Wen[1†] 和 Daniel Sievenpiper[1†]1*电气与计算机工程系，加利福尼亚大学圣迭戈分校，9500 Gilman Dr.，拉霍亚，92093，加利福尼亚州，美国。

通讯作者。电子邮箱：xiy003@eng.ucsd.edu；贡献作者：ewen@eng.ucsd.edu；dsievenpiper@eng.ucsd.edu；

†这些作者对本研究的贡献相同。

摘要

在微波频段打破互易性，将对现代电子系统产生重要影响。由于这通常需要笨重的偏置磁体或复杂的时空调制，探索轻量化的全无源方案颇具吸引力。我们从电路模型出发，理论上展示了传输线构件的非互易行为：通过可切换的匹配短截线产生强烈的场不对称性，从而实现两种截然不同的工作状态。将其转化为电磁模型后，我们首先通过仿真证明了这一概念，随后在基于微带线的二极管集成超表面上进行了实验验证，展示了非互易传输。这种印刷电路板设计有望应用于电磁防护层、通信系统、微波隔离器和环行器等领域。

关键词： 非互易、超表面、功率依赖、时间反演对称性

1 引言

互易性是非磁性、无源、线性且时不变系统的一项基本属性，它指出，如果互换源和观测点的位置，从源到观测点的透射将保持不变。过去几十年来，随着声学领域的快速发展[1],电磁学[2, 3],光学[4, 5], 和电子学[6], 打破透射对称性已成为众多应用中的关键任务，应用范围从光隔离到无线通信[7–10]。在微波频段[11, 12],非互易超表面日益受到关注，因为它们提供了一种紧凑、超薄、轻质的平台，可对波进行单向操控，从而实现非互易波吸收、非互易波束控制和频率转换，进而可用于保护敏感器件免受高能量源的影响[9, 13–15]。

传统上，电磁学中打破互易性的方案依赖于铁氧体材料，例如钇铁石榴石以及含有其他金属元素的氧化铁。这类材料在外加且平行于传播方向的偏置磁场作用下会表现出法拉第效应[16–19]。尽管铁氧体会引入通信系统可能不希望出现的偏振旋转，但它们通常价格昂贵、体积庞大，且与现代集成电路和光学器件不兼容。

近期研究提出，通过采用时空调制、有源元件或非线性，打破洛伦兹互易定理的基本假设，从而破坏透射对称性[1–3]。然而，这类调制策略通常需要复杂的控制系统，并需额外供电，因此妨碍了其应用[15, 20–22]。此外，一些研究采用包括基于晶体管的放大器在内的有源电子元件来打破互易性[10, 23–25]。尽管无需调制，这些设计仍需要偏置电路。另一方面，非线性为设计全无源非互易器件提供了另一种途径。研究已证明，具有强克尔非线性的材料是非互易光学器件（包括环行器和隔离器）的良好候选材料，前提是结构经过设计，使其在从相反方向入射时呈现出场不对称性[7, 26–29]。

然而，要在微波频率下实现电光效应的对应非线性，以开发全无源、无磁非互易结构，还需要采用其他类型的非线性。文献 [30] 采用非对称结构，并加载了虚部集总元件的谐振器，其电容会随连续交流信号变化，从而模拟克尔效应，使得沿相反方向传播的波产生不同的谐振频率频移。

在此，我们提出一种可行的全无源非互易超表面设计，无需任何偏置。该设计基于微带线（MSL），并集成易于获取的非线性元件——肖特基二极管，以打破透射对称性。这一模型简单，可将微带线视为理想传输线（TL），从而利用电路模型快速设计，使该方法

更具吸引力。场不对称性直接源于微带线的阻抗差异，后文将证明这是决定非互易性的关键参数。肖特基二极管将匹配短截线连接至接地平面，且二极管所在位置的场强在沿相反方向传播的波之间存在显著差异。因此，匹配短截线会根据入射方向呈现开路或短路状态，进而决定透射特性。本文将微带线结构扩展为三层超表面，使其在一个方向上的透射率较低，同时允许波从相反方向传播，这与二极管的行为相似。该设计不受法拉第旋转影响，具有潜在的多种应用场景，例如在不使用传统电磁环行器和隔离器的情况下，保护雷达或通信系统免受高功率微波源的影响。

2 结果

2.1 传输线设计

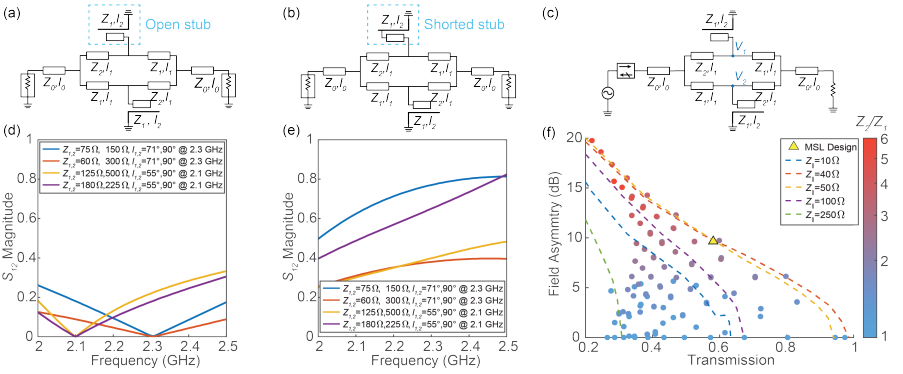

图 1 理想传输线模型。 $Z_0 = 50\ \Omega$。(a) 关断状态下的电路模型。(b) 导通状态下的电路模型。(c) 关断状态下的瞬态仿真模型。(d) 关断状态下的透射。(e) 导通状态下的透射。(f) 在 2.3 GHz 下，场不对称性与导通状态下透射之间的权衡，其中 $l_1 = 71°$、 $l_2 = 90°$ 。

非线性器件的特征是其行为具有功率依赖性。因此，当场分布在入射方向与其相反方向之间发生变化时，将非线性元件放置在场分布不对称的位置，便可使整个系统具有非互易性。以理想二极管为例，其导通和关断工作状态由局部场强决定；由于拓扑结构发生变化，系统会因此呈现两种不同的工作状态，分别对应不同的透射/吸收特性。在不对称性最强的位置布置二极管，可使非互易性达到最大。随后，只需将这一构件折叠，便可构建一个非互易超表面

，并用接地平面将其两半隔开，同时连接天线以接收和发射信号。

所提出的传输线模型可产生并利用场不对称性，如图所示。1。首先从理想电路模型出发，选取两个不同的阻抗，Z_1 和 Z_2，以在匹配短截线末端产生场不对称性。随后，通过在上方短截线上集成二极管来实现非互易性。作为概念验证，我们将二极管的非线性功率依赖行为简化为两种静态状态，使匹配短截线根据不同入射方向下的场强，要么为开路（关断状态，图1 (a)），要么为短路（导通状态，图1 (b)）；而下方短截线始终开路。短路时，匹配效果更好，透射更高；否则，传输率较低。由于上方匹配短截线的状态由场强决定，因此场分布中更强的不对称性对于实现更高的非互易性至关重要。

为了分析这种传输线设计中的场不对称性，我们使用 Advanced Design System (ADS) 进行了 S 参数和瞬态仿真，以研究静态状态下的行为。场不对称性定义为图 1(c) 中两个观测点 V_1 和 V_2 处的电压比，即 $20log_{10}(\frac{V_2}{V_1})$。尽管二极管位于匹配短截线的末端，但使用这两个观测点来近似该位置的场强比是合理的。静态状态下的传输率通过 S 参数仿真进行研究，如图 1(d) 和 (e) 所示。匹配短截线的长度 L_2 决定了场不对称性最高时的工作频率。在关断状态下，当匹配短截线的电长度为 $\lambda/4$ 时，透射达到最小值，因为波被匹配短截线短路，如图 1(d) 所示。对于导通状态，由于一条匹配短截线被短路，因此可以观察到更高的透射率，如图 1(e) 所示。 L_1在此处不会影响整体性能，因为这里只涉及理想传输线，但在实际电磁设计中，应根据传输线原理对其进行合理选择。场不对称性主要由 Z_1 和 Z_2之间的阻抗差异决定。通过考察 50 Ω 与 $\leq Z_1 \leq Z_2 \leq 500\Omega$ 的不同阻抗值及其差异，可以在图 1(f) 中观察到场不对称性与导通状态下透射率之间的权衡关系。(f) 中的所有数据均通过在 2.3 GHz 下进行仿真获得，仿真参数为 $l_1 = 71°$、 $l_2 = 90°$ 。图 1(f) 中的颜色表示由 $\frac{Z_2}{Z_1}$定义的阻抗差异。暖色圆点集中在左上角，而冷色圆点则分散在底部，表明阻抗差异与场不对称性之间存在权衡关系。此外，所有数据点均分布在左下半区域，并受到 $Z_{\|} = 50\ \Omega$ 的限制，其中 $\frac{1}{Z_{\|}} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}$，这证明了场不对称性与透射之间存在权衡关系。较大的阻抗差异确实会产生更强的场不对称性，但不连续性和反射会显著降低传输率。因此，在避免因失配而产生不必要反射的情况下，可以实现上限性能。正如预期的那样，如果 $Z_1 = Z_2$，场分布将完全对称。

2.2 微带线设计

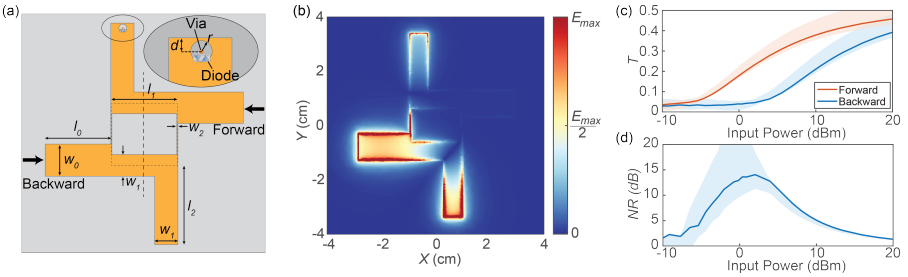

图 2 微带线模型。(a) 图示微带线从图1 (f) 中的黄色三角形转换而来。$w_{0,\ 1,\ 2}$ 对应于 $Z_{0,\ 1,\ 2} = 50,\ 66,\ 200\ \Omega$。(b) 在 2.3 GHz 下反向入射时关断状态的场分布。(c) 不同传播方向下模拟得到的传输率。(d) 模拟得到的非互易性。实线：2.05 GHz。阴影区域：2.03 GHz 至 2.15 GHz。

<escape>为了将理想的电路模型转化为可行的电磁原型，我们采用易于制造并集成到印刷电路板（PCB）设计中的微带线。图2(a)展示了一种微带线设计，其具有合理的场不对称性和传输率，并处于权衡关系的上限，如图1(f)中的黄色三角形所示。 Z_1 和Z_2 的阻抗分别为66 Ω和200 Ω。匹配短截线的长度为 l_2，决定了中心频率约为2.3 GHz。 l_1 应尽可能短以缩小尺寸，但不能过短，以确保其仍能表现出传输线（TL）的特性。基底的厚度经过选择，以确保能够精确制造宽度为200 Ω微带线的结构。需要一对方向相反的二极管来响应正弦波。从右侧入射定义为正向传播，而从相反一侧激励则称为反向传播。</escape>

反向激励下关断状态的静态场分布如图2 (b) 所示。由于该结构具有 $180°$ 旋转对称性，因此将反向入射时的场分布旋转 $180°$ 即可得到正向入射时的场分布。也就是说，二极管位置处的场不对称性可视为正向或反向入射时上方短截线与下方短截线之间的比值。2.3 GHz 时，静态正向和反向传播的传输率分别为 0.65 和 0.09，场不对称性为 8.3 dB，这与电路模型吻合良好。

通过电磁-电路协同仿真进一步研究该结构，以验证集成真实肖特基二极管后其功率依赖性非互易行为，从而实现快速响应。当频率范围为 2.03 GHz 至 2.15 GHz 时，观察到了与功率相关的非互易透射，如图2 (c) 和 (d) 所示，非互易性超过 10 dB。由于集成了真实二极管，频移不可避免。此处，透射（T）是指

接收信号与透射信号，而非互易性定义为

$$NR = 20log_{10}(\frac{T_+}{T_-}), \tag{1}$$

其中， $T_\pm$ 表示正向和反向传输率。入射功率由 $\frac{V_{tran.}^2}{2Z_0}$ 计算，其中 $V_{tran.}$ 是电压源的幅度。由于二极管未被触发，系统在低功率照射下具有互易性。随着功率增加，非互易性增强，因为二极管仅在正向入射时导通；当反向激励下二极管两端的电压接近其阈值时，非互易性达到最大值。随着入射功率继续增加，传输率最终趋于稳定，因为与二极管两端的电压相比，二极管的阈值变得可以忽略不计。在 2.05 GHz 下，入射功率介于 -2.8 dBm 和 5.6 dBm 时，非互易性超过 10 dB。通过测量进一步展示了静态状态和功率依赖的非互易性能，相关结果见补充材料 I，证明了该设计作为电磁隔离器和环行器构件的潜力。

2.3 超表面设计与测量

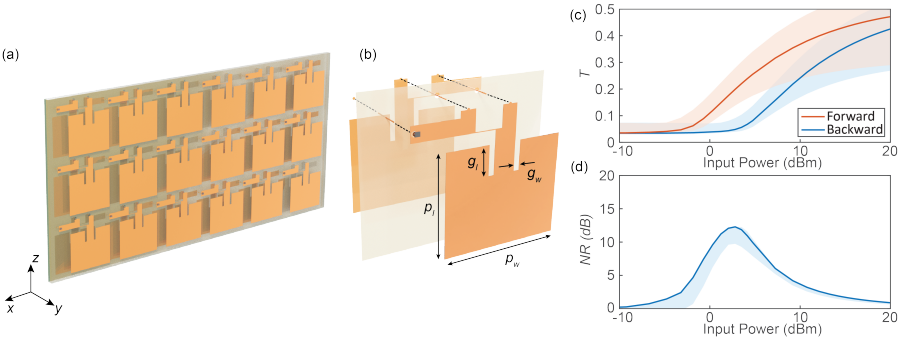

图 3 超表面设计。(a) 6×3 单元表面的示意图。(b) 三层布局的详细示意图。(c) 不同传播方向下模拟的传输率。(d) 模拟的非互易性。实线：2.21 GHz。阴影区域：2.18 GHz 至 2.25 GHz。

通过仿真和测量证明微带线的非互易性后，我们将其扩展为超表面，可用于保护敏感器件免受高功率源的影响，同时允许单向通信。具体做法是将微带线结构折叠，并将两半分别置于两个层上，中间以接地平面隔开，如图 3 (b)所示。这些微带线层通过穿过中央接地平面孔洞的两个过孔相连。两个贴片天线连接到微带线上，用于接收和发射电磁信号。

本设计的性能通过在具有周期性边界的单元上进行电磁-电路协同仿真来研究，以降低计算成本。由于激励为空间波，输入功率的定义与微带线仿真不同；在微带线仿真中，入射功率根据微带线与接地平面之间的电压计算。此处，输入功率指单个单元面积上的功率。与微带线结构类似，观察到了趋势相同的非互易透射，如图所示。3 (c) 和 (d)。由于贴片天线的影响，该单元的带宽缩窄至 2.18 GHz 至 2.25 GHz。

如图所示，制作了一个由 6 × 3 个单元组成的原型，用于测量其非互易性。3 (a)，并在消声室中进行实验，以尽量减小环境的影响。为避免衍射并限制能量传播，按照图中所示，将表面置于高度相同的平行板 TEM波导内。4 (a)。在波导顶部和底部放置微波吸波材料，以进一步减小衍射。入射信号由矢量网络分析仪（VNA）产生，经功率放大器放大后，由喇叭天线发射。信号穿过超表面后，由另一副连接至 VNA 的喇叭天线接收。请注意，此处输入功率的定义与图中相同。3(c) 和 (d)，指入射到每个单元上的功率。在固定实验装置的情况下，通过翻转样品来测量反向透射。除正向和反向透射外，我们还测量了空白波导（空白情况）的透射，以表示总入射功率，并使用尺寸相同的铝板测量来自侧面的衍射（PEC 情况）。尽管波导比样品宽，但 PEC 情况下测得的衍射比空白情况下低 30 dB，可以忽略不计。因此，可以合理地假设该测量中没有发生衍射。测量中的透射定义为

$$T_{\pm} = \sqrt{\frac{P_{\pm}}{P_{blk}}}, \tag{2}$$

其中，$P_{\pm/blk}$ 表示接收机 Rx 在装有电路板时，分别在正向/反向传播以及空白情况下接收到的绝对功率。非互易性仍由公式（1）定义。测量结果如图4（d）和（e）所示，与图3中的仿真结果类似，在不同入射方向下均观察到了非互易传输行为。在 -1.8 dBm 至 4.7 dBm 的范围内，2.05 GHz 处实现了超过 10 dB 的隔离度。

3 讨论

我们提出了一种基于微带线的全无源非互易超表面，通过在场不对称位置应用非线性器件，并通过实验验证了其在相反入射方向下具有类似“二极管”的单向行为。不同于光子系统中的克尔效应方法（其中非线性源于材料），这种方法在微波领域具有较强的通用性。

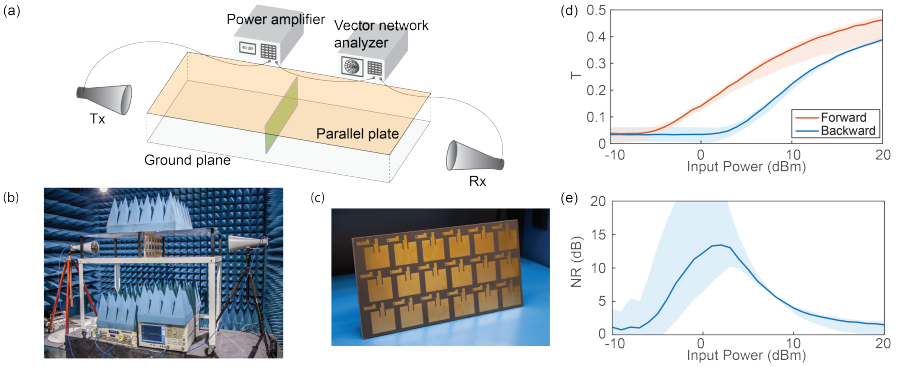

图 4 在 TEM 波导中进行测量以减少衍射。(a) 测量装置示意图。(b) 测量装置照片。(c) 原型照片。(d) 不同传播方向下测得的传输率。(e) 测得的非互易性。实线：2.05 GHz。阴影区域：2.02 GHz 至 2.06 GHz。

工作范围。由于场不对称性源于金属拓扑结构，因此基底可自由选择。二极管在不同封装、材料和排列方式下也有多种选择。此外，它可以扩展到其他频率，并且通过调整微带线的宽度，可以较为容易地改变输入和输出阻抗。此外，通过采用不同的二极管排列方式，可以调节功率的工作范围，这相当于采用具有不同阈值电压的二极管（补充材料 II）。不同于铁氧体方案，其不受法拉第旋转影响，因此对通信系统更具吸引力。使用其他类型的天线，或修改当前设计的馈电点，可以实现不同的极化；如果倾向于极化转换，也可以采用后者。这种轻量、低剖面且低成本的印刷电路板设计在各种应用中都很有前景，包括用作天线罩等电磁防护层和非互易吸波材料，以及通过级联微带线结构制成电磁隔离器和环行器。

4 方法

4.1 制造

微带线结构采用同轴馈电，制作在一块厚 3.175 mm、尺寸为 8.5 cm × 8.5 cm 的双面 Duroid Rogers 5880 PCB 上。尺寸为w_0,1,$_2$ = 9.7,6.63、0.31 mm、l_0, 1,$_2$ = 1.9,1.9、2.4 cm、 $d = 1.4$ mm、$r = 1.2$ mm，过孔半径为 10 mil。66 Ω 和 200 Ω 微带线的中心构成一个边长为 l_1 的正方形，如图 2(a) 中的黑色虚线所示。电磁-电路协同仿真中使用的肖特基二极管为 BAT15-04W。上方匹配短截线上设有一个孔，用于放置二极管，使短截线在导通状态下通过过孔连接到接地平面。超表面制作在一块三层 Duroid Rogers 5880 PCB 上，板尺寸为 42.3 cm × 20.5 cm，两块芯板的厚度均为 3.175 mm。谐振频率为 2.19 GHz 的贴片天线尺寸为 $p_w = 53.87$ mm、 $p_l = 45$ mm、 $g_w = 2.5$ mm、 $g_l = 13$ mm。注意

y 方向和 z 方向的周期分别为 6.8 cm 和 6.6 cm，以避免贯通孔处顶层与底层重叠。

4.2 电磁-电路协同仿真

在对电磁结构进行从直流到 8 GHz 的仿真后，我们提取其 S 参数，并在电路中使用制造商提供的二极管 SPICE 模型进行瞬态仿真。使用单元胞并采用周期性边界条件对超表面进行仿真。

4.3 测量

TEM波导长120 cm、宽60 cm、高20.3 cm，与原型相同。喇叭天线（Rx）边缘与TEM波导之间的距离为10 cm，这使得波导内部激发出平面波。所涉及的设备包括：VNA、Keysight E5071C、功率放大器Ophir 5022、Tx和Rx RCDLPHA2G18B。由于使用了放大器，VNA始终测量Rx端的绝对功率，而不是S参数。为了在不同入射功率下进行测量，VNA的输入功率在 -40 dBm至 -10 dBm之间变化，同时由放大器提供30 dB的增益。所有数据均取8次平均值，设备由Python控制。

致谢。 本工作得到美国海军研究办公室项目编号 N0014-20-1-2710 的资助。

数据可用性。 所有相关数据均可应要求提供。

参考文献

[1] Nassar, H., Yousefzadeh, B., Fleury, R., Ruzzene, M., Al`u, A., Daraio, C., Norris, A.N.,Huang,G.,Haberman, M.R.: 声学和弹性材料中的非互易性。《自然评论：材料》**5**(9), 667–685 (2020)[2] Caloz, C., Alu, A., Tretyakov, S., Sounas, D., Achouri, K., Deck-L´eger, Z.-L.: 电磁非互易性。《物理评论应用》**10**(4), 047001 (2018)[3] Kord, A., Sounas, D.L., Alu, A.: 微波非互易性。《IEEE 会刊》**108**(10), 1728–1758 (2020)[4] Shoji, Y., Miura, K., Mizumoto, T.: 基于硅光子学中磁光相移的光学非互易器件。《光学杂志》**18**(1), 013001 (2015)[5] Kutsaev, S.V., Krasnok, A., Romanenko, S.N., Smirnov, A.Y., Taletski, K., Yakovlev, V.P.: 光学和微波领域的新兴进展

非互易性：从经典领域到量子领域。《先进光子学研究》**2**(3), 2000104 (2021)[6]Reiskarimian, N.: 非磁性非互易电子器件综述：非磁性非互易元件的最新进展。《IEEE 固态电路杂志》**13**(4), 112–121 (2021)[7] Xu, X.-W., Li, Y., Li, B., Jing, H., Chen, A.-X.: 基于非线性和合成磁性的非互易性。《物理评论应用》**13**(4), 044070 (2020)[8] Kong, C., Xiong, H., Wu, Y.: 基于磁振子克尔效应的磁振子诱导非互易性。《物理评论应用》**12**(3), 034001 (2019)[9] Zhang, L., Chen, X.Q., Shao, R.W., Dai, J.Y., Cheng, Q., Castaldi, G., Galdi, V., Cui, T.J.: 利用时空编码数字超表面打破互易性。《先进材料》**31**(41), 1904069 (2019)[10] Popa, B.-I., Cummer, S.A.: 非互易且高度非线性的有源声学超材料。《自然·通讯》**5**(1), 1–5 (2014)[11]Pozar, D.M.: 微波工程。John Wiley & Sons, 纽约 (2011)[12] Balanis, C.A.: 高级工程电磁学。John Wiley & Sons, 新泽西州 (2012)[13] Sievenpiper, D., Zhang, L., Broas, R.F., Alexopolous, N.G., Yablonovitch, E.: 具有禁带的高阻抗电磁表面。IEEE 微波理论与技术汇刊**47**(11), 2059–2074 (1999)[14] Sievenpiper, D.F., Schaffner, J.H., Song, H.J., Loo, R.Y., Tangonan, G.: 使用电调谐阻抗表面实现二维波束扫描。IEEE 天线与传播汇刊 **51**(10), 2713– 2722 (2003)[15] Li, A., Li, Y.,Long, J., Forati,E.,Du,Z.,Sievenpiper, D.: 用于表面波的时变非互易超表面吸收器。《光学快报》**45**(5), 1212–1215 (2020)[16] Fuller, A.B.: 微波频段的铁氧体。IET, 伦敦 (1987)[17] Adam, J.D., Davis, L.E., Dionne, G.F., Schloemann, E.F., Stitzer, S.N.: 铁氧体器件与材料。IEEE 微波理论与技术汇刊**50**(3), 721–737 (2002)[18] Apaydin, N., Sertel, K., Volakis, J.L.: 非互易漏波天线

基于非均匀偏置铁氧体基底上的耦合微带线。IEEE 天线与传播汇刊 **61**(7), 3458–3465 (2013)[19] Parsa, A., Kodera, T., Caloz, C.: 基于铁氧体的非互易天线罩、广义散射矩阵分析及实验验证。IEEE 天线与传播汇刊 **59**(3), 810–817 (2010)[20] Dinc, T., Tymchenko, M., Nagulu, A., Sounas, D., Alu, A., Krishnaswamy, H.: 通过同步电导率调制实现宽带无损无磁非互易性。《自然·通讯》**8**(1), 1–9 (2017)[21] Cardin, A.E., Silva, S.R., Vardeny, S.R., Padilla, W.J., Saxena, A., Taylor, A.J., Kort-Kamp, W.J., Chen, H.-T., Dalvit, D.A., Azad, A.K.: 时空调制超表面中的表面波辅助非互易性。《自然·通讯》**11**(1), 1–9 (2020)[22]Yang, X., Wen, E., Sievenpiper, D.F.: 通过能量俘获实现超越 Bode-Fano 极限的短脉冲宽带时变调制吸收器。《物理评论应用》**17**(4), 044003 (2022)[23] Reiskarimian, N., Krishnaswamy, H.: 基于交错换向的无磁非互易性。《自然·通讯》**7**(1), 1–10 (2016)[24] Taravati, S., Khan, B.A., Gupta, S., Achouri, K., Caloz, C.: 非互易非旋磁无磁超表面。IEEE 天线与传播汇刊**65**(7), 3589–3597 (2017)[25] Chapman, B.J., Rosenthal, E.I., Kerckhoff, J., Moores, B.A., Vale, L.R., Mates, J., Hilton, G.C., Lalumiere, K., Blais, A., Lehnert, K.: 用于超导量子电路的宽范围可调片上微波环行器。《物理评论 X》**7**(4), 041043 (2017)[26] Fan, L., Wang, J., Varghese, L.T., Shen, H., Niu, B., Xuan, Y., Weiner, A.M., Qi, M.: 一种全硅无源光二极管。《科学》**335**(6067), 447–450 (2012)[27] Jin, B., Argyropoulos, C.: 通过非线性双面介质超表面实现自诱导无源非互易传输。《物理评论应用》**13**(5), 054056 (2020)[28] Yang, K.Y., Skarda, J., Cotrufo, M., Dutt, A., Ahn, G.H., Sawaby, M., Vercruysse, D., Arbabian, A., Fan, S., Al`u, A.: 面向芯片式激光雷达的逆向设计非互易脉冲路由器。《自然·光子学》**14**(6), 369–374 (2020)

[29] Mekawy, A., Sounas, D.L., Al`u：自由空间非互易传输

基于非线性耦合 Fano 超表面。在：《Photonics》，第 8 卷，第 139 页。MDPI

[30] Mahmoud, A.M., Davoyan, A.R., Engheta, N.：《全无源非互易超结构》。《自然·通讯》**6**(1), 1–7 (2015)