面向全息MIMO 6G通信的电磁信道建模理论与方法

黄崇文[①] 季 然[①] 魏 丽[②] 宫铁瑞[②] 陈晓明[③] 沙 威[①]
杨 军[④] 张朝阳[①] Yuen Chau[⑤]

[①](浙江大学信息与电子工程学院 杭州 310027)
[②](新加坡科技与设计大学 新加坡 487372)
[③](西安交通大学信息与通信工程学院 西安 710049)
[④](中兴通讯股份有限公司 深圳 518000)
[⑤](新加坡南洋理工大学 新加坡 639798)

摘 要：全息多输入多输出(HMIMO)是6G通信中的新兴技术，相应阵列由固定物理孔径下的密布天线单元组成。全息MIMO是电磁约束下Massive MIMO天线技术的拓展。全息MIMO系统在有效提升无线通信性能方面具有极大的潜力。比如，可用最小的功率损耗实现尽可能大的连续孔径，灵活控制目标方向的电磁波传输等。但是，由于全息MIMO系统包含大量的紧密分布的天线单元，且单元之间的距离小于半波长，因而造成严重的电磁耦合作用。这些耦合使传统的独立同分布的信道假设失效。因此，如何设计一个有效且贴近实际的信道建模成为当前全息MIMO研究中最具挑战性的问题之一。针对该挑战，该文研究了基于电磁场理论的4种信道建模方式，它们都能很好描述全息MIMO系统中的电磁波传输特征。第1种是基于平面格林函数的精确信道建模方式，该方式将自由空间中点对点的格林函数扩展到平面之间积分形式的格林函数，通过积分计算来构造两个全息MIMO平面之间的通信信道，但该方法的复杂度较高。第2, 3种方法则分别采用了平面波展开和球面波展开来近似全息MIMO的通信信道，这两种方案的复杂度更低。其中，基于平面波展开的信道建模形式相对简单，更适用于远场，但是会低估单元强耦合时的最大系统容量；基于球面波展开的信道建模能更好捕捉电磁波信道几何特征，但其复杂度较高。最后介绍基于随机格林函数的信道建模方法，主要描述富散射环境或瑞利信道中电磁波的随机特性。

关键词：全息MIMO通信；电磁波理论；信道建模
中图分类号：TN929.5 **文献标识码**：A **文章编号**：1009-5896(2024)05-1940-11
DOI: 10.11999/JEIT231219

Electromagnetic Channel Modeling Theory and Approaches for Holographic MIMO Wireless Communications

HUANG Chongwen[①] JI Ran[①] WEI Li[②] GONG Tierui[②] CHEN Xiaoming[③]
SHA Wei[①] YANG Jun[④] ZHANG Zhaoyang[①] Yuen Chau[⑤]

[①](*College of Information science & Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou* 310027, *China*)
[②](*Singapore university of technology and design, Singapore* 487372)
[③](*School of Information and Communications Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an* 710049, *China*)
[④](*Shenzhen Zhongxing Telecom Equipment Limited, Shenzhen* 518000, *China*)
[⑤](*Nanyang Technological University, Singapore* 639798)

Abstract: Holographic Multiple-Input Multiple-Output (HMIMO) is an emerging technology for 6G communications. This type of array is composed of densely distributed antenna elements within a fixed aperture area. It is an extension of Massive MIMO technology under the practical constraints of antenna

收稿日期：2023-11-02；改回日期：2024-03-18；网络出版：2024-03-19
基金项目：国家重点研发计划(2021YFA1000500, 2023YFB2904800)，国家自然科学基金(62331023, 62101492, 62394292, U20A20158)，浙江省自然科学基金(LR22F010002)，浙江省科技计划项目(2024C01033)，浙江大学全球合作基金(本基金无项目编号)
Foundation Items: The National Key R&D Program (2021YFA1000500, 2023YFB2904800), The National Natural Science Foundation of China (62331023, 62101492, 62394292, U20A20158), Zhejiang Provincial Natural Science Foundation (LR22F010002), Zhejiang Provincial Science and Technology Plan Project (2024C01033), Zhejiang University Global Cooperation Fund

aperture. HMIMO systems have great potential in significantly improving wireless communication performance. However, due to the presence of closely spaced antennas, and the distane between antennas is less than half of the length, severe coupling effects are inevitable and traditional assumption of independent and identically distributed channel is invalid. Thus, designing an effective and practical channel model becomes one of the most challenging problems in HMIMO researches. To address these challenges, this paper investigates four channel modeling approaches based on electromagnetic field theory. The first approach is based on the plane Green's function and models the integral of Green's functions between planes with high complexity. The second and third approaches approximate the communication channel in HMIMO using plane wave expansion and spherical wave expansion, respectively, with lower complexity. The channel modeling based on plane wave expansion is relatively simple and is more suitable for far field, but would underestimate the maximum capacity of the system under strong coupling between antennas. The channel modeling based on spherical wave expansion better captures the characteristics of the electromagnetic wave channel but comes with higher complexity. Finally, a channel modeling method based on random Green's functions is introduced, primarily describing the random characteristics of electromagnetic waves in rich scattering environments or Rayleigh channels.

Key words: Holographic Multiple-Input Multiple-Output (HMIMO); Electromagnetic theory; Channel modeling

1　引言

事实证明，多天线技术是提高无线通信速率和可靠性的有效手段，从而推动了 5G 技术的重大发展。大规模多输入多输出(massive MIMO)就是多天线技术的一种显著应用。然而，由于大规模多输入多输出存在半波长天线间距的限制并且实际部署天线阵列时可用的总孔径面积往往有限，天线的总数量也受到限制。基于此，6G技术研究中出现了一个新的研究方向，即全息多输入多输出(Holographic Multiple-Input Multiple-Output, MIMO)，这种阵列由固定孔径面积内密布的天线单元组成。全息MIMO通信系统可以控制传输信号的电磁波，从而实现尽可能大的天线配置灵活性[1–5]。在全息MIMO系统中，将多个天线紧密地配置在一个有限区域内，实现了空间连续的孔径和其他的通信优点[6,7]。比如，文献[1]理论证明了全息MIMO配置的灵活性和在谱效率提升方面的优越性。文献[8]表明大规模的天线通信可以实现超方向性。受益于这些优点，全息MIMO可以应用于多个通信场景，比如无线能量转移和室内定位[1,9]。但是由于多个技术问题，如何有效利用这项技术仍然具有极大的挑战性。

最主要的挑战之一是信道建模。在传统的通信系统中，天线间最小间距通常为半波长且假设不同天线之间不存在耦合性，因此采用独立同分布的Rayleigh信道假设。但是在全息MIMO系统中，相邻天线间隔会小于半波长，而在这种情况下，会存在很强的耦合关系。而且，由于全息MIMO系统的整体物理尺寸可以达到很大，通信区域也因此从传统的远场逐渐转移到近场。远场最多可实现两个极化信道，即可以同时独立地传输两个信息流。随着传输距离的减少，双极化增加到三极化，即可以传输3个相互正交方向的信息流。极化系统的信道主要包括两个部分：同极化分量和交叉极化分量。同极化分量中发送端和接收端的极化状态是相同的，交叉极化分量中发送端和接收端的极化状态是不同的。因此，极化信道的构造更复杂。此外，除了空间相关性以外，极化信道中存在极化域相关性，而这两种相关性也有相互影响[10]。而且不同的同极化信道的功率也不同，但是大部分的文献中假设极化域信道的等功率分配[11,12]。基于这些原因，传统的独立同分布的信道假设无法构造复杂的同极化和交叉极化信道[13]。因此，一个更实用的全息MIMO信道模型的构建是有必要的。

针对于上述挑战，本文研究了基于电磁波理论的4种全息MIMO的信道建模：平面通信格林函数建模，基于平面波展开的信道建模，基于球面波展开的信道建模和随机格林函数信道建模。

2　电磁波信道建模

2.1　电磁波理论的基础方程

在研究4种电磁信道建模方法之前，需要简单介绍电磁波理论的基本方程：麦克斯韦方程和格林函数。麦克斯韦方程可精确地描述电流源与所激发的电场和磁场之间的因果联系，用以下方程表示[14]

$$\left.\begin{aligned}\nabla\times\boldsymbol{e}&=-\frac{\partial\boldsymbol{b}}{\partial t}\\ \nabla\times\boldsymbol{h}&=\frac{\partial\boldsymbol{d}}{\partial t}+\boldsymbol{i}\\ \nabla\times\boldsymbol{d}&=\rho\\ \nabla\times\boldsymbol{b}&=0\end{aligned}\right\}\tag{1}$$

其中，$\boldsymbol{e}$和$\boldsymbol{h}$分别表示电场和磁场，$\boldsymbol{d}$和$\boldsymbol{b}$表示电感应和磁感应强度，$\boldsymbol{i}$表示电流密度，ρ表示电荷密度。则对应的空间-频率域的麦克斯韦方程可以表示为[14]

$$\left.\begin{aligned}&\nabla\times\boldsymbol{E}=\mathrm{i}\omega\boldsymbol{B}\\&\nabla\times\boldsymbol{H}=-\mathrm{i}\omega\boldsymbol{D}+\boldsymbol{I}\\&\nabla\times\boldsymbol{D}=\rho\\&\nabla\times\boldsymbol{B}=0\end{aligned}\right\}\tag{2}$$

由电流密度$\boldsymbol{I}$所激发的电磁场包含电场$\boldsymbol{E}$和磁场$\boldsymbol{H}$。其中，在各向同性介质中，电通量密度线性依赖于电场密度，即$\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$，其中$\varepsilon$是介电常数。类似地，$\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H}$，$\mu$是磁导率。若在位置$\boldsymbol{r}'$处存在一个激励电流$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')$，在观测位置$\boldsymbol{r}$处产生的电场$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$可用并矢格林函数表示为[15,16]

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\triangleq\mathrm{i}\omega\mu\int_S\mathrm{d}s'\,\bar{\boldsymbol{G}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')\tag{3}$$

其中，S可认为是发送端全息MIMO的包围面，自由空间的并矢格林函数为[17]

$$\bar{\boldsymbol{G}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\triangleq\left[\bar{\boldsymbol{I}}+\frac{\nabla\nabla}{k_0^2}\right]g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\tag{4}$$

其中，$\bar{\boldsymbol{I}}$是单位阵，$\nabla\nabla g(\cdot)$表示为标量格林函数$g(\cdot)$关于其自变量的2阶导数，波数$k_0=2\pi/\lambda$(λ是波长)。标量格林函数的解析表达式为[17]

$$g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\triangleq\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}}{4\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}\tag{5}$$

格林函数$\bar{\boldsymbol{G}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')$是一种操作函数，它可将电场矢量与源矢量线性联系到一起。而在均匀介质中，电磁波传输过程不仅是线性的，且格林函数仅依赖于场点与源点的距离矢量$\boldsymbol{R}=\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'$ [18]，满足空间平移对称性。而自由空间是一个线性空间平移不变的传输媒介，因此格林函数等价于这个线性系统的脉冲响应，相应的电场可通过卷积操作来计算，并且可用合适的正交基函数来表征这个电场。

2.2 平面通信格林函数建模

基于自由空间的格林函数，可以将点对点的通信扩展到全息MIMO的通信[19]。由电流$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')$所激发的半自由空间的电场$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})$为[15]

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\triangleq\mathrm{i}\omega\mu\int_S\mathrm{d}s'\,\bar{\boldsymbol{G}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\cdot\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}')\tag{6}$$

其中并矢格林函数可以表示为[17]

$$\begin{aligned}\bar{\boldsymbol{G}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=&\left(1+\mathrm{i}/(k_0r)-1/\left(k_0^2r^2\right)\right)\bar{\boldsymbol{I}}\,g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\\&+\left(3/\left(k_0^2r^2\right)-3\mathrm{i}/(k_0r)-1\right)\overrightarrow{\boldsymbol{r}}\,\overrightarrow{\boldsymbol{r}}\,g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\end{aligned}\tag{7}$$

通过把全息MIMO平面分成多个块，并对这些块进行面积积分可以得到电场，如图1所示。文献[20]计算了从一个平面源散射的声波电场，作者使用了标量格林函数。基于这个工作，[19]使用标量格林函数推导了近场信道建模。具体而言，N_s个全息MIMO子块的面积为$\Delta^{\mathrm{s}}=\Delta_x^{\mathrm{s}}\Delta_y^{\mathrm{s}}$。每个子块可以在第一个坐标系中视作源点$(x_n',y_n')$，而在第2个坐标系中则为以$(x_0',y_0')$为中心的子块。通过这种设置，电场可以表示为多个子块区域的积分

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})&=\sum_{n=1}^{N_{\mathrm{s}}}\int_{\Delta^{\mathrm{s}}}\mathrm{d}\boldsymbol{r}_n'\bar{\boldsymbol{G}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_n')\cdot\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}_n')\\&=\sum_{n=1}^{N_{\mathrm{s}}}\int_{-\Delta_x^{\mathrm{s}}/2}^{\Delta_x^{\mathrm{s}}/2}\int_{-\Delta_y^{\mathrm{s}}/2}^{\Delta_y^{\mathrm{s}}/2}\mathrm{d}x_0'\mathrm{d}y_0'\\&\quad\cdot\left[\bar{\boldsymbol{I}}+\frac{\nabla\nabla}{k_0^2}\right]\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0r_n}}{4\pi r_n}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}_n')\end{aligned}\tag{8}$$

其中距离r_n表示为

$$r_n=|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n'|=\sqrt{(\hat{x}_n-x_0')^2+(\hat{y}_n-y_0')^2+z^2}\tag{9}$$

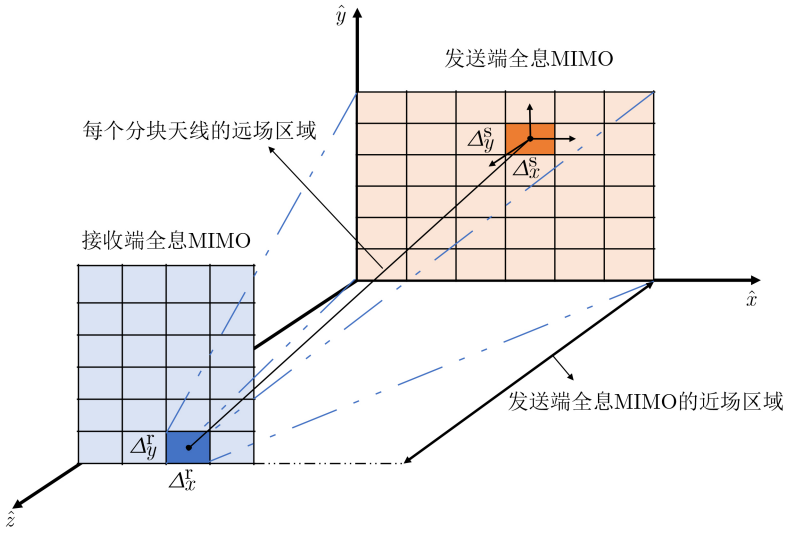


图 1 发送端和接收端全息MIMO系统的电磁波传输区域划分

其中$\widehat{x}_n \triangleq x - x'_n$并且$\widehat{y}_n \triangleq y - y'_n$，假设电流分布与位置无关并在之后的推导中忽略这个常数。

如果Δ_x^{s}和Δ_y^{s}足够小，而每个离散场点与源点的距离相比于发送源的维度足够大，则可以使用Fraunhofer近似和Taylor展开来计算每个子块的积分，即

$$\begin{aligned}\mathcal{E}\left(\tilde{R}_n\right)=&\sum_{n=1}^{N_{\mathrm{s}}}\int_{-\Delta_x^{\mathrm{s}}/2}^{\Delta_x^{\mathrm{s}}/2}\int_{-\Delta_y^{\mathrm{s}}/2}^{\Delta_y^{\mathrm{s}}/2}\mathrm{d}x'_0\mathrm{d}y'_0\\&\cdot\tilde{\boldsymbol{G}}\left(\widehat{x}_n,\widehat{y}_n;x'_0,y'_0\right)\\=&\Delta^{\mathrm{s}}\sum_{n=1}^{N_{\mathrm{s}}}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0\tilde{R}_n}}{4\pi\tilde{R}_n}\mathrm{sinc}\frac{k_0\widehat{x}_n\Delta_x^{\mathrm{s}}}{2\tilde{R}_n}\mathrm{sinc}\frac{k_0\widehat{y}_n\Delta_y^{\mathrm{s}}}{2\tilde{R}_n}\end{aligned}\tag{10}$$

其中$\Delta^{\mathrm{s}}=\Delta_x^{\mathrm{s}}\Delta_y^{\mathrm{s}}$，$\mathrm{sinc}\left(x\right)=\sin\left(x\right)/x$，且

$$\begin{aligned}\tilde{\boldsymbol{G}}\left(\widehat{x}_n,\widehat{y}_n;x'_0,y'_0\right)=&\frac{\exp\left\{\mathrm{i}k_0\left[\tilde{R}_n-\frac{\widehat{x}_nx'_0}{\tilde{R}_n}-\frac{\widehat{y}_ny'_0}{\tilde{R}_n}\right]\right\}}{4\pi\tilde{R}_n}\\=&\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0\tilde{R}_n}}{4\pi\tilde{R}_n}\exp\left[\mathrm{i}k_0\left(-\frac{\widehat{x}_nx'_0}{\tilde{R}_n}\right)\right]\\&\cdot\exp\left[\mathrm{i}k_0\left(-\frac{\widehat{y}_ny'_0}{\tilde{R}_n}\right)\right]\end{aligned}\tag{11}$$

将并矢格林函数中的两项定义为

$$\left.\begin{aligned}c_1\left(\tilde{R}_n\right)&=\left(1+\frac{\mathrm{i}}{k_0\tilde{R}_n}-\frac{1}{k_0^2\tilde{R}_n^2}\right)\\c_2\left(\tilde{R}_n\right)&=\left(\frac{3}{k_0^2\tilde{R}_n^2}-\frac{3\mathrm{i}}{k_0\tilde{R}_n}-1\right)\end{aligned}\right\}\tag{12}$$

第n个发送子块天线和接收点之间的极化信道可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{H}_n=&\mathcal{E}\left(\tilde{R}_n\right)\boldsymbol{C}_n=\mathcal{E}\left(\tilde{R}_n\right)\left[c_1\left(\tilde{R}_n\right)\boldsymbol{I}\right.\\&\left.+c_2\left(\tilde{R}_n\right)\vec{\boldsymbol{r}}_n\vec{\boldsymbol{r}}_n\right]\end{aligned}\tag{13}$$

其中单位向量$\vec{\boldsymbol{r}}_n \triangleq (\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'_n)/r_n$表示为发送-接收子块天线间的方向。

通常情况下，接收端全息MIMO比发送端MIMO要小很多，因此，可以假设每个子块天线接受的功率正比于接收区域$\Delta^{\mathrm{r}} \triangleq \Delta_x^{\mathrm{r}}\Delta_y^{\mathrm{r}}$。所以，第$m$个接收子块天线和第$n$个发送子块天线间的信道可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{H}_{mn}=&\Delta^{\mathrm{s}}\Delta^{\mathrm{r}}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0\tilde{R}_{mn}}}{4\pi\tilde{R}_{mn}}\mathrm{sinc}\frac{k_0(x_m-x'_n)\Delta_x^{\mathrm{s}}}{2\tilde{R}_{mn}}\\&\cdot\mathrm{sinc}\frac{k_0(y_m-y'_n)\Delta_y^{\mathrm{s}}}{2\tilde{R}_{mn}}\boldsymbol{C}_{mn}\end{aligned}\tag{14}$$

其中$\boldsymbol{C}_{mn}\triangleq c_1\left(\tilde{R}_{mn}\right)\boldsymbol{I}+c_2\left(\tilde{R}_{mn}\right)\vec{\boldsymbol{r}}_{mn}\vec{\boldsymbol{r}}_{mn}\in\mathbb{C}^{3\times3}$。

但是，基于格林函数的建模方式需要积分计算，复杂度很高，因此可以考虑使用近似的方法构造全息MIMO系统的信道：平面波模型和球面波模型，如图2所示。

总结：平面格林函数建模远近场通信信道均可，是一种精确的信道建模方式；这种方式将自由空间中点对点的格林函数扩展到了平面与平面之间做积分的格林函数，通过复杂的积分计算来构造两个全息MIMO平面之间的通信信道，可以充分揭示近场球面波非均匀相位特性、多极化特性等近场效应，缺点是复杂度较高。

2.3 傅立叶平面波信道展开建模

在平面波模型中，入射信号是平面波，因此，发送端(接收端)全息MIMO的所有天线的方位角

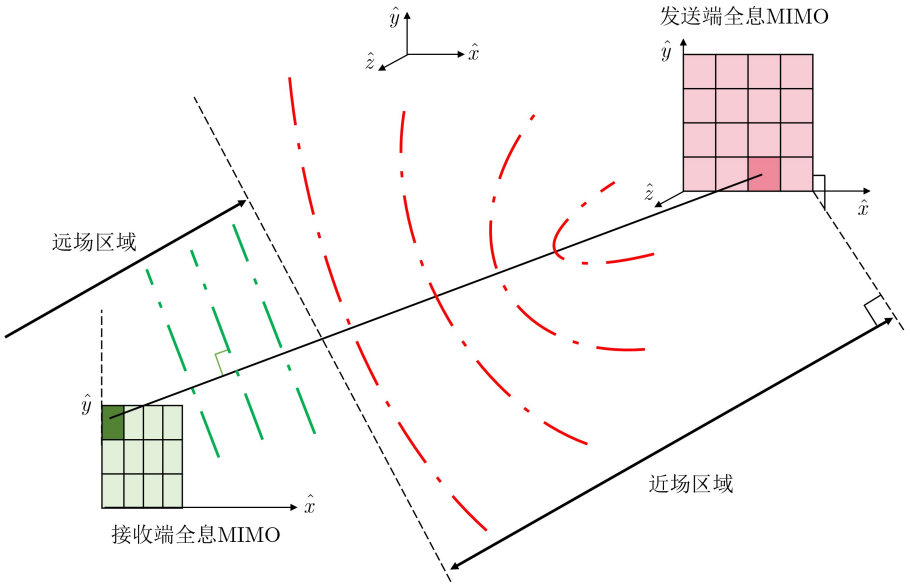


图 2 发送端和接收端的平面波模型与球面波模型

θ和仰角ϕ都相同。通过Weyl's分解，自由空间的标量格林函数可以表示为一系列的平面波，即[21]

$$\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_0 r}}{\boldsymbol{r}} = \frac{\mathrm{i}k_0}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int \frac{1}{k_z}\exp\left[\mathrm{i}k_0(k_x x + k_y y + k_z|z|)\right] \cdot \mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y \tag{15}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} k_z &= \sqrt{1-k_x^2-k_y^2}, \quad k_x^2+k_y^2 \le 1 \\ k_z &= \mathrm{i}\sqrt{k_x^2+k_y^2-1}, \quad k_x^2+k_y^2 \ge 1 \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

因此，标量格林函数$G(\boldsymbol{r})$主要由两部分构成[21]

$$G(\boldsymbol{r}) = G_{\mathrm{E}}(\boldsymbol{r}) + G_{\mathrm{H}}(\boldsymbol{r}) \tag{17}$$

其中$G_{\mathrm{H}}(\boldsymbol{r})$包含了传输平面波(同质部分或行波部分)，即

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{H}}(\boldsymbol{r}) &= \frac{ik_0}{2\pi}\int_{D}\int \frac{1}{k_z}\exp\left[ik_0\left(k_x x + k_y y + k_z|z|\right)\right] \cdot \mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y \\ &\underline{\underline{(\mathrm{a})}} \mathrm{i}k_0\int_0^1 \exp\left[\mathrm{i}\alpha(z)v\right] J_0\left[\beta(x,y)\sqrt{1-v^2}\right]\mathrm{d}v \end{aligned} \tag{18}$$

其中积分区域为$D=\left\{(k_x,k_y)\,|k_x^2+k_y^2\le 1\right\}$，(a)采用了球坐标系，$J_0$是第1类零阶贝塞尔函数，与坐标系相关的参数$\alpha(z)=k_0|z|$和$\beta(x,y)=k_0\sqrt{x^2+y^2}$，其中$v$是线积分量[21]。而函数$G_{\mathrm{E}}(\boldsymbol{r})$则包含了所有的指数衰落平面波(消逝波部分)

$$\begin{aligned} G_{\mathrm{H}}(\boldsymbol{r}) &= \frac{\mathrm{i}k_0}{2\pi}\int_{\bar{D}}\int \frac{1}{k_z}\exp\left[\mathrm{i}k_0\left(k_x x + k_y y + k_z|z|\right)\right] \cdot \mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y \\ &\underline{\underline{(\mathrm{a})}} k_0\int_0^{\infty} \exp\left[-\alpha(z)v\right] J_0\left[\beta(x,y)\sqrt{1+v^2}\right]\mathrm{d}v \end{aligned} \tag{19}$$

其积分区域为$\bar{D}=\left\{(k_x,k_y)\,|k_x^2+k_y^2\ge 1\right\}$。电场的行波部分$G_{\mathrm{H}}(\boldsymbol{r})$在圆形积分区域内$D$是有限的，在文献[3]中提出了一个在远场区域的基于平面波展开的信道建模。具体来说，基于上述格林函数公式推导得到了视距通信环境的信道，而其中只考虑前向平面波。以下部分是此方法的细节。

如果发送源的放置方向为z轴，且沿着z轴的相移先被提取出来，从而得到一个2维波数域信道响应$H_a(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)$。则远场波数域信道和对应的空间域信道响应通过傅里叶变换相联系[22]

$$\begin{aligned} h(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint_{D(k)\times D(\kappa)}\iint & a_{\mathrm{r}}(k_x,k_y,\boldsymbol{r}) \\ & \cdot H_a(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)a_{\mathrm{s}}(\kappa_x,\kappa_y,\boldsymbol{s}) \\ & \cdot \mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y \end{aligned} \tag{20}$$

其中$a_{\mathrm{r}}(k_x,k_y,\boldsymbol{r})$($a_{\mathrm{s}}(\kappa_x,\kappa_y,\boldsymbol{s})$)是接收响应(源点响应)，它可以将接收(发送)传播方向$\boldsymbol{k}=(k_x\vec{\boldsymbol{x}},k_y\vec{\boldsymbol{y}})$($\boldsymbol{\kappa}=(\kappa_x\vec{\boldsymbol{x}},\kappa_y\vec{\boldsymbol{y}})$)映射到接收点$\boldsymbol{r}$(源点$\boldsymbol{s}$)的激发电流，且这个关系可以表示为[22]

$$\left.\begin{aligned} a_{\mathrm{s}}(\kappa_x,\kappa_y,\boldsymbol{s}) &= \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{\kappa}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{s}} = \mathrm{e}^{\mathrm{i}[\kappa_x s_x+\kappa_y s_y+\gamma(\kappa_x,\kappa_y)s_z]} \\ a_{\mathrm{r}}(k_x,k_y,\boldsymbol{r}) &= \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{r}} = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}[k_x r_x+k_y r_y+\gamma(k_x,k_y)r_z]} \end{aligned}\right\} \tag{21}$$

角度域响应$H_a(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)$为

$$\begin{aligned} H_a(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y) &= \frac{A(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)W(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)}{\gamma^{1/2}(k_x,k_y)\gamma^{1/2}(\kappa_x,\kappa_y)} \\ &= \sqrt{S(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)}W(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y) \end{aligned} \tag{22}$$

其中$\gamma(k_x,k_y)=\sqrt{k_0^2-k_x^2-k_y^2}$，有界谱效率因子$A(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)$是一个非负函数，$W(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)\sim N(0,1)$包含了信道的随即特性。$S(k_x,k_y)$是空间域信道$h(\boldsymbol{r})$的带限2D功率谱密度。在各向同异性传播环境中，上述假设能很好地与Clarke模型相统一[22]。

既然远场区域受限于支撑集$D(k)\times D(\kappa)$，那么对这个集合做离散化处理是很合理的，即：可以用这个支撑集的信道响应的采样点$H_a(l_x,l_y,m_x,m_y)$来表征连续角度域响应$H_a(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y)$。发送端的每个离散化区域的大小为$2\pi/L_{\mathrm{s},x}\times 2\pi/L_{\mathrm{s},y}$，其中$L_{\mathrm{s},x}$和$L_{\mathrm{s},y}$分别是发送端全息MIMO矩形平面的长和宽。类似地，接收端的每个离散化区域的大小为$2\pi/L_{\mathrm{r},x}\times 2\pi/L_{\mathrm{r},y}$，其中$L_{\mathrm{r},x}$和$L_{\mathrm{r},y}$分别是接收端全息MIMO矩形平面的长和宽。

第(l_x,l_y,m_x,m_y)个采样点的近似波数域信道为$H_a(l_x,l_y,m_x,m_y)\sim\mathcal{N}\left(0,\sigma^2(l_x,l_y,m_x,m_y)\right)$，这个变量的方差为[22,23]

$$\begin{aligned} \sigma^2(l_x,l_y,m_x,m_y) = \frac{1}{(2\pi)^4}\iint_{\mathcal{W}_{\mathrm{s}}(m_x,m_y)\times\mathcal{W}_{\mathrm{r}}(l_x,l_y)}\iint & S(k_x,k_y,\kappa_x,\kappa_y) \\ & \cdot \mathrm{d}k_x\mathrm{d}k_y\mathrm{d}\kappa_x\mathrm{d}\kappa_y \end{aligned} \tag{23}$$

其中$\mathcal{W}_{\mathrm{s}}(m_x,m_y)$和$\mathcal{W}_{\mathrm{r}}(l_x,l_y)$是第$(m_x,m_y)$和$(l_x,l_y)$个采样点在发送端和接收端的积分区域，如图3所示。在各向同异性传输中，散射环境可以解耦得到$\sigma^2(l_x,l_y,m_x,m_y)=\sigma_{\mathrm{s}}^2(m_x,m_y)\sigma_{\mathrm{r}}^2(l_x,l_y)$[22]，且源点$\sigma_{\mathrm{s}}^2(m_x,m_y)$到接收点$\sigma_{\mathrm{r}}^2(l_x,l_y)$的功率转移可以通过积分的方式计算[23]。

尽管平面波假设的计算形式更简洁，但它会低估真实的信道容量，尤其是在短距离通信中存在很强的天线间干扰时，关于信道容量的估计误差会更严重[24]。容量计算公式为[24]

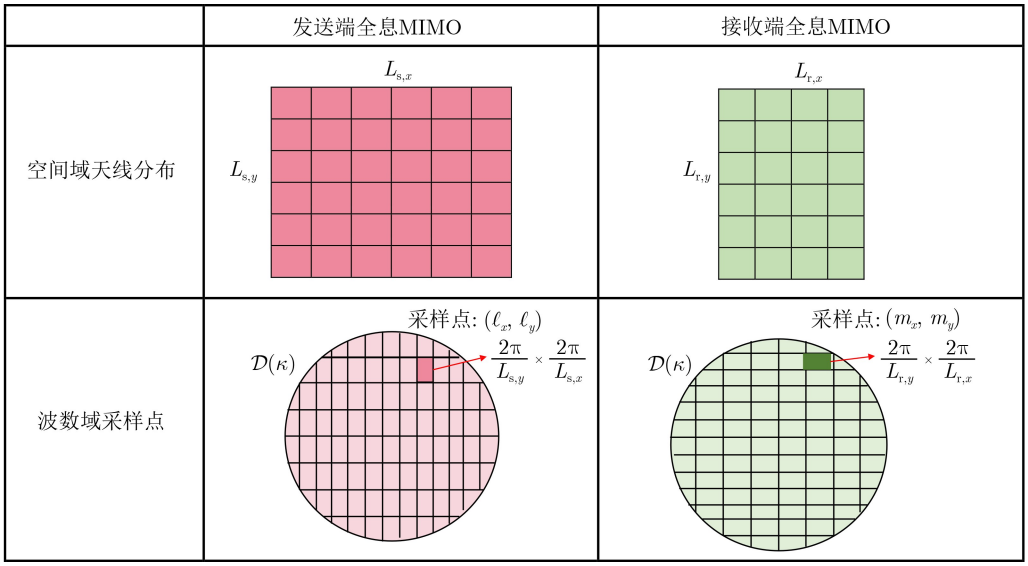


图 3 发送端和接收端全息MIMO的空间域天线分布和对应的波数域采样点

$$C = \log_2 \left| \boldsymbol{I}_{n_\mathrm{r}} + \left(\frac{\mathrm{SNR}}{n_\mathrm{t}} \right) \boldsymbol{H}\boldsymbol{H}^\dagger \right| \tag{24}$$

因此，当使用平面波模型时，容量为

$$C = \log_2 \left| \boldsymbol{I}_{n_\mathrm{r}} + n_\mathrm{r}\mathrm{SNR} \right| \tag{25}$$

当发送端和接收端距离很远时，信道矩阵的秩为1。因此，容量不会随着天线间距和阵列地理位置而变化。最大容量为$\min(n_\mathrm{t}, n_\mathrm{r})\log_2 \left| 1 + \dfrac{n_\mathrm{r}\mathrm{SNR}}{\min(n_\mathrm{t}, n_\mathrm{r})} \right|$，当且仅当信道矩阵的特征值相等时才能达到这个最大容量。在实际WLAN应用中，随着距离的增加，最大速率可以实现，而这证实了应当使用更为准确的球面波模型[24]。

总结：平面波展开是一种近似全息MIMO的通信信道的方法，主要建立空间域信道和波数域信道之间的联系，复杂度相较于第1种方法更低一些。缺点是基于平面波展开的信道建模形式简单，更适用于远场，同时会低估耦合性很强时的最大系统容量。

2.4 球面波展开信道建模

在短距离通信中，发送端产生的电磁波一般假设是球形波，即：每对发送端-接收端天线的方位角和仰角都是不同的。文献[25]使用球面波展开构造存在中继(由多个子块天线构成)的通信信道，其中发送端和接收端的位置矢量为

$$\left.\begin{aligned} \boldsymbol{p}_\mathrm{t} &= (D_\mathrm{t}\cos\varphi_\mathrm{t}\sin\theta_\mathrm{t}, D_\mathrm{t}\sin\varphi_\mathrm{t}\sin\theta_\mathrm{t}, D_\mathrm{t}\cos\theta_\mathrm{t}) \\ \boldsymbol{p}_\mathrm{r} &= (D_\mathrm{r}\cos\varphi_\mathrm{r}\sin\theta_\mathrm{r}, D_\mathrm{r}\sin\varphi_\mathrm{r}\sin\theta_\mathrm{r}, D_\mathrm{t}\cos\theta_\mathrm{r}) \end{aligned}\right\} \tag{26}$$

其中D_t和D_r分别是发送端和接收端到中继的距离，φ和θ分别表示为方位角和极化角。从发送端到中继的基带信道为$\boldsymbol{h}_\mathrm{t} = \mathrm{vec}(\boldsymbol{M}_\mathrm{t})$，其中$\boldsymbol{M}_\mathrm{t} \in \mathbb{C}^{N_x \times N_y}$和$N_x, N_y$是中继的长和宽，第$(n,m)$个元为

$$[\boldsymbol{M}_t]_{n,m} = \sqrt{\mathrm{PL}^\mathrm{t}_{n,m}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}kD^\mathrm{t}_{n,m}} \tag{27}$$

其中$\mathrm{PL}^\mathrm{t}_{n,m}$表示接收端和第$(n,m)$个块天线的路径损耗，$D^\mathrm{t}_{n,m}$是对应的距离。接着基于平面散射定理计算出路径损耗，则中继上每一个天线的散射电场的模值平方为[25]

$$\begin{aligned} \|\boldsymbol{E}_\mathrm{s}\|^2 &= \left(\frac{L_x L_y}{\lambda} \right)^2 \frac{|E_i|^2}{D_\mathrm{r}^2} F(\theta_\mathrm{t}, \varphi_\mathrm{r}, \theta_\mathrm{r}) \mathrm{sinc}^2(X) \\ &\quad \cdot \mathrm{sinc}^2(Y) \\ &\approx \left(\frac{L_x L_y}{\lambda} \right)^2 \frac{|E_i|^2}{D_\mathrm{r}^2} F(\theta_\mathrm{t}, \varphi_\mathrm{r}, \theta_\mathrm{r}) \end{aligned} \tag{28}$$

其中$F(\theta_\mathrm{t}, \varphi_\mathrm{r}, \theta_\mathrm{r}) \triangleq \cos^2\theta_\mathrm{t}\left(\cos^2\theta_\mathrm{r}\cos^2\varphi_\mathrm{r} + \sin^2\varphi_\mathrm{r}\right)$，$X \triangleq \pi L_x/\lambda \cdot \sin(\theta_\mathrm{r})\cos(\varphi_\mathrm{r})$ 和$Y \triangleq \pi L_y/\lambda \cdot [\sin(\theta_\mathrm{r})\sin(\varphi_\mathrm{r}) - \sin(\theta_\mathrm{t})]$ [26,11]。近似成立条件为$L_x \le \lambda$，$L_y \le \lambda$时，由于$X \approx 0$和$Y \approx 0$，可得$\mathrm{sinc}(X) \approx 1$和$\mathrm{sinc}(Y) \approx 1$。

进一步地，发送端功率P_t和散发电场E_i的关系可以表示为$|E_i|^2/(2\eta) = P_\mathrm{t}G_\mathrm{t}/\left(4\pi D_\mathrm{t}^2\right)$，其中$\eta$为自由空间阻抗，$G_\mathrm{t}$为发送天线增益。因此，在第$(n,m)$个元的吸收损失为[25]

$$\begin{aligned} \mathrm{PL}_{n,m} = \frac{G_\mathrm{t}G_\mathrm{r}(L_xL_y)^2}{\left(4\pi D^\mathrm{t}_{n,m}D^\mathrm{r}_{n,m}\right)^2} F(\theta_\mathrm{t}, \varphi_\mathrm{r}, \theta_\mathrm{r}) \\ \cdot \mathrm{e}^{-\kappa_\mathrm{abb}(f)(D^\mathrm{t}_{n,m}+D^\mathrm{r}_{n,m})} \end{aligned} \tag{29}$$

其中$\kappa_\mathrm{abb}(f)$为载波频率f的吸收损耗，而这种通过球面波展开获得的路径损耗可以进一步用于构造全息MIMO系统的信道。

总结：球面波展开信道建模几何意义明确，参数计算较为方便。缺点是必须事先知道环境参数，需要感知技术辅助，并且只能建模自由空间中点对点信道。

2.5 随机格林函数信道建模

在2.2节中介绍的基于格林函数的建模方式较为直观，其中发送平面和接受平面之间的信息传递完全由标量或并矢格林函数进行描述，并且也主要基于对格林函数的空间积分进行数学近似以构建信道。但弊端在于这种信道建模方式的应用场景受限于格林函数的适用场景。式(7)中的解析形式的并矢格林函数对应的是自由空间传输条件，更方便建模LOS通信场景下的信道。而通过随机格林函数方法可以对基于格林函数的信道建模进行扩展，将存在散射体的情况同样纳入考虑，使得格林函数中同时包含相干分量和非相干分量。

文献[27]基于Wigner随机矩阵理论和Berry随机波假设建立了随机格林函数方法，以统计方式建模了多径和富散射环境下的电磁传播行为，作为大型复杂封闭环境中矢量波方程的有效统计解。对于处在$\boldsymbol{r}'$位置的点源而言，描述其辐射的并矢格林函数满足方程

$$\begin{aligned}&\nabla\times\nabla\times\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}\left(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'\right)-\left(\omega^2\mu\epsilon+\mathrm{i}\omega\mu\sigma\right)\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}\left(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'\right)\\&\quad=\overline{\overline{\boldsymbol{I}}}\delta\left(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\right)\end{aligned}\tag{30}$$

同样的，并矢格林函数也可以由特征函数展开进行构建[28]

$$\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}\left(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}'\right)=\sum_i\frac{\boldsymbol{\Psi}_i(\boldsymbol{r},k_i)\otimes\boldsymbol{\Psi}_i(\boldsymbol{r}',k_i)}{k^2-k_i^2+i\dfrac{k^2}{Q}}\tag{31}$$

其中$\otimes$代表矢量的外积运算，$\boldsymbol{\Psi}_i$代表通信环境的第i个矢量特征函数。精确的矢量特征函数值难以计算，且和通信环境中的散射体形状和位置强相关，通信环境的细微改变都可能对特征函数矢量造成较大影响，使得直接应用式(31)存在较大困难。但通过将精确的矢量特征值替换为基于随机平面波叠加的近似特征函数，并将精确的特征值替换为基于随机矩阵理论的随机特征值，可以对式(31)进行近似[27]并且所产生的随机并矢格林函数在统计特性上和精确建模的并矢格林函数相等，计算结果表示的是通信环境中电磁场的概率分布函数。

在源点$\boldsymbol{r}'$和观测点$\boldsymbol{r}$都处于漫反射环境中，远离金属边界时，特征函数可以通过许多方向和振幅均匀分布的平面波的线性叠加来近似

$$\boldsymbol{\Psi}_i\left(\boldsymbol{r},k_i\right)=\Psi_i^{\theta}\left(\boldsymbol{r},k_i\right)\widehat{\theta}+\Psi_i^{\varphi}\left(\boldsymbol{r},k_i\right)\widehat{\varphi}\tag{32}$$

其中θ方向和φ方向的分量可以用平面波线性叠加表示为

$$\left.\begin{aligned}\Psi_i^{\theta}\left(\boldsymbol{r},k_i\right)&\simeq\lim_{N\to\infty}\sum_{n=1}^{N}\left[a_n\cos\psi_n\cos\left(k_i\widehat{\boldsymbol{e}}_n\cdot\boldsymbol{r}+\beta_n\right)\right]\\\Psi_i^{\varphi}\left(\boldsymbol{r},k_i\right)&\simeq\lim_{N\to\infty}\sum_{n=1}^{N}\left[a_n\cos\psi_n\cos\left(k_i\widehat{\boldsymbol{e}}_n\cdot\boldsymbol{r}+\beta_n\right)\right]\end{aligned}\right\}\tag{33}$$

其中$\psi_n,\widehat{\boldsymbol{e}}_n$和$\beta_n$分别代表平面波的极化角、传播方向和电磁波相位角，它们之间互相独立且在富散射环境中均视为均匀分布随机变量，幅度a_n^2满足均值为$2/NV$，V为电磁仿真中腔体的体积。以上球坐标表示对应的笛卡尔坐标系表示为

$$\boldsymbol{\Psi}_i\left(\boldsymbol{r},k_i\right)=\Psi_i^{x}\left(\boldsymbol{r}\right)\widehat{\boldsymbol{x}}+\Psi_i^{y}\left(\boldsymbol{r}\right)\widehat{\boldsymbol{y}}+\Psi_i^{z}\left(\boldsymbol{r}\right)\widehat{\boldsymbol{z}}\tag{34}$$

其中各个坐标的系数为

$$\left.\begin{aligned}\Psi_i^{x}\left(\boldsymbol{r}\right)&\simeq\lim_{N\to\infty}\sum_{n=1}^{N}\left[a_n\left(-\cos\psi_n\sin\varphi_n-\sin\psi_n\cos\varphi_n\cos\theta_n\right)\cos\left(k_i\widehat{\boldsymbol{e}}_n\cdot\boldsymbol{r}+\beta_n\right)\right]\\\Psi_i^{y}\left(\boldsymbol{r}\right)&\simeq\lim_{N\to\infty}\sum_{n=1}^{N}\left[a_n\left(\cos\psi_n\cos\varphi_n-\sin\psi_n\sin\varphi_n\cos\theta_n\right)\cos\left(k_i\widehat{\boldsymbol{e}}_n\cdot\boldsymbol{r}+\beta_n\right)\right]\\\Psi_i^{z}\left(\boldsymbol{r}\right)&\simeq\lim_{N\to\infty}\sum_{n=1}^{N}\left[a_n\sin\psi_n\sin\theta_n\cos\left(k_i\widehat{\boldsymbol{e}}_n\cdot\boldsymbol{r}+\beta_n\right)\right]\end{aligned}\right\}\tag{35}$$

其中a_n, θ_n和φ_n分别代表电磁波幅度、仰角和水平角。由中心极限定理可知，以上系数均为0均值高斯随机变量，其方差可以通过使用积分求解所有平面波的连续平均值进行近似计算，取代定义中的求和式

$$\frac{1}{N}\sum_n\left[f\right]\approx\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\psi\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\varphi\int_0^{\pi}\mathrm{d}\theta\left[f\sin\theta\right]\tag{36}$$

f是自变量为θ, φ, ψ的函数。积分得到的方差结果为$\mathcal{V}_{\mathrm{xx}}=\left\|\Psi_i^x\left(\boldsymbol{r}\right)\right\|^2=1/3V=\mathcal{V}_{\mathrm{yy}}=\mathcal{V}_{\mathrm{zz}}$，$\mathcal{V}_{\mathrm{xy}}=\mathcal{V}_{\mathrm{xz}}=\mathcal{V}_{\mathrm{yz}}=0$。

此外，由于发送源和接受点之间可能同时存在直射路径和散射路径，两者的电磁场特征函数之间必然存在联系，因此还需要推导$\boldsymbol{\Psi}_i\left(\boldsymbol{r},k_i\right)$和$\boldsymbol{\Psi}_i\left(\boldsymbol{r}',k_i\right)$之间的协方差。记两者之间的距离差为$R=\left|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\right|$，以上坐标系数之间的协方差方程为

$$\left.\begin{aligned}\mathcal{C}_{\mathrm{xx}}\left(R\right)&=\left\langle\Psi_i^x\left(\boldsymbol{r}\right),\Psi_i^x\left(\boldsymbol{r}'\right)\right\rangle=\frac{1}{3V}f_{\perp}\left(k_iR\right)\\&=\mathcal{C}_{\mathrm{yy}}\left(R\right)\\\mathcal{C}_{\mathrm{zz}}\left(R\right)&=\left\langle\Psi_i^z\left(\boldsymbol{r}\right),\Psi_i^z\left(\boldsymbol{r}'\right)\right\rangle=\frac{1}{3V}f_{\parallel}\left(k_iR\right)\end{aligned}\right\}\tag{37}$$

其中$f_{\perp}(k_iR)$表示横向相关性，$f_{\parallel}(k_iR)$表示纵向相关性，在富散射环境中表达式为

$$\left.\begin{aligned} f_{\perp}(k_iR)&=\frac{3}{2}\left[\frac{\sin(k_iR)}{k_iR}-\frac{\sin(k_iR)-k_iR\cos(k_iR)}{(k_iR)^3}\right]\\ f_{\parallel}(k_iR)&=3\frac{\sin(k_iR)-k_iR\cos(k_iR)}{(k_iR)^3}\end{aligned}\right\} \tag{38}$$

式(35)中的表达式便于计算出富散射电磁环境对应特征函数的均值和协方差，同时由于其表达式符合中心极限定理，这些系数本身也是0均值的高斯随机变量，为便于简写,发送端和接收端分别用ω_i^x, ω_i^y, ω_i^z; $(\omega_i^x)'$, $(\omega_i^y)'$, $(\omega_i^z)'$ 进行表示$\boldsymbol{\Psi}_i(\boldsymbol{r},k_i)\simeq\omega_i^x\widehat{\boldsymbol{x}}+\omega_i^y\widehat{\boldsymbol{y}}+\omega_i^z\widehat{\boldsymbol{z}}$; $\boldsymbol{\Psi}_i(\boldsymbol{r}',k_i)\simeq(\omega_i^x)'\widehat{\boldsymbol{x}}+(\omega_i^y)'\widehat{\boldsymbol{y}}+(\omega_i^z)'\widehat{\boldsymbol{z}}$ 。至此，并矢格林函数理论分解(32)中的特征函数外积可以写为

$$\begin{aligned}\overline{\overline{D}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k_i)=&\boldsymbol{\Psi}_i(\boldsymbol{r},k_i)\otimes\boldsymbol{\Psi}_i(\boldsymbol{r}',k_i)\\ =&\omega_i^x(\omega_i^x)'\widehat{\boldsymbol{x}}\widehat{\boldsymbol{x}}+\omega_i^x(\omega_i^y)'\widehat{\boldsymbol{x}}\widehat{\boldsymbol{y}}+\omega_i^x(\omega_i^z)'\widehat{\boldsymbol{x}}\widehat{\boldsymbol{z}}\\ &+\omega_i^y(\omega_i^x)'\widehat{\boldsymbol{y}}\widehat{\boldsymbol{x}}+\omega_i^y(\omega_i^y)'\widehat{\boldsymbol{y}}\widehat{\boldsymbol{y}}\\ &+\omega_i^y(\omega_i^z)'\widehat{\boldsymbol{y}}\widehat{\boldsymbol{z}}+\omega_i^z(\omega_i^x)'\widehat{\boldsymbol{z}}\widehat{\boldsymbol{x}}\\ &+\omega_i^z(\omega_i^y)'\widehat{\boldsymbol{z}}\widehat{\boldsymbol{y}}+\omega_i^z(\omega_i^z)'\widehat{\boldsymbol{z}}\widehat{\boldsymbol{z}}\end{aligned} \tag{39}$$

其中出现的6个高斯随机变量之间的协方差矩阵为

$$\begin{bmatrix}\mathcal{V}_{\mathrm{xx}}&0&0&\mathcal{C}_{\mathrm{xx}}(R)&0&0\\0&\mathcal{V}_{\mathrm{yy}}&0&0&\mathcal{C}_{\mathrm{yy}}(R)&0\\0&0&\mathcal{V}_{\mathrm{zz}}&0&0&\mathcal{C}_{\mathrm{zz}}(R)\\\mathcal{C}_{\mathrm{xx}}(R)&0&0&\mathcal{V}_{\mathrm{xx}}&0&0\\0&\mathcal{C}_{\mathrm{yy}}(R)&0&0&\mathcal{V}_{\mathrm{yy}}&0\\0&0&\mathcal{C}_{\mathrm{zz}}(R)&0&0&\mathcal{V}_{\mathrm{zz}}\end{bmatrix} \tag{40}$$

其中$\mathcal{V}_{\mathrm{xx}}=\mathcal{V}_{\mathrm{yy}}=\mathcal{V}_{\mathrm{zz}}=1/3V$，$V$表示空腔环境的体积。

由(31)可知，在富散射环境中采用随机平面波近似时得到的统计随机格林函数为

$$\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_{\mathrm{S}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k)\approx\sum_i\frac{\overline{\overline{D}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k_i)}{k^2-k_i^2+i\dfrac{k^2}{Q}} \tag{41}$$

进一步地，通过对并矢格林函数求均值并与自由空间标准并矢格林函数$\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k)=\left(\overline{\overline{\boldsymbol{I}}}+\dfrac{\nabla\nabla}{k^2}\right)\dfrac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k|\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}|}}{4\pi|\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}|}$对比可以发现，随机并矢格林函数$\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_{\mathrm{S}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k)$的均值和标准并矢格林函数$\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k)$的实部相同，因此，可以将随机并矢格林函数分为两部分，第1部分由$k_i^2\neq k^2$的求和项构成，代表平均值，第2部分由$k_i^2\approx k^2$的项构成，代表随机电磁场的波动

$$\begin{aligned}\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_{\mathrm{S}}(r,\boldsymbol{r}';k)\approx&\mathrm{Re}\left[\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k)\right]+\sum_m\frac{\overline{\overline{D}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k_m)}{k^2-k_m^2+i\dfrac{k^2}{Q}}\\ =&\mathrm{Re}\left[\overline{\overline{\boldsymbol{G}}}_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k)\right]\\ &+\sum_m\frac{\overline{\overline{D}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}';k_m)}{\lambda_m+i\alpha}\frac{kV}{2\pi^2}\end{aligned} \tag{42}$$

其中，α是一个宏观无量纲损耗参数并定义为$\alpha=k^3V/(2\pi^2Q)$且$\lambda_m=(k^2-k_m^2)kV/2\pi^2$。上式描述了对应散射场的随机格林函数的均值和波动部分，描述了$\boldsymbol{r}$点的电流源如何在$\boldsymbol{r}'$点产生矢量场，只有从$\boldsymbol{r}$到$\boldsymbol{r}'$的LOS才会对平均部分产生影响，而随机散射环境影响波动部分。

总结：随机格林函数建模不仅同时适用于远近场通信信道建模，并且建模信道结果可以明确区分相干路径信道和非相干路径信道对接收电磁场的影响，物理含义清晰；缺点是计算复杂度高并且只适用于富散射环境，同时建模结果是统计结果而不能够精确描述某个特定空间位置上的电磁场结果。

3　仿真结果

图4表示了不同接收端天线间距Δ_{r}的信道相关矩阵的特征值。其中，发送端的天线数为900，接收端的天线数为576，发送端的天线间距$\Delta_{\mathrm{s}}=\lambda/3$。如图所示，前几个特征值很大但是并不相等，而且特征值很快趋近于0。这意味着在各向同异性环境中，耦合因子的强度并不都是相等的，从而反映了多用户全息MIMO信道的空间相关性。此外，贴片天线之间的距离越小，则耦合因子的强度分布越不均匀，而且特征值也衰落地越快，即相关性越强。比如说，曲线$\Delta_{\mathrm{r}}=\lambda/2$的衰落速度比曲线$\Delta_{\mathrm{r}}=\lambda/6$慢。通常，间距为$\Delta_{\mathrm{r}}=\lambda/2$时信道的相关性假设为零(但这只是一个理想假设，实际上，即使天线间

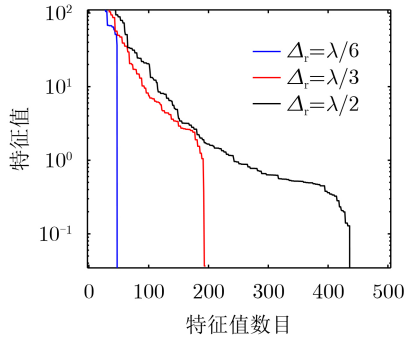
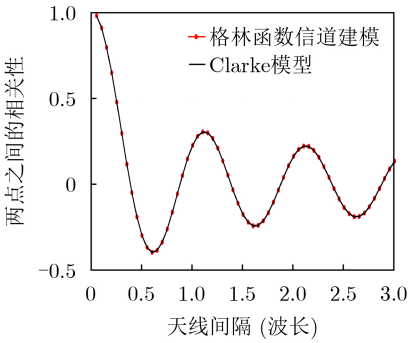


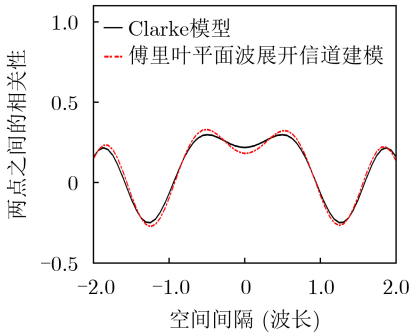
图 4 不同接收间距Δ信道相关矩阵特征值

隔为$\Delta_{\mathrm{r}}=\lambda/2$时，也存在相关性)，因此也被视做是门限方案。可以从图中看出，没有一个方案的特征值性能可以与参考方案近似，即使是最接近的曲线$\Delta_{\mathrm{r}}=\lambda/2$也与参考方案有一定的差别。以上现象证明多用户全息MIMO系统的电磁信道并不应该采用独立同分布的衰落模型(不存在耦合，所有特征值始终相等)来构造。

图5显示了傅里叶平面波建模和格林函数建模得到信道的空间相关性，我们重点讨论各向同性传播情况，因为它是生成任何非各向同性信道的关键。从中可以看出，仿真平均自相关函数与Clarke信道模型自相关函数的闭合形式非常吻合，这些数值结果验证了所开发傅里叶平面波建模和格林函数建模信道在传播模型上的准确性，以及在实际尺寸的紧凑型矩形阵列上建立辐射场模型的适用性。



(a) 格林函数信道建模相关性验证



(b) 傅立叶平面波展开信道建模相关性验证

图 5 信道建模相关性验证

图6显示了傅里叶平面波建模信道以bit/(s·Hz)为单位绘制了天线间距在小于半波长情况下变化时对应的遍历容量关系图。尽管波数域采样是有限的，但本文观察到了信道容量曲线和Clarke模型的完美匹配，验证了在各向同性传播条件下的物理低阶近似。此外 i.i.d. 瑞利衰落的容量作为参考。与该模型相比，天线间隔小于半波长时会出现较大差距，这是由于天线间隔减小时天线之间会自然产生相关性。这就证明，i.i.d. 瑞利衰落非常不足以模拟亚波长间距平面阵列的信道。

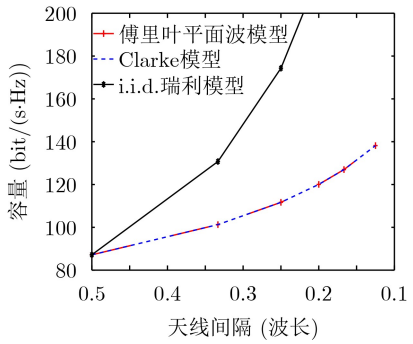
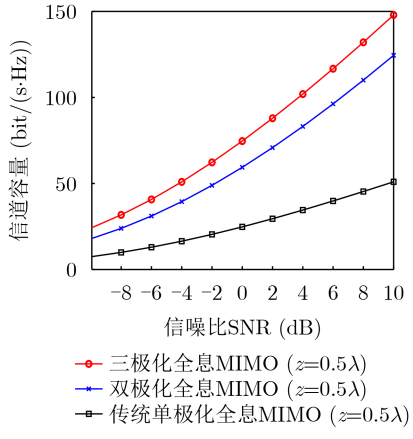
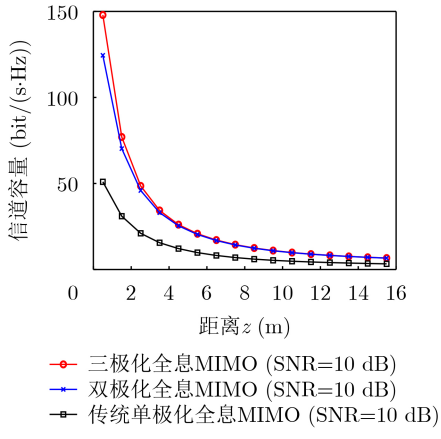


图 6 傅立叶平面波建模信道容量对比天线间隔

三极化全息MIMO，双极化全息MIMO，和传统的单极化全息MIMO的系统容量对比如图7所示。波长$\lambda=1$ m，发送端和接收端分别配置了36和9个贴片天线，相邻天线间的距离为0.4λ。在图7(a)中，用户与发送端全息MIMO的距离为0.5λ。如图



(a) 信道容量对比信噪比SNR



(b) 信道容量对比距离z

图 7 三极化全息MIMO、双极化全息MIMO和传统单极化全息MIMO系统的信道容量对比

所示，三极化全息MIMO完全利用了极化信息，因此容量也最大，而且容量随着信噪比(SNR)的增加而增加。但是，当发送端和接收端的距离z增加时，三极化全息MIMO和双极化全息MIMO的差距也逐渐变小，如图7(b)所示。这证明了z极化分量会随着距离增加而快速下降，并且随着距离的增加，三极化和双极化全息MIMO的性能曲线逐渐重合。

4　结束语

针对全息MIMO通信系统，本文研究了基于电磁波理论的4种信道建模方案，即：平面通信格林函数建模，基于平面波展开和基于球面波展开的信道建模和基于随机格林函数的信道建模。其中，平面通信格林函数的建模方法从点对点的自由空间的格林函数出发，研究了平面之间基于格林函数的电磁信道建模。但这种方案需要积分运算，复杂度很高，因此也可采用平面波展开和球面波展开这两种近似方法。平面波展开的信道建模形式要更为简洁，而基于球面波展开的信道建模方式则更为复杂。但是这两种建模方式都是近似的信道建模方法，而且基于平面波展开的信道建模方法不能很好地用于近场信道的容量分析。基于随机格林函数的建模方法并不直接建模信道，而侧重于描述环境中电磁场的随机特性，需要转换后才能建模随机信道。

仿真结果表示随着发送端和接收端距离的增加，容量最高的三极化通信也会逐渐退化到容量较低的二极化通信，而通信区域也由近场转移到远场。因此，如果要使用形式更简洁的近似信道建模，那么需要在不同的区域考虑使用不同的信道建模方法。同时，仿真中还比较了不同天线间距的全息MIMO通信系统在远场的信道相关矩阵特征值，仿真结果表示天线间间距越大，则信道的相关性越小。但是，即使天线间间距增加到$\lambda/2$，仍然存在信道相关性。因此，传统的独立同分布的信道假设并不适用，这在与Clarke模型的对比中同样得到了验证。本文研究的这四种电磁波信道建模为相关的理论分析提供了全新的观点：将电磁波理论与信息理论相结合才可以研究实际全息MIMO系统的应用和性能极限。

对于全息MIMO信道建模而言，仍有许多问题值得研究，如密布天线元件耦合效应对信道的影响、利用全息MIMO电磁调控能力适应信道、复杂非均匀环境下的信道建模等问题，是一个有许多开放问题的研究领域。

参 考 文 献

[1] HUANG Chongwen, HU Sha, ALEXANDROPOULOS G C, *et al*. Holographic MIMO surfaces for 6G wireless networks: Opportunities, challenges, and trends[J]. *IEEE Wireless Communications*, 2020, 27(5): 118–125. doi: 10.1109/MWC.001.1900534.

[2] MARZETTA T L. Spatially-stationary propagating random field model for massive MIMO small-scale fading[C]. 2018 IEEE International Symposium on Information Theory, Vail, USA, 2018: 391–395. doi: 10.1109/ISIT.2018.8437634.

[3] PIZZO A, SANGUINETTI L, and MARZETTA T L. Spatial characterization of electromagnetic random channels[J]. *IEEE Open Journal of the Communications Society*, 2022, 3: 847–866. doi: 10.1109/OJCOMS.2022.3171409.

[4] HUANG Chongwen, ZAPPONE A, ALEXANDROPOULOS G C, *et al*. Reconfigurable intelligent surfaces for energy efficiency in wireless communication[J]. *IEEE Transactions on Wireless Communications*, 2019, 18(8): 4157–4170. doi: 10.1109/TWC.2019.2922609.

[5] WEI Li, HUANG Chongwen, ALEXANDROPOULOS G C, *et al*. Channel estimation for RIS-empowered multi-user MISO wireless communications[J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2021, 69(6): 4144–4157. doi: 10.1109/TCOMM.2021.3063236.

[6] STRINATI E C, ALEXANDROPOULOS G C, WYMEERSCH H, *et al*. Reconfigurable, intelligent, and sustainable wireless environments for 6G smart connectivity[J]. *IEEE Communications Magazine*, 2021, 59(10): 99–105. doi: 10.1109/MCOM.001.2100070.

[7] WEI Li, HUANG Chongwen, ALEXANDROPOULOS G C, *et al*. Multi-user holographic MIMO surfaces: Channel modeling and spectral efficiency analysis[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing*, 2022, 16(5): 1112–1124. doi: 10.1109/JSTSP.2022.3176140.

[8] WILLIAMS R J, DE CARVALHO E, and MARZETTA T L. A communication model for large intelligent surfaces[C]. 2020 IEEE International Conference on Communications Workshops, Dublin, Ireland, 2020: 1–6. doi: 10.1109/ICCWorkshops49005.2020.9145091.

[9] BASHARAT S, HASSAN S A, PERVAIZ H, *et al*. Reconfigurable intelligent surfaces: Potentials, applications, and challenges for 6G wireless networks[J]. *IEEE Wireless Communications*, 2021, 28(6): 184–191. doi: 10.1109/MWC.011.2100016.

[10] NIE Shuai and AKYILDIZ I F. Codebook design for dual-polarized ultra-massive MIMO communications at millimeter wave and terahertz bands[C]. 2021 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing, Toronto, Canada, 2021: 8072–8076. doi: 10.1109/ICASSP39728.2021.9413660.

[11] DE SENA A S, NARDELLI P H J, DA COSTA D B, *et al*. Dual-polarized IRSs in uplink MIMO-NOMA networks: An interference mitigation approach[J]. *IEEE Wireless Communications Letters*, 2021, 10(10): 2284–2288. doi: 10.1109/LWC.2021.3099867.

[12] ZAFARI G, KOCA M, and SARI H. Dual-polarized spatial

modulation over correlated fading channels[J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2017, 65(3): 1336–1352. doi: 10.1109/TCOMM.2016.2643664.

[13] HAN Yu, LI Xiao, TANG Wankai, *et al*. Dual-polarized RIS-assisted mobile communications[J]. *IEEE Transactions on Wireless Communications*, 2022, 21(1): 591–606. doi: 10.1109/TWC.2021.3098521.

[14] FRANCESCHETTI M. Wave Theory of Information[M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2017. doi: 10.1017/9781139136334.

[15] YUAN S S A, HE Zi, CHEN Xiaoming, *et al*. Electromagnetic effective degree of freedom of an MIMO system in free space[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2022, 21(3): 446–450. doi: 10.1109/LAWP.2021.3135018.

[16] MIKKI S M and ANTAR Y M M. A theory of antenna electromagnetic near field — part II[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2011, 59(12): 4706–4724. doi: 10.1109/TAP.2011.2165500.

[17] ARNOLDUS H F. Representation of the near-field, middle-field, and far-field electromagnetic green's functions in reciprocal space[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2001, 18(4): 547–555. doi: 10.1364/JOSAB.18.000547.

[18] DE ROSNY J, LEROSEY G, and FINK M. Theory of electromagnetic time-reversal mirrors[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2010, 58(10): 3139–3149. doi: 10.1109/TAP.2010.2052567.

[19] WEI Li, HUANG Chongwen, ALEXANDROPOULOS G C, *et al*. Tri-polarized holographic MIMO surface in near-field: Channel modeling and precoding design[EB/OL]. https://arxiv.org/abs/2211.03479, 2022.

[20] OCHELTREE K B and FRIZZEL L A. Sound field calculation for rectangular sources[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1989, 36(2): 242–248. doi: 10.1109/58.19157.

[21] SETÄLÄ T, KAIVOLA M, and FRIBERG A T. Decomposition of the point-dipole field into homogeneous and evanescent parts[J]. *Physical Review E*, 1999, 59(1): 1200–1206. doi: 10.1103/PhysRevE.59.1200.

[22] PIZZO A, SANGUINETTI L, and MARZETTA T L. Fourier plane-wave series expansion for holographic MIMO communications[J]. *IEEE Transactions on Wireless Communications*, 2022, 21(9): 6890–6905. doi: 10.1109/TWC.2022.3152965.

[23] PIZZO A, MARZETTA T L, and SANGUINETTI L. Spatially-stationary model for holographic MIMO small-scale fading[J]. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 2020, 38(9): 1964–1979. doi: 10.1109/JSAC.2020.3000877.

[24] JIANG J S and INGRAM M A. Spherical-wave model for short-range MIMO[J]. *IEEE Transactions on Communications*, 2005, 53(9): 1534–1541. doi: 10.1109/TCOMM.2005.852842.

[25] DOVELOS K, ASSIMONIS S D, QUOC NGO H, *et al*. Intelligent reflecting surfaces at terahertz bands: Channel modeling and analysis[C]. 2021 IEEE International Conference on Communications Workshops (ICC Workshops), Montreal, Canada, 2021: 1–6. doi: 10.1109/ICCWorkshops50388.2021.9473890.

[26] BALANIS C A. Advanced Engineering Electromagnetics[M]. 2nd ed. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, 2012.

[27] LIN Shen, LUO Sangrui, MA Shukai, *et al*. Predicting statistical wave physics in complex enclosures: A stochastic dyadic green's function approach[J]. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 2023, 65(2): 436–453. doi: 10.1109/TEMC.2023.3234912.

[28] STEIN J, STÖCKMANN H J, and STOFFREGEN U. Microwave studies of billiard green functions and propagators[J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75(1): 53–56. doi: 10.1103/PhysRevLett.75.53.

黄崇文：男，博士，研究员，研究方向为智能超表面辅助的通感一体化，无线AI，电磁信号处理理论与方法.

季 然：男，硕士生，研究方向为电磁信息论和全息MIMO.

魏 丽：女，博士，研究方向为信道建模，信道估计，电磁信息论等.

宫铁瑞：男，博士，Research Fellow，研究方向为全息MIMO，电磁信息论等.

陈晓明：男，博士，教授，研究方向为5G/6G多天线技术、5G/B5G空口测试、电波混响室、天线设计及测量方法、电磁信息论等.

沙 威：男，博士，教授，研究方向为计算及应用电磁学，非线性、量子电磁学，电磁信息论，多物理场分析与建模等.

杨 军：男，博士，高级工程师，研究方向为计算电磁学、阵列理论、MIMO技术等.

张朝阳：男，博士，教授，研究方向为新一代无线通信与智能网络、智能协同感知、信息论与计算理论交叉前沿等.

Yuen Chau：男，博士，副教授，研究方向为RIS/HMIMO赋能6G通信，物联网、大数据等.

责任编辑：余 蓉