基于数字时空编码超材料天线的非互易性与谐波波束扫描编程

Shaghayegh Vosoughitabar 和 Chung-Tse Michael Wu

新泽西州立大学罗格斯大学电气与计算机工程系

arXiv:2303.02799v1 [physics.app-ph] 5 Mar 2023

摘要

近期，融合空间与时间调制的数字编码超表面取得了进展。通过以透射或反射方式操控入射电磁波，这类超表面能够同时控制电磁波在空间域和频率域中的特性，从而产生时间反演非对称性。本文通过理论分析和实验表明，在单元层级进行时空调制的数字时空编码超材料（MTM）天线，可视为此类数字超表面的辐射型对应物；它通过表面波到泄漏波的转换以及谐波频率生成，实现非互易电磁波传输与接收。在快波（辐射）区域工作时，这种时空编码超材料天线经过专门设计，使嵌入变容二极管的每个可编程单元的传播常数能够在正相位与负相位之间切换；这一过程通过现场可编程门阵列（FPGA）提供数字序列来实现。由于采用时变编码序列，天线能够生成主波束方向各异的谐波频率。此外，数字编码超材料天线的时空调制能够通过打破时间反演对称性，实现电磁波的非互易传输与接收，从而有望应用于同时收发、单向传输、雷达感知以及多输入多输出（MIMO）波束成形等领域。

1 引言

由于磁性或电学性质可以在空间和时间域内进行周期性调制 [1], ，因此已有多种时空调制架构被提出，可用作混频器、环行器、收发器或非互易器件 [1–11]。最近，数字编码超表面已成为一种有效器件，可通过切换集成的PIN二极管在导通“1”和关断“0”状态之间转换，从而调控每个可编程单元的反射或发射相位，进而控制电磁（EM）波 [12–14]。通过在时间域内周期性改变编码序列，可以实现时空编码数字超表面，以提供有趣的应用 [15–27]。例如，在 [15] 中，利用数字编码时空调制来控制超表面反射的谐波方向图。在 [16] 中，提出了一种时空编码数字超表面，通过适当设计数字编码序列来打破时间反演对称性，从而实现非互易波反射和频率转换。

另一方面，时间调制也已应用于天线阵列 [28], ，其中预先设定的周期性序列能够抑制基频方向图的旁瓣 [29]。此外，生成的谐波分量可用于无线通信中的物理层安全，并可实现雷达探测 [30–42]。然而，在传统的时间调制天线阵列中，通常采用 PIN二极管作为射频开关，但其关断状态下的功率耗散会降低功率效率 [43]。

在本研究中，我们提出了一种可编程时空数字调制复合右手/左手（CRLH）超材料（MTM）漏波天线 [44] ，如图 1 所示，它可视为时空调制数字超表面的辐射对应体。具体而言，超材料是具有新颖有效介质特性的人工电磁材料，而这些特性可能并不存在于自然界中。

一种超材料天线是所谓的复合右手/左手传输线漏波天线，它能够实现连续的后向至端射频率相关波束扫描，并具有真正的正侧向主波束。由于其无源特性，传统复合右手/左手超材料天线属于互易结构，以基模工作，无法在没有外接双工器的情况下分离发射和接收信号。为此，我们展示了一种具有数字可编程单元的时空调制复合右手/左手超材料天线，它能够实现非互易电磁波传输与接收。此外，通过馈入适当的编码序列，还可以实现谐波波束控制。

对于时空调制超表面，频率为 f_0 的入射信号照射到表面上，而产生的谐波则反射至自由空间。通过向每个单元馈入适当的周期序列，调控表面的相位和幅度分布，即可实现谐波波束形成能力。另一方面，对于我们提出的时空超材料（ST-MTM）天线，频率为 f_0 的信号被注入天线输入端口，产生的谐波将辐射至自由空间。我们从理论和实验上表明，通过提供适当的时空编码序列，以周期性方式调制每个可编程CRLH超材料单元的相位常数，所提出的架构能够实现谐波扫描、同时收发以及非互易行为。为验证概念，我们在每个CRLH单元中集成变容二极管，通过馈入两个特定的偏置电压 [45], ，使其相位常数在正值“状态1”和负值“状态0”之间切换；预先指定的周期序列由现场可编程门阵列生成，并用作变容二极管的控制电压。据作者所知，这是首个采用数字时空编码、具备非互易和谐波波束转向能力的可编程CRLH超材料天线，可为下一代智能天线开辟新的范式。

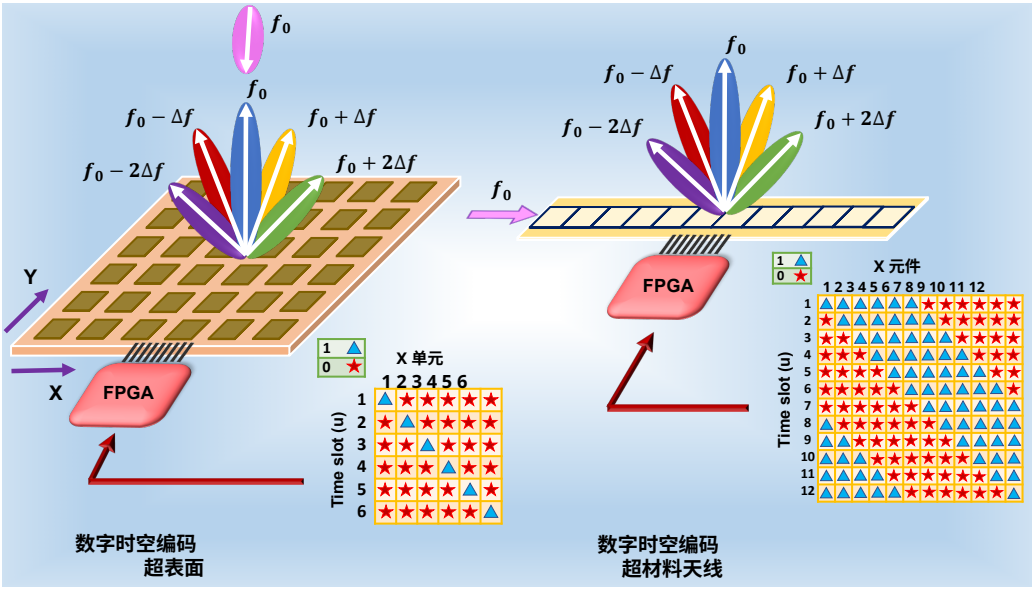

图1：时空调制超材料（ST-MTM）漏波天线，作为时空调制超表面的辐射对应形式。时空编码矩阵由现场可编程门阵列生成。对于超表面，编码序列沿Y轴均匀分布，其中“0”和“1”分别表示0°和180°的反射相位。对于所提出的ST-MTM漏波天线，“0”和“1”分别表示负相位常数和正相位常数（β）。

结果

数字编码时空调制超材料（ST-MTM）漏波天线辐射方向图的公式推导

我们首先考虑一种可编程 CRLH 超材料单元，其由叉指电容和并联短截线电感构成，并嵌入了变容二极管，如补充材料，图 S1A 所示。该

设计单元的相位常数绝对值 (β) 与单元长度 p 的乘积随频率的变化关系，即色散曲线，如补充材料，图 S1B 所示，其中比较了集成变容二极管在两种不同偏置电压下的情况。空气线以下的频率范围被视为快波区，在该区域内，CRLH 单元可以辐射。通过改变变容二极管的偏置电压，可以调控超材料单元的色散曲线；对于位于快波区内的给定频率，在两种偏置电压（偏置 1 和偏置 0）下，相位常数的极性可以相反。

因此，只需将控制电压从偏置 1 改为偏置 0，即可实现正、负相位常数，从而构成二进制数字超材料辐射单元。我们将状态“1”表示为具有正的 β，将状态“0”表示为具有负的 β。因此，将这类数字二进制复合右/左手超材料单元级联，即可构成漏波天线；输入信号在快波区工作，并沿超材料结构传播时向外辐射。此外，通过施加时间调制，每个单元的相位常数（即 β）会随时间周期性变化。采用发射模式下的阵列因子法 [46], 后，数字编码时空调制超材料漏波天线的辐射方向图可表示为:

$$R(\theta,t) = \ S(t)\sum_{n=1}^{N} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_q(n-1)pcos\theta} U_n(t) \tag{1}$$

$$U_n(t) = e^{-j\sum_{m=1}^{n}\varphi_{m(t)}} = \sum_{u=1}^{L}\gamma_n^u H_u(t) \tag{2}$$

$$H_u(t) = \begin{cases} 1 & \frac{(u-1)T}{L} \le t \le \frac{uT}{L} \\ 0 & \text{Otherwise} \end{cases} \tag{3}$$

$$\gamma_n^u = \prod_{m=1}^{n} e^{-j\varphi_m^u}, \varphi_m^u = \begin{cases} \beta_0 p, & \text{State 0}, \\ \beta_1 p, & \text{State 1}, \end{cases} \text{ in } \frac{(u-1)T}{L} \le t \le \frac{T}{L} \tag{4}$$

$$H_u(t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} a_u^q e^{\frac{j2\pi qt}{T}} \tag{5}$$

其中， $S(t)$ 为输入信号，是频率为 f_0 的正弦波。 N 为漏波天线中复合右/左手单元的数量。 p 为单元长度， α 为泄漏因子， L 为一个周期（$T = 1/\Delta f$）内序列的长度。此外， $k_q = 2\pi(f_0 + q\Delta f)/c$ 为第 q^{th} 个辐射谐波频率对应的传播常数，其中 c 为光速。当调制频率（Δf）与输入射频信号频率（f_0）相比并非小得多时，生成的谐波将以不同的传播常数向自由空间辐射。每个周期分为 L 个时隙；信号到达第 n^{th} 个单元时的相移是时间的周期函数，在第 u^{th} 个时隙内定义为式（4）。将 $H_u(t)$ 按式（5）所示展开为傅里叶级数，并代入式（1）进行若干运算后，最终可得（详细推导见补充材料）：

$$R(\theta,t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{-j2\pi t(f_0 - q\Delta f)} sinc(\frac{\pi q}{L}) e^{\frac{j\pi q}{L}} \sum_{u=1}^{L} e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} \sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n^u}{L} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_q(n-1)pcos\theta} \tag{6}$$

由（6）可知，辐射方向图既包含基频（f_0）处的辐射，也包含生成的谐波频率（$f_0 - q\Delta f$）处的辐射。因此，天线在 q^{th} 生成的谐波频率处的远场辐射方向图可表示为:

$$R_q^{TX}(\theta) = sinc(\frac{\pi q}{L}) e^{\frac{j\pi q}{L}} \sum_{u=1}^{L} e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} \sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n^u}{L} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_q(n-1)pcos\theta} \tag{7}$$

另一方面，在接收模式下，假设信号 f_0 从 θ 角度照射到数字时空调制超材料天线上，并且生成的谐波从发射模式下信号注入的同一端口接收，则这些方向图可写为：（详细推导见补充材料）：

$$R_q^{RX}(\theta) = sinc(\frac{\pi q}{L})e^{\frac{j\pi q}{L}} \sum_{u=1}^{L} e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} \sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n^u}{L} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_0(n-1)pcos\theta} \tag{8}$$

方程 (8) 与方程 (7) 的唯一区别是将 k_q 替换为 $k_0 = 2\pi f_0 / c$，因为入射信号在自由空间中以 f_0 运行，而信号在时空调制超材料天线内部传播时会产生谐波。通过向每个单元适当地馈入周期序列，可以控制谐波频率的方向图，从而实现谐波波束扫描、同时收发和非互易性等多种功能。由可编程复合右手/左手单元构成的所提出的时空调制超材料天线示意图如图2A所示。

可编程谐波波束扫描

如图2A所示，所提出的时空调制超材料天线还可实现动态谐波波束控制。基频音调信号从左端口注入且具有 N=L=12 时，基波和谐波辐射方向图如图2B-D所示。根据补充材料图 S1B 所示的、所设计的可编程复合右手/左手单元在偏置0和偏置1状态下的仿真色散图，快波区域内约 2.05 GHz 处的负、正相移值（$\beta_0 p$, $\beta_1 p$）分别为 24 度和 -24 度。图2B中，第一时隙内 12 个单元对应的序列为 111111000000，随后如图2E所示，在接下来的时隙中该序列每次向后循环移动一位，以使基频的主波束方向保持在正侧向。可以看到，利用该序列实现了谐波波束扫描，即每个谐波频率分量都有各自的主波束方向。将序列改为 111111111000 和 111000000000 后，基频和谐波分量的主波束分别可向右侧和左侧偏转，如图2C和图2D所示。图2F和图2G展示了与图2C和图2D所示方向图对应的时空编码矩阵。由此实现的谐波波束扫描可应用于多种场景，包括多点通信，或用于多目标检测的雷达感知系统。

同时收发

所提出的数字编码 ST-MTM 天线本质上是一个双端口结构，如图3A所示，能够同时发送和接收信息。图3B展示了从左端口注入基音信号的情况，其方向图与图2B相同。

图3C展示了使用与图3B相同的时空序列从右端口注入信号时的方向图。根据公式（7）和（8），可以观察到，对于每个谐波频率，当频率为 f_0 的信号从左／右端口注入时，其远场方向图与信号以 f_0 频率照射到 ST-MTM 天线时，从同一端口在不同角度接收到的该谐波功率相同。因此，我们可以将图3C中的方向图视为信号以 f_0 频率从不同角度照射时的情形，并从右端口接收基音信号和谐波分量。如图3B和图3C所示，当频率为 f_0 的信号从左端口注入，以及信号照射到 S
T-MTM 天线并从右端口记录功率电平时，每个谐波频率对应的方向图都相同。

考虑到这一有趣的特性，如图3A所示，同时收发的设想可以成为现实。假设在发射模式下，信号以 f_0频率从左端口注入，那么位于 $f_0 + \Delta f$ 方向图主波束方向上的收发器可以在 $f_0 + \Delta f$ 接收信号，同时以该频率发射另一信号。在假设 $\Delta f \ll f_0$ 的情况下，从左右端口提取的归一化谐波方向图分别如图3D和图3E所示。根据这些图， $f_0 + \Delta f + \Delta f$（即接收模式下的基波）将是该方向上的主导

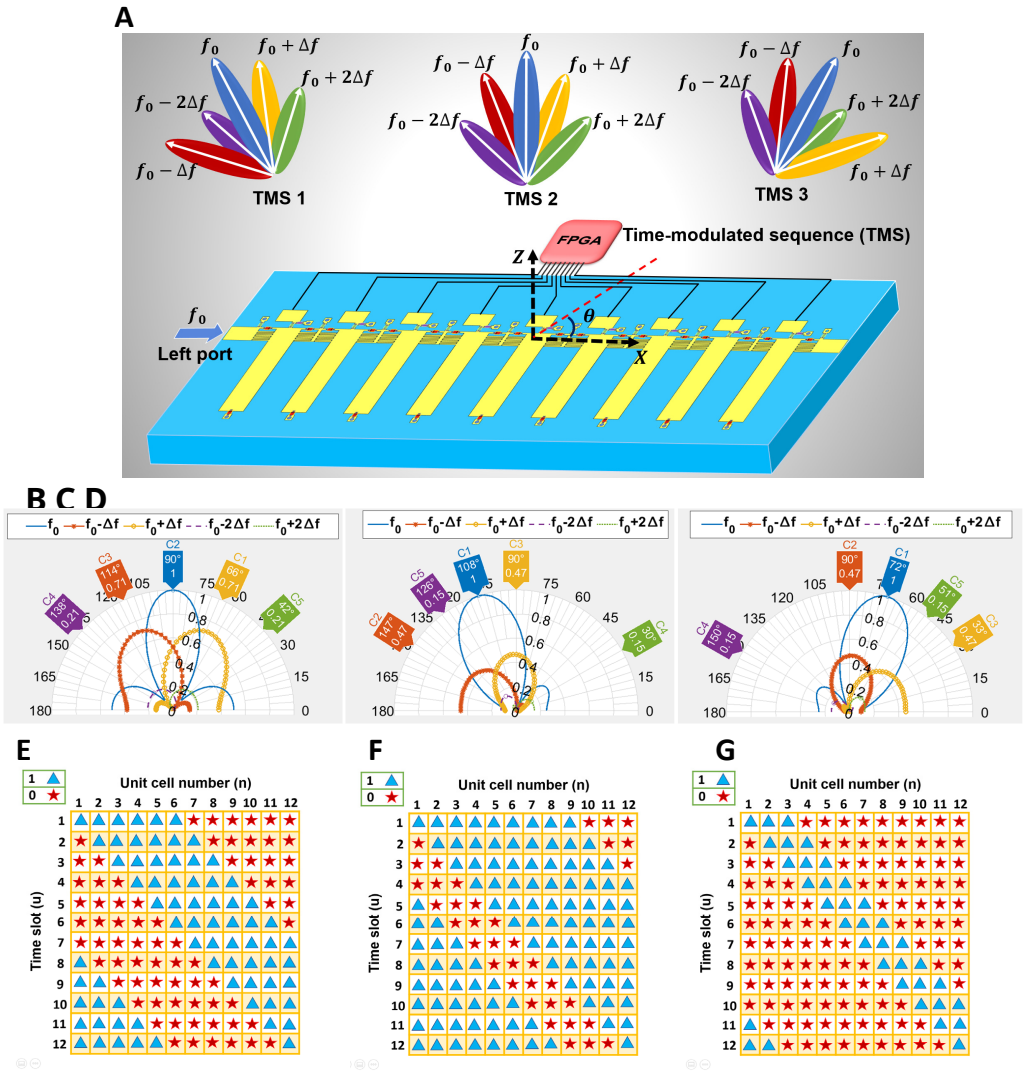

图2：（A）所提出的 ST-MTM 天线在不同的时空编码序列下实现的可编程谐波波束扫描。信号从左端口注入时的仿真归一化谐波方向图（dB）。（B）对应序列 1111111000000。（C）对应序列 111111111000。（D）对应序列 111000000000。（E）图 B、（F）图 C 和（G）图 D 所示为一个周期内不同时间隙中各单元的状态。

谐波频率，并向左右两个端口传播。因此，可以在 $f_0 + 2\Delta f$从左端口或右端口提取接收到的信息。

数字编码 ST-MTM 天线的非互易行为

根据（7）和（8），当调制频率（Δf）与基频（f_0）相差不大时，发射模式下谐波方向图的主波束方向将不同于从接收模式下同一端口提取的最大功率方向，如图4A、图4B和图4C所示。图4B和图4C展示了不同调制频率下的发射和接收方向图。根据结果，增大 $\Delta f/f_0$ 会使各谐波频率下发射与接收方向图的主波束方向差异增大。这一特性体现了 ST-MTM 天线在 $m = \Delta f/f_0 > 0.2$下的非互易行为。

此外，在发射模式下，当从左端口注入 f_0 时，考虑图3B中所示的 $\theta_1 = 66°$ 内频率为 $f_0 + \Delta f$ 的谐波方向图的主波束方向。在接收模式下，假设 $\Delta f \ll f_0$，若以不同角度向 ST-MTM 天线照射频率为 $f_0 + \Delta f$ 的信号，则从左端口提取的谐波方向图

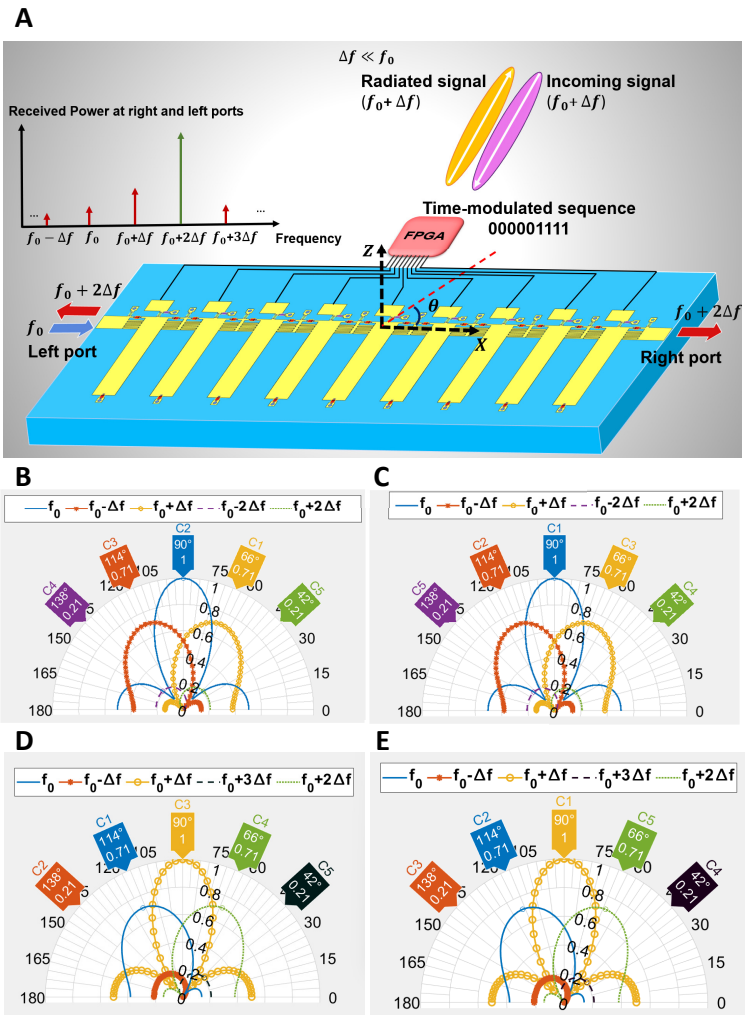

图3：（A）当（$\Delta f \ll f_0$）时，ST-MTM 天线实现同时收发。序列 111111000000 的仿真归一化谐波方向图（dB）。（B）当信号从左端口注入时（ f_0）。（C）当信号从右端口注入时（ f_0）。（D）当信号以 $f_0 + \Delta f$ 照射，且从左端口接收谐波时。（E）当信号以 $f_0 + \Delta f$ 照射，且从右端口接收谐波时。

类似于图3D，其中将 $f_0 + \Delta f$ 视为基频。因此，以 $f_0 + \Delta f$ 频率的信号从 θ_1 角度照射天线，会导致从左端口接收到的 f_0频率功率极小，从而表现出非互易运行。

实验验证

如图5A所示，为验证上述概念，我们制作了所提出的、包含 9 个单元的数字时空编码超材料天线原型。每个单元包含三个共用偏置电压的变容二极管。根据单元在 2.05 GHz 附近的色散图，通过将变容二极管的偏置状态从 1 切换为 0，相位常数可在正值和负值之间切换。时隙数（L）设为 9（与单元数量相同），并使用图5A所示的现场可编程门阵列，使第一个时隙中的序列在下一个时隙中移位一位。此处采用的调制频率为 1.58 MHz，远低于基频（$\Delta f \ll f_0$）。

样品测得的 S 参数绘于补充材料图 S2，其中可见 2 GHz 附近的 S11 和 S22 表现良好。在发射模式下，频率为 $f_0 = 2.05$ GHz 的信号从 ST-MTM 天线的左端口注入，而位于时空调制超材料天线远

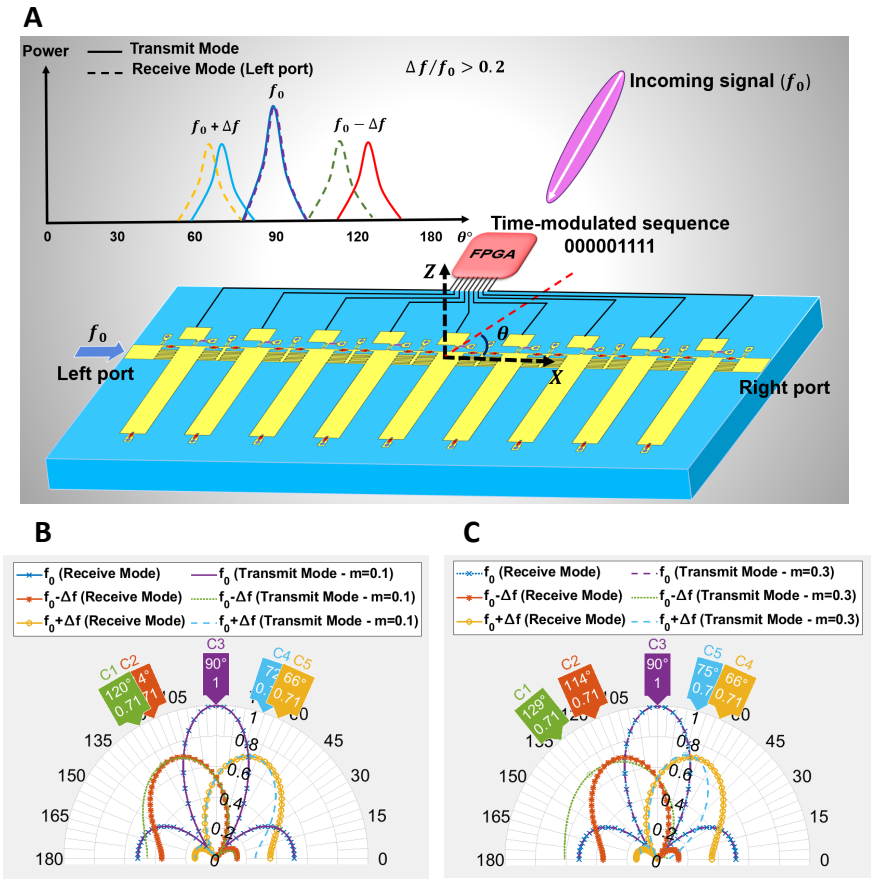

图4：（A）当 $\Delta f/f_0 > 0.2$ 时，信号在谐波频率下发射和接收时的非互易行为。发射模式和接收模式下的仿真归一化谐波方向图（dB）。（B）当 $\Delta f/f_0 = 0.1$ 时。（C）当 $\Delta f/f_0 = 0.3$ 时。

场区的参考天线会以不同角度接收基波和谐波频率。图5B和5C分别展示了信号从左端口和右端口注入时，序列 111100000 对应的归一化实测辐射方向图。根据图3所示的上述结果，可以预期，对于左端口和右端口激励，基波和谐波频率的主波束方向应相同，这一点可从图5B和5C中观察到。为验证谐波波束扫描，我们在图5D中将序列改为 111111100，而图5E中序列为 110000000，信号从左端口注入。显然，采用不同序列可以改变基波和谐波信号的主波束方向。

此外，图5F和5G展示了序列为111100000时接收模式下的实测方向图：当频率为 f_0 的信号从不同角度经参考喇叭天线照射到时空调制超材料天线时，分别从左端口和右端口采集接收的频谱分量。随后，将接收信号归一化至基频的最大值。预计在 $\Delta f \ll f_0$ 条件下，以 f_0 激励时，发射模式和接收模式下的谐波方向图应相同，这一点可从实测方向图中清楚地验证。随后，我们将入射信号频率改为 $2.05\ GHz+\ \Delta f$，此时 Δf 为1。58 MHz。右端口的接收方向图如图5H所示，可以看出，$2.05\ GHz+\ \Delta f$ 的主波束现在指向正侧向。

需要注意的是，仿真结果基于由12个单元构成的天线。然而，由于制造限制，我们展示的是一款由9个单元构成的 ST-MTM 天线。超材料单元数量增加会提高天线的方向性，并使主波束变窄

如图2所示。尽管仿真结果与测量结果相符，但基频和谐波频率方向图的主波束方向仍存在一些差异，这主要是由于测量与全波电磁仿真中的单元数量不同，以及两种偏置状态下的传播常数值存在差异所致。需要指出的是，来自现场可编程门阵列的偏置电压发生微小变化，可能会导致两种状态（0 和 1）下的传播常数出现一定偏差。

根据图5所示的测量结果，基于图3A所示的方案可以实现同时收发，其中 $\Delta f \ll f_0$ 适用于我们提出的 ST-MTM 天线。另一方面，由于测量中现场可编程门阵列的硬件限制，调制频率不能超过 5.5 MHz，即 $\Delta f/f_0 > 0.1.$ 的情况。

材料与方法

对于理论结果，使用 MATLAB 根据推导出的方程绘制基波和谐波频率的远场方向图。对于可编程单元的设计，使用 HFSS 作为全波仿真器，设计具有补充材料图 S1B 所示色散图的超材料单元。单元长度约为 1.5 cm。在仿真中，变容二极管采用串联 RLC 电路模型，其中 R=4.8 Ω、 L=0.7 nH，且 C 随偏置电压变化。对于偏置“0”状态，电容值为 1.05 pF；对于偏置“1”状态，电容值为 2.1 pF。原型在 RO5870基板上进行仿真和制造，该基板的介电常数为 2.2，厚度为 1.57 毫米。变容二极管为 Skyworks 的 SMV2019，其电容范围随偏置电压变化，从 0 V 时的 2.2 pF 到 20V 时的 0.3 pF。值得注意的是，分别施加 0.1V 和 3V 可使设计获得所需的正、负相位常数。

Basys 3 FPGA开发板用于为每个单元的控制偏置电压提供 9 个数字输出端。低电平输出电压约为 50 mV，而高电平输出电压约为 3.2 V，可为预定序列提供 0 和 1 状态。时间编码序列的周期选定为 0.63 微秒，从而产生 1.58 MHz 的调制频率。辐射方向图测量在微波暗室内进行。当原型工作在接收模式下时，使用参考喇叭天线作为发射天线；当原型作为发射机工作时，则将其作为接收天线。使用信号发生器提供频率约为 2 GHz 的信号。通过频谱分析仪，在发射模式下采集参考喇叭天线接收到的基频和谐波频率信号；在接收模式下，当从不同角度照射原型时，则采集原型左端口和右端口接收到的信号。

讨论

本文提出了一种数字时空编码超材料天线，该天线具有谐波波束扫描和非互易特性，可用于同时收发。每个变容器嵌入式可编程 CRLH 单元的相位常数，会根据预定序列以周期性方式在空域和时域中于正值（状态 1）和负值（状态 0）之间变化。通过这种方式，只需更改编程编码序列即可实现谐波波束扫描，从而有望应用于 MIMO 通信和雷达探测等多个领域。

此外，所提出的 ST-MTM 天线能够实现谐波的非互易传输与接收。当 $\Delta f \ll f_0$ 时， $f_0+\Delta f$ 处产生的谐波信号将在发射模式下向特定方向辐射；而在接收模式下，从同一方向向 ST-MTM 天线照射 $f_0+\Delta f$ 处的信号时，主要产生的谐波信号则变为 $f_0+2\Delta f$。利用这种非互易特性，可以通过发射 f_0 处的信号实现同时收发，同时在 $f_0+2\Delta f$ 频率处提取接收信号的信息。

另一方面，当调制频率并不显著低于基频时，在以相同频率向天线注入信号或对其进行照射时，可以观察到收发方向图中谐波对应的不同主波束方向。我们制作了一个包含 9 个可编程超材料单元的原型，实验结果验证了所提出的时空调制超材料天线概念。

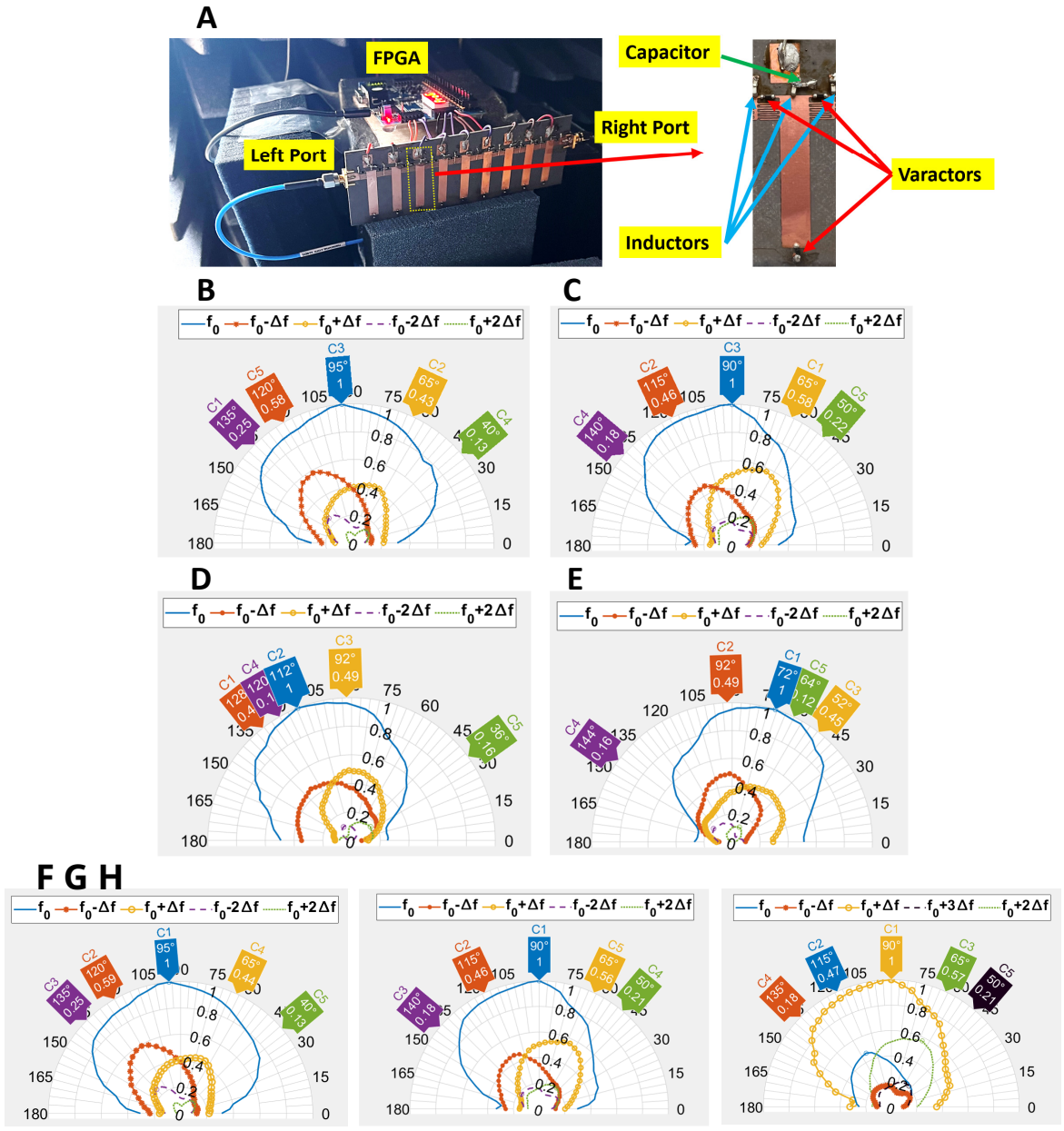

图 5：（A）所提出的时空调制超材料天线原型，由 9 个可编程复合右手/左手单元组成，并附有超材料单元的特写图。（B）发射模式下测得的归一化谐波方向图（dB）；当序列为 111100000 时，信号从左端口注入。（C）信号从右端口注入。（D）信号从左端口注入，序列为 111111100。（E）序列为 110000000。（F）接收模式：对于序列 111100000，喇叭天线以 f_0 照射时空调制超材料天线，信号从左端口接收。（G）信号从右端口接收。（H）喇叭天线以$f_0 + \Delta f$照射时空调制超材料天线，对于序列 111100000，信号从右端口接收。所有情况下，f_0 均为 2.05 GHz，Δf 均为 1.58 MHz。

参考文献

[1] S. Taravati 和 A. A. Kishk，《时空调制：原理与应用》，*IEEE*《微波杂志》，第 21 卷，第 4 期，第 30–56 页，2020 年。[2] S. Taravati 和 C. Caloz，《基于周期性时空调制的混频器-双工器-天线漏波系统》，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 65 卷，第 2 期，第 442–452 页，2017 年。[3] S. Qin、Q. Xu 和 Y. E. Wang，《采用分布式调制电容器的非互易器件》，*IEEE*《微波理论与技术汇刊》，第 62 卷，第 10 期，第 2260–2272 页，2014 年。[4]Y. Hadad、J. C. Soric 和 A. Alu，《打破发射与吸收的时间对称性》，《美国国家科学院院刊》，第 113 卷，第 13 期，第 3471–3475 页，2016 年。 [在线]。可访问：https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.1517363113

[5]S. Taravati 和 G. V. Eleftheriades，“微波时空调制超表面”，《*ACS*光子学》，第 9 卷，第 2 期，第 305–318 页，2022 年。[在线]。可访问：https: //doi.org/10.1021/acsphotonics.1c01041

[6] N. A. Estep、D. L. Sounas 和 A. Al`u，“基于耦合谐振器环的时空调制的无磁微波环行器”，*IEEE*《微波理论与技术汇刊》，第 64 卷，第 2 期，第 502–518 页，2016 年。

[7] S. Vosoughitabar、M. Zhu 和 C.-T. M. Wu，“一种用于同时收发的基于分布式混频器的非互易 CRLH 漏波天线”，载于*2021* 年 *IEEE MTT-S* 国际微波研讨会（*IMS*），2021 年，第 408–411 页。

[8]S. S. Bukhari、J. Y. Vardaxoglou 和 W. Whittow，“超表面综述：定义与应用”，《应用科学》，第 9 卷，第 13 期，2019 年。 [在线]。参见：https://www.mdpi.com/2076-3417/9/13/2727

[9]S. Taravati，“用于纯频率混合的非周期时空调制”，《物理评论 *B*》，第 97 卷，115131 页，2018 年 3 月。 [在线]。参见：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB. 97.115131

[10] D. Ramaccia、F.Bilotti 和 A. Toscano，“用于对具有非互易行为的波导组件和天线进行滤波的角动量偏置超材料”，载于*2014* 年第 *8* 届微波与光学先进电磁材料国际大会，2014 年，第 250–252 页。

[11]S. Taravati 和 G. V. Eleftheriades，“通过时间调制相位梯度超表面实现全双工非互易波束 steering”，《物理评论：应用》，第 14 卷，页码 014027，2020 年 7 月。[在线]。可访问：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.14.014027

[12]L. Bao、Q. Ma、G. D. Bai、H. B. Jing、R. Y. Wu、X. Fu、C. Yang、J. Wu 和 T. J. Cui，“独立控制相位和幅度响应的数字编码超表面设计”，《应用物理快报》，第 113 卷，第 6 期，页码 063502，2018 年。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1063/1.5043520

[13] Q. Ma、Q. Xiao、Q. R. Hong、X. Gao、V. Galdi 和 T. J. Cui，“数字编码超表面：从理论到应用”，*IEEE*《天线与传播杂志》，第 64 卷，第 4 期，第 96–109 页，2022 年。[14]Q. Ma、L. Chen、H. B. Jing、Q. R. Hong、H. Y. Cui、Y. Liu、L. Li 和 T. J. Cui，“基于可拆卸数字编码超表面的可控可编程非互易性”，《*Advanced OpticalMaterials*》，第 7 卷，第 24 期，文章编号 1901285，2019 年。 [在线]。可访问：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adom.201901285[15] L. Zhang、X. Q. Chen、S. Liu、Q. Zhang、J. Zhao、J. Y. Dai、G. D. Bai、X. Wan、Q. Cheng、G. Castaldi、V. Galdi 和 T. J. Cui，“时空编码数字超表面”，《*Nature communications*》，第 9 卷，第 1 期，第 1–11 页，2018 年。

[16]L. Zhang、X. Q. Chen、R. W. Shao、J. Y. Dai、Q. Cheng、G. Castaldi、V. Galdi 和 T. J. Cui，“利用时空编码数字超表面打破互易性”，《*Advanced Materials*》，第 31 卷，第 41 期，文章编号 1904069，2019 年。 [在线]。可访问：https: //onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/adma.201904069[17] J. Y. Dai、W. Tang、M. Z. Chen、C. H. Chan、Q. Cheng、S. Jin 和 T. J. Cui，“基于信息超表面的无线通信”，*IEEE*《微波理论与技术汇刊》，第 69 卷，第 3 期，第 1493–1510 页，2021 年。[18] L. Zhang、X. Q. Chen、Q. Cheng 和 T. J. Cui，“面向新型架构无线通信的时空编码数字超表面”，载于*2022* 年第 *16* 届欧洲天线与传播会议（*EuCAP*），2022 年，第 1–4 页。[19] J. Zhao、X. Yang、J. Y. Dai、Q. Cheng、X. Li、N. H. Qi、J. C. Ke、G. D. Bai、S. Liu、S. Jin、A. Al`u 和 T. J. Cui，“用于非线性谐波操控和新型无线通信系统的可编程时域数字编码超表面”，《国家科学评论》，第 6 卷，第 2 期，第 231–238 页，2018 年 11 月。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1093/nsr/nwy135

[20] J. Y. Dai、W. Tang、L. X. Yang、X. Li、M. Z. Chen、J. C. Ke、Q. Cheng、S. Jin 和 T. J. Cui，“通过时域数字编码超表面实现无线通信的多调制方案”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 68 卷，第 3 期，第 1618–1627 页，2020 年。

[21]J. Y. Dai, W. K. Tang, J. Zhao, X. Li, Q. Cheng, J. C. Ke, M. Z. Chen, S. Jin, 和 T. J. Cui，“基于时域数字编码超表面的简化架构实现无线通信”，《*Advanced Materials Technologies*》，第 4 卷，第 7 期，文章编号 1900044，2019 年。[在线]。获取地址：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/admt.201900044[22]L. Li, H. Zhao, C. Liu, L. Li, 和 T. J. Cui，“智能超表面：控制、通信与计算”，《*eLight*》，第 2 卷，第 1 期，2022 年 5 月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1186/s43593-022-00013-3[23]H. Wu, X. X. Gao, L. Zhang, G. D. Bai, Q. Cheng, L. Li, 和 T. J. Cui，“时空超表面的谐波信息跃迁”，《*Light: Science & Applications*》，第 9 卷，第 1 期，2020 年 12 月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1038/s41377-020-00441-1[24] J. Y. Dai, L. X. Yang, J. C. Ke, M. Z. Chen, W. Tang, X. Li, M. Chen, Z. H. Wu, Q. Cheng, S. Jin, 和 T. J. Cui，“基于时空编码数字超表面的空间波高效率合成器”，《*Laser & Photonics Reviews*》，第 14 卷，第 6 期，文章编号 1900133，2020 年。 [在线]。获取地址：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/lpor.201900133[25]L. Zhang 和 T. J. Cui，“时空编码数字超表面：原理与应用”，《*Research*》，第 2021 卷，页码 1–25，2021 年 5 月。 [在线]。获取地址：https: //doi.org/10.34133/2021/9802673[26] B. Liu, S.-W. Wong, 和 Y. Li，“时空编码超表面的旋转多普勒效应及非互易电磁隔离”，《*Opt. Express*》，第 29 卷，第 15 期，页码 24 500–24 507，2021 年 7 月。 [在线]。获取地址：https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-29-15-24500[27]T. J. Cui, M. Q. Qi, X. Wan, J. Zhao, 和 Q. Cheng，“编码超材料、数字超材料与可编程超材料”，《*Light: Science & Applications*》，第 3 卷，第 10 期，页码 e218–e218，2014 年 10 月。 [在线]。获取地址：https://doi.org/10.1038/lsa.2014.99[28] R. Maneiro-Catoira, J. Br´egains, J. A. Garc´ıa-Naya, 和 L. Castedo，“时间调制阵列：从起源到在无线通信系统中的应用”，《*Sensors*》，第 17 卷，第 3 期，2017 年。 [在线]。获取地址：https://www.mdpi.com/1424-8220/17/3/590[29] K.-K. Yan 和 Y. Lu，“利用遗传算法抑制阵列方向图综合中的旁瓣”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 45 卷，第 7 期，页码 1117–1122，1997 年。[30] C. He, L. Wang, J. Chen, 和 R. Jin，“时间调制阵列：由开关控制的四维天线阵列”，《*Journal of Communications and Information Networks*》，第 3 卷，第 1 期，页码 1–14，2018 年。

[31] C. Shan, Y. Ma, H. Zhao, 和 J. Shi，“基于时间调制阵列的雷达通信联合设计”，数字信号处理，第 82 卷，页码 43–53，2018 年。 [在线]。获取地址：https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1051200418305505[32] J. Euzi`ere, R. Guinvarc'h, B. Uguen, 和 R. Gillard，“针对雷达应用，利用遗传算法优化稀疏时间调制阵列”，*IEEE*天线与无线传播快报，第 13 卷，页码 161–164，2014 年。[33] L. Poli, P. Rocca, G. Oliveri, 和 A. Massa，“时间调制线性阵列中的谐波波束形成”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 59 卷，第 7 期，页码 2538–2545，2011 年。[34] Q. Zhu, S. Yang, R. Yao, 和 Z. Nie，“基于四维天线阵列的定向调制”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 62 卷，第 2 期，页码 621–628，2014 年。[35] H. Li, Y. Chen, 和 S. Yang，“采用新型伪随机递增相位时间序列的时间调制阵列定向调制”，*IEEE*《微波理论与技术汇刊》，第 70 卷，第 6 期，页码 3319–3328，2022 年。[36] S. Rezaei Aghdam, A. Nooraiepour, 和 T. M. Duman，“有限字母表信号传输物理层安全概述”，*IEEE*通信调查与教程，第 21 卷，第 2 期，页码 1829–1850，2019 年。[37] S. Y. Nusenu, S. Huaizong, Y. Pan, 和 A. Basit，“利用时间调制后向反射式频率分集阵列实现定向调制，并精确定位合法接收位置，以保障物联网通信安全”，*IEEE*系统期刊，第 15 卷，第 1 期，页码 1109–1119，2021 年。[38]A. Nooraiepour, S. Vosoughitabar, C.-T. M. Wu, W. U. Bajwa, 和 N. B. Mandayam，“用于无线通信链路物理层安全的时变超材料赋能定向调制方案”，新兴计算技术系统期刊，第 18 卷，第 4 期，2022 年 10 月。[在线]。获取地址：https://doi.org/10.1145/3513088[39] A. Tennant 和 B. Chambers，“具有测向特性的双单元时间调制阵列”，*IEEE*天线与无线传播快报，第 6 卷，页码 64–65，2007 年。[40] I. Kanbaz, U. Yesilyurt, 和 E. Aksoy，“ 利用非均匀周期时间调制阵列实现距离角度相关辐射”，载于*2021* 年 *IEEE* 无线通信微波理论与技术会议（*MTTW*），2021 年，页码 223–227。[41] G. Li, S. Yang, 和 Z. Nie，“具有单向相位中心移动的时间调制线性阵列中的到达方向估计”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 58 卷，第 4 期，页码 1105–1111，2010 年。[42]A. Nooraiepour, S. Vosoughitabar, C.-T. M. Wu, W. U. Bajwa, 和 N. B. Mandayam，“时空数字编码超材料天线赋能的物理层安全定向调制”，2022 年。 [在线]。获取地址：https://arxiv.org/abs/2211.09076[43] S. Yang, Y. B. Gan, 和 P. K. Tan，“时间调制线性天线阵列方向性与增益评估”，微波与光学技术快报，第 42 卷，第 2 期，页码 167–171，2004 年。 [在线]。获取地址：https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/mop.20241[44] T. Itoh 和 C. Caloz，电磁超材料：传输线理论与微波应用。John Wiley & Sons，2005 年。[45] S. Lim, C. Caloz, 和 T. Itoh，“基于超材料的电子控制传输线结构：一种具有可调辐射角和波束宽度的新型漏波天线”，*IEEE*《微波理论与技术汇刊》，第 53 卷，第 1 期，页码 161–173，2005 年。[46] Y. Luo, K. Qin, H. Ke, B. Xu, S. Xu, 和 G. Yang，“基于数字调制阵列因子法、具备波束扫描控制功能的有源超材料天线”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第 69 卷，第 2 期，页码 1198–1203，2021 年。

致谢

本研究得到美国国家科学基金会（NSF）Grant ECCS-2229384号资助和ECCS-2028823资助。本文所表达的任何观点、研究结果、结论或建议均属于作者个人意见，不一定反映美国国家科学基金会的观点。

作者贡献声明

概念构思：C.-T.M.W.；设计、原型制作、实验和数据收集：S.V；撰写——初稿：S.V.；撰写——审阅与编辑：C.-T.M.W.

数据可用性

支持本研究结论的数据可应合理请求向通讯作者获取。

附加信息

利益冲突　　**益冲突**：作者声明不存在任何竞争性利益　兴趣。

关于以下内容的补充材料

通过数字时空编码超材料天线实现非互易性编程与谐波波束控制

发射模式下远场辐射方向图的推导。 为了将 $U_n(t)$ 展开为傅里叶级数，我们从 $H_u(t)$ 开始:

$$H_u(t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} a_u^q e^{j2\pi q\Delta f t} \tag{1}$$

$$U_n(t) = \sum_{u=1}^{L} \gamma_n^u H_u(t) = \sum_{u=1}^{L} \gamma_n^u \sum_{q=-\infty}^{\infty} a_u^q e^{j2\pi q\Delta f t} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{u=1}^{L} \gamma_n^u a_u^q e^{j2\pi q\Delta f t} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} b_u^q e^{j2\pi q\Delta f t} \tag{2}$$

因此， b_u^q 是周期函数 $U_n(t)$ 的傅里叶级数系数，计算如下:

$$\begin{aligned} b_u^q &= \sum_{u=1}^{L} \gamma_n^u a_u^q = \sum_{u=1}^{L} \frac{\gamma_n^u}{T_0} \int_{\frac{(u-1)T}{L}}^{\frac{uT}{L}} e^{-j2\pi q\Delta f t} dt = \sum_{u=1}^{L} \gamma_n^u f_0 \frac{e^{-j2\pi q\Delta f t}}{-j2\pi q\Delta f} \Bigg|_{\frac{(u-1)T_0}{L}}^{\frac{uT_0}{L}} \\ &= \sum_{u=1}^{L} \frac{\gamma_n^u}{-2j\pi q} \left[e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} - e^{\frac{-j2\pi q(u-1)}{L}} \right] = \sum_{u=1}^{L} \frac{\gamma_n^u}{-2j\pi q} e^{\frac{-j\pi q(2u-1)}{L}} \sin\left(\frac{\pi q}{L}\right) * (-2j) \\ &= \sum_{u=1}^{L} \frac{\gamma_n^u}{L} e^{\frac{-j\pi q(2u-1)}{L}} sinc\left(\frac{\pi q}{L}\right) = e^{\frac{j\pi q}{L}} sinc\left(\frac{\pi q}{L}\right) \sum_{u=1}^{L} e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} \sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n^u}{L} \end{aligned} \tag{3}$$

将该表达式代入远场辐射方向图，得到:

$$\begin{aligned} R(\theta, t) &= S(t) \sum_{n=1}^{N} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_q(n-1)pcos\theta} U_n(t) \\ &= e^{j2\pi f_0 t} \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{j2\pi q f_0 t} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_q(n-1)pcos\theta} sinc\left(\frac{\pi q}{L}\right) e^{\frac{j\pi q}{L}} \sum_{u=1}^{L} e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} \sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n^u}{L} \\ &= \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{-j2\pi t(f_0 - q\Delta f)} sinc\left(\frac{\pi q}{L}\right) e^{\frac{j\pi q}{L}} \sum_{u=1}^{L} e^{\frac{-j2\pi qu}{L}} \sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n^u}{L} I_0 e^{-\alpha(n-1)p} e^{jk_q(n-1)pcos\theta} \end{aligned} \tag{4}$$

因此，得到公式（4），即论文中的公式（6）。

接收模式下方向图的构建。在接收模式下，频率为 f_0的信号照射到ST-MTM天线上。基波和谐波方向图从左端口接收。

例如，发射模式下由 n^{th} 单元辐射的信号可写为：

$$R_n^{TX}(\theta,t) = \ S(t)I_0e^{-\alpha(n-1)p}e^{jk_q(n-1)pcos\theta}U_n(t),\ \ U_n(t)=e^{j\sum_{m=1}^{n}\varphi_{m(t)}} = \ \sum_{u=1}^{L}\prod_{m=1}^{n}e^{-j\varphi_m^u}H_u(t) \quad (5)$$

在这种情况下，信号从左端口注入，经过前面的（$n-1$）个单元后到达 n^{th} 单元，从而产生 $j\sum_{m=1}^{n}\varphi_{m(t)}$ 相位移。随后，部分信号辐射到自由空间中。

另一方面，在接收模式下，信号经 nth 单元接收后，会朝左右端口传播。朝左端口传播的那部分信号经过相同的（$n-1$）个单元后到达左端口。在这种情况下，相移为 $j\sum_{m=1}^{n}\varphi_{m(t)}$，与发射模式下的相移相同。因此，由 n^{th} 单元接收并随后到达左端口的信号可写为：

$$R_n^{RX}(\theta,t) = \ S(t)I_0e^{-\alpha(n-1)p}e^{jk_0(n-1)pcos\theta}U_n(t),\ \ U_n(t)=e^{j\sum_{m=1}^{n}\varphi_{m(t)}} = \ \sum_{u=1}^{L}\prod_{m=1}^{n}e^{-j\varphi_m^u}H_u(t) \quad (6)$$

方程（5）与（6）的唯一差别是将 k_q 替换为 $k_0=2\pi f_0/\ C$。

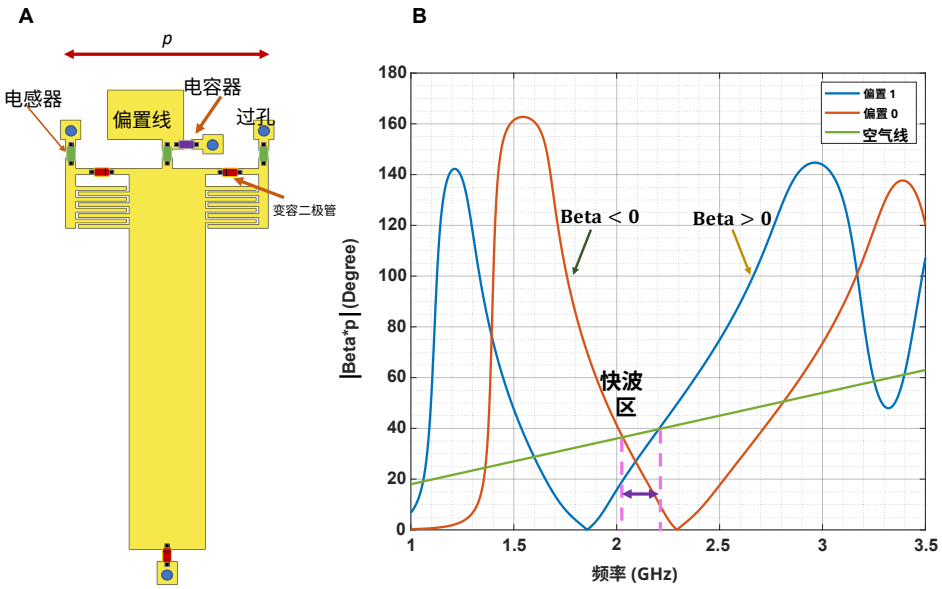

图 S1：（A）可调谐单元示意图。（B）变容二极管偏置的两种状态下的仿真色散曲线。

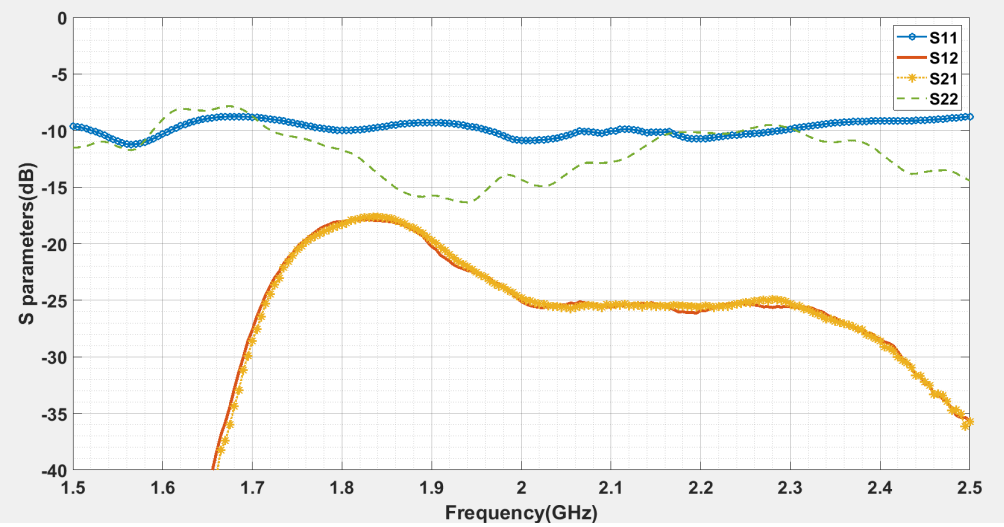

图 S2：制作的 TMLWA 含有 9 个单元时测量的 S 参数；第一个时隙中的序列为 111100000，随后在接下来的时隙中每次向后循环移位一位。