

### 时空晶体中谐波阶数倍增的非互易频率跃迁

王继进 姜振宇 孙佳卿 李惠喆 周正炆 陈江岳 戴宏伟 袁家伟 庄松林 程庆庆

### Non-reciprocal frequency transition with harmonic order doubling in spacetime crystals

WANG Ji-jin, JIANG Zhen-yu, SUN Jia-qing, LI Hui-zhe, ZHOU Zheng-yang, CHEN Jiang-yue, DAI Hong-wei, YUAN Jia-wei, ZHUANG Song-lin, CHENG Qing-qing

引用本文:

王继进, 姜振宇, 孙佳卿, 李惠喆, 周正炆, 陈江岳, 戴宏伟, 袁家伟, 庄松林, 程庆庆. 时空晶体中谐波阶数倍增的非互易频率跃迁[J]. *中国光学*, 优先发表. doi: 10.37188/CO.2025-0165

WANG Ji-jin, JIANG Zhen-yu, SUN Jia-qing, LI Hui-zhe, ZHOU Zheng-yang, CHEN Jiang-yue, DAI Hong-wei, YUAN Jia-wei, ZHUANG Song-lin, CHENG Qing-qing. Non-reciprocal frequency transition with harmonic order doubling in spacetime crystals[J]. *Chinese Optics*, In press. doi: 10.37188/CO.2025-0165

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.37188/CO.2025-0165>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 基于双光子跃迁的铷原子光学频率标准

Rubidium atomic optical frequency standard based on two-photon transition

中国光学 (中英文). 2025, 18(3): 415 <https://doi.org/10.37188/CO.2024-0120>

#### 基于 $L_{12}$ 时空域总变分正则项的红外弱小目标检测算法

Infrared small target detection via  $L_{12}$  spatial-temporal total variation regularization

中国光学 (中英文). 2023, 16(5): 1066 <https://doi.org/10.37188/CO.2022-0229>

#### Cosh-Pearcey-Gaussian涡旋光束在单轴晶体中的坡印廷矢量和角动量密度

The Poynting vector and angular momentum density of Cosh-Pearcey-Gaussian vortex beams in uniaxial crystals

中国光学 (中英文). 2023, 16(1): 193 <https://doi.org/10.37188/CO.EN.2022-0007>

#### 基于二维光子晶体非线性效应的全光逻辑门

All-optical logic gate based on nonlinear effects of two-dimensional photonic crystals

中国光学 (中英文). 2024, 17(2): 456 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2023-0021>

#### 基于非连通金属介质金属波导耦合D形谐振腔的多法诺共振传感器

Multi-Fano resonances sensing based on a non-through metal-insulator-metal waveguide coupling D-shaped cavity

中国光学 (中英文). 2025, 18(6): 1484 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2025-0017>

#### 基于Yb:CALGO晶体激光器的偏振复用

Polarization-multiplexing of a laser based on a bulk Yb:CALGO crystal

中国光学 (中英文). 2023, 16(6): 1475 <https://doi.org/10.37188/CO.EN-2023-0005>

文章编号 2097-1842(xxxx)x-0001-12

## 时空晶体中谐波阶数倍增的非互易频率跃迁

王继进, 姜振宇, 孙佳卿, 李惠喆, 周正炀, 陈江岳, 戴宏伟, 袁家伟, 庄松林, 程庆庆\*  
(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

**摘要:** 针对传统磁性非互易器件体积庞大、成本高且损耗严重的问题, 本文提出了一种基于基片集成波导 (Substrate Integrated Waveguide, SIW) 的时空晶体超表面天线, 可实现紧凑、高效的无磁非互易辐射与波束调控。利用现场可编程门阵列 (Field Programmable Gate Array, FPGA) 控制 PIN 二极管阵列在 SIW 表面实现等效动态行波调制, 并基于 Floquet-Bloch 理论构建色散模型, 阐明了时变系统中的动态色散及谐波模式选择机制。实验结果表明: 在波导端口激励下, 实现了频率-动量映射的多波束辐射; 而在自由空间入射条件下, 则观测到了确定性的非互易频谱跃迁现象, 信号遵循谐波阶数倍增的规律发生频率上转换。实验在一阶及高阶谐波通道中均证实了时间反演对称性破缺, 并实现了高达 17.9dB 的非互易隔离度。该研究验证了 SIW 时空编码技术在构建无磁非互易器件方面的有效性, 为在下一代智能无线通信系统中实现频率转换、单向传输、伪多普勒效应提供了一种有效的技术途径。

**关键词:** 时空晶体; 非互易性; 基片集成波导; 时空调制

中图分类号: TN82; O441.4 文献标志码: A doi: 10.37188/CO.2025-0165 CSTR: 32171.14.CO.2025-0165

## Non-reciprocal frequency transition with harmonic order doubling in spacetime crystals

WANG Ji-jin, JIANG Zhen-yu, SUN Jia-qing, LI Hui-zhe, ZHOU Zheng-yang, CHEN Jiang-yue,  
DAI Hong-wei, YUAN Jia-wei, ZHUANG Song-lin, CHENG Qing-qing\*

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology,  
Shanghai 200093, China)

\* Corresponding author, E-mail: qqcheng@usst.edu.cn

**Abstract:** Our work presents a spacetime crystal metasurface antenna based on substrate integrated waveguide (SIW). It addresses the limitations of traditional magnetic non-reciprocal devices, such as large volume, high cost, and significant losses. The proposed antenna enables compact, efficient, magnetless non-reciprocal radiation and beam manipulation. An FPGA (Field Programmable Gate Array)-controlled PIN diode array is employed to implement equivalent dynamic traveling-wave modulation on the SIW surface. A dispersion model, combining Floquet-Bloch theory and the transfer matrix method, elucidates the dynamic dispersion characteristics and the harmonic mode selection mechanism in the time-varying system. Experimental results demonstrate that, under waveguide port excitation, the system generates multi-beam radiation governed by frequency-momentum mapping. In contrast, under free-space incidence conditions, a deterministic non-recip-

收稿日期: 2025-12-31; 修订日期: xxxx-xx-xx

基金项目: 国家自然科学基金委面上项目 (No. 12574326, No. 12174260)

Supported by National Natural Science Foundation of China (No. 12574326, No. 1217426)

rocal spectral transition is observed, where the signals undergo frequency up-conversion according to a harmonic order-doubling rule. The device achieves a maximum non-reciprocal isolation of 17.9 dB, confirming the breaking of time-reversal symmetry in both the first- and higher-order harmonic channels. This work validates the effectiveness of SIW-based spacetime coding technology for constructing magnetless non-reciprocal devices, providing a promising technological approach for frequency conversion, unidirectional transmission, and pseudo-Doppler effects in next-generation intelligent wireless communication systems.

**Key words:** spacetime crystal; non-reciprocity; substrate integrated waveguide; spacetime modulation

## 1 引言

互易性是具有时间反演对称性的线性系统所满足的一条基本物理规律,即在对激励源与观测点的位置后,接收场与发射场的比值保持恒定<sup>[1-2]</sup>。然而,在许多电磁系统中,为了实现收发信号的严格隔离<sup>[3-4]</sup>,并抑制由结构缺陷或阻抗失配引起的有害后向散射<sup>[5]</sup>,打破互易性<sup>[6]</sup>变得尤为重要。这些应用不仅涵盖了高性能隔离器<sup>[7]</sup>与环形器<sup>[8-9]</sup>的设计,更延伸至全双工通信系统<sup>[10]</sup>、多功能雷达感知与调控<sup>[11]</sup>以及先进的电磁隐身技术<sup>[12]</sup>等关键领域。传统上,非互易器件通常依赖于基于磁偏置的磁性材料(如铁氧体)来实现<sup>[13]</sup>,然而这类器件往往体积庞大,成本高昂且损耗较大<sup>[14]</sup>,同时难以与现有的半导体集成电路工艺(CMOS)兼容<sup>[15]</sup>,从而在很大程度上限制了现代通信系统的小型化与高度集成化发展<sup>[16]</sup>。此外,采用非线性材料也可以实现非互易效应,但通常需要极高的输入功率阈值,并且其噪声特性仍然满足互易关系<sup>[17]</sup>。为了突破传统非互易器件的技术瓶颈,通过对系统介电常数进行时空周期性调制以主动打破互易性,可实现无需磁性材料且易于片上集成的非互易器件<sup>[18]</sup>。

在此背景下,基于线性时变系统的动态调制技术<sup>[19-21]</sup>应运而生。该技术通过对介质参数施加周期性的时间调制<sup>[22]</sup>,能够打破系统的时间反演对称性,为实现紧凑、可集成的非互易器件提供了一种有效的技术途径。特别是通过人工电磁微结构引入这种时间维度的周期性变化,能够在不依赖外加磁场的条件下,有效构建无磁非互易系统,从而为片上集成提供了一种具有潜力的技术路径<sup>[23]</sup>。作为此类时变电磁系统的重要实现形式,时空编码超表面<sup>[24-26]</sup>和时空晶体<sup>[27-29]</sup>理论近

年来受到了广泛关注。通过空间和时间维度的双重周期性调制,时空晶体不仅能够实现灵活的非互易波束扫描,还具备高效的频谱调控能力<sup>[30-31]</sup>。相比传统的非互易材料,时空调制器件凭借其无磁、易集成的特性,在智能雷达<sup>[32]</sup>、量子通信<sup>[33]</sup>及下一代高频通信<sup>[34]</sup>等领域展现出良好的应用前景。然而,尽管目前关于时空调制的研究已在动态波束赋形、频谱隐身及谐波生成<sup>[35]</sup>等方面取得显著进展,但在非互易器件的研究中,现有工作主要聚焦于基频模式的非互易特性<sup>[36-38]</sup>。针对高阶散射模式的非互易传播机制,仍缺乏深入的理论探索与实验验证。

针对上述挑战,本文提出一种基于基片集成波导(SIW)的时空晶体超表面天线,通过引入时空维度的周期性调制打破系统的时间反演对称性,从而在该平台上实现可控的高阶非互易辐射特性。首先,本文建立了时空调制波导的电磁理论模型,并结合 Floquet-Bloch 理论与传输矩阵方法刻画了介电常数的时空调制特性,进而深入分析了时空晶体中的多模耦合效应并推导了其能带结构。该理论从频率-动量空间的视角揭示了利用带间跃迁实现高阶谐波通道非互易能量转换与单向辐射的物理机理。在实验方面,基于 SIW 结构搭建了实验平台,并利用现场可编程门阵列(FPGA)加载特定的时空编码序列,对 PIN 二极管阵列的通断状态进行动态调控,成功在波导表面构建了一个线性时变系统,在无需外加磁场的情况下实现了非互易传输所需的对称性破缺。此外,实验结果验证了该天线的非互易特性及其隔离性能。当从波导端口激励时,系统可实现多波束定向辐射以及波束动态扫描。当电磁波从自由空间逆向入射时,信号遵循特定的频率-动量映射关系并发生谐波阶数倍增的频谱跃迁,能量被转移至高阶谐波模式从而抑制基频回传信号。实验

上测得系统的非互易隔离度高达 17.9 dB。本文提出的时空晶体超表面天线具有高隔离度与频谱跃迁特性, 在下一代无线通信系统、电磁隐身及雷达探测等领域具有潜在应用价值。

## 2 时空晶体的电磁理论基础

### 2.1 时空晶体的动态调制模型

考虑一个一维电磁波导系统, 通过对其折射率施加周期性的时空调制, 可将该系统构建为等效的时空晶体, 如图 1(a) 所示。从物理上看, 该结构可被建模为背景介质与扰动介质在时空域中的周期性交替分布。介质的折射率分布  $n(x, t)$  可表示为背景折射率  $n_0$  与动态微扰项的叠加:

$$n(x, t) = n_0 + \Delta n f(x, t), \quad (1)$$

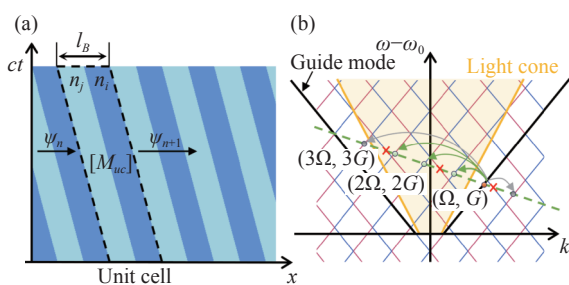


图 1 时空晶体的色散关系和辐射模式分析。(a) 均匀调制的时空晶体在纯空间截断下的示意图。(b) 基于能带结构的 Floquet-Bloch 模式激发机理分析。

Fig. 1 Dispersion relation and radiation mode analysis of the spacetime crystal. (a) Schematic of a uniformly modulated spacetime crystal subject to purely spatial truncation. (b) Analysis of the Floquet-Bloch mode excitation mechanism based on the band structure.

其中,  $\Delta n$  表示折射率调制幅度。调制函数  $f(x, t)$  描述了一个沿波导传播的矩形脉冲序列, 其数学表达式为:

$$f(x, t) = \sum_{i=1}^{n_i} \text{rect}\left(\frac{x - x_i - v_m t}{l_B}\right), \quad (2)$$

其中,  $x_i$  表示第  $i$  个调制单元在空间中的中心位置,  $l_B$  为调制单元的空间宽度,  $n_i$  表示参与调制的单元总数。该调制波以速度  $v_m$  沿波导传播, 其传播速度定义为  $v_m = \Omega/G$ 。其中,  $G$  为调制波矢,  $\Omega$  为调制频率, 分别定义为  $G = 2\pi/l_B$  和  $\Omega = 2\pi/T$ ,

其中  $T$  表示时间调制周期。本研究主要关注亚光速调制区域, 即调制速度  $v_m$  远低于背景介质中的电磁波相速度。

### 2.2 时空晶体的色散特性分析

基于前述的时空动态调制模型, 可确定介质折射率  $n(x, t)$  的时空分布特性。基于上述分析, 为揭示电磁波与该时变周期介质的相互作用机制, 并进一步分析其色散特性, 在此引入 Floquet-Bloch 理论展开理论分析。具体而言, 通过传输矩阵法描述折射率的时空阶跃分布, 建立电磁场在时空元胞(Unit Cell)中的映射关系, 从而对时空晶体中的频移效应与动量转换特性进行理论分析。

如图 1(a) (彩图见期刊电子版) 所示, 考虑时空晶体的基本物理模型。该结构可等效为折射率  $n_j$  与  $n_i$  在时空域中呈周期性交替分布的结构, 且该折射率调制图样沿传播方向以速度  $v_m$  匀速移动。通过调节折射率的时空周期性分布, 时空晶体的色散特性及其辐射模式将发生相应变化。

由于时空晶体在空间和时间上同时呈现周期性调制, 其电磁响应满足 Floquet-Bloch (FB) 理论。根据该理论, 电磁波在时空周期介质中的传播可等效表示为多个散射分量之间的耦合与干涉, 而这种耦合来源于介质折射率沿空间和时间的周期性变化所引入的相位调制。基于此, 定义单个时空元胞内输入与输出端的电磁场状态矢量, 二者之间的演化关系即可通过传输矩阵  $M_{uc}$  进行描述:

$$\begin{bmatrix} \psi_{n+1}^+ \\ \psi_{n+1}^- \end{bmatrix} = [M_{uc}] \begin{bmatrix} \psi_n^+ \\ \psi_n^- \end{bmatrix} = e^{i\Phi_{fb}} \begin{bmatrix} \psi_n^+ \\ \psi_n^- \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中  $\psi_n^+$  和  $\psi_n^-$  分别表示第  $n$  个元胞处前向和后向传播的波幅分量。  $e^{i\Phi_{fb}}$  是 Floquet-Bloch 模式对应的本征值。电磁波每穿越一个调制周期(元胞), 其传播相位将累积一个 Floquet-Bloch 相位  $\Phi_{fb}$ 。由该相位与传输矩阵构成的本征值问题, 可进一步用于求解系统的能带结构:

$$\cos(\phi_{fb} - \Delta\varphi) = \cos\bar{\varphi}_j \cos\bar{\varphi}_i - \frac{1}{2} \left( \frac{\eta_j}{\eta_i} + \frac{\eta_i}{\eta_j} \right) \sin\bar{\varphi}_j \sin\bar{\varphi}_i, \quad (4)$$

式中,  $\Delta\varphi$  表示在实验室参考系下由时空调制引入的等效相位偏移,  $\bar{\varphi}_i, \bar{\varphi}_j$  分别表示介质  $i$  和  $j$  在时空元胞内的平均相位延迟,  $\eta_i, \eta_j$  为各自的波阻抗。

在亚光速调制条件下,首先在随动参考系中基于上述方程(4)求解 Floquet-Bloch 相位  $\Phi_{fb}$ , 为了构建实验室参考系下的能带结构,需要建立频率  $\omega$  与波数  $k$  之间的映射关系。根据洛伦兹变换,该关系满足  $\omega - v_m k = \text{const}$ , 其中  $\text{const}$  为随动参考系中的守恒频率  $\omega'$ 。随后,通过逆洛伦兹变换,可推导得到  $\omega - k$  色散关系的参数方程:

$$\omega(\omega') = \frac{v_m \Phi_{fb}}{l_B} + \gamma^2 \omega' \quad (5)$$

$$k(\omega') = \frac{\Phi_{fb}}{l_B} + \gamma^2 \frac{v_m}{c^2} \omega' \quad (6)$$

其中,  $v_m$  为调制波在实验室参考系中的传播速度,  $\gamma = (1 - v_m^2/c^2)^{-1/2}$  为相对论修正因子,用于修正调制速度接近光速时的影响,  $l_B$  为空间周期。

当单频信号入射至时空晶体天线时,时空晶体引入的时空调制效应会激发出多个 Floquet-Bloch 谐波模式,从而有效地将输入的导波能量转化为具有特定频率和辐射角度的自由空间波束。为了深入揭示这一物理过程,结合理论计算得到的能带结构与时空相位匹配条件,对 Floquet-Bloch 模式在  $\omega - k$  空间的演化进行了系统分析。通过对随动系频率  $\omega'$  进行扫描,并求解方程(5-6),获得了如图 1(b) 所示的解析能带结构。

在图 1(b) 中,位于波导基模色散曲线上的红色实心点代表了入射波的初始状态(频率  $\omega_0$ , 波矢  $k_0$ ), 即初始激发的 Floquet-Bloch 模式。为了明确后续模式的演化路径,需要考虑时空调制引入的频率和波矢偏移量。允许的偏移必须满足离散化条件  $(\Delta\omega, \Delta k) = n(\Omega, G)$ , 其中  $n$  为整数。基于此,在能带图中绘制了一条通过初始点且斜率为调制速度  $v_m$  的相位匹配线(绿色虚线); 该直线与时空晶体能带结构的交点,代表了系统在满足广义动量-能量守恒条件下可能激发的 Floquet-Bloch 模式。

从理论上分析,沿着相位匹配线分布着无穷多个潜在的 Floquet-Bloch 谐波模式。根据其在  $\omega - k$  空间中的分布位置,这些模式呈现出不同的物理特性,具体可分为以下三类: 首先,位于光锥(Light Cone)(黄色背景区域)内部的交点对应于辐射模式(绿色实心点); 由于满足快波条件 ( $|k| < \omega/c$ ), 该类模式能够克服波导边界的束缚,将能量有效耦合至自由空间。与之形成对比的是,落在

光锥形外部但仍处于允许带内的交点表现为束缚导模(灰色实心点), 尽管这些模式满足色散关系,但由于其较大的波矢 ( $|k| > \omega/c$ ), 电磁能量被限制在波导内部而无法向外辐射。此外,对于落在光子带隙区域内的交点(红色叉号), 由于系统在这些特定的频率-波矢组合下不存在允许的本征态,这些禁带模式在实际物理过程中无法被有效激发。

综上所述,时空晶体的色散特性分析揭示了该系统独特波束调控机制的核心: 即通过时空耦合效应突破传统动量守恒约束。图 1(b) 清晰地表明,通过精细调节调制速度  $v_m$  及其时空周期,可以灵活地控制相位匹配线(绿色虚线)在  $\omega - k$  空间中的斜率与截距,从而选择性地激发位于光锥内的辐射模式(绿色实心点)。这种对 Floquet-Bloch 谐波模式的可控调制,不仅证实了系统将导波能量转换为自由空间辐射波束的可行性,也为进一步利用高阶谐波实现非互易频率转换与波束扫描天线设计提供了重要的理论依据。

### 3 基于 SIW 的时空晶体超表面天线

基于基片集成波导(SIW)的时空晶体超表面天线的整体层状结构如图 2(a)(彩图见期刊电子版)所示。该超表面天线采用多层集成工艺,由三层金属层和两层介质层组成,层与层之间由 Rogers 4450F 半固化片 (prepreg) 键合形成稳定结构。该多层结构实现了不同功能层的分离,有利于天线整体性能的优化。具体而言,上、下介质层均选用 Taconic TLY 基板,其相对介电常数  $\epsilon_r = 2.2$ , 损耗正切  $\tan\delta = 0.0009$ , 有利于降低电磁传播损耗。其中,介质层 1 厚度为 1.52 mm, 介质层 2 厚度为 0.76 mm。SIW 作为核心传输单元,利用顶层与中间金属层构成导波通道以支持 TE<sub>10</sub> 基模传输,同时抑制高阶导模。此外,顶层金属层表面周期性蚀刻有矩形开口槽,用于实现波导内能量向自由空间辐射的有效耦合辐射。底层金属层主要用于布置控制线路,并结合射频扼流结构抑制控制信号与微波载波之间的相互干扰,从而保证时空调制的稳定性与辐射性能。

整个天线阵列共集成 82 个元原子,每个元原子均由蚀刻在波导顶层表面的矩形环槽组成,如图 2(b) 所示,其主要作用是将波导中的能量耦合

至自由空间。作为独立的调制单元, 各元原子沿阵列方向均匀排布, 单元间距统一设计为 1mm。每个元原子内集成有两个 PIN 二极管(型号: MA-COM MADP-000907-14020x), 两个二极管分别跨接在环槽间隙两侧, 并共享相同的偏置控制信号。当 PIN 二极管处于截止状态(偏置电压为 0V)时, 元原子处于辐射耦合状态(编码状态为 ‘1’), 此时环槽形成开路谐振结构, 波导中的电磁能量能够有效地泄漏至自由空间。相反, 当施加 1.33 V 正向偏置电压使 PIN 二极管导通时, 环槽被等效短路, 元原子进入非耦合状态(编码状态为

‘0’), 此时导波能量被约束在波导内部, 无法向自由空间辐射。为实现上述可编程开关与稳定导波传播, 元原子周围设置两类金属化通孔(via)结构, 均用于约束导波模式并抑制横向泄露。其中, 一类为元原子内部的金属化通孔, 该通孔贯穿叠层基板并与底层控制线路相连, 在实现导波约束的同时用于对元原子的编码状态进行独立控制; 另一类为布置于结构外围的金属化通孔围栏, 用于进一步增强场约束能力, 降低边缘泄露。整个阵列由 FPGA 输出独立偏置电压信号, 从而实现

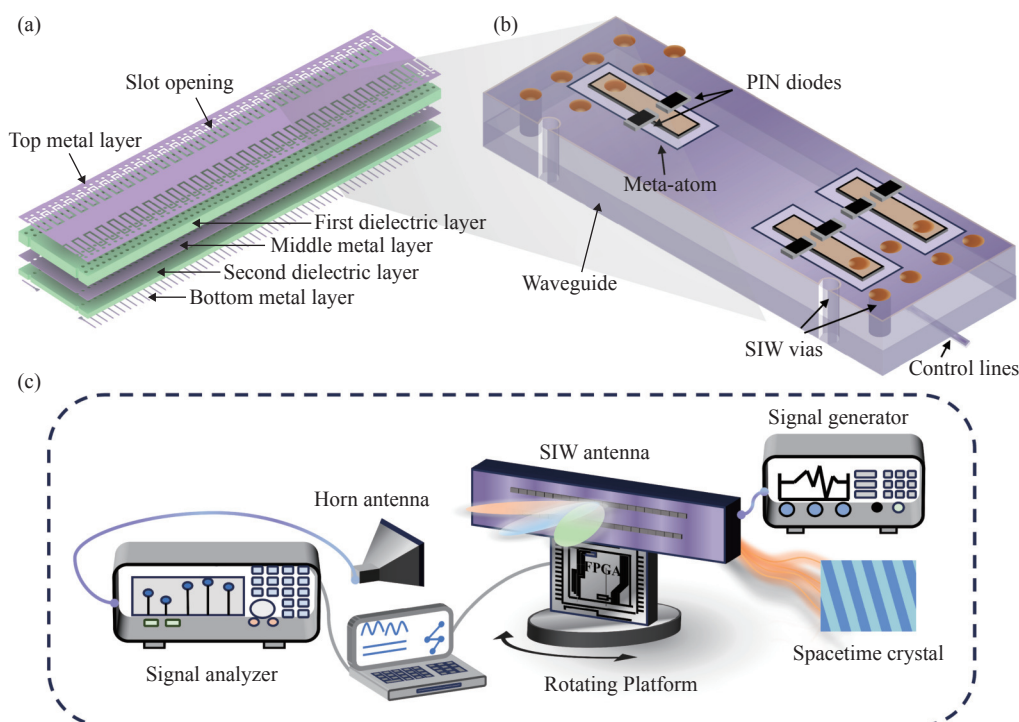


图 2 时空晶体天线的结构与实验系统示意图。(a) 所提出的 SIW 时空晶体天线的三维分解结构图, 该周期性阵列由 82 个单元组成。(b) 元原子的局部放大图, PIN 二极管用于实现单元的可编程开关。(c) 实验系统示意图

Fig. 2 Schematic of the spacetime crystal antenna structure and experimental system. (a) Exploded 3D view of the proposed SIW spacetime crystal antenna, whose periodic array consists of 82 unit cells. (b) Enlarged view of a single meta-atom, where PIN diodes enable programmable switching of the unit. (c) Schematic of the experimental system.

## 4 实验系统搭建与辐射特性测量

### 4.1 测试环境搭建与步骤

为了验证所提出的基于 SIW 的时空晶体超表面天线的辐射特性及其时空调制效果, 研制了一款工作在 27 GHz 频段的基于 SIW 的 (1+1) 维时空晶体天线, 并搭建了相应的实验系统进行测量验证。如图 2(c) 所示, 在该实验系统中, SIW

时空晶体天线作为发射端(Tx), 标准增益喇叭天线作为接收端(Rx)。实验过程中, 信号发生器向 SIW 波导输入端口注入频率为  $f_0=27$  GHz、恒定幅度的连续单频正弦波, 以激励基模传输。

时空晶体单元阵列的动态调制由 FPGA 核心控制板控制, 通过将预设的时空编码矩阵加载至 FPGA, 控制器输出多路同步时序信号, 从而周期性调节阵列中 PIN 二极管的通断状态。该过程在物理上实时构建了随时间与空间变化的等效折

射率分布,从而实现了时空晶体调制参数(调制频率  $\Omega$  与波矢  $G$ )的精确操控,进而调控电磁波的传播与散射行为。实验实现的等效折射率调制幅度约为  $\Delta n = 0.01$  [27, 30, 34]。

为了系统表征天线的辐射特性, SIW 天线被安装于高精度电动旋转平台上。测量采用“步进扫描”模式,以  $1^\circ$  为角分辨率逐步旋转 SIW 天线。在数据采集过程中,旋转平台在每个预定角度位置保持静止,待喇叭天线接收到的频谱信号稳定后,由频谱分析仪捕获并记录频谱数据。该静态测量方法能够有效减小动态旋转可能引入的测量误差。所有采集数据最终传输至上位机进行后处理,以提取辐射方向图及频谱特征。

#### 4.2 正向激励下的多波束辐射特性验证

为验证时空晶体天线理论模型的有效性,时空编码序列根据理论计算生成后,通过 FPGA 加载至 SIW 天线元原子阵列中,实现对载波辐射特

性的动态调控。通过测量时空晶体矩阵对应的远场方向图,验证理论模型对多波束辐射特性的预测准确性。如图 3(a)(彩图见期刊电子版)所示,在波导端口激励下的正向实验中,使用频率为  $f_0$  (27 GHz) 的单频信号激励 SIW 波导结构(定义为端口 1)。在时空周期调制效应的作用下,波导内的导波被转化为多个 Floquet-Bloch 谐波模式并向自由空间辐射,形成包含多个频率和角度成分的泄漏波辐射。第  $m$  阶谐波满足以下关系:

$$\omega_m = \omega_0 + m\Omega \quad , \quad (7)$$

$$k_m = k_0 + mG \quad , \quad (8)$$

其中,  $\Omega$  和  $G$  分别表示调制的时间频率和波矢。这表明,在波导端口激励下的正向传播过程中,输入能量被分散到频率依此增高,辐射角度各异的多个分量中。

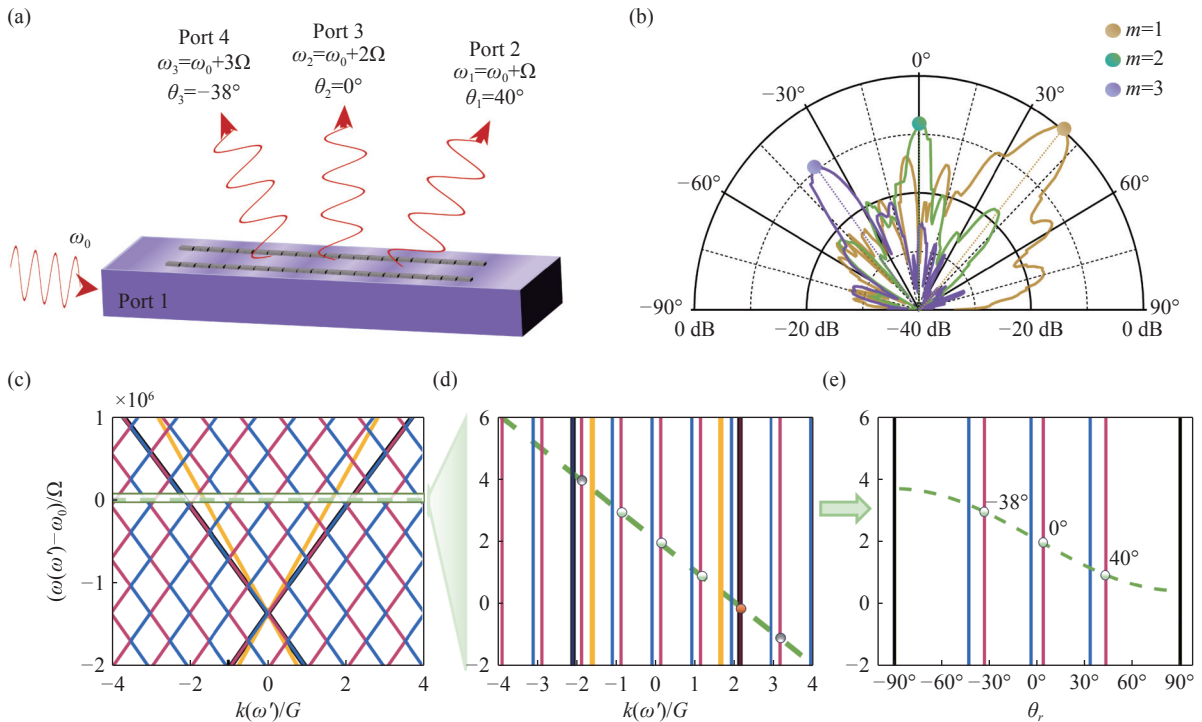


图 3 时空晶体天线的散射模式与实验结果分析。(a) 时空晶体天线的实验装置示意图。(b) 波导端口激励下不同阶次模式( $m=1,2,3$ )的极坐标辐射图。(c) 时空晶体的色散关系图。(d) 色散关系的局部放大图。(e) 基于色散关系的角度-频率映射图。

Fig. 3 Scattering modes and experimental characterization of the spacetime crystal antenna. (a) Experimental setup of the spacetime crystal antenna. (b) Polar radiation patterns of different-order modes ( $m=1, 2, 3$ ) under waveguide-port excitation. (c) Dispersion relation of the spacetime crystal. (d) Enlarged view of the dispersion relation. (e) Angle-frequency mapping derived from the dispersion relation.

图 3(b) 展示了通过旋转 SIW 天线测得的归

一化辐射方向图。实验结果与理论预测高度吻

合。在自由空间中清晰地观测到三个主导的辐射波束, 这三个波束对应的输出通道分别定义为等效端口: 端口 2(对应  $m=1$  阶谐波, 辐射角  $\theta_1 \approx 40^\circ$ )、端口 3(对应  $m=2$  阶谐波, 辐射角  $\theta_2 \approx 0^\circ$ )以及端口 4(对应  $m=3$  阶谐波, 辐射角  $\theta_3 \approx -38^\circ$ )。频谱测量结果显示, 各端口接收到的中心频率分别为: 端口 2 为 27.000 02 GHz, 即  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ ; 端口 3 为 27.000 04 GHz, 即  $\omega_2 = \omega_0 + 2\Omega$ ; 端口 4 为 27.000 06 GHz, 即  $\omega_3 = \omega_0 + 3\Omega$ 。这一结果验证了频率与空间辐射角度的精确映射, 及时空晶体在多维波束调控中的有效性。

为了进一步揭示上述现象背后的物理机制, 从能带图的视角对该色散关系进行了分析。图 3(c) 展示了系统的全局色散图, 横轴为归一化切向波矢  $k/G$ , 纵轴为相对载频的归一化频率偏移。图 3(d) 则是图 3(c) 在工作频率区域的局部放大图。可以观察到, 由调制速度  $v_m$  决定的相位匹配线(绿色虚线)与时空晶体的若干能带线逐一相交。图中标记的绿色实心点对应实验中被有效激发的三个 Floquet-Bloch 辐射模式。它们不仅位于光锥区域内满足自由空间辐射条件, 还遵循 Floquet 谐波的离散化规则, 并同时满足时空调制引入的动量-能量守恒约束  $\omega - v_m k = \text{const}$ 。与之形成鲜明对比的是, 能带图中的其他交点虽然满足相位匹配条件, 但由于落在光锥之外, 无法向自由空间辐射, 从而未能在远场辐射中被观测到。

虽然频率可由色散关系直接确定, 但与实验测量的辐射角进行直接对比, 还需将动量空间的数据映射到角度域。根据自由空间辐射条件下切向波矢与辐射角的对应关系, 第  $m$  阶模式的辐射角  $\theta_m$  可表示为:

$$\theta_m(\omega') = \sin^{-1} \left[ \frac{k(\omega')}{(\omega_0 + m\Omega)/c} \right], \quad (9)$$

根据公式 (9), 将图 3(d) 中的横坐标波矢  $k$  映射为自由空间辐射角  $\theta$ , 得到如图 3(e) 所示的结果。图中绿色虚线即为相位匹配线在角度域中的投影轨迹。可以看出, 理论计算得到的三个离散点均落在该轨迹上, 并分别对应于  $40^\circ, 0^\circ, -38^\circ$ 。这与图 3(b) 中的实验测量结果高度一致。这种从  $\omega-k$  空间到  $\omega-\theta$  空间的映射关系, 进一步验证了该时空晶体天线在多模式频率-角度转换中的可控能力。

## 5 时空晶体中的高阶散射模式的非互易性

由前述正向辐射实验可知, 当利用频率为  $\omega_0$  的单频信号从波导端口 1 激励时空晶体天线时, 系统在时空调制作用下会激发三个能够辐射至自由空间的 Floquet-Bloch 模式, 分别对应端口 2、端口 3 和端口 4。为验证该时空晶体波导天线的非互易特性, 设计了一系列自由空间反向入射条件下开展的激励实验。理论上, 时空周期调制打破了系统的时间反演对称性, 这意味着系统的电磁传播过程不再满足洛伦兹互易条件。因此, 当信号沿正向辐射的逆路径(即以正向输出的特定谐波频率和角度)反向入射时, 系统预计将表现出不可逆的频率转换与传输行为, 能量将无法互易地耦合回波导端口 1 的基模中。

### 5.1 一阶谐波通道的非互易频率跃迁

首先, 如图 4(a)(彩图见期刊电子版)所示, 对端口 2 入射、端口 1 接收的反向传播通道进行了测试。为了严格验证系统的非互易特性, 反向实验的设置需遵循时间反演路径的几何约束。具体而言, 喇叭天线被固定在正向辐射主波束(端口 2)对应的空间位置(即辐射角  $\theta \approx 40^\circ$  处), 并作为发射源向波导逆向发送信号。

实验中, 从端口 2 入射频率为  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$  的信号。频谱测量显示, 波导端口 1 接收到的主导信号频率并非入射的  $\omega_1$ , 也非正向激励的  $\omega_0$ , 而是发生了进一步上转换的  $\omega_2 = \omega_0 + 2\Omega$ 。这一结果与正向实验的激励频率  $\omega_0$  明显不同。与此同时, 如图 4(a) 中的红色辐射箭头所示, 该反向激励在自由空间中还产生了两个额外的辐射分量: 在原端口 3 的方向( $\theta \approx 0^\circ$ )观察到了频率为  $\omega_0$  的辐射信号, 而在端口 4 的方向( $\theta \approx -38^\circ$ )则观察到了频率为  $\omega_{-1} = \omega_0 - \Omega$  的辐射信号。这一系列频率转换结果表明, 无论是波导模式还是自由空间辐射模式, 均无法通过时间反演路径复原至正向实验的初始状态, 从而初步验证了系统时间反演对称性的破缺。

为揭示该非互易频率跃迁背后的物理机制, 图 4(b) 给出了在该入射条件下的局部色散放大图: 图中红蓝竖带代表匀速时空调制产生的 Flo-

quet-Bloch 模式。一般而言, 匀速时空调制需满足线性相位匹配约束:

$$\omega - v_m k = \omega_{const} (v_m = \Omega/G) \quad (10)$$

其中  $k$  为切向波矢,  $\omega_{const}$  为由激发初始条件决定的守恒量。对于给定的调制速度  $v_m$ , 这对应于  $\omega$ - $k$  平面上簇斜率固定但截距可变的直线族。

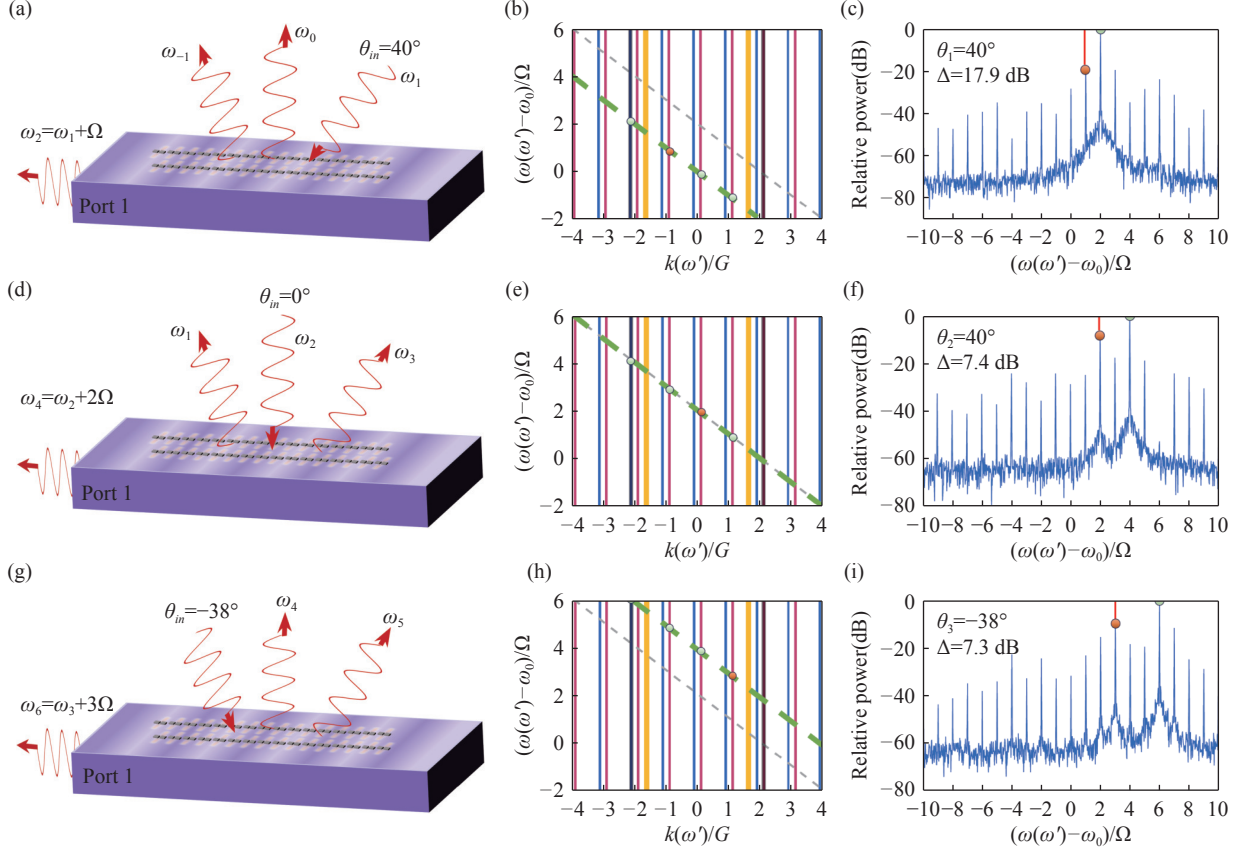


图 4 时空晶体天线的非互易性散射模式与频谱响应实验结果。(a) 端口 2 激发信号  $\omega_1=\omega_0+\Omega$ , 入射角  $\theta_1\approx 40^\circ$  时的实验示意图。(b) 对应的时空晶体色散关系图。(c)  $\theta_1\approx 40^\circ$  时接收信号在  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$  处的频谱响应。(d) 端口 3 激发信号  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$ , 入射角  $\theta_2\approx 0^\circ$  时的实验示意图。(e) 对应的时空晶体色散关系图。(f)  $\theta_2\approx 0^\circ$  时接收信号在  $\omega_4=\omega_0+4\Omega$  处的频谱响应。(g) 端口 4 激发信号  $\omega_3=\omega_0+3\Omega$ , 入射角  $\theta_3\approx -38^\circ$  时的实验示意图。(h) 对应的时空晶体色散关系图。(i)  $\theta_3\approx -38^\circ$  时接收信号在  $\omega_6=\omega_0+6\Omega$  处的频谱响应。

Fig. 4 Experimental characterization of non-reciprocal scattering modes and spectral responses in the spacetime crystal antenna. (a) Experimental setup for Port-2 excitation at  $\omega_1=\omega_0+\Omega$  with an incident angle of  $\theta_1\approx 40^\circ$ . (b) Corresponding dispersion relation of the spacetime crystal. (c) Spectral response of the received signal at  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$  for  $\theta_1\approx 40^\circ$ . (d) Experimental setup for Port-3 excitation at  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$  with an incident angle of  $\theta_2\approx 0^\circ$ . (e) Corresponding dispersion relation of the spacetime crystal. (f) Spectral response of the received signal at  $\omega_4=\omega_0+4\Omega$  for  $\theta_2\approx 0^\circ$ . (g) Experimental setup for Port-4 excitation at  $\omega_3=\omega_0+3\Omega$  with an incident angle of  $\theta_3\approx -38^\circ$ . (h) Corresponding dispersion diagram of the spacetime crystal. (i) Spectral response of the received signal at  $\omega_6=\omega_0+6\Omega$  for  $\theta_3\approx -38^\circ$ .

值得注意的是, 在反向实验设置中, 尽管喇叭天线的物理空间位置保持在正向辐射主波束(端口 2)处不变, 但信号传播方向发生了逆转(由出射变为入射)。因此, 其对应的切向波矢方向也随之翻转, 即  $k_m=-k_{out}$ 。在数学描述上, 这等效于将一个关于法线对称的镜像入射角  $\theta_m^{in}=-40^\circ$  (对应归一化波矢  $k_{in}/G\approx -1$ ) 代入色散方程。

在此次时间反演实验中, 激励起点变为  $(\omega_1, k_m)$  (即图中红色点处), 由于反向入射导致切向波矢取反, 相位匹配方程的截距也随之改变。为了直观展示这一变化, 在图 4(b) 中以灰色细虚线保留了正向实验的相位匹配线轨迹作为参照。可以看到, 反向实验的相位匹配线(绿色粗虚线)与灰色参照线保持平行(斜率  $v_m$  不变), 但在  $\omega$ - $k$  空间

中发生了显著的纵向平移。这种几何上的分离直观地反映了由初始切向波矢反转所引起的相位匹配条件的变化。

进一步地, 这条平移后的绿色相位匹配线与光锥内的 Floquet-Bloch 模式以及波导模式的交点(以绿色实心点标记), 为反向传输过程提供了完备的理论预测解。这三个交点不仅精确预测了各模式的频率, 也确定了其对应的动量波矢: 即耦合回波导端口 1 的频率为  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$ , 以及自由空间端口 3、端口 4 对应的辐射频率  $\omega_1=\omega_0-\Omega$  与  $\omega_0$ 。为了验证角度域中的非互易性, 将上述理论交点处的切向波矢  $k$  通过映射公式 (9) 转换为自由空间辐射角。计算结果表明, 理论预测的辐射角度值与实验在端口 3 和端口 4 测得的出射角在幅值上高度吻合。由于能带图中的波矢  $k$  是在晶体结构固定坐标系中定义的, 而反向实验中的能量宏观流向发生了  $180^\circ$  翻转(由  $+x$  变为  $-x$ ), 理论计算的辐射角度符号与实验测量值呈相反关系, 这恰恰是从动量空间几何角度对“信号沿时间反演路径逆向传播”这一物理事实的严格数学印证。

图 4(b) 中所标注的实心点呈共线分布且均位于光锥内部, 表明这些模式严格遵循同一条经平移后的相位匹配线。理论预测与实验观测在频率、波矢及辐射角度上均表现出高度一致性, 进一步验证了该时空晶体系统中时间反演对称性的破缺机制, 定量解释了反向传输过程中频谱跃迁与非互易辐射的物理成因。

最后, 图 4(c) 展示了端口 1 接收信号的实测归一化频谱, 以定量验证上述理论预测。如图所示, 频谱分析仪捕获的接收频谱主峰精确位于  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$ (绿色标记), 这与图 4(b) 中能带图的理论预测点完全吻合。与此同时, 对应于入射频率  $\omega_1$  的分量(红色标记)受到显著抑制, 二者功率差为  $\Delta=17.9\text{dB}$ , 该功率差对应系统实现的非互易隔离度。其高达  $17.9\text{dB}$  的模式抑制比有力地证明了时间反演通道无法将能量重新映射回原载频, 从而完成了对该系统非互易性的直接实验验证。

综上所述, 理论相位匹配轨迹的平移与实验观测结果的高度一致性, 不仅定量解释了频谱跃迁的物理成因, 而且从动量空间角度进一步验证了该时空晶体系统中时间反演对称性的破缺机制。

## 5.2 高阶谐波通道的非互易普适性与倍频规律验证

为进一步验证该频率转换机制在更高阶模式(即  $|m|\geq 2$ )下的普适性, 首先针对端口 3(即正向辐射的二阶谐波通道)进行了自由空间入射条件下的反向传输验证。如图 4(d) 所示, 将喇叭天线置于正向辐射波束(即端口 3)对应的空间位置(即辐射角  $\theta\approx 0^\circ$  处), 并将频率为  $\omega_2=\omega_0+2\Omega$  的单频信号向波导逆向入射。

实验观测结果再次表明系统呈现出稳定的非互易频率跃迁行为。在波导端口 1 处, 接收到的主导信号频率并非入射的  $\omega_2$ , 而是发生了进一步上转换的  $\omega_4=\omega_0+4\Omega$ 。与此同时, 如图 4(d) 中的红色辐射箭头所示, 该反向激励在自由空间中还产生了两个额外的辐射分量: 在原端口 2 的方向观察到了频率为  $\omega_3=\omega_0+3\Omega$  的辐射信号, 而在端口 4 的方向则观察到了频率为  $\omega_1=\omega_0+\Omega$  的辐射信号。这一多通道的频率迁移现象表明, 信号能量在反向传输过程中无法映射回原有谐波阶次, 从而进一步验证了系统的高阶谐波通道的非互易特性。

为了进一步揭示上述现象的物理机制, 图 4(e) 给出了该实验条件下对应的局部  $\omega$ - $k$  色散放大图。对于入射角  $\theta_{in}\approx 0^\circ$  入射的时间反演激励, 由于信号传播方向发生了逆转, 其对应的切向波矢方向随之翻转, 因此其对应的切向波矢满足  $k_m=0$ (对应归一化波矢  $k_m/G\approx 0$ )。其在能带图中的激发点坐标为  $(\omega_2, k_m)$ (即红色点处), 根据相位匹配条件公式 (10), 可以得到一条对应的相位匹配线, 其斜率与正向辐射情形时保持一致。该直线与光锥内的 Floquet-Bloch 模式相交, 分别预测了自由空间中端口 2 和端口 4 对应的辐射频率  $\omega_3=\omega_0+3\Omega$  和  $\omega_1=\omega_0+\Omega$ , 以及波导端口 1 接收到的导模频率  $\omega_4=\omega_0+4\Omega$ 。利用前述角度映射方法计算得到的理论辐射角, 其幅值与实验测量结果高度一致, 再次验证了非互易传输的几何特征。

端口 1 接收信号的实测归一化频谱如图 4(f) 所示。测量结果显示, 频谱主峰并未回到基频, 而是出现在  $\omega_4=\omega_0+4\Omega$  处(绿色标记)。而对应于入射频率  $\omega_2$  的分量(红色标记)受到显著抑制, 二者功率差约为  $\Delta=7.4\text{dB}$ 。该结果表明, 倍频频谱跃

迁不仅适用于一阶谐波通道,也能够推广至高阶谐波通道,从而进一步验证了该非互易机制的普适性。

进一步地,为了验证非互易频谱跃迁机制在更高阶模式下的普适性,本文针对正向辐射中的第三阶谐波通道(即端口 4)进行了自由空间入射条件下的反向传输验证。如图 4(g)所示,将喇叭天线置于正向辐射波束(即端口 4)所在的物理位置(即辐射角  $\theta \approx 38^\circ$ 处),并以频率为  $\omega_3 = \omega_0 + 3\Omega$ 的单频信号向波导逆向入射。

实验结果再次表明系统存在稳定的非互易频率跃迁行为。在波导端口 1 处接收到的主导信号频率为  $\omega_6 = \omega_0 + 6\Omega$ 。与此同时,如图 4(g)中的红色辐射箭头所示,该反向激励还在自由空间中激发出两个额外的辐射分量。在原端口 2 的方向观察到了频率为  $\omega_5 = \omega_0 + 5\Omega$ 的信号,而在端口 3 的方向则观察到了频率为  $\omega_4 = \omega_0 + 4\Omega$ 的信号。这一多通道的频率迁移现象表明,信号能量在反向传输过程中无法映射回原阶次,从而进一步验证了系统在更高阶谐波通道中的非互易特性。

为了揭示这一现象背后的物理机制,图 4(h)展示了该入射条件下对应的局部  $\omega$ - $k$ 色散放大图。由于信号传播方向发生逆转,其对应的切向波矢方向随之翻转,此时入射角参数  $\theta_{in}^{eff} \approx 38^\circ$ (对应归一化波矢  $k_{in}/G \approx 1$ ),因此新的激发点坐标为  $(\omega_3, k_{in})$ (即图中红色点处)。根据相位匹配条件,可以得到新的相位匹配线(即绿色虚线),该直线与光锥内的 Floquet-Bloch 模式及波导模式相交,其交点(即绿色点处)为反向传输提供了理论预测:即波导端口 1 应接收到的频率为  $\omega_6 = \omega_0 + 6\Omega$ ,以及自由空间端口 2、端口 3 对应的辐射频率  $\omega_5 = \omega_0 + 5\Omega$  与  $\omega_4 = \omega_0 + 4\Omega$ 。同时,利用前述角度映射方法计算得到的理论辐射角,其幅值与实验结果高度一致,而符号的反转再次验证了能量流向反转的几何特征。

#### 参考文献:

- [1] CALOZ C, ALÙ A, TRETYAKOV S, *et al.*. Electromagnetic nonreciprocity[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 10(4): 047001.
- [2] GUO X X, DING Y M, DUAN Y, *et al.*. Nonreciprocal metasurface with space-time phase modulation[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 123.
- [3] JIA R D, TAN T C, MISHRA S S, *et al.*. On-chip active non-reciprocal topological photonics[J]. *Advanced Materials*, 2025, 37(26): 2501711.

最后,图 4(i)展示了波导端口 1 接收信号的实测归一化频谱。如图所示,频谱主峰位于  $\omega_6 = \omega_0 + 6\Omega$ (绿色标记),而对应于入射频率  $\omega_3$ 的分量(红色标记)则受到显著抑制,二者功率差约为  $\Delta = 7.3\text{dB}$ 。这一结果表明,时间反演过程中的信号能量依然没有回落至入射频率,而是继续遵循  $m \rightarrow 2m$ 的规律发生了频谱跃迁。该功率差进一步说明系统不仅在一阶谐波通道下能够实现较高的隔离度,也能够更高阶谐波通道中实现有效的非互易隔离,从而表明该时空晶体天线在多模式非互易调控方面具有良好的应用前景。

通过上述实验,本文验证了该非互易机制在更高阶模式下的普适性,表明这种阶数倍增的频谱跃迁效应不仅适用于低阶模式,也能够推广至高阶谐波通道。这一结果进一步表明,时空晶体天线在高效非互易隔离、信号定向传输以及频谱选择性调控方面具有重要应用潜力。

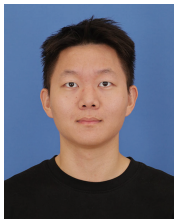
## 6 结 论

综上所述,本文提出并研究了一种基于时空调制的超表面天线。在理论方面,结合传输矩阵和 Floquet-Bloch 理论分析了时空晶体中的高阶散射模式,从而构建了无需外加磁场的高阶非互易器件。在实验方面,利用时空晶体超表面天线验证了时空调制系统中谐波阶数倍增的频谱演化规律,所实现的高阶非互易器件的隔离度为 17.9 dB。该基于基片集成波导(SIW)的时空晶体超表面天线,为突破传统磁性非互易器件的局限、实现集成化的非互易射频前端提供了一种具有潜力的实现平台。此外,该天线还可以在空间辐射中同步实现频率转换与波束扫描的功能。本文工作不仅为利用时空自由度调控电磁场提供了一种新的技术途径,也为未来开发高集成度、多功能的无线通信系统奠定了重要基础。

- [4] WANG ZH B, ZHANG Y L, HU X X, *et al.*. Self-induced optical non-reciprocity[J]. *Light: Science & Applications*, 2025, 14(1): 23.
- [5] FENG W B, FAN X Y, YANG H S, *et al.*. Suppressing polarization non-reciprocity and backscattering noise in dual-polarization modulation and sensing interferometric fiber optic gyroscope[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2025, 43(20): 9724-9732.
- [6] PEDERGNANA T, FAURE-BEAULIEU A, FLEURY R, *et al.*. Loss-compensated non-reciprocal scattering based on synchronization[J]. *Nature Communications*, 2024, 15(1): 7436.
- [7] CHAO K, YAM V, VIVIEN L, *et al.*. Critical nonreciprocity in gyrotropic coupled-waveguide system for TE-mode optical isolator and circulator[J]. arXiv preprint arXiv: 2502.10075, 2025. (查阅网上资料, 不确定本条文献类型及格式是否正确, 请确认).
- [8] REGEV D, REGEV S, SHILO S, *et al.*. Non-magnetic four-port electronic circulators based on 90° non-reciprocal phase-shifters[J]. *Scientific Reports*, 2024, 14(1): 4022.
- [9] GUO CH, ASADCHY V S, ZHAO B, *et al.*. Light control with Weyl semimetals[J]. *eLight*, 2023, 3(1): 2.
- [10] LI H Y, CLERCKX B. Non-reciprocal beyond diagonal RIS: multiport network models and performance benefits in full-duplex systems[J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2025, 73(11): 12221-12234.
- [11] FANG X Y, LI M M, LAI Z Y, *et al.*. Multifunctional space-time-modulated metasurface for direction of arrival estimation and RCS manipulation in a single system[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2024, 72(6): 3797-3808.
- [12] TAKAHAGI K, TENNANT A. Fundamental study on electrically controllable broadband and thin non-reciprocal metasurface[C]. *2023 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Science Meeting (USNC-URSI)*, IEEE, 2023: 1421-1422.
- [13] ADAM J D, DAVIS L E, DIONNE G F, *et al.*. Ferrite devices and materials[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2002, 50(3): 721-737.
- [14] SRAVYA K S S, CHEDURUPALLI S, RAJU K C J. Magnet-less circulator with bulk acoustic wave filter delay elements[C]. *2023 IEEE Microwaves, Antennas, and Propagation Conference (MAPCON)*, IEEE, 2023: 1-4.
- [15] ZARIF A, JAMSHIDI K. Non-reciprocity in a silicon photonic ring resonator with time-modulated regions[J]. *Optics Express*, 2024, 32(15): 26938-26953.
- [16] KORD A, ALÙ A. Magnetless circulators based on synthetic angular-momentum bias: recent advances and applications[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 2021, 63(6): 51-61.
- [17] SHI Y, YU Z F, FAN SH H. Limitations of nonlinear optical isolators due to dynamic reciprocity[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(6): 388-392.
- [18] SHALTOUT A, KILDISHEV A, SHALAEV V. Time-varying metasurfaces and Lorentz non-reciprocity[J]. *Optical Materials Express*, 2015, 5(11): 2459-2467.
- [19] HAGAG M F, JONES T R, SEDDIK K, *et al.*. Nonreciprocal signal growth in space-time modulated transmission lines[J]. *Scientific Reports*, 2025, 15(1): 18992.
- [20] TARAVATI S. Giant linear nonreciprocity, zero reflection, and zero band gap in equilibrated space-time-varying media[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(6): 064012.
- [21] TOUBOUL M, LOMBARD B, ASSIER R C, *et al.*. High-order homogenization of the time-modulated wave equation: non-reciprocity for a single varying parameter[J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2024, 480(2289): 20230776.
- [22] 何真, 卓立强, 李志, 等. 石墨烯等离激元时间晶体中的慢光[J]. *中国光学 (中英文)*, 2022, 15(4): 845-861.  
HE ZH, ZHUO L Q, LI ZH, *et al.*. Slow light in graphene plasmonic time crystals[J]. *Chinese Optics*, 2022, 15(4): 845-861. (in Chinese).
- [23] SOUNAS D L, ALÙ A. Non-reciprocal photonics based on time modulation[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(12): 774-783.
- [24] CHEN X Q, ZHANG L, ZHENG Y N, *et al.*. Integrated sensing and communication based on space-time-coding metasurfaces[J]. *Nature Communications*, 2025, 16(1): 1836.
- [25] HU Y, CHEN SH N, SHI Y, *et al.*. Space-time coding metasurface for multifunctional holographic imaging[J]. *Advanced Materials Technologies*, 2024, 9(12): 2302164.

- [26] 张磊, 崔铁军. 时空编码数字超材料和超表面研究进展[J]. *中国科学基金*, 2021, 35(5): 694-700.  
ZHANG L, CUI T J. Recent progress of space-time-coding digital metamaterials and metasurfaces[J]. *Bulletin of National Natural Science Foundation of China*, 2021, 35(5): 694-700. (in Chinese).
- [27] JIANG ZH Y, WU ZH Q, ZHANG CH, *et al.*. Angle-resolved multimode engineering in spacetime crystals[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2026, 69(4): 244212.
- [28] ZHAO H Q, SMALYUKH I I. Space-time crystals from particle-like topological solitons[J]. *Nature Materials*, 2025, 24(11): 1802-1811.
- [29] RASKATLA V, LIU T, LI J, *et al.*. Continuous space-time crystal state driven by nonreciprocal optical forces[J]. *Physical Review Letters*, 2024, 133(13): 136202.
- [30] JIANG ZH Y, WU ZH Q, MA Q CH, *et al.*. Multicolor space-time engineering to steer a frequency comb[J]. *Physical Review Applied*, 2025, 24(4): 044004.
- [31] HE J H, ZHUANG J K, MA Q CH, *et al.*. Nonlinear refractive index compensation enables accurate spectral shifting in varactor-driven plasmonic waveguides[J]. *Applied Physics Letters*, 2026, 128(11): 111104.
- [32] TARAVATI S, ELEFTHERIADES G V. Full-duplex nonreciprocal beam steering by time-modulated phase-gradient metasurfaces[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(1): 014027.
- [33] TARAVATI S. Nonreciprocal entanglement of frequency-distinct qubits[J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2025, 8(10): e2500171.
- [34] ZHANG CH, WU ZH Q, JIANG ZH Y, *et al.*. Spacetime crystals engineering sideband-free radiation for high-rate transmission[J]. *Communications Physics*, 2025, 8(1): 490.
- [35] ZHUANG J K, MA Q CH, JIANG ZH Y, *et al.*. Temporal pulse engineering of spectral evolution in a synthetic frequency lattice[J]. *Chinese Physics Letters*, 2025, 42(10): 100404.
- [36] YU Z F, FAN SH H. Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions[J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(2): 91-94.
- [37] LIRA H, YU Z F, FAN SH H, *et al.*. Electrically driven nonreciprocity induced by interband photonic transition on a silicon chip[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(3): 033901.
- [38] PAKNIYAT S, GOMEZ-DIAZ J S. Magnet-free electromagnetic nonreciprocity in two-dimensional materials[J]. *Journal of Applied Physics*, 2024, 136(4): 041101.

#### 作者简介:



王继进(2001—), 男, 浙江温州人, 上海理工大学光电信息与计算机工程学院硕士研究生在读, 研究方向为时变电磁系统与无磁非互易天线设计。  
E-mail: [jjwang7617@163.com](mailto:jjwang7617@163.com)



程庆庆(1987—), 男, 安徽安庆人, 博士, 副教授。2015年于南京大学现代工程与应用科学学院获得博士学位, 主要从事集成波导的片上电磁场调控与超构表面的辐射电磁场操控方面的研究。E-mail: [qqcheng@usst.edu.cn](mailto:qqcheng@usst.edu.cn)