

大规模3D MIMO半波 天线阵列小型化研究

Research on Miniaturization of Large-scale 3D MIMO Half Wave Antenna Array

张长青(中国移动通信集团湖南有限公司岳阳分公司,湖南 岳阳 414000)

Zhang Changqing(China Mobile Group Hunan Co.,Ltd. Yueyang Branch, Yueyang 414000, China)

摘要:

大规模3D MIMO半波天线的小型化研究一直是一个热门课题,尤其在5G时代。通过天线基础理论和FDTD仿真,证明在阵列阵元间填充介质和缩小阵元间距后,同样可以获得理想的波束赋形效果。同时还研究了阵元间距与填充介质参数的关系,提出了2种在阵元间填充介质的方式方法,证明了大规模3D MIMO半波天线小型化的可行性和实用性,具有一定的研发和推广价值。

关键词:

大规模3D MIMO半波天线;小型化;波束赋形;填充介质

doi:10.12045/j.issn.1007-3043.2021.03.011

文章编号:1007-3043(2021)03-0051-08

中图分类号:TN929.5

文献标识码:A

开放科学(资源服务)标识码(OSID):



Abstract:

Miniaturization of large scale 3D MIMO half wave antenna has always been a hot topic, especially in 5G era. Based on the antenna basic theory and FDTD simulation, it is proved that the ideal beamforming effect can be obtained after the array elements are filled with dielectric and the spacing of the array elements is reduced. At the same time, the relationship between the array element spacing and dielectric parameters are also studied, two methods of filling dielectric in arrays are proposed, and it proves the feasibility and practicality of large-scale 3D MIMO half wave antenna, and it has certain research and development and promotion value.

Keywords:

Large scale 3D MIMO half wave antenna; Miniaturization; Beam forming; Fill dielectric

引用格式:张长青. 大规模3D MIMO半波天线阵列小型化研究[J]. 邮电设计技术, 2023(1): 51-58.

1 概述

大规模3D MIMO半波天线是室外天线,对于安装天线的高塔来说,天线多一分重量就多一分危险,多一分体积就多一分困难;对于人口稠密的市区的选址来说,天线体积越大,对站址条件要求更高,且不美观,也增加了物业的协调难度;对于运营商的日后维护来说,体积和重量越大,受风荷载也越大,天线下角和方位角越易变动,越容易发生影响网络覆盖的故障。在移动通信广泛普及的今天,基站天线、室内天

线、景观天线的应用已成常态,天线的小型化,尤其是大规模3D MIMO半波天线的小型化,已成为不能回避的问题。然而目前的天线小型化研究主要集中在窄频带、高Q值和低效率的微带天线系统,很少涉及传统的半波天线阵列领域。

大规模3D MIMO半波天线具有空间分集、空间复用和波束赋形等阵列增益优势,已成为移动通信系统,特别是5G及后续系统的重要研发课题。大规模3D MIMO半波天线的分集、复用和波束赋形与天线阵列阵元的数量和间距密切相关,尤其是波束赋形的效果是各相邻阵元间距的波程差引起的电磁波的相互干涉所致,相邻阵元间距必须能使各阵元辐射电场在

收稿日期:2022-11-26

远处相干相长,技术设计中多取 $\lambda/4$ 和 $\lambda/2$ 的整数倍。然而,随着大规模3D MIMO半波天线的应用,天线架构中的阵元越来越多,架构的体积越来越大,既不利于天线的制作和运输,也不利于天线的架设与安装,更不利于天线的维护及优化。小型化大规模3D MIMO半波天线,一直是厂商追求的重要目标。

大规模3D MIMO半波天线的研究主要集中在阵元间隔中空结构模式上,阵元数量高达128,甚至更多,即使根据基本技术标准,阵元间半个波长的间隔也会使大规模3D MIMO半波天线的体型结构过于宏大。缩减阵元间距是大规模3D MIMO半波天线减小体积的重要途径,多年来已设计出许多可以有效缩减天线体积、具有应用价值的产品。如极化天线布局方式,可以在平面阵元布局上在相同面积时将阵元数量提高1倍,但该方式只能在二维平面内使用,在三维立体中的阵元极化引起的相互干扰太大。又如采用编码方式在相邻阵元间距较小时,可以使阵元的辐射电场尽量满足分集、复用和波束成型的设计要求,但编码方式主要针对空间分集和复用,波束赋形效果非常有限。

若能在大规模3D MIMO半波天线阵元间填充介质,并在波束成型设计条件下减小阵元间距,使大规模3D MIMO半波天线的体积得以缩小,同时还能做到技术难度小,研制成本低,方便安装与维护,就能够真正实现大规模3D MIMO半波天线的小型化。本文根据天线基础理论,研究了元天线、半波天线、半波天线阵列和三维半波天线阵列的方向图函数,研究了三维方向图函数阵因子对波束赋形的影响,研究了填充介质参数与阵元间距的关系,并通过FDTD仿真比较了增加填充介质、减小阵元间距和没有填充介质、保持正常阵元间距的方向图,进而证明了通过填充介质实现小型化大规模3D MIMO天线的可行性和实用性,最后研究了2种填充介质的方法。

2 半波天线方向图函数

图1所示是对称直线天线向远处 $P(r, \theta, \varphi)$ 点发射信号的示意图。若 P 点是距离对称直线天线较远的远场区,且天线信号激励电流的波长为 λ 、幅值为 I_m ,根据天线理论,对称直线天线上的电流可近似为三角形分布,即 $z \geq 0$ 时信号激励电流为 $I(z) = I_m \sin k(l-z)$ 、 $z < 0$ 时信号激励电流 $I(z) = I_m \sin k(l+z)$,根据电磁场理论,则对称直线天线上的电流元 $I dz$ 在远场区 P 点的辐射电

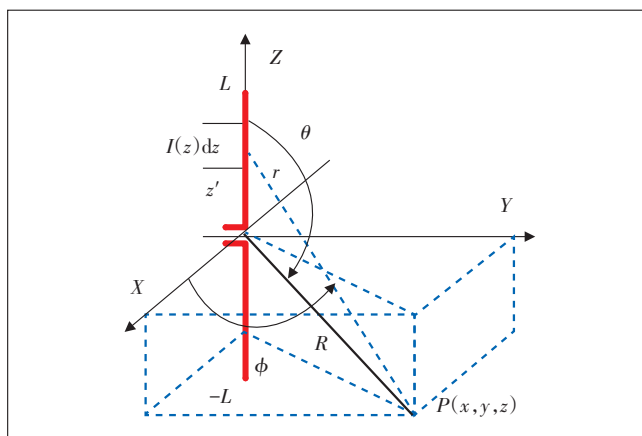


图1 直线天线在P处的场分布

场可以表示为:

$$dE_{\theta} = j\eta_0 \frac{Idz}{2\lambda r} \sin \theta e^{-jkr} \quad (1)$$

若将 Idz 看成一个元天线,则元天线距 P 的距离 r 为:

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + (z-z')^2} \quad (2)$$

由于 $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $z = R \cos \theta$,则式(2)可转换为:

$$r = \sqrt{R^2 + z'^2 - 2Rz' \cos \theta} = R \sqrt{1 + \frac{z'^2 - 2Rz' \cos \theta}{R^2}} \quad (3)$$

对式(3)用二项式展开,并取前2项的近似值,则 $r \approx R - z' \cos \theta$,对于距离来讲, $r \approx R$,对于相位来讲, $r \approx R - z' \cos \theta$,将其代入式(1)得:

$$dE_{\theta} = j\eta_0 \frac{Idz}{2\lambda R} \sin \theta \times e^{-jkr} e^{jkz' \cos \theta} \quad (4)$$

显然,元天线在远场区的辐射电场仅与天线的倾角 θ 和距离 r 有关。若对天线长度 $2L$ 积分,则对称直线天线在远场区 P 点的电场为:

$$\begin{aligned} E(\theta) &= \int dE(\theta) = j\eta_0 \frac{e^{-jkr}}{2\lambda R} \sin \theta \int_{-L}^L I(z) e^{jkz \cos \theta} dz = \\ &= j\eta_0 \frac{e^{-jkr}}{2\lambda R} \sin \theta \left\{ \int_{-L}^0 I_m \sin[k(l+z)] e^{-jkz \cos \theta} dz + \int_0^L I_m \sin[k(l-z)] e^{jkz \cos \theta} dz \right\} = \\ &= j\eta_0 \frac{e^{-jkr}}{2\lambda R} \sin \theta \cdot 2I_m \int_0^L \sin[k(l-z)] e^{jkz \cos \theta} dz = \\ &= j\eta_0 \frac{e^{-jkr}}{2\lambda R} \sin \theta \cdot 2I_m \int_0^L \sin[k(l-z)] \cos(kz \cos \theta) dz = \\ &= j \frac{60I_m}{R} e^{-jkr} \frac{\cos(kL \cos \theta) - \cos(kL)}{\sin \theta} = \end{aligned}$$

$$j \frac{60I_m}{R} e^{-jkR} f(\theta) \quad (5)$$

若对 $E(\theta)$ 取模值,则有:

$$|E(\theta)| = \frac{60I_m}{R} |f(\theta)|$$

$$f(\theta) = \frac{\cos(kL \cos \theta) - \cos(kL)}{\sin \theta} \quad (6)$$

$f(\theta)$ 为对称直线天线在远场区的方向图函数。

设对称直线天线方向图函数的最大值为 f_m , 则对称直线天线归一化方向图函数为: $F(\theta) = f(\theta)/f_m$, 或:

$$F(\theta) = \frac{\cos(kL \cos \theta) - \cos(kL)}{f_m \sin \theta} \quad (7)$$

3 三维半波天线阵列方向图函数

三维立体半波天线阵列如图2所示,基本结构是半波天线阵元沿 X 轴和 Y 轴方向按平行振子阵分布,沿 Z 轴方向按共轴振子阵分布。设 X 轴上相邻阵元激励电流的相位差为 α_x , Y 轴上相邻阵元激励电流的相位差为 α_y , Z 轴上相邻阵元激励电流的相位差为 α_z , 根据乘积定理,则各阵元独立在远处 P 点产生的电场和方向图函数分别为:

$$\begin{cases} E = E_0 F_0 F_x F_y F_z \\ f = F_0 F_x F_y F_z \end{cases} \quad (8)$$

其中, $F_0 = \frac{\cos(kL \cos \theta) - \cos(kL)}{\sin \theta}$, $F_i = \frac{\sin(N_i \psi_i / 2)}{\sin(\psi_i / 2)}$,

$i = x, y, z$, 而 ψ_x, ψ_y, ψ_z 分别为:

$$\begin{cases} \psi_x = \alpha_x + kd_x \sin \theta \cos \phi = \alpha_x + \varphi_x \\ \psi_y = \alpha_y + kd_y \sin \theta \sin \phi = \alpha_y + \varphi_y \\ \psi_z = \alpha_z + kd_z \cos \theta = \alpha_z + \varphi_z \end{cases} \quad (9)$$

显然, F_0 是半波天线的方向图函数, F_x 是沿 X 轴的

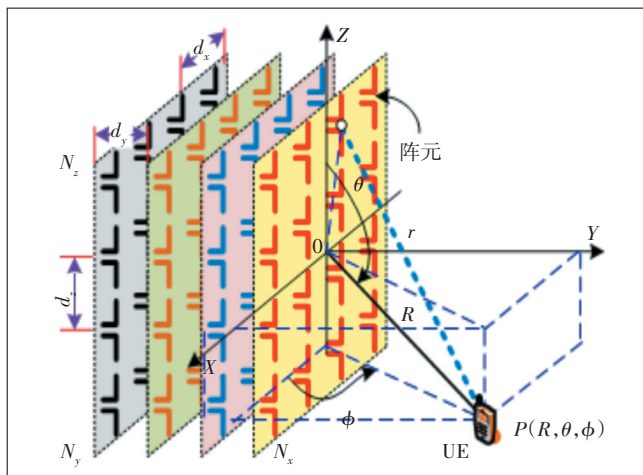


图2 三维半波天线阵列阵元对终端的影响

平行振子的阵因子, F_y 是沿 Y 轴的平行振子的阵因子, F_z 是沿 Z 轴的共轴振子的阵因子, ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z 是阵元间距波程差引起的相位差, 说明三维半波天线阵列方向图函数中的阵因子的相位, 是激励源产生的相差与阵元间距波程差产生的相差之和, 其中激励源产生的相差在电磁波传播的任何方向都是相同的, 相邻阵元间距波程差引起的相差与电磁波传播方向的方位角和倾角的正余弦有关。虽然 $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ 是决定赋形波束方向的重要参数, 但 ϕ_x, ϕ_y, ϕ_z 却是阵列波束基本形状的重要因素, 通过调整阵元间距可以得到不同形状的波束, 阵列的小型化设计正是利用这些参数。

介电常数是表征电介质在外电场作用下电极化性质的物理量, 是相对介电常数与绝对介电常数的乘积, 其中相对介电常数大于 3.6 的叫极性电介质, 在 2.8~3.6 范围内的叫弱极性电介质, 小于 2.8 的叫非极性电介质。电磁波通过电介质时, 波速减小、波长变短, 变化值由相对介电常数值决定。空气介质的介电常数与真空一样是绝对介电常数, 当中空加入电介质后, 电磁波在电介质中的波长小于空气中的波长, 从而可改变电磁波在填充介质中的相位差。若在三维半波天线阵列的阵元中用某种填充介质, 就可设计出小型化三维半波天线阵列。

根据电磁场理论, 各阵元发射的电磁波在传播过程中由波程差引起的相差是由相邻阵元的间距和间距间传播介质的共同作用引起的, 改变相邻阵元的间距, 或改变相邻阵元间传输介质的性质, 都可以达到改变相邻阵元间相位差的目的。由于阵列相邻阵元间距的大小是决定天线阵列架构大小的重要参数, 而小巧的天线架构可以大大方便阵列的设计和制造, 方便天线的安装与维护, 若能通过改变阵元间的介质性质来换取减小相邻阵元间的间距, 达到降低阵列架构尺寸和小型化三维半波天线的目的, 是一个技术难度和实现难度都不高的应用方案。

设辐射电磁波的波长为 λ , 当阵列阵元间的介质是中空时, 可以视其为真空。传统的半波天线阵列设计方案中的相邻阵元间距分别是: X 轴阵元间距为 $d_x = \lambda/2$, Y 轴阵元间距为 $d_y = \lambda/4$, Z 轴阵元间距为 $d_z = 0.6\lambda$ 。当阵列阵元间填充了介电常数为 ϵ 、磁导率为 μ 的介质时, 并取 X 轴阵元间距 $d'_x = \lambda/4$, Y 轴阵元间距 $d'_y = \lambda/8$, Z 轴阵元间距 $d'_z = 0.6\lambda$ 。若想使两者的赋形波束一样, 根据波数定义 $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} 2\pi/\lambda$, 以及 $kd_x = k'd'_x$ 和 $kd_y = k'd'_y$, 可得 $(\epsilon_r \mu_r) = 4$ 。也就是说, 若要使原

有阵列的体积缩小到1/4,则相邻阵元间填充介质参数应是真空参数的4倍。

如图3所示,一般情况下,若相邻阵元间距分别为 d_x, d_y, d_z ,且阵元间为中空,则真空中波数为 $k=2\pi/\lambda$;若相邻阵元间距分别为 d'_x, d'_y, d'_z ,且阵元间填充相对介电常数为 ϵ_r 、相对磁导率为 μ_r 的介质,则介质中的波数为 $k' = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} 2\pi/\lambda$ 。若想使图3(b)阵列产生的波束赋形效果与图3(a)阵列产生的波束赋形效果一致,根据方向图函数解析式,两者只需使各自的参数 $kd_y, k'd'_y$ 相等即可,即 $2\pi/\lambda d_x = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} 2\pi/\lambda d'_x, 2\pi/\lambda d_y = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} 2\pi/\lambda d'_y$,最后得 $(\epsilon_r \mu_r) = (d_x/d'_x)^2, (\epsilon_r \mu_r) = (d_y/d'_y)^2$,即阵元间填充介质的参数可以由设计中的阵元间距确定。

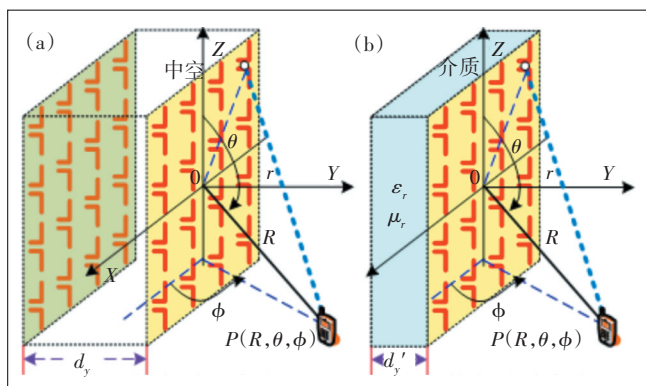


图3 三维阵列阵元间有无介质架构对比

若将 d'_x, d'_y 和 k' 代入式(9),再代入 $d'_x=\lambda/4, d'_y=\lambda/8$ 和 $(\epsilon_r \mu_r)=4$,则有 $\psi'_x = \alpha_x + k'd'_x \sin\theta \cos\phi = \alpha_x + \phi'_x = \alpha_x + \phi_x = \psi_x$ 和 $\psi'_y = \alpha_y + k'd'_y \sin\theta \sin\phi = \alpha_y + \phi'_y = \alpha_y + \phi_y = \psi_y$ 成立,说明阵元间距缩小一半,并在阵元间填充介质后的阵列产生的相差,与阵元间距没变、阵元间没有填充介质的阵列产生的相差相同。理论解析证明,完全可以用填充介质的方法达到小型化三维阵列架构的目的。需要指出的是,在图3中的Y轴阵元间有介质,实际上就已经在X轴阵元间和Z轴阵元间填充了介质,这里没有明确标出。

4 电磁场FDTD算法

时域有限差分(Finite Difference Time Domain, FDTD)是一种基于时间和空间对Maxwell旋度方程进行有限差分离散、具有两阶精度、用中心有限差分格式近似代替微分形式的迭代数值算法。FDTD将Maxwell微分方程在时空两域同时差分,在空域对电场

和磁场用蛙跳方式交替计算,在时域通过更新方式模拟场强变化。FDTD分析电磁场因需考虑研究对象的几何参数、材料参数,计算精度、复杂度和稳定性,模拟精度较高。FDTD模拟空间电磁性质的参数按空间网格给出,只需给定相应空间点的媒质参数,就可以模拟复杂的电磁结构。FDTD在适当的边界和初始条件下解有限差分方程,用清晰的图像描述复杂的物理过程,可直观反映电磁波的时域特性,可表现非常丰富的电磁场的时域信息,是现代电磁场研究的重要方法。

FDTD网格剖分采用Yee提出的在空间和时间都差半个步长的结构方式,通过蛙跳步骤用前一时刻的磁、电场值得到当前时刻的电、磁场值,并在每一时刻将该过程算遍整个空间,从而得到整个空间中随时间变化的电、磁场的时域解。若对时域解用Fourier变换,可得到相应的频域解。虽然电磁场的作用区域无限,但FDTD的计算空间有限,即由Yee元胞(见图4)组成的Yee网格数量有限,必须在FDTD总场区的边界设置电磁场吸收区域,如近似吸收边界MUR和完全匹配吸收边界PML,其中PML吸收边界的完全匹配性,使得传播到总场边界处的电磁场几乎全部吸收殆尽,仿真无限空间中的电磁波传播效果非常真实。用FDTD和PML边界来分析特殊阵列天线结构,或阵元间部分填充电介质后的电磁场传播,可以获得其他方式无法获得的理想效果。

Maxwell旋度方程由安培环路定律和法拉第电磁感应定律组成,矢量式为 $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \nabla \times \mathbf{E} =$

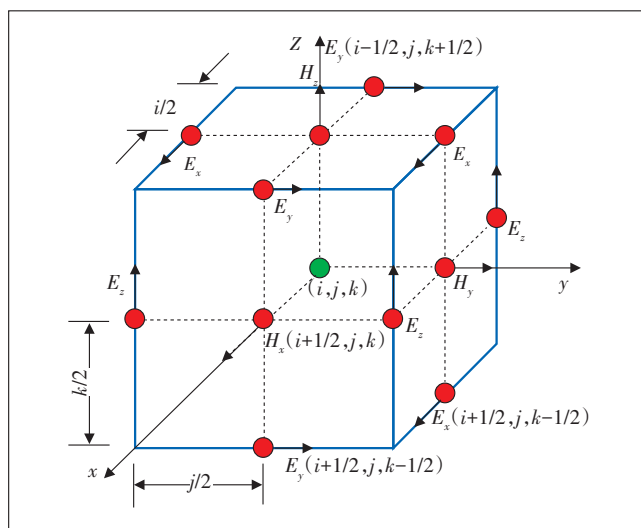


图4 FDTD算法中Yee元胞

$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{J}_m$, 其中 $\mathbf{D}=\varepsilon\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{J}=\sigma\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{J}_m=\sigma_m\mathbf{H}$ 。若将矢量方程展开为直角坐标系标量方程,对时域和空域的一阶偏导数取中心差分近似离散,整理后便可得到FDTD方程,其中电场 E_x 方程为:

$$E_x^{n+1}(i+1/2,j,k) = C_a(m)E_x^n(i+1/2,j,k) + C_b(m) \times \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i+1/2,j+1/2,k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2,j-1/2,k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2,j,k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2,j,k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (10)$$

因 E_y 、 E_z 与 E_x 具有完全对偶性和 xyz 下标循环性,可根据式(10)分别推导求得。

同理,FDTD方程的磁场 H_x 方程为:

$$H_x^{n+1/2}(i,j+1/2,k+1/2) = C_p(m)H_x^{n-1/2}(i,j+1/2,k+1/2) - C_q(m) \left[\frac{E_z^n(i,j+1,k+1/2) - E_z^n(i,j,k+1/2)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i,j+1/2,k+1) - E_y^n(i,j+1/2,k)}{\Delta z} \right] \quad (11)$$

同样因 H_y 、 H_z 与 H_x 具有完全对偶性和 xyz 下标循环性,可根据式(11)分别推导求得。

式(10)和式(11)中的系数为: $C_a(m)=\{1-[\sigma(m)\Delta t] \cdot [2\varepsilon(m)]\}/\{1+[\sigma(m)\Delta t] \cdot [2\varepsilon(m)]\}$ 、 $C_b(m)=\{\Delta t/\varepsilon(m)\}/\{1+[\sigma(m)\Delta t] \cdot [2\varepsilon(m)]\}$ 、 $C_p(m)=\{1-[\sigma_m(m)\Delta t] \cdot [2\mu(m)]\}/\{1+[\sigma_m(m)\Delta t] \cdot [2\mu(m)]\}$ 、 $C_q(m)=\{\Delta t/\mu(m)\}/\{1+[\sigma_m(m)\Delta t] \cdot [2\mu(m)]\}$,其中 m 取值遍历每个计算区域的Yee元胞下标。显然,式(10)和式(11)是一个在时域上由前时刻计算后时刻的迭代式,每个时刻在空域全部叠加,而Yee元胞的特征由各Yee元胞所处位置的 $\varepsilon(m)$ 、 $\mu(m)$ 、 $\sigma(m)$ 和 $\sigma_m(m)$ 决定。当总场为真空,散射体为金属面时,除了散射体对应的Yee元胞参数 $\sigma(m)$ 不同外, $\varepsilon(m)=\varepsilon_0$ 、 $\mu(m)=\mu_0$ 、 $\sigma(m)=0$ 、 $\sigma_m(m)=0$,此时的FDTD方程非常简单。另外,空间步长 Δx 、 Δy 、 Δz 和时间步长 Δt 须满足Courant稳定条件,即 Δx 、 Δy 、 $\Delta z \leq \lambda/12$, $\Delta t \leq \min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)/c$,才能保证FDTD方程迭代的收敛性,一般取 $\Delta x=\Delta y=\Delta z=\lambda/20$, $\Delta t=\Delta x/(2c)$, λ 是电磁场波长, c 是真空光速。

由于FDTD建模可以做到与现实场景高度吻合,既可以适应非几何形特殊结构的阵元架构,又可以应用于阵列阵元间填充了不同电介质的特殊情况,在计算资源可以支持的前提下,当空间步长 Δx 、 Δy 、 Δz 和时

间步长 Δt 取值足够小时,时间迭代数取得足够大时,FDTD仿真3D MIMO天线阵列的电磁场分布的传播情况,与现实场景非常接近,不仅在定性上可以直观电磁场的分布情况,定量上也可以获得接近现实的数据,前提是FDTD计算中的建模与现实场景越接近越好。所以计算场景建模和计算资源充足是FDTD仿真应用的重要条件。

5 大规模3D MIMO半波天线小型化仿真

建立在三维半波天线阵列方向图函数上的解析式,可以证明在阵列阵元间填充介质后实现小型化天线架构,由于证明方式仅仅是对阵因子中的总相位变换,表明阵元间有无填充介质及阵元间距有无变化中的总相位保持不变,这样方向图函数表述的解析式的可比性不明显。FDTD仿真建模建立在实际阵列架构的基础上,只要建模与现实场景接近,就可以计算出小型化前后阵列辐射电磁波产生的方向图,由于受计算资源限制,仿真只能对天线作近距分析,仅仅以此证明采用填充介质方式可以实现天线阵列小型化的可行性和实用性。

取 X 、 Y 、 Z 轴对应的阵元数分别为 $N_x=2$ 、 $N_y=2$ 、 $N_z=2$,相邻阵元间距分别为 $d_x=\lambda/2$ 、 $d_y=\lambda/4$ 、 $d_z=0.6\lambda$,半波天线阵元长 $L=\lambda/2$,辐射电磁波频率 $f=6 \times 10^9$ Hz,显然这是一种 $2 \times 2 \times 2$ 无介质阵列。取FDTD空间步长 $\Delta x=\Delta y=\Delta z=\lambda/24$,则辐射区中 X 轴方向有14元胞、 Y 轴方向有8元胞、 Z 轴方向有26元胞,总场区外边与辐射区外边取50元胞,时间迭代次数取400,则此条件下的FDTD PML仿真效果如图5所示。

图6所示为调整FDTD仿真参数 $d_y=\lambda/8$ 的仿真结果。从图6可以看出,在阵列架构基本相同时,当 Y 轴阵元间距降低一半后,最明显的变化是阵列背后出现较为严重的电磁波泄漏。为了分析方便,图6(c)中的仿真方向图实际上是图6(a)和图6(b)中最大圆周线上的归一化电场强度的绝对值在时间迭代内的平均值的表述曲线,强度越小曲线越接近原点。通过比较,图6(c)和图5(c)水平方向图宽度与垂直方向图宽度一样,但方向图背后泄漏的电磁场说明 d_y 的减小使阵列正面辐射强度下降,显示出三维阵列 Y 轴方向阵元间距取值的重要性。

在 Y 轴阵元间增加相对介电常数 $\varepsilon_r=2$ 和磁导率 $\mu_r=2$ 的填充介质,其他的条件完全相同,仿真结果如图7所示。从图7和图6的对比来看,虽然两者在 Y 轴方向

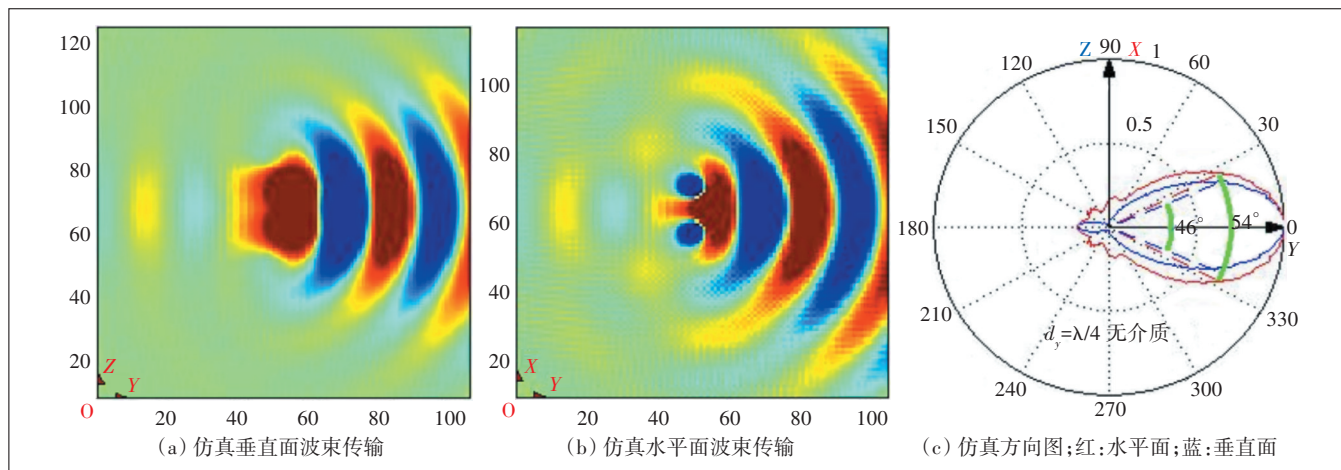


图5 $d_x=\lambda/2, d_y=\lambda/4, d_z=0.6\lambda$ 时 2×2 无介质阵列方向图

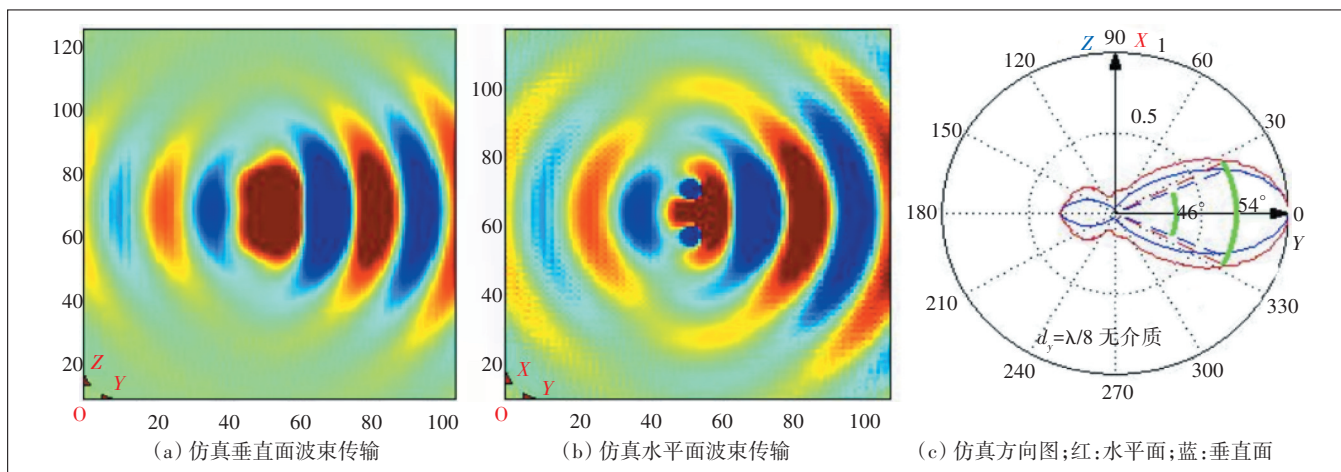


图6 $d_x=\lambda/2, d_y=\lambda/8, d_z=0.6\lambda$ 时 2×2 无介质阵列方向图

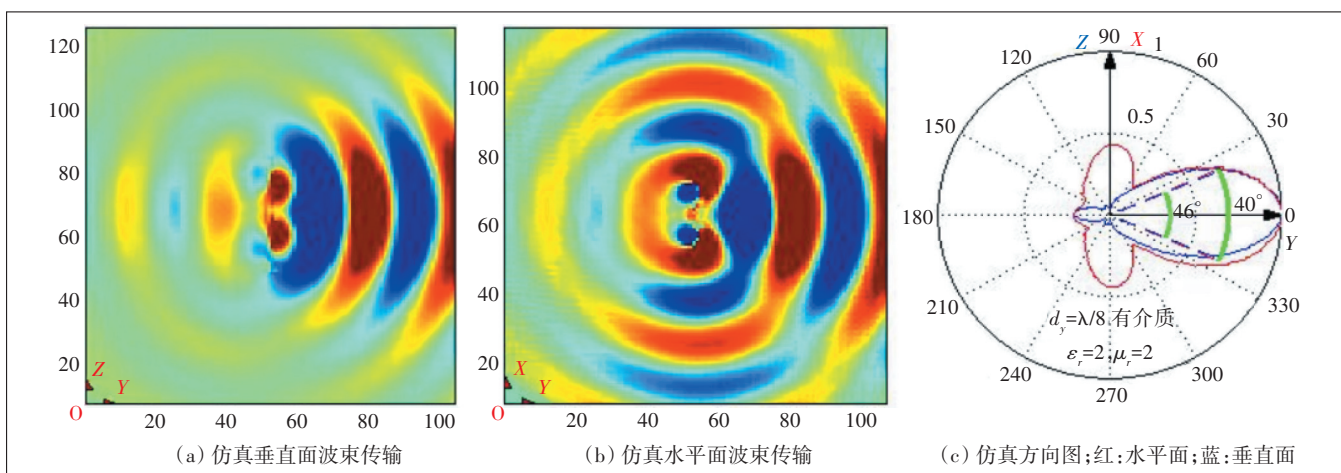


图7 $d_x=\lambda/2, d_y=\lambda/8, d_z=0.6\lambda, \epsilon_r=2, \mu_r=2$ 时 2×2 有介质阵列方向图

的阵元间距都是 $d_y=\lambda/8$, 但没有在 Y 轴阵元间加入填充介质时, 阵列背后有明显的电磁泄漏, 增加了填充介质后, 阵列背后的电磁泄漏明显减小。再将图7与

图5进行对比, 两者的 d_y 相差一倍, 图7场景又增加了介质, 虽然理论上电磁辐射效果应是一样, 但填充介质的区域有限, 加之介质感应场的扰动, 两者近场仿

真虽有一定区别,但图7的电磁泄漏明显优于图5。

因计算资源有限,在FDTD计算中不仅只能仿真阵元的近场区电磁场传输情况,也只能仿真阵元为 $2 \times 2 \times 2$ 架构的最小三维阵列。没有介质的阵列阵元间距分别为: $d_x = \lambda/4, d_y = \lambda/8, d_z = 0.6\lambda$ 。填充了 $\epsilon_r = 2, \mu_r = 2$ 的介质后的阵列阵元间距分别为: $d_x = \lambda/4, d_y = \lambda/8, d_z = 0.6\lambda$ 。由于 d_z 是半波天线高, 0.6λ 的间隔是从两阵元中点开始,两半波天线阵元的实际间隔只有 0.1λ ,所以加介质后 d_z 仍然不变。由于FDTD是近场区仿真,填充介质的感应场表现非常清晰,所以近场方向图也受到了影响,波瓣角度改变了,但阵列背后的电磁波泄漏也降低了。

6 大规模3D MIMO半波天线小型化设计

3D MIMO半波天线属于三维半波天线阵列,理论证明,可以用填充介质使3D MIMO半波天线小型化,具体到小型化设计时,还必须考虑几个重要问题。首先是怎样选择填充介质,怎样找到介电常数和磁导率正好与设计要求的填充介质。其次是怎样在阵元间填充介质,或怎样使介质材料与阵元结合后具体成型。其三是小型化后的天线架构在制造、安装与维护等方面的简单化、实用化及低成本方面的考虑。

6.1 填充介质材料

水泥的相对介电常数为4~6,聚苯乙烯、聚氯乙烯、聚氨酯甲酸酯等树脂材料的相对介电常数为2.4~2.6,普通铸铁粉的相对磁导率为200~400。可将水泥、树脂材料粉及少量铸铁粉,按一定比例混合、调均,加工成形后使其成为质体密集、均匀的混合物泡沫体。由于该混合物泡沫体的介电常数值和磁导率值可以根据3种混合物的混合比例动态确定,用这种混合物泡沫体作为阵列阵元间的填充介质,完全可以根据设计要求单独定制。当然,也可以只用介电常数值材料中的主材和泡沫材2种介质混合。所以,采用多种成本较低的固体或液体等普通材料(并非局限于上述3种,具体可参考表1)混合形成或混合液体填充介质,因介质参数可以动态获取而具有较强的实用性。

6.2 填充介质模块化

将填充发泡材料做成基板模块是比较理想的成型方法之一。将半波天线阵元按一定间距集成在泡沫基底上形成二维平面阵列面板,使每个平面阵列面板作为一个组合阵列的独立模块,若将多个模块在同一平面拼接,可以形成更大的二维阵列面板。若将模

表1 常用材料的介电常数和磁导率

介质(主材)	介电常数	介质(泡沫材)	介电常数	介质	磁导率
干砂	3~4	塑料	1.5~1.7	铸铁	200~400
石棉	3~5	聚苯乙烯	1.05~1.5	硅钢	7 000~10 000
石膏	1.8~2.5	聚乙烯PE	1.5	镍锌铁	10~1 000
玉米废渣	2.3~2.6	聚丙烯PP	1.5~1.8	镍铁	2 000
谷物	3~8	丙烯酸树脂	2.7~6	-	-

块前后扣接,则可形成三维阵列架构,如图8所示。当然,作为组合三维阵列的基本模块,还可以做得更小,如仅有4个阵元结构的二维平面模块。所有阵元均采用 50Ω 低损耗微型同轴电缆连接,模块与阵列底板间采用标准可插拔接口。由于泡沫基底是由多种材料混合而成,可以根据设计要求调制材料的介电常数、磁导率和基板厚度,从而灵活实现既轻巧实用、又成本低廉的三维MIMO半波天线阵列的超薄结构。

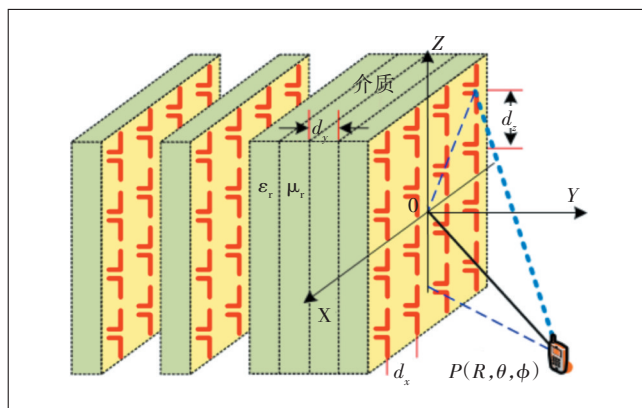


图8 填充介质与阵元一体的模块化

6.3 粉液填充介质直灌方式

填充介质与阵元集成后的模块化结构的弊端是模块成型后就不能改变,介质模块一旦成型就不能重复他用,以及模块与模块之间缝隙引起的介质不均匀性等。若将所有阵列阵元一次性做成架构式,外边全部封闭,并在上面留有可使填充介质粉末或使液体灌入和倒出的开口(见图9),就可以克服模块化填充介质成型的某些缺陷,既可以使粉状或液状介质重复倒入倒出利用,又可使填充介质成为一个整体(因为整个天线阵列是一整体),更重要的是,如果阵列发射波长需要改变时,本结构方式可以在阵元阵列成型架构不变的情况下,通过更换不同介电常数和磁导率值的粉状或液状介质,就可以使阵列获得新的技术设计要求或标准,为阵列升级扩容提供快捷方式。

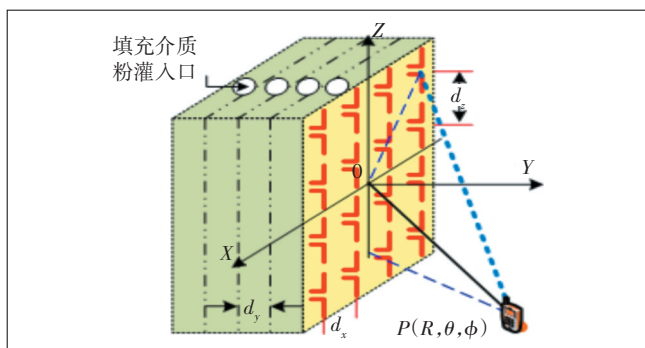


图9 填充介质粉液状灌入方式

6.4 填充介质选择的注意事项

填充介质模块化和填充介质灌入式各有优缺点。前者的灵活性主要是阵列架构扩展方便,只需要增加填充介质模块即可,但定型后的介质模块不仅确定了阵列架构的基本状态,也确定了阵列的辐射波长,所以该方式更适合基站的大规模3D MIMO天线架构应用;后者的灵活性主要是可以随时更换填充介质,在阵列阵元架构不变时,更换填充介质就可以改变阵列的辐射波长,由于阵列架构是一个外壳封闭体,架构确定后阵元数量也就确定了,所以该方式更适合终端或中继设备的小型3D MIMO天线架构应用。

在填充介质参数的选择中,符合设计要求、满足介电常数参数的介质选择范围相对较广,而磁导率参数的介质选择范围相对较窄。由于真空中 $\epsilon_0=8.85\times 10^{-12}$ H/m、 $\mu_0=1.26\times 10^{-6}$ F/m,两者相差倍数为 $\mu_0/\epsilon_0=1.4\times 10^5$,在确定填充电介质的相对介电常数和相对磁导率乘积($\epsilon_r\mu_r$)的值后,相对介电常数和相对磁导率数值的权衡选择无需过高要求,一般来讲可以侧重考虑相对介电常数,从而使填充电介质数值的选择条件更为宽松。当然,不管是粉状还是液状,填充介质都应选择阻燃系数较高、腐蚀性较弱、不易挥发,价格低廉、易于获得的普通材质。

填充介质可以分为粉状和液状,其中粉状介质可以通过泡发材料使其成型,虽然泡沫成型时便于阵列阵元的集成,也便于成型后的模块组合,但精确确定粉状介质与泡发材料组合后的介电常数或磁导率值一般较复杂。在阵列阵元间使用模块填充介质,可以起到固定阵元的作用,适合集成化贴片半波天线阵列架构。液状介质可以用多种液体勾兑,易获得设计需要的介电常数或磁导率值,但液状介质不可使用黏稠液体。若使用液状灌入填充介质,则要求支撑阵列阵元的中空架构较为结实,因此最适合只有2个Y轴阵

元的半波天线阵列架构。

7 结束语

大规模3D MIMO天线的阵元数量较多,可以方便天线实现空间分集、空间复用和波束赋形,但增加了天线架构的体积,增加了天线安装和维护的难度,所以必须想办法降低大规模3D MIMO天线架构的体积。采用在阵列阵元间填充介质的方式,达到大规模3D MIMO天线架构小型化的目的,是一项具有一定创新意义的天线阵列小型化方案,该方案的技术难度和实现难度不高,介质材料获取的范围较大,并可通过混合方式获得满足设计要求的介质参数。

填充介质泡沫模块化和粉液灌入式各有优缺点,也各有适应的应用场景。虽然填充介质可以使相邻阵元的间距减小,但每个阵元的辐射是全方位的,而且填充介质是电介质,具有一定的电磁场感应效应,产生的感应场可以降低介质中的电磁场的传输速率,缩短介质中电磁波的传输波长,但感应场同样也对每个阵元的辐射场作用,从而扰动赋形波束的场分布,只不过对相对远处接收点而言,填充介质的空间极小,产生的感应场同样也小,在FDTD近场仿真中可以看到这些扰动,但对远处接收端的电磁场影响却很小,甚至可以忽略。

参考文献:

- [1] 5G愿景与需求(白皮书)[EB/OL]. [2022-08-05]. <https://max.book118.com/html/2019/0312/6242123130002014.shtm>.
- [2] 阵鹏,刘洋. 5G关键技术与系统演进[M]. 北京:机械工业出版社,2016.1.
- [3] 张长青. 智能天线在TD-LTE中的应用分析[J]. 移动通信,2012(24):49-54.
- [4] 王映民,孙韶辉. TD-LTE Advanced移动通信系统设计[M]. 北京:人民邮电出版社,2012.
- [5] 张长青. 面向5G的大规模MIMO技术研究[J]. 邮电设计技术,2016(3):34-39.

作者简介:

张长青,毕业于中科院长春物理研究所,高级工程师,硕士,主要从事计算机网络和移动通信技术相关工作。

