全息多输入多输出通信利用轨道角动量

Giulia Torcolacci*，*IEEE* 学生会员，Nicol`o Decarli†，*IEEE* 会员，
Davide Dardari*，*IEEE* 高级会员

* 电气、电子与信息工程系“G. Marconi”（DEI）及 WiLAB-CNIT，博洛尼亚大学，切塞纳（FC），意大利。

† 国家研究委员会—电子、计算机与电信工程研究所（CNR-IEIIT）及 WiLab-CNIT，博洛尼亚（BO），意大利。
通讯作者：Giulia Torcolacci (g.torcolacci@unibo.it) 本文部分内容曾发表于 IEEE GLOBECOM 2022 [1]。

arXiv:2304.01138v1 [eess.SP] 3 Apr 2023

摘要

本文探讨了在全息多输入多输出（MIMO）通信背景下，利用大型智能表面，在近场和视距场景中发挥电磁波轨道角动量（OAM）特性的潜力。论文首先对基于轨道角动量的通信进行表征，并研究携带轨道角动量的波与近期针对智能表面通信所分析的最优通信模式之间的联系。随后，本文提出了可实现的策略，利用智能表面和借助聚焦技术的优化方法生成和检测基于轨道角动量的通信信号。接着，通过仿真对这些策略的性能进行定量评估。数值结果表明，OAM波虽是最优通信模式的一种可行且更实用的替代方案，但在可达容量方面并非最优。

索引词

波束聚焦、通信模式、自由度、大型智能表面、近场、轨道角动量（OAM）。

I. 引言

对高速、可靠且无处不在的无线服务的不懈追求，正将当今无线电网络推向极限。第五代（5G）无线网络采用了最先进的无线电技术，例如多输入多输出（MIMO）通信，现已部署

于许多国家，并逐渐成为应对设备连接数量持续增长的重要技术。然而，预计第六代（6G）无线网络将把这些要求推至极限，对用户吞吐量、时延、可扩展性和可靠性提出更加严格的要求，从而为大量新颖的应用和使用场景铺平道路。在这一框架下，利用可用频谱资源更为丰富的高工作频率，并结合大型天线阵列和天线密集化，被视为应对上述严峻要求的一种潜在且有益的方法。然而，采用毫米波（mmWave）通信和太赫兹技术会带来更大的路径损耗、更易受大气湍流影响，并且在某些情况下，基于远场假设的传统电磁（EM）传播模型将不再适用。事实上，当天线尺寸增大或频率升高时，发射和接收天线之间的相互作用可能发生在辐射近场区 [2], [3]。此时，波前的平面波近似不再适用，必须改为考虑实际的球面波前。这种工作状态被认为尤为有利，因为它为未来无线系统开启了全新且尚未探索的机遇；这类系统的首要目标是实现更高的链路频谱效率和前所未有的性能。基于上述种种考量，全息通信 这一概念应运而生 [4]–[6], ，它可指对天线生成或接收的电磁场进行全面操控的能力，以充分利用可用信道的全部自由度（DoF），从而提升无线链路的通信容量，即使在视距（LOS）信道条件下也是如此。具体而言，先前的研究致力于利用大型智能表面（LIS）天线作为近场中的发射和接收设备，从而以通信模式的形式，更全面地描述通信问题；通信模式即在电磁层面上两个天线之间可形成的并行信道 [7], [8]。例如，文献 [8], 通过求解特征函数问题 [7]，得出了两个大智能表面之间可建立的最优通信模式及其数量（即可用自由度）所对应的最优基函数。

另一方面，过去十年间，多项研究探讨了利用电磁波的轨道角动量（OAM）特性，在理论上开辟更多正交无线信道的可能性。起初，人们认为这是一种新的维度，可提升无线通信中的自由度，且完全独立于时间、空间、频率和极化等概念。因此，近年来人们设想了许多利用OAM的相关应用，并提出了大量可能的技术和部署方案。例如，有人提出了一种基于模式正交性的新型空分复用技术，即OAM模式分

复用（OAM-MD） [9]。此外，也有人提出通过基于OAM的多址方案（OAM-MDMA） [10]来管理日益增长的用户密度 [11]–[16] 。研究人员还探讨了其他多种应用场景。直观而言，仍有许多未解决的问题有待处理，因为研究表明，系统性能 [17] 会受到所用天线类型、整体系统架构、工作频率以及许多其他因素的显著影响。尽管最初人们对OAM抱有很高热情，但多项研究指出，利用无线电波的OAM 特性无法取得相较于MIMO通信等更传统技术的显著优势 [18]–[22]。

OAM 的应用最初在光学领域得到研究， [23], [24] 随后也被提出用于无线电通信， [25], [26], 通常通过特定波束来表征，例如与拉盖尔-高斯（LG）模式对应的波束 [23], [27]。然而，对这些模式的研究往往未考虑具体的发射和接收设备，即未考虑特定的天线结构。事实上，人们已发现多种无线电 OAM 生成方法 [17],，例如螺旋相位板（SPP）天线、均匀圆形阵列（UCA）和超表面；其中每种方法都被认定为适用于特定工作频率的最优方案。事实上，研究表明，螺旋反射器和均匀圆形阵列在射频（RF）频段效果最佳，更适合远距离传输；而螺旋相位板和超表面则更适用于毫米波频段 [17]。然而，文献 [7], [8] 中讨论的这些 LG 模式与最优通信模式这一概念之间的关系往往并不明确，OAM 所能实现的自由度与最优策略所对应的自由度之间的差距也同样如此。

迄今为止，大量关于基于 OAM 的无线系统的研究都考虑使用 UCA 作为发射和接收设备 [28]–[31]。然而，这些系统在硬件灵活性和相位量化误差方面存在严重局限。对此，近期研究 [32]–[36] 已从理论和实验两方面证明，通过利用超表面在无线系统中实现 OAM 的可行性及其优势，尤其是在太赫兹频段 [37]–[41] ，其中大部分传播发生在发射机的近场区域内。据作者所知，尚无分析研究探讨过 OAM 的使用，或者更一般地说，探讨过任意电磁相位和幅度分布的使用，而不受具体硬件实现或天线技术的限制；我们则通过采用均匀化空间连续表面（如大智能表面）开展了这项研究。

在本研究中，受近期有关大智能表面之间通信的进展启发，我们重新审视了将基于轨道角动量的技术用作正交通信信道的做法。所提出的方法能够研究轨道角动量在容量表现和有效性方面的能力，尤其是与确定一

cou组天线之间通信模式的最优策略相关的方面。本文的主要贡献可总结如下 s:

- 回顾全息MIMO框架下的OAM通信概念及其与通信模式的关系；
- 从自由度的角度，阐明不同配置下基于OAM的策略与最优通信模式之间的差距；
- 提出利用波束聚焦来减轻近场（菲涅耳）区域内OAM波束典型发散效应的方法，并展示相关优缺点；
- 提出并分析用于实现基于OAM的接收机的不同检测策略；
- 讨论在全息MIMO方案中利用OAM的主要优缺点。

本文其余部分安排如下：第二节回顾LIS之间通信的概念，并介绍通信模式的概念，进而讨论采用最优发射与接收基函数集。第三节介绍OAM传播的特性。随后阐述OAM与最优通信模式之间的关系，并讨论OAM模式的特性。第四节介绍基于OAM的整体通信方案，并将近场波束聚焦作为提升系统性能的一种方法。第五节介绍实用的检测策略，第六节给出一些数值结果，以刻画OAM通信与最优策略之间的差距。最后，本文讨论采用基于OAM的无线电通信的主要优势与不足，并分析其实现复杂度；第七节总结全文。

II. 采用 LIS 的通信

LIS 可表示为一种有源、可重构的平面天线，其尺寸远大于工作波长，能够以很高的灵活性和分辨率控制电磁波的幅度与相位分布。值得注意的是，超材料已被提出 [42]–[44] 作为制造此类天线的可行技术，从而能够预先设计电磁波在形状、极化和波束转向方面的特性。从分析角度看，无论具体硬件实现如何，LIS 均可抽象建模为由无限多个亚波长天线单元组成的连续表面。 [8] 中的研究探讨了利用 LIS 进行通信的基本限制，并表明通过精心设计发射和接收 LIS 的幅度与相位分布，可以实现多种通信模式，即信道自由度

在视距近场条件下。具体而言，这些通信模式可视为电磁层面上一组并行的正交信道，从而使无线系统能够对信号进行空间复用。下一小节将简要回顾通信模式的正式定义。读者可参阅 [7], [8] 以了解完整论述。

A. 通信模式

首先暂不考虑天线的具体形状或配置，通常设发射和接收 LIS 的面积分别为 S_{T} 和 S_{R}。我们用 $\mathbf{s} \in S_{\mathrm{T}}$ 和 $\mathbf{r} \in S_{\mathrm{R}}$ 表示从所考虑参考系的原点分别指向发射和接收 LIS 上某一点的向量。发射 LIS 使用频率为 f_0的单色源，即 $\phi(\mathbf{s})$。该源在接收天线处产生波函数 $\psi(\mathbf{r})$，它是非齐次亥姆霍兹方程的一个解

$$\nabla^2\psi(\mathbf{r}) + \kappa^2\psi(\mathbf{r}) = -\phi(\mathbf{s})\,. \tag{1}$$

自由空间传播条件下，方程 (1) 的一个解为

$$\psi(\mathbf{r}) = \int_{S_{\mathrm{T}}} G(\mathbf{r},\mathbf{s})\phi(\mathbf{s})\,\mathrm{d}\mathbf{s} \tag{2}$$

其中，由向量 $\mathbf{r}_1$ 和 $\mathbf{r}_2$ 表示的两点之间的标量格林函数 $G(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2)$ 为

$$G\left(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2\right) = \frac{\exp\left(-\jmath\kappa\left|\left|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2\right|\right|\right)}{4\pi\left|\left|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2\right|\right|} \tag{3}$$

其中，$\kappa = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数，$\lambda = c/f_0$ 表示波长，c 为光速。需要注意的是，在式 (3) 中，忽略了反应场分量；这些分量通常在链路距离大于数个波长时趋于消失，因为假设该系统工作于辐射近场区。

下文中，尽管电磁场是复值矢量量，我们仍将其视为复值标量量（例如，只考虑单一极化）。这一简化并不影响结果的普遍性或有效性，相关结果也可推广至矢量情形。形式上，通信模式可通过发射函数ϕ(s)和接收函数 ψ(r)的特定正交归一基展开的均值来描述，分别记为 ϕ_n(s)和 ψ_n(r)，其中 $n = 1, 2, ..., \infty$。若基组的设计使第 n个发射基函数ϕ_n(s)与第 n个接收基函数 ψ_n(r)之间存在双射关系，则可确保存在多个通信模式。在这种情况下，每个发射函数 ϕ_n(s)都会在接收天线上产生一种影响 $\xi_n\psi_n$(r)，其中 ξ_n标识最大的可行耦合系数。具体而言，较大的 ξ_n 系数表示良好耦合的

模式，即发射和接收LIS之间对应于可行并行通信信道的函数对（$\phi_n(\mathbf{s})$，$\psi_n(\mathbf{r})$）；而较小的 ξ_n 则表示波向接收机以外区域扩散的情况。此外， $\phi_n(\mathbf{s})$ 和 $\psi_n(\mathbf{r})$ 函数的线性组合分别与施加在发射LIS上的电流空间分布以及接收LIS侧产生的电场成正比，因此，后者在下文中称为第 n 个电场分量。

原则上，无限基组都是可以实现的；但为了在耦合度最大的情况下实现最多的通信模式，需要求解以下耦合特征函数问题，从而得到最优基函数 [7], [8]

$$\xi_n^2\,\phi_n(\mathbf{s}) = \int_{S_\mathrm{T}} K_\mathrm{T}(\mathbf{s},\mathbf{s}')\,\phi_n(\mathbf{s}')\,\mathrm{d}\mathbf{s}' \tag{4}$$

$$\xi_n^2\,\psi_n(\mathbf{r}) = \int_{S_\mathrm{R}} K_\mathrm{R}(\mathbf{r},\mathbf{r}')\,\psi_n(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}\mathbf{r}' \tag{5}$$

其中，核函数 $K_\mathrm{T}(\mathbf{s},\mathbf{s}')$ 和 $K_\mathrm{R}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ 定义如下：

$$K_\mathrm{T}(\mathbf{s},\mathbf{s}') = \int_{S_\mathrm{R}} G^*(\mathbf{r},\mathbf{s})G(\mathbf{r},\mathbf{s}')\,\mathrm{d}\mathbf{r} \tag{6}$$

$$K_\mathrm{R}(\mathbf{r},\mathbf{r}') = \int_{S_\mathrm{T}} G(\mathbf{r},\mathbf{s})G^*(\mathbf{r}',\mathbf{s})\,\mathrm{d}\mathbf{s}\,. \tag{7}$$

确定这些解可能极具挑战性，且可能需要进行大量繁琐的数值计算，尤其是在处理规模非常大的大智能表面时。此外，从实际角度来看，需要了解系统几何结构，且精度要小于一个波长，这在现实应用中可能难以实现。然而，最优函数可作为基准，用于衡量最优策略与采用次优基函数集的其他实用方法之间的性能差异。因此，人们提出了次优策略，例如，根据特定运行条件，利用指定的聚焦／波束指向函数来近似基函数集 [45]。

总体而言，通信问题可视为有限空间范围内连续孔径之间的无线互连，这些孔径能够生成并检测最合适的电磁波形，以最大化可实现的信道容量。当只有有限数量的 N 个基函数强耦合时（即相应的 ξ_n具有显著值），由此得到的等效通信方案可如图 1 所示。值得注意的是，所采用的基分解使我们能够用 N 个并行信道定义一种容量最优的系统输入输出表示，其中 N 标识了特定通信系统可用的自由度。事实上，通过将N 个输入数据流 $\{x_n\}$ 与发射基集合 $\{\phi_n(\mathbf{s})\}$、$\mathbf{s} \in S_\mathrm{T}$相关联，并忽略

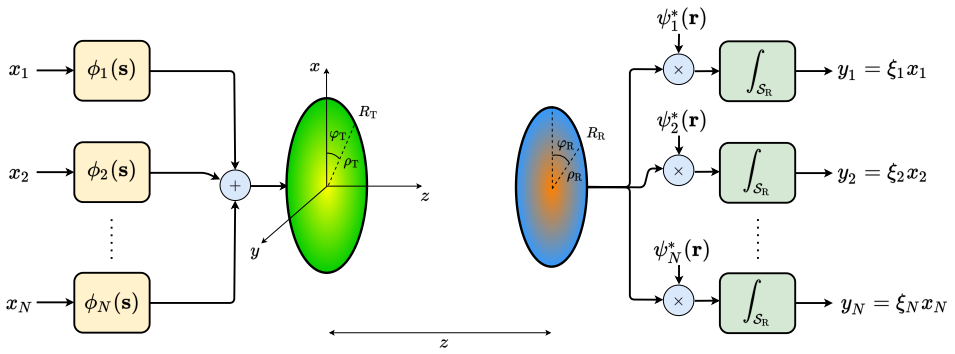


图 1： 傍轴构型下，相距 z 的一对圆形*LIS*之间通信模式的示意图。

噪声，我们能够通过将接收电磁场与相应的基函数 $\{\psi_n(\mathbf{r})\}$、 $\in S_{\mathrm{R}}\mathbf{r}$ $y_n = \xi_n x_n$，直接恢复传输的数据，从而得到 $n = 1$， N，……，。*B.* 圆形*LIS*的最优通信模式

我们考虑一种傍轴几何，其中发射和接收LIS彼此平行，且中心对齐。在傍轴条件下，对于圆形天线，描述通信模式的最优波函数称为圆形长旋转椭球函数（CPSF） [46], ，它扩展了经典的线性长旋转椭球波函数（PSWF）；后者则是在傍轴条件下针对矩形天线的解 [7]。

如图 1 所示，我们考虑视距（LOS）下的两个平行圆形LIS。极坐标形式的坐标 ρ_{T} 和 φ_{T} 表示发射LIS上的一个任意点，而坐标 ρ_{R} 和 φ_{R} 表示接收LIS上的一个任意点。发射LIS天线位于 $z = 0$ 处，两个LIS之间的距离为 z。此外，发射LIS的半径为 R_{T}，接收LIS的半径为 R_{R}。发射和接收LIS上的两个任意点之间的距离记为

$$r = |\mathbf{r} - \mathbf{s}| = \sqrt{\rho_{\mathrm{T}}^2 + \rho_{\mathrm{R}}^2 - 2\rho_{\mathrm{T}}\rho_{\mathrm{R}}\cos\left(\varphi_{\mathrm{R}} - \varphi_{\mathrm{T}}\right) + z^2}\,. \tag{8}$$

根据此几何结构，发射LIS处的基函数为 [46]

$$\phi_n(\rho_{\mathrm{T}}, \varphi_{\mathrm{T}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_{\mathrm{T}}\rho_{\mathrm{T}}}} f_{m,\ell}^c\left(\frac{\rho_{\mathrm{T}}}{R_{\mathrm{T}}}\right) e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z}} e^{\jmath\ell\varphi_{\mathrm{T}}} \tag{9}$$

其中 $n = 1, \ldots, N$是对集合 $\mathcal{S} = \{m, \ell\}$ 中对应于耦合良好的通信模式的元素进行索引的指标，$\{f_{m,\ell}^c\}$ 是求解带限汉克尔变换特征值问题的实值圆形长旋转椭球函数

$$\gamma_{m,\ell}^c f_{m,\ell}^c(x) = \int_0^1 J_\ell\left(cxx'\right)\sqrt{cxx'} f_{m,\ell}^c\left(x'\right)\mathrm{d}x' \tag{10}$$

其中 $\gamma^c_{m,\ell}$ 是特征值，$c = \frac{\kappa R_{\mathrm{T}} R_{\mathrm{R}}}{z}$是带宽参数，$x' = \frac{\rho_{\mathrm{T}}}{R_{\mathrm{T}}}$ 和 $x = \frac{\rho_{\mathrm{R}}}{R_{\mathrm{R}}}$。相应地，在接收LIS一侧，我们有基函数 [46]

$$\psi_n(\rho_{\mathrm{R}}, \varphi_{\mathrm{R}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_{\mathrm{R}} \rho_{\mathrm{R}}}} \frac{e^{\jmath\kappa z}}{\jmath^\ell} f^c_{m,\ell}\left(\frac{\rho_{\mathrm{R}}}{R_{\mathrm{R}}}\right) e^{\jmath\kappa \frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} e^{\jmath\ell\varphi_{\mathrm{R}}} . \tag{11}$$

根据 [46], ，通信模式的耦合系数为

$$\xi_n = \gamma^c_{m,\ell} \sqrt{\frac{R_{\mathrm{T}} R_{\mathrm{R}}}{4\kappa z}} . \tag{12}$$

由于与 CPSF 相关的特征值 $\gamma^c_{m,\ \ell}$，通信模式（即良好耦合模式）的数量由 [46]给出

$$N = \left(\frac{\pi R_{\mathrm{T}} R_{\mathrm{R}}}{\lambda z}\right)^2 = \frac{S_{\mathrm{T}} S_{\mathrm{R}}}{\lambda^2 z^2} \tag{13}$$

其中，LIS 的两个面积分别为 $S_{\mathrm{T}} = \pi R_{\mathrm{T}}^2$ 和 $S_{\mathrm{R}} = \pi R_{\mathrm{R}}^2$。值得注意的是，式（13）的形式与文献 [7]中报告的矩形表面的经典结果相同。然而，只有当 z 大于 LIS 的尺寸时，这一结果才准确。[1]

值得注意的是，发射端和接收端的基函数 ϕ_n（ρ_{T}，φ_{T}）以及 ψ_n（ρ_{R}，φ_{R}）在径向和角向分量上均可分离，也就是说，它们分别可以写成

$$\phi_n(\rho_{\mathrm{T}}, \varphi_{\mathrm{T}}) = \phi^\rho_n(\rho_{\mathrm{T}})\, \phi^\varphi_n(\varphi_{\mathrm{T}}) \tag{14}$$

$$\psi_n(\rho_{\mathrm{R}}, \varphi_{\mathrm{R}}) = \psi^\rho_n(\rho_{\mathrm{R}})\, \psi^\varphi_n(\varphi_{\mathrm{R}}) . \tag{15}$$

III. Orbital Angular Momentum

A. 一般定义

从电磁的角度来看，角动量是一种矢量特性，用于定量描述电磁场的内禀旋转 [23]。光子沿轴向传播时，确实可以同时绕其轴线旋转。此外，旋转有两种不同的形式，每种形式都与总角动量的一个特定分量相关。实际上，总角动量可由自旋角动量（SAM）和轨道角动量（OAM）之和计算得出。自旋角动量与电磁场绕其传播方向的动态旋转有关，并与波的极化 [27]相关。相比之下，轨道角动量涉及电磁场的空间分布及其绕主波束轴的旋转 [47]。

从物理角度来看，具有非零轨道角动量的电磁波，其定义性特征是波前不再符合传统远场假设，即波前并非平行

[1]为此，文献 [8] 给出了适用于较小 R_{T} 和 R_{R} 取值的式 (13) 扩展。

于在轴向传播的平面。这些波前呈螺旋状，围绕传播方向扭转。因此，轨道角动量常被描述为涡旋，或用螺旋形/扭曲/盘绕的波前来表述。尽管本文采用了第 II 节所述的标量近似，但与轨道角动量相关的波前具有特殊的螺旋结构，通常在波动方程中用指数相位项表示，形式为 $e^{\jmath\ell\varphi}$，其中 $\ell \in \mathbb{Z}$ 称为 拓扑荷 ， φ 为横向方位角，定义为垂直于传播方向的平面上的角位置。在 [27], 中已有研究证明，在近轴传播区间内，这一特征是携带轨道角动量的波存在的充分条件。因此，每个涡旋都由一个整数 ℓ表征，其绝对值表示波前在等于一个波长的距离内扭转的圈数，符号则决定手性，或者说扭转方向。事实上，当 $|\ell| > 0$时，表征特定拓扑荷的波前具有 $|\ell|$ 条相互交织的螺旋线。与特定拓扑荷相关的每一种状态 ℓ 都称为 OAM模式。OAM模式最有趣的特性是其固有的正交性。事实上，我们有

$$\int_0^{2\pi} e^{\jmath\ell_j\varphi}\left(e^{\jmath\ell_k\varphi}\right)^* \mathrm{d}\varphi = \begin{cases} 0 & j \neq k \\ 2\pi & j = k \end{cases} \tag{16}$$

因此，原则上，具有这一特性的波束可以承载不同的数据流，从而实现空间复用能力。

人们研究了许多携带角动量的波束类型，以赋予电磁波所需的涡旋相位剖面，其中 LG波束或许是最广为人知的[48]。LG波束是均匀介质中波动方程的傍轴解 [49], ，只是众多能够携带轨道角动量的现有波的一个例子。高斯光束、艾里光束以及许多其他波束也都是研究对象 [50], [51],，它们代表了用于确定轨道角动量传播最佳场分布的可能方案。有趣的是，这些波束的共同点在于，它们都能较好地传输轨道角动量；从数学角度看，这一特性始终通过指数项 $e^{\jmath\ell\varphi}$来描述。

B. 轨道角动量模式与通信模式

关于 OAM模式（例如 LG波束）的定义与通信模式（如第 II 节中的定义）之间的主要区别在于，前者既没有给出与特定发射/接收天线相关的概念，也没有给出相关参考文献。相比之下，由函数对 $(\phi_n(\mathbf{s})\ \psi_n(\mathbf{r}))$ 所确定的通信模式与发射天线的几何形状密切相关，

也与接收天线的几何形状密切相关。LG波束与通信模式之间的根本差异源于二者不同的定义。实际上，LG波束是在不存在边界的情况下，即 源的横向尺寸趋于无穷大时，波动方程的解。相反，第 II 节中的通信模式是在考虑有限且定义明确的天线尺寸后获得的。因此，当发射孔径足够大以产生这些波束，且接收孔径足以捕获它们时，LG模式可被视为实际传播模式的近似解[46]。然而，当考虑与有限发射/接收天线相对应的边界时，只能得到数量有限的 N 耦合良好的通信模式，并且 LG波束并不是方程（1）的适当解 [52]。

IV. 基于LIS的OAM通信

根据式 (9)–(11) 采用 CPSF 作为基函数，可获得数量最多的通信模式。不幸的是，即使在近轴场景下，这种方法的实现也相当复杂，原因有以下几点：

- 发射和接收LIS必须准确知道彼此之间的距离和尺寸，才能沿径向坐标ρ_{T} 和 ρ_{R}形成幅度与相位分布；
- 发射LIS侧必须根据式 (9) 生成复振幅/相位分布。同样，接收到的电磁场必须根据式 (11) 进行适当加权，采用复振幅/相位分布。这些操作要求两个LIS都具备高度灵活性。

鉴于此，人们有兴趣设计更易于实现的专用发射和接收基函数。为简化发射和接收LIS架构，同时利用OAM螺旋波前所提供的复用能力，可以利用特征OAM指数项构造满足（1）的（14）形式基函数。具体而言，我们提出在发射LIS侧使用以下（14）形式的正交归一基函数，其中

$$\phi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{T}}) = \frac{1}{R_{\mathrm{T}}}\Pi_{R_{\mathrm{T}}}(\rho_{\mathrm{T}}) \tag{17}$$

$$\phi_n^{\varphi}(\varphi_{\mathrm{T}}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{T}}} \tag{18}$$

with

$$\Pi_a(\beta) = \begin{cases} 1 & \beta \in (0,a) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \tag{19}$$

为 th　矩形函数，在本例中表示半径为 R_{T}的圆盘，且

$$\ell_n = \begin{cases} -\frac{n-1}{2} & \mod(n,2) = 1 \\ \frac{n}{2} & \mod(n,2) = 0 \end{cases} \tag{20}$$

对于 $n = 1, \ldots\ldots, N$。因此， $\ell_n = 0, +1, -1, +2, -2, \ldots\ldots, (N-1)/2$，假设 N 为奇数。[2]式（17）—（18）中提出的发射函数经过归一化，使其具有单位能量，即

$$\int_0^{R_{\mathrm{T}}} \int_0^{2\pi} \phi_n(\rho_{\mathrm{T}}, \varphi_{\mathrm{T}}) \phi_m^*(\rho_{\mathrm{T}}, \varphi_{\mathrm{T}}) \rho_{\mathrm{T}} \, \mathrm{d}\varphi_{\mathrm{T}} \, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} = \delta_{nm} \tag{21}$$

为 δ_{nm} 克罗　　内克尔 delta，从而确保总发射能量等于 $E_{\mathrm{t}} = N$。

这些基组可视为将生成 OAM波 所需的典型相位渐变轮廓扩展至圆形表面；对于均匀圆形阵列，通常使用这些轮廓生成 OAM波。事实上，获得螺旋波前的一种众所周知的方法是：向圆形阵列的 N_{TX} 个阵元馈电，这些阵元沿圆环等间距排列，并施加递进的相位延迟 $\Delta = 2\ell\pi/N_{\mathrm{TX}}$，使得相位在绕行一周后增加 ℓ 个 2π 的整数倍（即相位随方位角线性变化） [53]。值得注意的是，函数（17）—（18）可用于实现空间复用，且只需在发射机处进行相位渐变，从而显著简化 LIS 的实现。与最优解不同，这些函数并不构成完备基组，因此预计自由度方面的性能会有所下降，后文将对此进行研究。需要注意的是，当 $n = 1$ （或等价地，当 $\ell_n = 0$）时，所得波束与均匀圆形孔径相同，而后续模式则是简并的。这意味着相邻模式之间的耦合相同（例如， $n = 2$ 和 $n = 3$，它们对应拓扑荷绝对值相同但手性相反的模式）。

当发射天线采用式（17）—（18）中指定的基函数 ϕ_n（ρ_{T}， φ_{T}） 时，按照式（2），距离 z 处产生的场可计算为

$$\psi_n(\rho_{\mathrm{R}}, \varphi_{\mathrm{R}}) = \frac{1}{R_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \int_0^{2\pi} e^{\jmath \ell_n \varphi_T} \frac{e^{-\jmath \kappa r}}{4\pi r} \rho_{\mathrm{T}} \, \mathrm{d}\varphi_{\mathrm{T}} \, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \tag{22}$$

特别是，当波在菲涅耳区内传播时，由于该区域允许建立多个通信模式，式（22）分子中的变量 r 可近似为 [54]

$$r \approx z + \frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z} + \frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z} - \frac{\rho_{\mathrm{T}}\rho_{\mathrm{R}} \cos(\varphi_{\mathrm{R}} - \varphi_{\mathrm{T}})}{z} \tag{23}$$

[2]请注意，为简便起见，此处沿用第 II 节中基函数 $\phi_n(\rho_{\mathrm{T}}, \varphi_{\mathrm{T}})$ 的相同记法来表示发射LIS处基于 OAM 的函数，尽管它们与最优函数并不相同。类似地，当采用式 (17)–(18) 中第 n 个基函数 $\phi_n(\rho_{\mathrm{T}}, \varphi_{\mathrm{T}})$ 时，我们将用$\psi_n(\rho_{\mathrm{R}}, \varphi_{\mathrm{R}})$ 表示第 n 个电磁场分量。

而在式 (22) 的分母中，我们考虑 $r \approx z$。这一常用的菲涅耳近似使接收电磁场可表示为

$$\begin{aligned}\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}}) &\simeq \frac{1}{4\pi z R_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} e^{-\jmath\kappa z} \int_0^{R_{\mathrm{T}}}\int_0^{2\pi} e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{T}}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z}} e^{\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}\cos(\varphi_{\mathrm{R}}-\varphi_{\mathrm{T}})}{z}} \rho_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \\ &= \frac{(-1)^{\ell_n}}{2z\sqrt{2\pi R_{\mathrm{T}}}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} e^{-\jmath\kappa z} e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}} \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z}} J_{\ell_n}\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right)\mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}}\,. \end{aligned} \tag{24}$$

从 (22) 可以看出，表示轨道角动量的指数项 $e^{\jmath\ell\varphi_{\mathrm{R}}}$ 也出现在接收电磁场的表达式中。这表明，无论选择何种发射剖面，轨道角动量波前均沿径向在自由空间中传播而不发生变化，从而说明尽管轨道角动量波束的形状会改变，接收机处仍能保持正交性。下文将式 (17)-(18) 中基函数生成的每个电磁场分量 ψ_n轨道角动量模式 $\rho_{\mathrm{R}}(\,\varphi_{\mathrm{R}},)$ 称为轨道角动量模式。

A. 已聚焦轨道角动量

根据前文讨论接收LIS处的轨道角动量模式时，从式 (24) 的解析表达式可以看出，随着拓扑荷增大，高阶模式的最大值出现在越来越大的 ρ_{R} 处，这是贝塞尔函数的一个特征。事实上，众所周知，携带轨道角动量的波束的发散程度会随拓扑荷 [55] 增大。因此，需要较大的接收LIS来收集大部分波束并获得显著的耦合强度。此外，在近场中工作时，波束展宽效应更为明显，因为孔径的衍射图样本质上比远场中观察到的更大。这是式 (24) 所示二次相位项卷积的结果。限制波束在近场中的角扩展，一种广泛采用的方法是使用聚焦技术 [56]。这种方法通过调整辐射源的相位，使其补偿传播至特定点（焦点）的时延，从而使所有电磁场贡献在该点相干叠加，进而增强有限区域内的电磁场强度。利用式 (17)-(18) 中给出的函数实现这一预期效果，需要沿径向坐标 ρ_{T} 修改发射相位剖面 $\phi_n(\rho_{\mathrm{T}},\varphi_{\mathrm{T}})$，使相位在焦点处汇聚。在傍轴几何中，若焦点位于接收 LIS 中心、距离为 z 处，则可通过采用

$$\phi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{T}}) = \frac{\Pi_{R_{\mathrm{T}}}(\rho_{\mathrm{T}})}{R_{\mathrm{T}}}\; e^{\jmath\kappa r}\big|_{\rho_{\mathrm{R}}=0} \approx \frac{\Pi_{R_{\mathrm{T}}}(\rho_{\mathrm{T}})}{R_{\mathrm{T}}} e^{\jmath\kappa z\left(1+\frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z^2}\right)} \tag{25}$$

其中，右侧近似由式 (23) 中所述的菲涅耳近似推导得出。

从实际角度来看，可以通过采用相位剖面 $\phi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{T}}) \quad = \Pi_{R_{\mathrm{T}}}(\rho_{\mathrm{T}})\exp(\jmath\kappa\rho_{\mathrm{T}}^2/2z)/R_{\mathrm{T}}$来实现聚焦，因为加入一个常数相位项不会影响聚焦

行为。式（14）所述的可分离性表明，沿横向径向坐标 ρ_{T} 应用相位剖面不会改变螺旋相位前沿，因此能够在发射机和接收机两侧保持正交性。实际上，相位剖面沿径向坐标 ρ_{T} 的任何变化都不会导致波束分离能力下降。这种方法的一个局限是，发射LIS侧必须知道天线之间的距离，才能正确聚焦电磁场。不过，这种策略只需要进行相位渐变，因此易于实现。因此，在存在聚焦的情况下，与第 III.B 节中的最优策略相比，整体系统复杂度无论如何都会降低。

采用相位剖面 (25) 时，接收LIS侧产生的电磁场可表示为

$$\begin{aligned}\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}}) &\simeq \frac{1}{4\pi z R_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} \int_0^{R_{\mathrm{T}}}\int_0^{2\pi} e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{T}}} e^{\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}\cos(\varphi_{\mathrm{R}}-\varphi_{\mathrm{T}})}{z}} \rho_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \\ &= \frac{(-1)^{\ell_n}}{2zR_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}} \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} J_{\ell_n}\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right)\mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}}\,. \end{aligned} \tag{26}$$

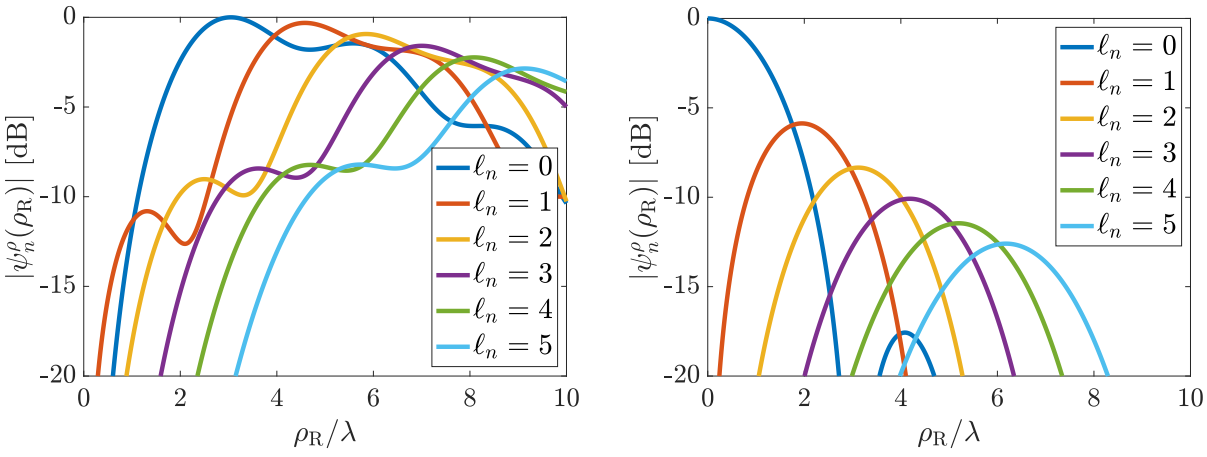
有趣的是，表达式 (26) 对应于采用远场（夫琅禾费）近似时得到的波束，尽管此时是在发射LIS的菲涅耳区内观测该电磁场 [45], [57]。事实上，沿 ρ_{T} 聚焦可补偿菲涅耳区衍射效应所特有的二次相位项，从而使波束在焦点处更加集中。请注意，当 $\ell_n = 0$ （即 $n = 1$）时，我们有

$$\begin{aligned}\psi_1(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}}) =& \frac{1}{2zR_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} J_0\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right)\mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \\ =& \frac{1}{2z\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} J_1\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}R_{\mathrm{T}}}{z}\right). \end{aligned} \tag{27}$$

与 (27) 对应的强度分布是圆孔径天线的经典远场方向图（即 艾里斑 [54]）。值得注意的是，聚焦可部分补偿较高拓扑荷产生的波束发散，这将在下面的数值示例中进行研究。

B. 数值示例

例如，考虑两个相距 $z = D\lambda$、彼此平行的圆形LIS。发射LIS的半径为 $R_{\mathrm{T}} = T\lambda$，接收LIS的半径为 $R_{\mathrm{R}} = R\lambda$。图 2a 展示了接收电场径向分量的归一化振幅 $\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})$，其中 $\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}}) = \psi_n^{\varphi}(\varphi_{\mathrm{R}})\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})$ 和 $\psi_n^{\varphi}(\varphi_{\mathrm{R}}) = e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}$，其随比值 $\rho_{\mathrm{R}}/\lambda$ 变化，适用于 $R = T = 10$ 和 $D = 50$ 的情况。可以观察到，拓扑荷 ℓ_n越大，波束发散越明显。此外，波束展宽效应也是接收电磁场的一个特征



(a) 未聚焦情形

(b) 聚焦情形

图 2： 不同拓扑荷 ℓ_n 下，接收电磁场沿径向坐标随比值 ρ_R/λ 变化的情况：*(a)* 无聚焦发射 *LIS* 时；*(b)* 有聚焦发射 *LIS* 时（归一化至最大值$\{|\psi_1^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})|\}$）。

在菲涅耳区内也能观察到这一现象。事实上，在所选的数值设置下，近场与远场之间的边界（即夫琅禾费距离 d_{ff}）在本例中为 [54]

$$d_{\mathrm{ff}} = \frac{8R_{\mathrm{T}}^2}{\lambda} \tag{28}$$

并且可以表示为波长 λ的整数倍，即 $D_{\mathrm{ff}} = d_{\mathrm{ff}}/\lambda = 8T^2$。应注意，在所建议的数值示例中，$D_{\mathrm{ff}} > D$ 。

相比之下，当按照式 (25) 采用聚焦发射 LIS，且系统配置相同时，归一化接收电场的径向分量幅度如图 2b 所示。聚焦效应清晰可见，它产生了更加集中的波束，从而使接收 LIS 收集的能量最大化。从图中可以看出，每个波束的发散程度各不相同，并随模式阶数增加。附录 A 给出了不同拓扑荷下发射和接收 LIS 处幅度与相位分布的其他示例，其中既包括发射 LIS 聚焦的情形，也包括未聚焦的情形。

V. 检测策略

当同时传输 N数据流以承载符号 $\mathbf{x} = \{x_1, \ldots, x_N\}$时，即按照式 (17)-(18) 中的基函数 $\phi_n(\rho_{\mathrm{R}}, \varphi_{\mathrm{R}})$ 进行空间复用时，信息承载

电磁场结果 f　　来自距离 z 处（即接收LIS处）的模式叠加

$$y(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})=\psi(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})+n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})=\sum_{n=1}^{N}x_n\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})+n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}}) \tag{29}$$

其中，$y(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})$ 表示接收电磁场的整体，第一项表示承载数据的有用电磁场，而 $n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})$ 表示影响基于OAM的系统的噪声场。在没有进一步假设的情况下（例如，关于电磁干扰 [58] 的假设），用笛卡尔坐标表示的噪声场被视为有用信号空间带宽内的加性高斯白噪声（AWGN），具体特征见附录B。

每个符号接收到的总能量为

$$E_{\mathrm{s}}=\int_0^{R_{\mathrm{R}}}\int_0^{2\pi}\left|\psi(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})\right|^2\rho_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \tag{30}$$

因此，我们将信噪比（SNR）定义为 $\mathsf{SNR}=E_{\mathrm{s}}/N_0$。由此，与第 n 个 OAM模式相关的信噪比可写为

$$\mathsf{SNR}_n=\mathsf{SNR}\,\frac{E_n}{E_{\mathrm{s}}} \tag{31}$$

其中，$E_n=\int_0^{2\pi}\int_0^{\rho_{\mathrm{R}}}\left|\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})\right|^2\rho_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}}$ 表示第 n 个接收 OAM模式的能量。此外，我们将参数 η 定义为接收总能量与发射能量之比，即

$$\eta=\frac{E_{\mathrm{s}}}{\int_0^{R_{\mathrm{T}}}\int_0^{2\pi}\left|\sum_{n=1}^{N}\phi_n(\rho_{\mathrm{T}},\varphi_{\mathrm{T}})\right|^2\rho_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{T}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}}}=\frac{E_{\mathrm{s}}}{E_{\mathrm{t}}}\,. \tag{32}$$

这个量在概念上等同于自由空间路径损耗的倒数（即路径增益），并将在第VI节中进一步讨论。

A. 轨道角动量解复用

在接收LIS侧，对整体电磁场 $y(\rho_{\mathrm{R}},\ \varphi_{\mathrm{R}})$ 进行处理，以提取信息数据 $\mathbf{x}$。值得注意的是，由于螺旋波前沿方位角坐标方向传播时保持不变，在接收LIS侧与共轭因子 $e^{-\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}$ 进行相关运算，即可从式（29）的总接收场中分离出第 n 个贡献项 $\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\ \varphi_{\mathrm{R}})$，从而实现OAM模式解复用。形式上，有

$$\begin{aligned}y_n(\rho_{\mathrm{R}})&=\int_0^{2\pi}y(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})e^{-\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{R}}\\&=\int_0^{2\pi}\sum_{n=1}^{N}x_n\psi_n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})e^{-\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{R}}+\int_0^{2\pi}n(\rho_{\mathrm{R}},\varphi_{\mathrm{R}})e^{-\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}\,\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{R}}\\&=x_n\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})+n_n(\rho_{\mathrm{R}})\end{aligned} \tag{33}$$

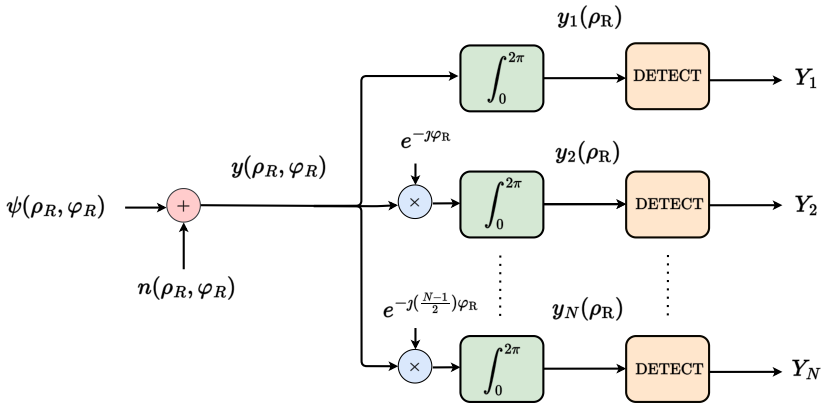


图3： *OAM*模式解复用的等效框图。

其中

$$\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}}) = \frac{(-1)^{\ell_n}}{2zR_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} e^{-\jmath\kappa z} \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z}} J_{\ell_n}\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right) \mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \tag{34}$$

未执行聚焦时，发射LIS一侧以及

$$\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}}) = \frac{(-1)^{\ell_n}}{2zR_{\mathrm{T}}\sqrt{\pi}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{R}}^2}{2z}} e^{-\jmath\kappa z} \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} J_{\ell_n}\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right) \mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \tag{35}$$

而在发射LIS处采用聚焦时。函数 $n_n(\rho_{\mathrm{R}})$ 表示解复用后影响正在检测的第 n 个 OAM模式的径向噪声部分。随后，可以采用不同方法，通过处理 LIS 的径向分量 ρ_{R} 中的信号来构建标量判决变量 Y_n，从而从第 n 个电磁场分量中检测出所传输的符号 x_n。图3展示了执行 OAM 解复用的等效接收机框图概览。下文将介绍三种不同的检测策略，它们在实现复杂度和性能方面各不相同。

B. 匹配滤波器

在接收机的第 n个分支处实现能量最大化的最优策略是进行匹配滤波，即沿径向坐标 ρ_{R} 也计算相关，使用与式（34）或（35）相匹配的模板函数 $f_n(\rho_{\mathrm{R}})$，即 $f_n(\rho_{\mathrm{R}}) = \psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})$。值得注意的是，由于假设噪声为空间白噪声，且采用极坐标参考系，基于相关的接收方案

需要像式（21）-（22）那样引入与笛卡尔坐标到极坐标的变换相关的雅可比矩阵的行列式，即 ρ_{R}。因此，用于第 n个分支进行信号解调的判决变量 $Y_n^{(\mathrm{MF})}$为

$$\begin{aligned} \mathrm{Y}_n^{(\mathrm{MF})} &= \int_0^{R_{\mathrm{R}}} y_n(\rho_{\mathrm{R}})\, f_n^*(\rho_{\mathrm{R}})\rho_{\mathrm{R}}\, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \\ &= x_n \int_0^{R_{\mathrm{R}}} \left|\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})\right|^2 \rho_{\mathrm{R}}\, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} + \int_0^{R_{\mathrm{R}}} n_n(\rho_{\mathrm{R}}) f_n^*(\rho_{\mathrm{R}})\rho_{\mathrm{R}}\, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \\ &= x_n h_n^{(\mathrm{MF})} + w_n \end{aligned} \tag{36}$$

其中， $h_n^{(\mathrm{MF})}$表示描述OAM视距传播影响的第 n个信道系数。具体而言，有 $h_n^{(\mathrm{MF})} = E_n$，其中

$$E_n = \frac{1}{4\pi z^2 R_{\mathrm{T}}^2} \int_0^{R_{\mathrm{R}}} \left| \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} e^{-\jmath\kappa\frac{\rho_{\mathrm{T}}^2}{2z}} J_{\ell_n}\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right) \mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \right|^2 \rho_{\mathrm{R}} \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \tag{37}$$

表示发射LIS未进行聚焦时，与第 n个OAM模式相关的接收能量，而

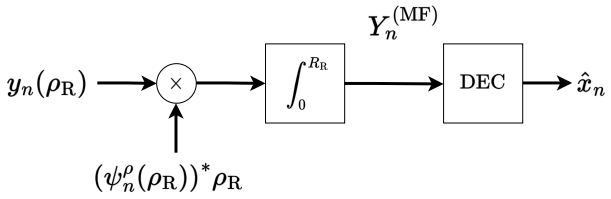
$$E_n = \frac{1}{4\pi z^2 R_{\mathrm{T}}^2} \int_0^{R_{\mathrm{R}}} \left| \int_0^{R_{\mathrm{T}}} \rho_{\mathrm{T}} J_{\ell_n}\left(\frac{\kappa\rho_{\mathrm{R}}\rho_{\mathrm{T}}}{z}\right) \mathrm{d}\rho_{\mathrm{T}} \right|^2 \rho_{\mathrm{R}}\, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \tag{38}$$

则表示考虑聚焦后的情况。此外， w_n 表示影响第 n个基于相关的器件输出端判决变量的噪声分量。我们有， $w_n \sim \mathcal{CN}(0,\ \sigma_{w,\ \mathrm{MF}}^2)$、 $n = 1, 2, \ldots\ldots, N$均为独立同分布（i.i.d.）的圆对称复高斯随机变量，其方差见附录B。遗憾的是，这种策略的等效处理方案如图4a所示，尽管能使其输出端的信噪比最大化，却要求接收LIS具备很高的灵活性。事实上：

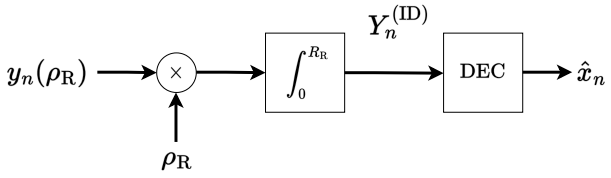
- 必须执行具有复数幅度/相位模式的空间相关；
- 接收机必须知道发射机与接收机之间的距离以及发射LIS的尺寸，才能构建模板函数 $f_n(\rho_{\mathrm{R}})$。

C. 积分转储

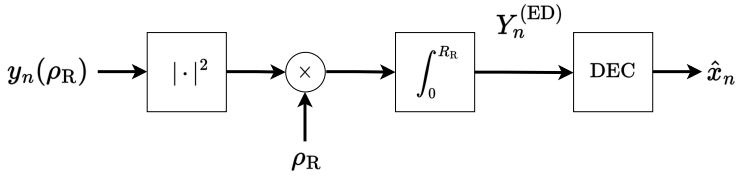
考虑到接收场总由一组明确的波束构成，尤其是在聚焦情形下（如图 2b 所示），可以采用简单的积分转储（ID）方法（即沿径向坐标 ρ_{R} 累积）实现复杂度较低的检测方案，从而无需沿 ρ_{R} 逐点处理复杂幅度和相位的空间相关。



(a) Matched Filtering.



(b) Integrate & Dump.



(c) Energy Detection.

图4： *OAM*模式解复用后用于符号检测的所提径向处理方案。

具体而言，我们有

$$\begin{aligned} Y_n^{(\mathrm{ID})} &= \int_0^{R_\mathrm{R}} y_n(\rho_\mathrm{R}) \rho_\mathrm{R} \, \mathrm{d}\rho_\mathrm{R} \\ &= x_n \int_0^{R_\mathrm{R}} \psi_n^\rho(\rho_\mathrm{R}) \rho_\mathrm{R} \, \mathrm{d}\rho_\mathrm{R} + \int_0^{R_\mathrm{R}} n_n(\rho_\mathrm{R}) \rho_\mathrm{R} \, \mathrm{d}\rho_\mathrm{R} \\ &= x_n h_n^{(\mathrm{ID})} + w_n^{(\mathrm{ID})} \end{aligned} \tag{39}$$

其中， $h_n^{(\mathrm{ID})}$为复信道系数，$w_n^{(\mathrm{ID})} \sim \mathcal{CN}(0, \sigma_{w,\mathrm{ID}}^2)$、 $n = 1, \ldots, N$为方差为$\sigma_{w,\mathrm{ID}}^2$的高斯噪声变量，其推导见附录B。该策略对应于假设 $f_n(\rho_\mathrm{R}) = \Pi_{R_\mathrm{R}}(\rho_\mathrm{R})$，因此对整个接收径向维度进行积分。等效处理方案如图4b所示。值得注意的是，在这种情况下，与匹配滤波器（MF）策略不同，式（39）中缺少平方模运算（而式（36）中存在该运算），这使得复输出变量 $Y_n^{(\mathrm{ID})}$的符号取决于径向分量积分结果的正负

因此，最终判决准则必须考虑径向分量 $\psi_n(\rho_{\mathrm{R}})$积分结果的正负。此外，还需要进行信道均衡，以补偿判决变量中的相位项。

D. 能量检测

为了进一步简化接收机结构，可以考虑采用部分非相干方案，通过利用平方律器件沿径向分量 ρ_{R} 收集能量，从而形成能量检测（ED）方案。如前所述，对第 n 个 OAM 模式进行解复用后，计算平方模，随后沿径向进行积分，以获得标量判决变量 $Y_n^{(\mathrm{ED})}$，即

$$\begin{aligned} Y_n^{(\mathrm{ED})} &= \int_0^{R_{\mathrm{R}}} \left|y_n(\rho_{\mathrm{R}})\right|^2 \rho_{\mathrm{R}}\, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \\ &= \int_0^{R_{\mathrm{R}}} \left|x_n \psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}}) + n_n(\rho_{\mathrm{R}})\right|^2 \rho_{\mathrm{R}}\, \mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}}. \end{aligned} \tag{40}$$

等效处理方案如图4c所示。与其他检测策略不同，能量检测无法通过图1所示的通用通信方案实现，因为只需沿角坐标 φ_{R} 进行积分，之后还需沿径向坐标 ρ_{R} 进行非线性处理。

与匹配滤波（MF）和积分判决（ID）方案不同，这种检测策略引入了一些需要考虑的额外约束。例如，由于接收方案中存在平方律器件，信号相位的任何信息都会丢失，因此需要采用非相干调制方案，例如开关键控（OOK），下文将采用这一调制方式。这一特殊选择会产生两种可能的结果：第一种情况下，判决变量 $Y_n^{(\mathrm{ED})}$仅由噪声能量构成；第二种情况下， $Y_n^{(\mathrm{ED})}$则同时包含发射信号能量和噪声能量。最终的符号判决可以通过将径向积分模块输出端测得的能量水平，即 $Y_n^{(\mathrm{ED})}$，与适当的阈值进行比较来完成。因此，判决准则为

$$\hat{x}_n = \begin{cases} +1, & Y_n^{(\mathrm{ED})} \geq \zeta_n \\ 0, & Y_n^{(\mathrm{ED})} < \zeta_n \end{cases} \tag{41}$$

其中， ζ_n 表示针对第 n个轨道角动量模式适当定义的判决阈值。在第VI节中，将针对接收机处给定的信噪比，对 ζ_n、 $n = 1$、.....、 N的适当阈值进行数值评估。[3]

[3]通过考虑不同的信号方案（如脉冲位置调制），可以避免定义适当的阈值，但代价是频谱效率降低 [59]。

E. 智能积分

在第V-A节中已经指出，将总接收电磁场与待解复用模式的共轭相位因子 $e^{-\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}$ 进行第一次相关后，还需要沿径向变量 ρ_{R} 进行积分。采用匹配滤波方案时，由于所选接收机模板函数与接收波形相匹配，这一操作能够使接收LIS处的信噪比最大化。然而，对于积分判决或能量检测策略，如果缺少与接收信号$\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})$ 相匹配的径向处理，则可能导致性能轻微下降。这是因为在整个径向域上积分，即 $\rho_{\mathrm{R}} \in [0, R_{\mathrm{R}}]$时，会累积大量噪声；这些噪声来自接收LIS上径向信号分量$\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})$ 值可忽略的位置，如图2b所示。事实上，无论采用聚焦波束还是未聚焦波束，接收场振幅都趋于集中在某个径向区间内，因此在该区间之外会迅速衰减。

为抵消这一现象，一种可行的解决方案是仅在接收电磁场强度显著的区域计算积分。由于我们假设智能接收设备能够获知已解复用的轨道角动量阶数，并据此确定适合执行积分操作的区域，因此这一操作被称为智能积分 。该过程类似于非相干接收机的积分时间确定问题，文献中已提出多种解决方案 [59]–[61]。第VI节的数值结果中将给出示例。

VI. 数值研究

A. 自由度

为评估轨道角动量方法的有效性，我们将采用OAM模式得到的耦合强度与采用最优通信模式得到的耦合强度进行比较（即，最优基组中奇异值的强度 ξ_n ）。最优基是通过对发射和接收LIS进行离散化，并计算表面之间格林函数(3)的奇异值分解（SVD）得到的。图5报告了配置 $R = T = 10$ 和 $D = 50$、 $\lambda = 0.1$m时奇异值的变化情况。可以看到，这些值几乎保持不变，随后在某个特定值之后迅速下降。有效通信模式的数量 N，即自由度（DoF），可定义为强度不低于最大奇异值一定比例的奇异值数量。OAM模式的耦合强度对应于归一化值 E_n/E_1，其分母等于基模的能量 $n = 1$ （即 $\ell_n = 0$）。如前所述，基于轨道角动量的模式是简并的，因此对于两个连续的索引 n，得到的耦合相同，

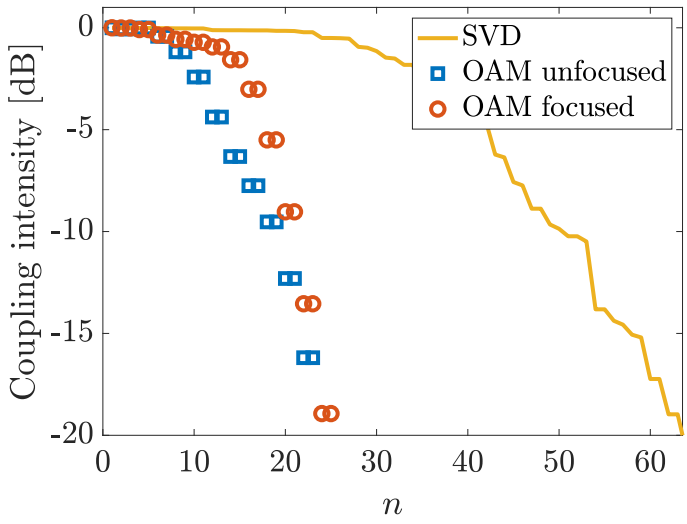


图5： 未聚焦和已聚焦 *OAM* 模式的耦合强度，与最优通信模式（奇异值分解）的耦合强度进行比较。

但 $n = 1$的情况除外。由于波束发散，OAM模式的耦合相比最优情况下降得相当快。不过，可以看出，采用聚焦技术有助于提高耦合强度。在此设置中，将阈值设为比最佳连接通信模式低 -5 dB时，采用SVD可获得约40种通信模式；相比之下，采用OAM只能利用10种，而在发射LIS处进行聚焦时则可利用约18种。因此，并行信道的数量显然少于最优策略所能达到的数量。不过，系统复杂度显著降低。具体而言，低拓扑荷的已聚焦、基于轨道角动量的通信模式具有可接受的耦合强度，因此，可以在硬件实现方面仅增加少量复杂度，合理地利用这些模式来提升链路容量。第VI-C节将详细分析易于部署与所需系统知识水平之间的权衡。图6a展示了情景$R = T = 10$下，模式数量 N 随距离参数 D 的变化情况。作为对比，图中还给出了根据(13)得到的通信模式数量。具体而言，可将(13)改写为数值结果中所考虑的归一化量的函数，得到

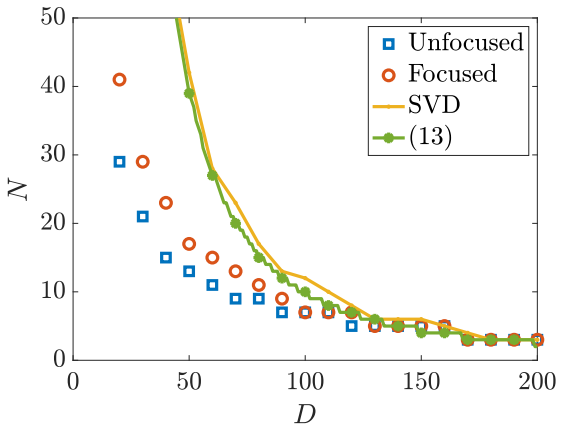
$$N = \frac{\pi^2 R^2 T^2}{D^2} \tag{42}$$

其仅取决于相对于波长给出的几何量。此外，图中还展示了通过奇异值分解得到的奇异值所对应的模式数量。在所有情况下，均采用 -5dB的阈值来确定良好耦合模式的数量。正如预期，无论采用何种策略，随着距离增加，模式数量都会迅速减少；当接近远场极限时，模式数量降至一个。奇异值分解中显著奇异值所对应的模式数量可由(42)准确预测。尽管采用聚焦轨道角动量可以获得更多良好耦合模式，但当距离较小时，聚焦和非聚焦OAM传输的性能均不如最优通信模式。不过，当几何配置不允许使用大量模式时（例如距离较远时），OAM可作为一种可行方案来利用信道空间复用，且额外复杂度有限，也无需进行奇异值分解。

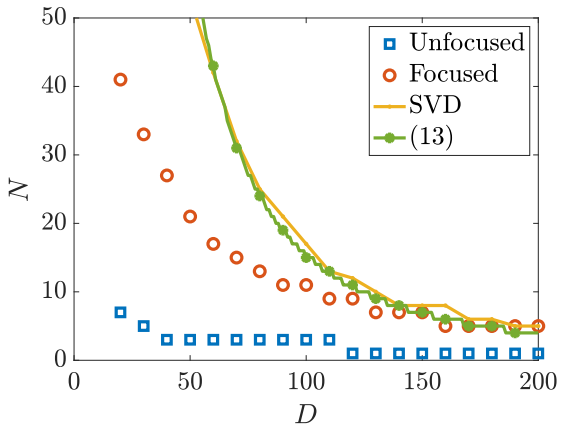
此外，以下图示展示了当大智能表面的尺寸相差很大时会出现的情况。具体而言，图6b考虑了尺寸为 $R = 5$ 和 $T = 25$ 的大智能表面天线。由于发射天线远大于接收天线，我们将这种情形称为下行情况。得益于发射LIS较大的尺寸，可以获得较高的聚焦增益，从而大幅增加耦合良好的基于OAM的信道数量。相反，如果在这种下行情况下不采用聚焦，波束发散的不利影响会因较大的发射孔径而加剧，使基于OAM的策略几乎无效。与之相反的情形对应于 $R = 25$和 $T = 5$ （即上行情况），如图6c所示。在这种情况下，通过奇异值分解（SVD）获得的模式数或与式（42）对应的模式数，与图6b中的相同，因为它取决于最优完备基。相比之下，采用更简单的基于OAM的方法时，由于波束发散，情况会呈现不对称。不过，在这种情况下，由于接收LIS足够大，能够妥善接收随着拓扑荷值增加而增大的电磁能量，因此可以实现大量基于OAM的信道，使这种方法颇具吸引力。另一方面，由于发射LIS尺寸较小，采用聚焦发射机并无优势。

*B. OAM*检测

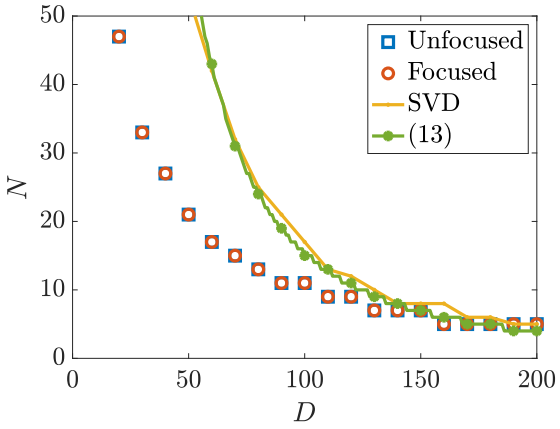
本小节从路径增益和误码率（误码率）两个方面表征基于OAM的通信方案。图7给出了聚焦情形和未聚焦情形下路径增益 η 随归一化链路距离 D的变化。具体而言，考虑与图6a、图6b和图6c相同的三种配置，分别对应于 $T = R$、 $T \gg R$ （即下行链路）和 $T \ll R$ （即上行链路）。这里采用 $N = 51$ 来绘制各条曲线，因为根据图6c中给出的信息，可以推断该值可作为良好耦合的数量上限



(a) 尺寸相同的天线（$R = T = 10$）。



(b) 下行情况（$R = 5,\ T = 25$）。



(c) 上行情况（$R = 25,\ T = 5$）。

图6： 轨道角动量模式数量随链路距离 D （ λ的倍数）的变化。

OAM模式。假设天线半径相同（情形 $T = R = 10$）时，聚焦轨道角动量可获得更高的路径增益；聚焦不会影响发射能量的总量，但能将更多能量集中到接收LIS上。在下行链路（即 $T = 25$、$R = 5$）中，未聚焦情形与聚焦情形之间的差距十分明显，这是因为大尺寸发射LIS会导致OAM模式显著发散。如果不通过聚焦对此类发散进行适当补偿，则接收机收集的能量会显著减少，从而造成性能损失（例如，在 $D = 100$处约为17dB）。相比之下，在上行链路（即 $T = 5$、$R = 25$）中，聚焦情形与未聚焦情形之间没有差异。在此配置中，（*i*）小尺寸发射LIS无法聚焦发射能量，（*ii*）小尺寸发射LIS限制了轨道角动量波束发散，且（*iii*）大尺寸接收LIS本身就能更高效地收集由其散布的能量

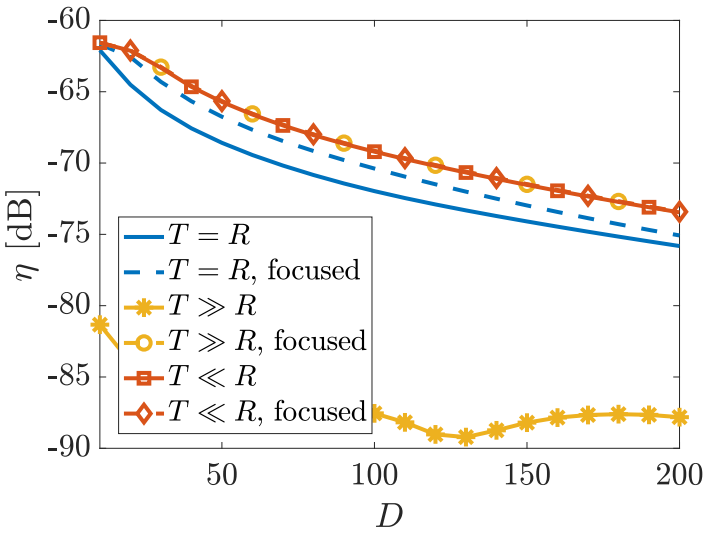
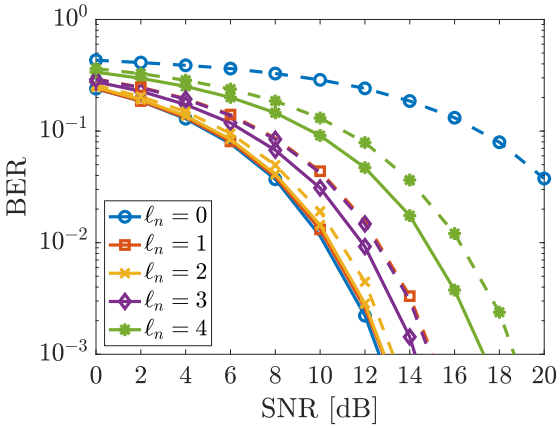


图 7： 路径增益 η 随链路距离 D （ λ的倍数）变化。

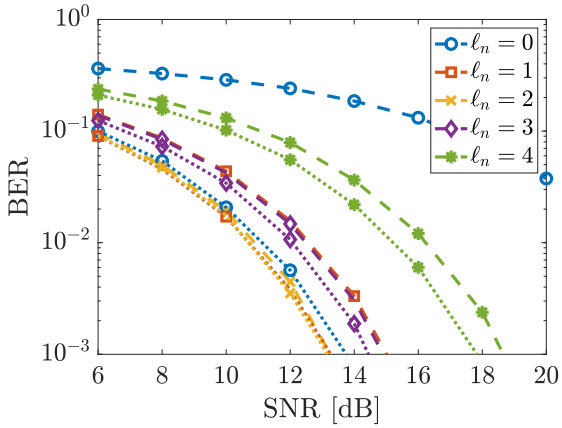
高阶 OAM模式。

现在让我们聚焦于所提出的不同检测方案的性能。图8a展示了采用聚焦轨道角动量和二进制相移键控（BPSK）调制方案时， $R = T = 10$ 和 $D = 100$ 的误码率随式（31）所定义的信噪比变化的曲线。具体而言，图例中列出了部分轨道角动量模式阶数 ℓ_n的结果（即仅考虑正阶模式）。得益于匹配滤波策略，连续曲线与未编码BPSK最优系统的误比特概率一致，其中考虑了分配给各轨道角动量模式的能量份额。事实上，可以看出，索引较低的轨道角动量模式性能最佳，因为它们发散较小，耦合更好。特别是， $\ell_n = 0,1,2$ 的轨道角动量模式耦合几乎相同，因此性能也相近。同一图中还将匹配滤波的性能与次优积分判决方案进行了比较。该方案通过理想单抽头均衡器补偿接收LIS处的二次相位项以及额外相位项实现。可以看出，在这种情况下，积分判决方案的性能损失会随轨道角动量模式阶数而显著变化。具体而言，对于索引为 $\ell_n = 2,3,4$的模式，性能仅略有下降（约低于1dB），而 $\ell_n = 0$ 的基模则受到严重影响。这是由于不同轨道角动量模式对应的波形形状各异，且采用了次优积分判决策略，因此性能取决于具体的信号形状；与之相反，匹配滤波方法的性能与信号形状无关。图8b展示了智能

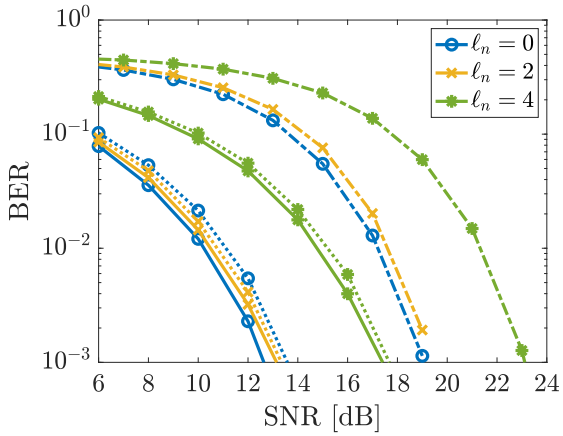
积分策略对积分判决检测的影响，如第V-E节所述。在这种情况下，积分窗口选取为波束强度相对于各自峰值下降10dB时对应的径向坐标范围。结果表明，智能积分技术能够提升所有轨道角动量模式的性能，但提升幅度各不相同。对于相较匹配滤波本就损失很小的模式（如图8a所示），性能改善较小。然而，对于采用标准积分判决策略时性能明显下降的基模，性能提升十分显著。智能积分方法通过平衡累积的有用能量和噪声能量来改善误码率。具体而言，采用较大的积分窗口会增加有用能量，但也会提高噪声能量。相反，较小的积分窗口会限制有用信号能量，同时减少累积噪声。采用智能积分后，积分判决相对于匹配滤波的性能下降显著减小，因此，这种策略可作为一种复杂度大幅降低的轨道角动量检测方案。积分判决方法的主要局限在于需要进行信道估计以补偿相位项。能量检测策略可以克服这一缺点，其性能评估结果见图8c。在这种情况下，与积分判决方法一样，采用了智能积分技术，并使用开关键控解调的最优检测阈值，即确保每种轨道角动量模式在每个信噪比下误码率最低的阈值ζ_n 。为提高可读性，图中仅展示了三种轨道角动量模式的结果。显然，由于非线性处理以及采用开关键控调制，能量检测方法的性能劣于匹配滤波和积分判决方法。具体而言，性能约下降5dB。不过，该方法无需在接收LIS处进行幅度相关或信道估计。图9展示了检测阈值对开关键控解调中区分假设仅噪声 （即$x_n = 0$）和信号加噪声 （即 $x_n = 1$）的影响。图中给出了信噪比为19 dB时，不同轨道角动量模式阶数ℓ_n对应的误码率随阈噪比（TNR）变化的曲线，其中定义$\mathsf{TNR} = \zeta_n/N_0$, $n = 1, 2, \ldots, N$。可以看出，每种轨道角动量模式都存在一个最优阈值。耦合值较高的基模（即 $\ell_n = 0$）误码率最佳；相反，高阶模式的性能较差。具体而言，图9中采用智能积分时（虚线）的最小值，对应于图8c中信噪比为19dB时能量检测曲线的误码率值。同一图中还展示了未采用智能积分时，能量检测性能随阈噪比变化的曲线。与积分判决方法类似，智能积分通过平衡接收LIS处累积的能量和噪声量来改善性能。有趣的是，在未采用智能积分时，随着模式



(a) 匹配滤波与积分判决



(b) 积分判决与采用智能积分的积分判决



(c) 匹配滤波与积分判决和能量检测

图 8： 不同*OAM*模式下误码率随信噪比变化的曲线。实线*(–)*表示匹配滤波；虚线*(– –)*表示积分判决；点线*(··)*表示采用智能积分的积分判决；点划线*(·–)*表示采用智能积分和最优检测阈值的能量检测。

阶数 ℓ_n；事实上，由于耦合较低，有用能量相应减少，因此有必要降低式（41）中的判决阈值。相比之下，采用智能积分方法时，最优阈值仍然取决于模式，尽管其相对于模式阶数并不呈单调变化。这是合理的，因为相应的波束沿径向坐标分布在不同位置，并且每种模式的积分窗口宽度也不同（噪声功率为 $n_n(\rho_R)$ ，解复用后并不平坦）；因此，最优阈值必须同时考虑特定积分窗口中所选取的有效能量占比或噪声能量的大小。

值得注意的是 明这些曲线假设不同的 OAM

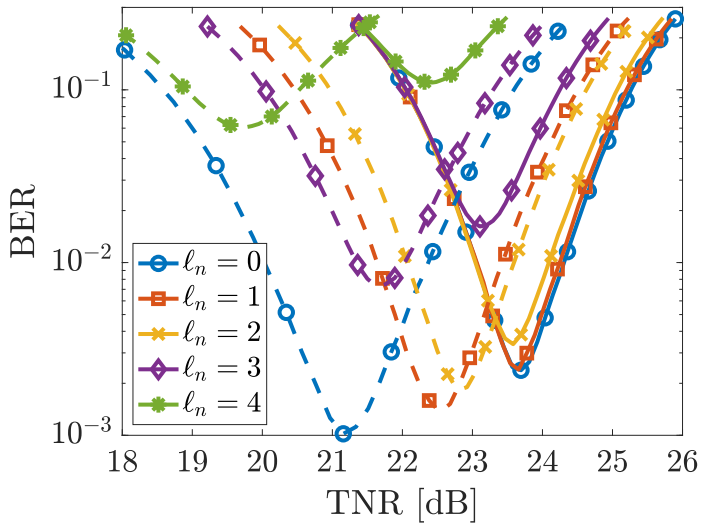


图9： 在信噪比为19*dB*时，不同*OAM*模式下误码率随*TNR*的变化。实线（–）表示未采用智能积分；虚线（– –）表示采用了智能积分。

模式关联的功率相同（即在发射LIS处进行等功率分配）。为了最大化系统容量，需要在发射机侧采用注水功率分配，并考虑不同 OAM模式的耦合强度。

C. 讨论与实现复杂度分析

利用OAM特性既有实际优势，也存在不可避免的缺点。关于OAM特性的优势，已有研究表明，这种传输技术支持多模通信，从而能够在视距大规模MIMO通信中实现空间复用。具体而言，式（17）—（18）中提出的基函数，使得发射LIS侧能够以远低于最优SVD方案的复杂度实现空间复用。事实上，采用SVD/CPWF方法时，基函数取决于整个系统的几何结构（即两个圆形LIS的尺寸及其相对距离），这些信息需要收发两侧均已知，且要求硬件具备一定的灵活性。而采用OAM时，在傍轴区域工作无需在发射LIS侧掌握这些信息（采用聚焦轨道角动量时，仅需知道距离）。

另一方面，若采用最优匹配滤波处理，利用接收LIS检测轨道角动量复用电磁场，对复杂度和系统几何结构的认知要求都相当高。相比之下，若采用积分判决和能量检测

表 I： 不同检测策略的实现要求。

	发射端 LIS 灵活性	接收端 LIS 灵活性	发射端知识	接收端知识
最优 SVD/CPWF	相位渐变， 幅度渐变	相位渐变， 幅度渐变	接收端 LIS 尺寸， 距离	发射端 LIS 尺寸， 距离
发射端： OAM 接收端：匹配滤波	相位渐变	相位渐变， 幅度渐变	N/A	发射端 LIS 尺寸， 距离
发射端：聚焦轨道角动量 接收端：匹配滤波	相位渐变	相位渐变， 幅度渐变	距离	发射端 LIS 尺寸， 距离
发射端： OAM 接收端： ID	相位渐变	相位渐变， 信道均衡	距离	N/A
发射端：聚焦轨道角动量 接收端： ID	相位渐变	相位渐变， 信道均衡	距离	N/A
发射端： OAM 接收端： ED	相位渐变	相位渐变， 非线性处理	N/A	N/A
发射端：聚焦轨道角动量 接收端： ED	相位渐变	相位渐变， 非线性处理	距离	N/A

策略，则可以降低复杂度，并放宽对系统几何结构的认知要求。表 I 总结了发射端（TX）和接收端（RX）LIS的灵活性要求，以及两端所需的认知程度。

除了这些考量之外，还有一个至关重要且值得一提的问题：采用大型大规模智能表面天线（即全息多输入多输出配置），而非均匀圆形阵列 [28]。事实上，假设利用大型均匀圆形阵列接收轨道角动量复用电磁场，其半径甚至与对应于某一特定模式峰值的径向坐标 ρ_{R} 相匹配（例如，图 2b 中的 $\ell_n = 3$ ）。在这种情况下，由于不同模式的发散特性各异，波束会在不同半径处扩展，因此能够从其他模式（例如，图 2b 中的 $\ell_n = 1$ 或 $\ell_n = 6$ ）收集到的能量必然很低。从这个角度来看，使用大型接收LIS能够提供更大的灵活性，并提高更多OAM模式的耦合强度。

尽管如此，OAM通信也存在若干不可忽视的缺点，必须予以考虑。图5指出，无论是否聚焦，实际耦合良好的OAM模式数量都远少于最优通信模式的数量。研究表明，聚焦能够在一定程度上弥补OAM的这一不足，并且

当采用大型LIS时，尤其是在发射侧，聚焦尤为重要。除此之外，必须注意，所研究的系统假设处于傍轴视距场景。发射机与接收机之间的任何未对准，例如横向位移或接收机角度误差，或多径传播的存在，都会导致接收侧出现功率损耗和潜在的串扰。因此，必须采用适当的策略，以应对具有移动性和多径特征的更一般场景中的这些影响。

VII. 结论

本文讨论了利用电磁波轨道角动量特性的全息多输入多输出通信，进而研究了最优通信模式与 OAM模式之间的关系。本文提出了 OAM 相关基函数，与基于特征函数分解的最优方案相比，该方案实现更加简单，但会降低信道自由度。本文提出并分析了接收机处的各种检测策略，以研究性能与复杂度之间的权衡。此外，本文还引入了聚焦，以提升自由度和耦合强度方面的性能，并展示了其在不同配置下的有效性。数值分析表明，大量正交 OAM 信道是可行的，尤其是在近场中采用聚焦来减轻 OAM模式的波束发散特性时；同时，数值分析还刻画了所提出的 OAM 解复用和检测方案的性能。

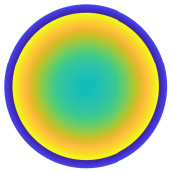
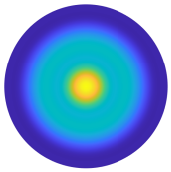
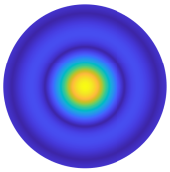
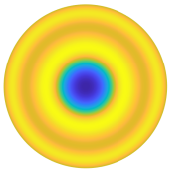
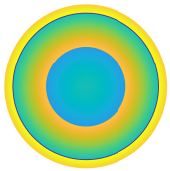
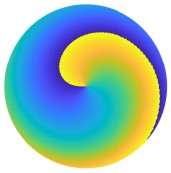
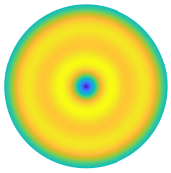
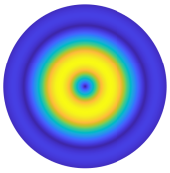
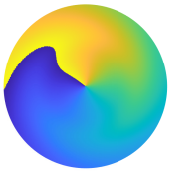
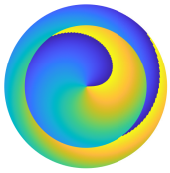
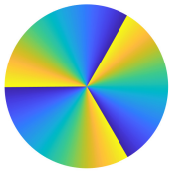
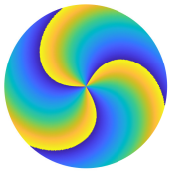
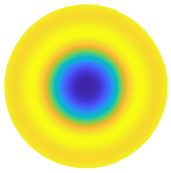
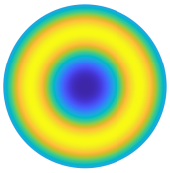
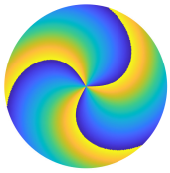
附录 A

OAM 幅度与相位分布示例

表 II 展示了不同拓扑荷下，接收端 LIS 处获得的发射相位分布及相应的 OAM 模式（振幅和相位图样），其中分别考虑了发射端 LIS 在 $T = R = 5$ 和 $D = 20$时是否采用聚焦。特别地，$\ell_n = 0$对应的是沿 φ_{T}采用未聚焦/已聚焦恒定相位分布时得到的波束，因此对应于圆形孔径的经典衍射图样。随着 ℓ_n取值增大，后续各行中可以看到波束发散逐渐增大，而聚焦可部分补偿这种发散；同时还可看到接收端相应的螺旋形相位分布。

表 II： *Exa* 发射和接收 *OAM* 振幅/相位剖面的示例，有聚焦和无聚焦两种情况 ，

for $\ell_n = 0, 1, 3$ *(*$T = R = 5,\ D = 20$*).*

	发射相位		接收振幅		接收相位	
	未聚焦	已聚焦	未聚焦	已聚焦	未聚焦	已聚焦
$\ell_n = 0$						
$\ell_n = 1$						
$\ell_n = 3$						

附录B

噪声表征

下面通过将噪声场 $n(\rho_{\mathrm{R}}, \varphi_{\mathrm{R}})$ 表示为笛卡尔坐标，即 $\tilde{n}(x, y)$，来探讨噪声的统计特性。具体而言，它为

$$w_n = \int_{S_{\mathrm{R}}} \tilde{n}(x, y) \tilde{F}_n^*(x, y)\, \mathrm{d}x\mathrm{d}y \tag{43}$$

˜其中， $\tilde{n}$（x， y）表示单边功率谱密度为 N_0的复加性白高斯噪声， F_n（x， y）表示在笛卡尔坐标中接收LIS所采用的通用第 n 个接收模板函数。我们假设该模板函数在极坐标中表示时与式（14）具有相同的形式，即$\tilde{F}_n$（x， y） $= F_n$（ρ_{R}， φ_{R}） $= f_n$（ρ_{R}）$e^{\jmath \ell_n \varphi_{\mathrm{R}}}$，这意味着它在径向和角向坐标上是可分离的，并且包含OAM指数项。相反，径向分量 f_n（ρ_{R}）是一个取决于所选检测策略的任意函数。由于空间域中采用复加性白高斯噪声假设，

噪声方差可计算为

$$\begin{aligned}\sigma_w^2 &= \mathbb{E}\left[|w_n|^2\right] = \int_{S_{\mathrm{R}}}\int_{S_{\mathrm{R}}} \tilde{F}_n^*(x,y)\tilde{F}_n(x',y')\mathbb{E}[\tilde{n}(x,y)\tilde{n}^*(x',y')]\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y\,\mathrm{d}x'\mathrm{d}y' \\ &= N_0\int_{S_{\mathrm{R}}}\left|\tilde{F}_n(x,y)\right|^2\mathrm{d}x\mathrm{d}y = N_0\int_0^{2\pi}\int_0^{R_{\mathrm{R}}}\left|f_n(\rho_{\mathrm{R}})e^{\jmath\ell_n\varphi_{\mathrm{R}}}\right|^2\rho_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}}\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{R}} \\ &= 2\pi N_0\int_0^{R_{\mathrm{R}}}|f_n(\rho_{\mathrm{R}})|^2\,\rho_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} \end{aligned} \tag{44}$$

其中， ρ_{R} 是从笛卡尔坐标变换到极坐标时的雅可比行列式。值得注意的是，接收LIS采用的径向函数 $f_n(\rho_{\mathrm{R}})$ 在决定接收LIS收集的噪声功率方面起着根本作用。具体而言，对于MF情形，有 $f_n(\rho_{\mathrm{R}}) = \psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})$，因此得到

$$\sigma_{w,\mathrm{MF}}^2 = 2\pi N_0\int_0^{R_{\mathrm{R}}}|\psi_n^{\rho}(\rho_{\mathrm{R}})|^2\,\rho_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} = 2\pi N_0 h_n^{(\mathrm{MF})} \tag{45}$$

其中， $h_n^{(\mathrm{MF})} = E_n$ 由式（37）-（38）给出。类似地，对于ID策略，令 $f_n(\rho_{\mathrm{R}}) = \Pi_{R_{\mathrm{R}}}(\rho_{\mathrm{R}})$，可得

$$\sigma_{w,\mathrm{ID}}^2 = 2\pi N_0\int_0^{R_{\mathrm{R}}}|\Pi_{R_{\mathrm{R}}}(\rho_{\mathrm{R}})|^2\,\rho_{\mathrm{R}}\,\mathrm{d}\rho_{\mathrm{R}} = \pi N_0 R_{\mathrm{R}}^2\,. \tag{46}$$

虽然最优MF方法通过完全均衡传播效应使接收机处的信噪比最大化，但ID方案的噪声方差会随着观测区间的增大而增加，即径向方向上的积分域扩大。因此，应采用适当的应对措施，例如第V-E节讨论的智能积分技术。

参考文献

[1] G. Torcolacci、N. Decarli 和 D. Dardari，“利用大型智能表面的基于轨道角动量的全息多输入多输出”，载于 *IEEE* 全球通信大会论文集，2022年12月，第651–655页。[2] G. Gradoni、M. Di Renzo、A. Diaz-Rubio、S. Tretyakov、C. Caloz、Z. Peng、A. Alu、G. Lerosey、M. Fink、V. Galdi 等，“智能无线电环境”，*arXiv* 预印本 *arXiv:2111.08676*，2021年11月。[3] E. Bj¨ornson、L. Sanguinetti、H. Wymeersch、J. Hoydis 和 T. L. Marzetta，“大规模多输入多输出已成现实。下一步是什么？：天线阵列的五个有前景的研究方向”，数字信号处理，第94卷，第3–20页，2019年6月。[4] D. Dardari 和 N. Decarli，“利用智能表面的全息通信”，*IEEE*《通信杂志》，第59卷，第6期，第35–41页，2021年6月。[5] T. Gong、I. Vinieratou、R. Ji、C. Huang、G. C. Alexandropoulos、L. Wei、Z. Zhang、M. Debbah、H. V. Poor 和 C. Yuen，“全息MIMO通信：理论基础、赋能技术和未来方向”，*arXiv* 预印本 *arXiv:2212.01257*，2022年12月。[6] L. Sanguinetti、A. A. D’Amico 和 M. Debbah，“视距全息MIMO通信中的波数分复用”，*IEEE* 无线通信汇刊，第1–1页，2022年9月。[7] D. A. Miller，“体积之间的波通信：正交空间信道及耦合强度极限的评估”，应用光学，第39卷，第11期，第1681–1699页，2000年4月。

[8] D. Dardari，“利用大型智能表面通信：基本极限与模型”，*IEEE*《通信领域精选期刊》，第38卷，第11期，第2526–2537页，2020年11月。[9] J. Wang、J.-Y. Yang、I. Fazal、N. Ahmed、Y. Yan、H. Huang、Y. Ren、Y. Yue、S. Dolinar、M. Tur 和 A. E. Willner，“采用轨道角动量复用的太比特自由空间数据传输”，《自然·光子学》，第6卷，第488–496页，2012年6月。[10] W. Cheng、W. Zhang、H. Jing、S. Gao 和 H. Zhang，“用于无线通信的轨道角动量”，*IEEE*《无线通信》，第26卷，第1期，第100–107页，2018年12月。[11] L. Liang、W. Cheng、H. Zhang、Z. Li 和 Y. Li，“基于轨道角动量的模式跳变：一种新型抗干扰技术”，载于*2017*年*IEEE/CIC*中国国际通信大会，2017年10月，第1–6页。[12] W. Cheng、H. Zhang、L. Liang、H. Jing 和 Z. Li，“嵌入轨道角动量的超大规模MIMO：实现毫米波通信频谱效率的乘法增益”，*IEEE Access*，第6卷，第2732–2745页，2017年12月。[13] Z. Zhang、S. Zheng、W. Zhang、X. Jin、H. Chi 和 X. Zhang，“平面螺旋轨道角动量MIMO系统容量增益的实验演示”，*IEEE*《微波与无线元件快报》，第27卷，第8期，第757–759页，2017年7月。[14] Y. Yan、L. Li、G. Xie、M. Ziyadi、A. M. Ariaei、Y. Ren、O. Renaudin、Z. Zhao、Z. Wang、C. Liu、S. Sajuyigbe、S. Talwar、S. Ashrafi、A. F. Molisch 和 A. E. Willner，“具有符号间干扰的多径环境中毫米波轨道角动量信道上的正交频分复用”，载于*IEEE* 全球通信大会论文集，2016年12月，第1–6页。[15] T. Yuan、H. Wang、Y. Qin 和 Y. Cheng，“利用均匀同心圆阵列进行电磁涡旋成像”，*IEEE*《天线与无线传播快报》，第15卷，第1024–1027页，2015年10月。[16] E. Mari、F. Spinello、M. Oldoni、R. A. Ravanelli、F. Romanato 和 G. Parisi，“轨道角动量信道分离的近场实验验证”，*IEEE*《天线与无线传播快报》，第14卷，第556–558页，2014年11月。[17] R. Chen、H. Zhou、M. Moretti、X. Wang 和 J. Li，“轨道角动量波：生成、检测和新兴应用”，*IEEE*《通信调查与教程》，第22卷，第2期，第840–868页，2019年11月。[18] O. Edfors 和 A. J. Johansson，“基于轨道角动量（OAM）的无线电通信是否是一个尚未开发的领域？”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第60卷，第2期，第1126–1131页，2011年10月。[19] N. Zhao、X. Li、G. Li 和 J. M. Kahn，“空分复用自由空间通信的容量极限”，《自然·光子学》，第9卷，第12期，第822–826页，2015年11月。[20] M. Tamagnone、C. Craeye 和 J. Perruisseau-Carrier，“对‘通过无线电涡旋在同一频率上编码多个信道：首次实验测试’的评论”，《新物理学杂志》，第14卷，第11期，第118001页，2012年11月。[21] M. Oldoni、F. Spinello、E. Mari、G. Parisi、C. G. Someda、F. Tamburini、F. Romanato、R. A. Ravanelli、P. Coassini 和 B. Thid´e，“基于轨道角动量的MIMO无线电系统中的空分解复用”，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第63卷，第10期，第4582–4587页，2015年7月。[22] R. Gaffoglio、A. Cagliero、G. Vecchi 和 F. P. Andriulli，“涡旋波与信道容量：希望与现实”，*IEEEAccess*，第6卷，第19 814–19822页，2017年12月。[23] L. Allen、M. W. Beijersbergen、R. J. C. Spreeuw 和 J. P. Woerdman，“光的轨道角动量及拉盖尔-高斯激光模式的变换”，《物理评论*A*》，第45卷，第8185–8189页，1992年6月。[24] M. Beijersbergen、L. Allen、H. van der Veen 和 J. Woerdman，“像散激光模式转换器和轨道角动量的传递”，《光学通信》，第96卷，第1-3期，1992年8月。[25] B. Thid´e、H. Then、J. Sj¨oholm、K. Palmer、J. Bergman、T. Carozzi、Y. N. Istomin、N. Ibragimov 和 R. Khamitova，“光子轨道角动量在低频无线电领域中的利用”，《物理评论快报》，第99卷，第8期，第087701页，2007年8月。[26] S. M. Mohammadi、L. K. S. Daldorff、J. E. S. Bergman、R. L. Karlsson、B. Thide、K. Forozesh、T. D. Carozzi 和

B. Isham,《无线电中的轨道角动量——系统研究》*IEEE*《天线与传播汇刊》，第58卷，第2期，第565–572页，2009年12月。[27] L. Allen、M. Padgett和M. Babiker，《IV. 光的轨道角动量》，载于《光学进展》，E. Wolf编，爱思唯尔，1999年，第39卷，第291–372页。[28] R. Chen、W.-X. Long、X. Wang和L. Jiandong，《多模轨道角动量无线电波：生成、到达角估计及使用均匀圆形阵列接收》，*IEEE* 无线通信汇刊，第19卷，第10期，第6932–6947页，2020年7月。[29] A. Cagliero和R. Gaffoglio，《关于基于轨道角动量的复用方案的频谱效率极限》，*IEEE*《天线与无线电》，第16卷，第900–903页，2017年10月。[30] E. Cano和B. Allen，《面向轨道角动量无线电通信的多天线相位梯度检测》，《电子快报》，第51卷，第9期，第724–725页，2015年4月。[31] Y. Hu、S. Zheng、Z. Zhang、H. Chi、X. Jin和X. Zhang，《基于部分孔径采样接收方案的轨道角动量无线电通信系统仿真》，《*IET*微波、天线与传播》，第10卷，第10期，第1043–1047页，2016年7月。[32] A. Affan、S. Mumtaz、H. M. Asif和L. Musavian，《轨道角动量（OAM）的性能分析：一种6G波形设计》，《*IEEE*通信快报》，第25卷，第12期，第3985–3989页，2021年9月。[33] W. Zhang、S. Zheng、X. Hui、R. Dong、X. Jin、H. Chi和X. Zhang，《利用微波轨道角动量进行模式分复用通信：一项实验研究》，*IEEE* 无线通信汇刊，第16卷，第2期，第1308–1318页，2017年2月。[34] Y. Ren、L. Li、G. Xie、Y. Yan、Y. Cao、H. Huang、N. Ahmed、Z. Zhao、P. Liao、C. Zhang、G. Caire、A. F. Molisch、M. Tur和A. E. Willner，《结合传统空间复用的轨道角动量复用视距毫米波通信》，*IEEE* 无线通信汇刊，第16卷，第5期，第3151–3161页，2017年3月。[35] Z. Yang、Y. Hu、Z. Zhang、W. Xu、C. Zhong和K.-K. Wong，《基于可重构智能表面的轨道角动量：架构、机遇与挑战》，*IEEE*《无线通信》，第28卷，第6期，第132–137页，2021年。[36] H. Xue、J. Han、S. Zhang、Y. Tian、J. Hou和L. Li，《基于各向异性全息超表面的自旋角动量与高阶轨道角动量协同调制》，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第1–1页，2023年2月。[37] H. Yang、S. Zheng、H. Zhang、N. Li、D. Shen、T. He、Z. Yang、Z. Lyu和X. Yu，《基于透射型超表面的太赫兹轨道角动量无线通信系统》，*IEEE*《天线与传播汇刊》，第1–1页，2023年3月。[38] R. Chen、M. Chen、X. Xiao、W. Zhang和J. Li，《多用户轨道角动量太赫兹通信》，*IEEE* 无线通信汇刊，第1–1页，2023年2月。[39] X. Su、H. Song、H. Zhou、K. Zou、Y. Duan、N. Karapetyan、R. Zhang、A. Minoofar、H. Song、K. Pang、S. Zach、A. F. Molisch、M. Tur和A. E. Willner，《基于像素阵列的太赫兹集成电路：在不同轨道角动量波束上进行两个10-Gbit/s QPSK信道的模式复用》，《光波技术杂志》，第41卷，第4期，第1095–1103页，2023年9月。[40] Z. Zhao、R. Zhang、H. Song、K. Pang、A. Almaiman、H. Zhou、H. Song、C. Liu、N. Hu、X. Su等，《湍流和发散对自由空间太赫兹链路中多个轨道角动量波束造成的模态耦合与串扰》，《科学报告》，第11卷，第1期，第2110页，2021年1月。[41] A. E. Willner、X. Su、H. Zhou、A. Minoofar、Z. Zhao、R. Zhang、M. Tur、A. F. Molisch、D. Lee和A. Almaiman，《基于多个轨道角动量波束的大容量太赫兹通信系统》，《光学杂志》，第24卷，第12期，第124002页，2022年11月。[42] S. Tretyakov，《用于电磁场一般变换的超表面》，《哲学汇刊》，第373卷，2015年8月。

[43] A. Silva、F. Monticone、G. Castaldi、V. Galdi、A. Al`u和N. Engheta，《利用超材料执行数学运算》，《科学》，第343卷，第6167期，第160–163页，2014年1月。[44] D. Gonz´alez-Ovejero、G. Minatti、G. Chattopadhyay和S. Maci，《超表面天线实现多波束》，IEEE《天线与传播汇刊》，第65卷，第6期，第2923–2930页，2017年2月。[45] N. Decarli和D. Dardari，《近场大型智能表面的通信模式》，IEEE Access，第9卷，第165 648–165666页，2021年12月。[46] J. Xu，《基于轨道角动量的视距无线电系统的自由度》，IEEE《天线与传播汇刊》，第65卷，第4期，第1996–2008页，2017年4月。[47] B. Thid´e和F. Tamburini，《角动量无线电的物理学》，载于2015年第一届URSI AT-RASC大会。IEEE，2015年5月，第1–1页。[48] L. Allen、M. W. Beijersbergen、R. J. C. Spreeuw和J. P. Woerdman，《光的轨道角动量及拉盖尔-高斯激光模式的变换》，《物理评论A》，第45卷，第8185–8189页，1992年6月。[49] S. M. Barnett、L. Allen、R. P. Cameron、C. R. Gilson、M. J. Padgett、F. C. Speirits和A. M. Yao，《关于光学角动量自旋部分与轨道部分的本质》，《光学杂志》，第18卷，第6期，第064004页，2016年4月。[50] C. Liu、J. Liu、L. Niu、X. Wei、K. Wang和Z. Yang，《太赫兹圆形艾里涡旋光束》，《科学报告》，第7卷，第1期，第1–8页，2017年6月。[51] R. Kadlimatti和P. V. Parimi，《毫米波无衍射圆形艾里轨道角动量光束》，IEEE《天线与传播汇刊》，第67卷，第1期，第260–269页，2018年10月。[52] D. A. Miller，《波、模式、通信与光学：教程》，《先进光学与光子学》，第11卷，第3期，第679–825页，2019年9月。[53] S. M. Mohammadi、L. K. S. Daldorff、J. E. S. Bergman、R. L. Karlsson、B. Thide、K. Forozesh、T. D. Carozzi和B. Isham，《无线电中的轨道角动量——系统研究》，IEEE《天线与传播汇刊》，第58卷，第2期，第565–572页，2010年2月。[54] C. Balanis，《天线理论：分析与设计》。威利出版社，2015年。[55] G. Xie、L. Li、Y. Ren、H. Huang、Y. Yan、N. Ahmed、Z. Zhao、M. P. J. Lavery、N. Ashrafi、S. Ashrafi、R. Bock、M. Tur、A. F. Molisch和A. E. Willner，《自由空间光学轨道角动量复用通信链路的性能指标与设计考量》，《光学》，第2卷，第4期，第357–365页，2015年4月。[56] P. Nepa和A. Buffi，《近场聚焦微波天线：近场整形与实现》，《IEEE天线与传播杂志》，第59卷，第3期，第42–53页，2017年4月。[57] E. Bj¨ornson、 ¨O. T. Demir和L. Sanguinetti，《面向阵列与可重构智能表面的近场波束成形入门》，载于第55届阿西洛马信号、系统与计算会议论文集。IEEE，2021年11月，第105–112页。[58] A. de Jesus Torres、L. Sanguinetti和E. Bj¨ornson，《RIS辅助通信中的电磁干扰》，《IEEE无线通信快报》，第11卷，第4期，第668–672页，2022年11月。[59] N. Decarli、A. Giorgetti、D. Dardari、M. Chiani和M. Z. Win，《用于非相干脉冲通信的停走式接收机》，IEEE 无线通信汇刊，第13卷，第9期，第4821–4835页，2014年7月。[60] N. Decarli、A. Giorgetti、D. Dardari和M. Chiani，《超宽带发射参考接收机的盲积分时间确定》，载于IEEE 全球通信大会论文集。IEEE，2011年12月，第1–5页。[61] M. A. Nemati、U. Mitra和R. A. Scholtz，《超宽带发射参考接收机与能量检测器接收机的最佳积分时间》，载于2006年军事通信会议—2006年IEEE军事通信会议。IEEE，2006年10月，第1–7页。