

一种电离层涡旋波加热模式下的阵列 馈电设计方法

崔玉国,郝书吉,班盼盼

(中国电波传播研究所电波环境特性及模化技术重点实验室,山东青岛 266107)

摘 要: 涡旋波加热是目前电离层加热试验技术研究的一个热点,但主要侧重于试验现象的分析和解释,对产生涡旋波的阵列馈电设计方法讨论很少.本文首先基于菲涅耳衍射理论,在近轴近似条件下推导出电离层加热涡旋波自由空间传播特性的解析表达式,作为涡旋波加热模式下阵列馈电设计方法的检验依据;然后依据矢量磁位的非齐次赫姆霍茨方程,得到了任意阶拉盖尔-高斯涡旋波模式下的阵列馈电分布计算公式,并用已有文献的结果进行了验证,为馈电幅相设计方法提供了理论指导;在此基础上,引入“稀疏阵”的概念,以矩形平面阵为例,给出了一种涡旋场模式下天线阵列馈电幅相的设计方法.该方法简单方便,实用性强,并可推广应用于任意平面阵列形式.仿真结果验证了本文方法的正确性.

关键词: 涡旋波;菲涅耳衍射;赫姆霍茨方程;稀疏阵

中图分类号: TN820.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2018)06-1415-06

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.3969/j.issn.0372-2112.2018.06.021

An Array Feeding Design Method for Ionospheric Heating with Vortex Beam

CUI Yu-guo, HAO Shu-ji, BAN Pan-pan

(China Research Institute of Radiowave Propagation, National Key Laboratory of Electromagnetic Environment, Qingdao, Shandong 266107, China)

Abstract: Vortex beam heating is a research hotspot in ionospheric heating experimental technique. The existing research work focuses on the analysis and interpretation of experimental phenomena, while there are few discussions about the array feeding design method. Based on the Fresnel diffraction theory, the analytical expression of propagation characteristics of vortex beam in free space is deduced, as the inspection basis for the array feeding design method in the vortex heating mode. According to the Helmholtz equation of magnetic vector potential, the calculation formula of array feeding distribution for arbitrary order Laguerre-Gaussian vortex beam is derived. Then the formula is verified by the results of the existing literature. This provides the theoretical guidance for the array feeding design. By introducing the concept of sparse array, a design method of array feeding is presented, which is simple, convenient, practical and can be applied to any planar array. Simulation results demonstrate the effectiveness of the method.

Key words: vortex beam; Fresnel diffraction; Helmholtz equation; sparse array

1 引言

在大功率高频电波加热电离层试验中,采用的波束形式多为笔形波,虽然可产生一定的加热效应,但效应强弱受背景电离层影响较大,往往会随着背景的变化而减弱,如何增强并维持相对稳定的加热效应是目前电离层加热试验技术研究的热点.

根据电离层等离子体理论可知,涡旋电磁场对等离子体会产生一个“有质动力”,在增强并维持相对稳定的加热效应方面具有其独特的优势.文献[1]在2008

年首次开展了涡旋波束加热验证试验,解决了电离层背景变化导致的效应减弱甚至消失问题,同时电离图上观测到了新的试验现象^[2,3],具有新的科学研究和应用价值.

目前学术界对OAM的研究主要集中在光学领域,涡旋电磁波束的研究还处于起步阶段.2007年,Thidé等首先仿真证明了阵列天线可在波束近轴方向产生涡旋电磁波^[4];Mohammadi等证明了方向图优化算法可用来增强涡旋电磁波的方向性,并对测量技术进行了探讨^[5];此后国外的学者相继提出了多种涡旋电磁波的

产生方法^[6-10]。国内研究工作主要是对涡旋电磁波在无线通信中的应用进行了原理介绍和应用探讨^[11-14]。

从目前已开展的天线阵列产生涡旋波的研究来看,主要侧重于两方面的工作:一是如何利用均匀圆形阵列产生0阶拉盖尔-高斯涡旋波的方法研究,二是涡旋电磁波参数的检测方法研究,并未涉及其它阵列形式和高阶拉盖尔-高斯涡旋波。但从国际上电离层加热装置的发展情况来看,其发射天线阵多为短波矩形平面阵,现有涡旋波的圆形阵列产生方法并不适用;此外,HAARP虽然开展了涡旋波试验^[1-3],但其采用的也是0阶拉盖尔-高斯涡旋波,相关的公开报道主要是试验结果的分析 and 现象解释,尚未见涡旋波阵列馈电设计方法的讨论。

本文首先基于菲涅尔衍射理论,推导出涡旋电磁场空间分布特性的解析表达式,作为阵列馈电设计方法的检验依据;在此基础上,推导了任意阶拉盖尔-高斯涡旋波模式下的阵列馈电幅相计算公式,并引入“稀疏阵”的概念,给出了一种涡旋场模式下天线阵列馈电的设计方法。该方法可推广应用于任意平面阵列形式,为利用涡旋电磁波深入开展电离层加热研究提供了一定的理论指导。

2 理论推导

2.1 涡旋电磁场理论分析

根据麦克斯韦经典电磁场理论,电磁辐射同时携带动量和能量,其动量分为线动量和角动量。角动量是量子力学中的基本物理量,按属性可以分为两部分,一部分是旋转角动量(SAM),与量子旋转相关,无线通信系统中常用的水平极化和垂直极化就是利用了电磁波的旋转角动量;另一部分是轨道角动量(OAM),依赖于电磁场的空间分布,与空间相位相关。

利用OAM可以获得电磁涡旋波^[12],它的工作原理是在正常的电磁波上添加一个与空间方位角 φ 相关的旋转相位因子 $e^{-j\varphi}$,此时电磁波波前将不再是平面结构,而是绕着波束传播方向旋转,呈现出一种螺旋的相位结构,可以表示为

$$U(r, \varphi) = A(r) \times e^{-j\varphi} \quad (1)$$

其中, $A(r)$ 表示正常电磁波的幅相值, r 为到波束中心轴线的距离, φ 为方位角, l 为轨道角动量的本征值。

根据文献[3]可知,电离层加热矩形平面天线阵列产生的涡旋电场具有柱对称的传播性质,在近轴近似条件下,其幅度分布可用拉盖尔-高斯模进行描述

$$u_{p,l}^{\text{LG}}(r, \varphi, z=0) = \frac{\sqrt{2\pi P_0}}{R_0} e^{-j\varphi} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \times e^{-\pi r^2/R_0^2} \left(\frac{j\sqrt{2\pi}r}{R_0} \right)^l L_p^l \left(\frac{2\pi r^2}{R_0^2} \right) \quad (2)$$

式中, $L_p^l(\cdot)$ 为拉盖尔-高斯多项式, (p, l) 为拉盖尔-高斯模的阶数, P_0 为阵列的馈电功率, R_0 为半径比例因子, r 为空间某点到波束中心轴线的距离。

由天线辐射理论可知,其电磁波的传播特性与光的传播特性类似,这也是天线的辐射近场区和远场区常被称作菲涅尔区和夫琅和费区的原因。由于夫琅和费衍射是非涅尔衍射的特殊情形,也就是说,可以用菲涅尔衍射计算夫琅和费区内的衍射场。利用菲涅尔衍射积分公式,在近轴近似条件下可得涡旋加热波空间电场分布的解析表达式为

$$u_{p,l}^{\text{LG}}(r, \varphi, z) = \frac{\sqrt{2P_0}}{w_0} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \frac{w_0}{w} \left(\frac{j\sqrt{2}r}{w} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \exp(-r^2/w^2) \times \exp \{ j[kr^2/2R + kz - (2p+l+1)\psi] \} \exp(-jl\varphi) \quad (3)$$

其中, $w_0 = R_0/\sqrt{\pi}$, $w = \sqrt{\frac{R_0^4 + \lambda^2 z^2}{\pi R_0^2}}$, $\psi = \tan^{-1}(\lambda z/R_0^2)$, $R = z \left[1 + \left(\frac{R_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]$, λ 是波长, z 为波束沿轴线的传播距离, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数。

横截面 z 上的幅度因子为

$$A_0 = \frac{\sqrt{2P_0}}{w} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (4)$$

对幅度分布解析式进行求导,可得到空间峰值功率的波束指向。为方便分析,取 $p=0$,由拉盖尔-高斯多项式的性质知, $L_0^l(2r^2/w^2) = 1$,由式(4)可得

$$\frac{\sqrt{2P_0}}{w} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \left(\frac{\sqrt{2}}{w} \right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) r^{l-1} (l - 2r^2/w^2) = 0 \quad (5)$$

假定在天线阵列的远场区域 z 足够大,可近似计算得到幅度因子峰值点为

$$r = \sqrt{l/2} * w = \sqrt{l/2} * w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \approx \sqrt{l/2} * \frac{\lambda z}{\pi w_0} \quad (6)$$

峰值方向与传播方向 z 轴的夹角为

$$\begin{aligned} \delta &= \arctan(r/z) = \arctan(\sqrt{l/2} * \lambda/\pi w_0) \\ &= \arctan(\sqrt{l/2\pi} * \lambda/R_0) \end{aligned} \quad (7)$$

由上式可知,在 $p=0$ 的情况下,峰值方向由拉盖尔-高斯模阶数 l 、波长 λ 和阵列等效半径 w_0 共同决定。在 $p \neq 0$ 时,代入相应阶数的拉盖尔-高斯多项式,求解方法同上。

2.2 涡旋电磁波模式下的阵列馈电分布

根据天线与电磁波传播的相关理论可知,利用麦克斯韦方程,可由空间电磁场的分布推导天线面上的馈电分布,但其求解过程非常复杂,通常需要做许多近

似处理,并且仅对于具有简单边界条件和几何形状规则的(如矩形、圆形等)问题才有解析解^[15].数值计算方法虽然可用于复杂的电磁方程求解,但其计算量非常大,并且无法得到解析解^[16-18].

根据阵列天线理论可知,在采用等幅同相馈电 $I_{0,0}(r,\varphi,0)$ 时,会产生传统的笔形波束^[3],对应式(2)中拉盖尔-高斯模的阶数为 $p=0, l=0$,在阵列面上的电场分布为

$$\begin{aligned} u_{0,0}^{\text{LG}}(r,\varphi,0) &= \frac{\sqrt{2\pi P_0}}{R_0} e^{-\pi r^2/R_0^2} L_0^0\left(\frac{2\pi r^2}{R_0^2}\right) \\ &= \frac{\sqrt{2\pi P_0}}{R_0} e^{-\pi r^2/R_0^2} \end{aligned} \quad (8)$$

根据麦克斯韦方程和洛伦兹条件,可推导得到矢量磁位的非齐次赫姆霍茨方程如下

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J} \quad (9)$$

其中, \mathbf{A} 为时变电磁场的矢量磁位, k 为波数, μ 为磁导率, \mathbf{J} 为电流密度, ∇^2 为拉普拉斯算子.

由矢量磁位可求得空间电磁场分布为

$$\begin{cases} \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} - j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \\ \mathbf{H} = \nabla \mathbf{A} / \mu \end{cases} \quad (10)$$

根据矢量场的散度、梯度和拉普拉斯算子的性质可知,其数学运算不改变式(9)、式(10)的线性叠加特性,电磁场 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 的分布与电流密度 \mathbf{J} 成比例;对于确定的天线而言,电流密度 \mathbf{J} 与馈电电流 I 成比例.由此可以推导得到,阵列天线产生的涡旋电场的空间分布与其馈电电流成正比

$$\frac{I_{p,l}(r,\varphi,0)}{I_{0,0}(r,\varphi,0)} = \frac{u_{p,l}^{\text{LG}}(r,\varphi,0)}{u_{0,0}^{\text{LG}}(r,\varphi,0)} \quad (11)$$

其中, $u_{0,0}^{\text{LG}}(r,\varphi,0)$ 为0阶拉盖尔-高斯涡旋电磁场的空间分布,对应的阵列馈电形式为等幅同相馈电 $I_{0,0}(r,\varphi,0)$, $u_{p,l}^{\text{LG}}(r,\varphi,0)$ 为任意阶拉盖尔-高斯涡旋电磁场,对应的阵列馈电分布为 $I_{p,l}(r,\varphi,0)$.

联立式(2)、(8)和(11),并相对于 $I_{0,0}(r,\varphi)$ 进行归一化,可得任意阶拉盖尔-高斯涡旋电磁场对应的阵列馈电分布为

$$I_{p,l}(r,\varphi) = \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \left(\frac{j\sqrt{2\pi r}}{R_0} \right)^l L_p^l \left(\frac{2\pi r^2}{R_0^2} \right) e^{-j\varphi} \quad (12)$$

阵列天线空间电磁场对应的矢量磁位为

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_C I_{p,l}(r,\varphi,0) \frac{e^{-jkD}}{D} dl' \quad (13)$$

其中, D 为空间某点距离天线阵面相位中心的距离, C 为沿阵列表面的积分路径.

将式(13)代入式(10),在近似近轴条件下,可计算得到阵列的空间电场分布为

$$\begin{aligned} u_{p,l}^{\text{LG}}(r,\varphi,z) &= c_0 \frac{w_0}{w} \left(\frac{j\sqrt{2\pi r}}{w} \right)^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \\ &\quad \times \exp\{j[kr^2/2R + kz - (2p+l+1)\psi]\} \\ &\quad \times \exp(-jl\varphi) \end{aligned} \quad (14)$$

式中, c_0 为常数.比较式(3)和式(14)可以发现,它们的表达式形式一致,证明了式(12)的正确性.

在文献[4,5]中,对均匀圆形阵列产生0阶拉盖尔-高斯涡旋波的情况进行了分析,并给出了馈电幅相分布

$$\begin{cases} |I_1| = |I_2| = \dots = |I_N| \\ \theta_m = -2\pi l \cdot m/N = -l\varphi_m \end{cases} \quad (15)$$

为验证推导的正确性,利用式(12)求解圆形阵列在0阶拉盖尔-高斯涡旋波模式下的馈电幅相分布,取 $p=0$

$$\begin{aligned} I_{0,l}(r,\varphi) &= \sqrt{\frac{1}{l!}} \left(\frac{\sqrt{2\pi r_0}}{R_0} \right)^l L_0^l \left(\frac{2\pi r^2}{R_0^2} \right) e^{-j\varphi} \\ &= \sqrt{\frac{1}{l!}} \left(\frac{\sqrt{2\pi r_0}}{R_0} \right)^l e^{-j\varphi} \end{aligned} \quad (16)$$

由上式可知,在半径 r_0 相同的情况下,均匀圆形阵列的馈电分布为

$$\begin{cases} |I_1| = |I_2| = \dots = |I_N| = \sqrt{\frac{1}{l!}} \left(\frac{\sqrt{2\pi r_0}}{R_0} \right)^l \\ \theta_m = -l\varphi_m \end{cases} \quad (17)$$

比较式(15)和(17)可以发现,本文方法给出的结果与文献[4,5]一致,验证了本文方法的可行性.

2.3 阵列馈电幅相方法设计

由式(12)可知,在涡旋电磁波工作模式下,天线阵列的馈电分布只与半径 r 和方位角 φ 相关,因此在柱坐标系下采用圆形阵列分析比较方便.目前利用天线阵列产生涡旋电磁波的研究工作主要针对平面圆形阵列展开,尚未见其它阵列形式馈电幅相设计方法的报道.

在天线阵列理论中,一种有效增大阵列孔径的方式是保持阵元数目不变增大阵元间距,或者在原来阵列的基础上,抽掉一些阵元,在提高目标分辨率的同时降低成本,这就构成了稀疏阵^[19,20].本文引入“稀疏阵”的概念,将其它形式的天线阵列看做是圆形满阵的稀疏子阵,进行适合任意阵列形式的涡旋波馈电幅相设计.下面以在 X 、 Y 轴上均匀分布的 6×6 矩形平面阵列为例进行描述:

(1)首先以阵列的中心为原点,建立图1所示的参考坐标系;

(2)根据式(12)可知,在拉盖尔-高斯模阶数确定的情况下,阵列馈电的幅度分布由阵元与阵列中心的距离 r_m 决定.基于此,绘制以阵列中心为圆心,以 r_m 为半径的同心圆.对于 6×6 矩形平面阵列而言,存在6组不同的半径,可绘制6个半径不同的同心圆,保证所有的阵元都位于圆周上,如图1所示;

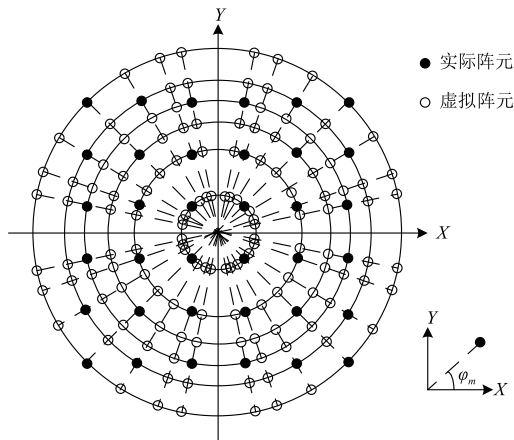


图1 矩形平面阵的涡旋波馈电幅相设计

(3) 在拉盖尔-高斯模阶数确定的情况下,阵列馈电的相位分布与阵元在参考坐标系中的方位角 φ_m 相关. 绘制由坐标中心出发通过阵列每个单元的射线,可确定相应阵元的方位角 φ_m (射线与 X 轴正方向的夹角);

(4) 由同心圆和圆心出发射线的交点,可得到一个同心圆环阵列,如图1中圆圈所示,而实际的 6×6 矩形平面阵列(实心圆圈)可看做是该同心圆环阵列的稀疏阵;

(5) 在拉盖尔-高斯涡旋波阶数 (p, l) 、阵元半径 r_m 和方位角 φ_m 确定的情况下,不同圆周上阵元的馈电幅相可由式(12)求得,进而可得到 6×6 矩形平面阵列的馈电分布.

根据上面的分析可知,该方法简单方便,实用性强,在参考坐标系、阶数、阵元半径和方位角确定的情况下,可以很方便的获取阵列面的涡旋波馈电幅相分布;同时,该方法虽然以矩形平面阵列为例给出,但由其推导过程可知,其可以很方便地推广应用于任意平面阵列,并且位于不同半径圆周上的阵元可选取不同的阶数 (p, l) ,用于根据实际需求产生多种不同模式的涡旋波;此外,在将阵元相位的空间波程差效应考虑在内的情况下,该方法同样适用于非平面阵列,相位求解公式修正如下

$$\theta_m = l\varphi_m - kz_m \quad (18)$$

3 仿真与讨论

3.1 方法验证

为验证本文设计方法的正确性,选择美国的 HAARP 加热天线阵进行仿真. 由于 HAARP 阵列规模庞大,仿真计算量非常大,为降低计算难度,取 HAARP 的一个 5×5 平面子阵,如图2所示. 该子阵分布在 XY 平面内(取 $z=0$),阵元沿 X 轴和 Y 轴等间距排列 ($d_x = d_y = 24.4\text{m}$). 天线单元为交叉偶极子笼型天线. 在仿真计算中,取其作频率为 7MHz ,极化方式为右旋圆极化,波束沿 Z 轴方向. 电磁仿真软件选择目前在天线设计

领域得到广泛应用的 FEKO.

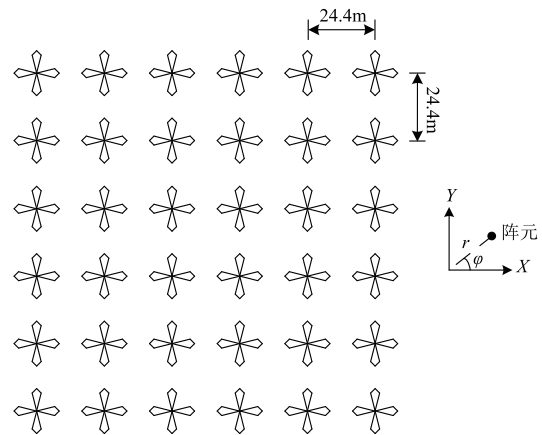
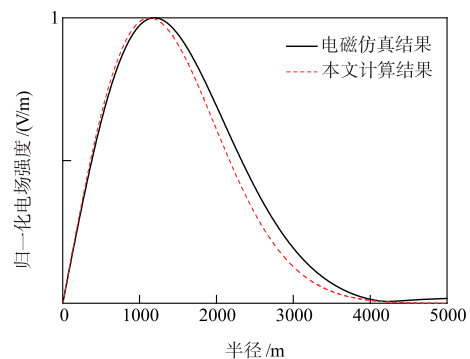


图2 HAARP子阵的布局示意图

对于电离层加热而言,通常需要所有发射机工作在最大功率状态下. 对于涡旋波工作方式而言,其馈电幅度分布如式(12)所示,在其阶数 $p \neq 0$ 时,需进行幅度加权,导致部分发射机降功率工作;同时由式(3)可知,在 n 值相同时, l 值越大波束半径越大,降低系统的最大有效辐射功率,因此在仿真中取 $p=0, l=1$.

利用式(12)求解 HAARP 子阵列在涡旋波加热模式下的馈电幅相分布,代入 FEKO 电磁仿真软件进行计算,图3中实线给出了 $z=5000\text{m}$ 横截面上,方位角为 45° 方向上的归一化电场分布曲线. 为验证本文方法的正确性,图3中虚线给出了式(3)的计算结果.

图3 两种不同方法计算结果的对比($z=5000\text{m}, \varphi=45^\circ$)

需要指出的是,式(3)的计算结果是在近轴近似的条件下得到的,通常要求波束与传播轴夹角 $\leq 10^\circ$,在 $z=5000\text{m}$ 处对应的半径 $r=881\text{m}$,在半径较大时会出现一定的偏差. 由计算结果可以发现,在 $r \leq 1200\text{m}$ 时两条曲线基本重合,这证明了本文馈电幅相设计方法的正确性. 此外,式(3)是将阵元看作是完全相同的理想全向点源天线,而 FEKO 的仿真结果将阵元特性、端口阻抗匹配特性等的影响考虑在内,这也会带来一定的差异.

3.2 涡旋波加热的远场方向图

图4(a)是 HAARP 子阵在涡旋加热模式下($p=0, l$

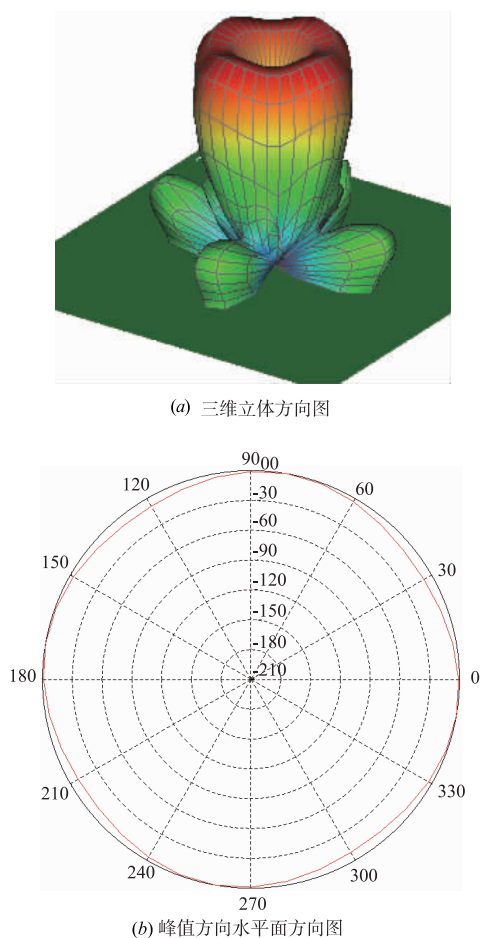


图4 HAARP(5×5 子阵)涡旋波加热模式下的空间方向图($f=7\text{MHz}$)

$=1$)的远场空间辐射方向图,利用 FEKO 电磁仿真软件计算得到,其中工作频率为 $f=7\text{MHz}$,馈电幅相由式(12)给出.由仿真结果可以发现,HAARP 子阵利用本文设计的馈电方法,产生了预期的涡旋加热波:加热波束为圆环形分布,其中心轴方向形成一个“零陷”,这是由中心位置电磁场的相位奇点造成的;最大值出现在偏离天顶角 15° 位置,而利用式(7)的计算结果为偏离天顶角 15.5° ,两者基本一致,这进一步证明了本文设计方法的正确性.

波束最大指向对应水平面的方向图如图 4(b) 所示,在该平面内不同方位角的波束强度略有差异,这是由于天线单元在水平面内是非全向辐射造成的.此外,相较于传统的笔形加热波束,由于涡旋波束分布在更宽的角度范围内,最大辐射方向增益下降约 6dB,同时阵列的旁瓣也得到了很强的抑制.

4 结论

涡旋波加热是目前电离层加热试验技术研究的一个热点,但主要侧重于试验现象的分析和解释,对产生涡旋波的阵列馈电设计方法讨论很少.针对该问题,本

文提出了一种涡旋波模式下的阵列馈电设计方法.首先基于光学中的菲涅尔衍射理论,在近轴近似条件下,推导出涡旋波空间传播特性的解析表达式,作为阵列馈电幅相设计方法的检验依据;然后依据矢量磁位的非齐次赫姆霍茨方程,得到了任意阶拉盖尔-高斯涡旋波模式下的阵列馈电分布计算公式,并用已有文献的结果进行了验证;在此基础上,给出了一种涡旋场工作模式下的阵列馈电幅相设计方法,仿真结果验证了其正确性.本文给出的方法简单方便,实用性强,可推广应用于任意阵列形式,并可在阵列具备多种涡旋波工作模式的情况下,方便的得到馈电幅相分布,为电离层加热、无线通信等方面的应用研究提供了支持.

参考文献

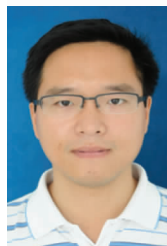
- [1] Leyser T B, Norin L, McCarrick M, et al. Radio pumping of ionospheric plasma with orbital angular momentum [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(6): 065004.
- [2] Bernhardt P A, Siefring C L, Briczinski S J, et al. Large ionospheric disturbances produced by the HAARP HF facility [J]. *Radio Science*, 2016, 51(7): 1081–1093.
- [3] Briczinski S J, Bernhardt P A, Siefring C L, et al. “Twisted Beam” SEE observations of ionospheric heating from HAARP [J]. *Earth, Moon, and Planets*, 2015, 116(1): 55–66.
- [4] Thidé B, Then H, Sjöholm J, et al. Utilization of photon orbital angular momentum in the low-frequency radio domain [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(8): 087701.
- [5] Mohammadi S M, Daldorff L K S, Bergman J E S, et al. Orbital angular momentum in radio-a system study [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2010, 58(2): 565–572.
- [6] Tamburini F, Mari E, Thidé B, et al. Experimental verification of photon angular momentum and vorticity with radio techniques [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(20): 321–323.
- [7] Tamburini F, Mari E, Sponselli A, et al. Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test [J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(3): 811–815.
- [8] Tennant A, Allen B. Generation of OAM radio waves using circular time-switched array antenna [J]. *Electronics Letters*, 2012, 48(21): 1365–1366.
- [9] Bai Q, Tennant A, Allen B. Experimental circular phased array for generating OAM radio beams [J]. *Electronics Letters*, 2014, 50(20): 1414–1415.
- [10] Barbuto M, Trotta F, Bilotti F, et al. Circular polarized patch antenna generating orbital angular momentum [J]. *Progress in Electromagnetics Research*, 2014, 148: 23

- 30.
- [11] 孙学宏,李强,庞丹旭,等. 轨道角动量在无线通信中的研究新进展综述[J]. 电子学报, 2015, 43(11): 2305 - 2314.
Sun Xue-hong, Li Qiang, Pang Dan-xu, et al. New research progress of the orbital angular momentum technology in wireless communication: A Survey[J]. Acta Electronica Sinica, 2015, 43(11): 2305 - 2314. (in Chinese)
- [12] 魏克军. 轨道角动量技术在无线通信中的应用[J]. 电信网技术, 2013, 2013(9): 16 - 19.
Wei Ke-jun. The application of orbital angular momentum technology in wireless communication[J]. Telecommunications Network Technology, 2013, 2013(9): 16 - 19. (in Chinese)
- [13] 晋军,邵尉,孟凡秋. 涡旋电磁波在军事无线通信中的应用[J]. 通信技术, 2014, 09(2): 985 - 988.
Jin Jun, Shao Wei, Meng Fan-qiu. Application of vortex electromagnetic wave in military wireless communication[J]. Communications Technology, 2014, 09(2): 985 - 988. (in Chinese)
- [14] 李强,孙学宏,庞丹旭,刘丽萍. 基于多模态 OAM 涡旋电磁波的 L 波段宽频阵列天线设计[J]. 电子学报, 2016, 44(12): 2954 - 2959.
Li Qiang, Sun Xue-hong, Pang Dan-xu, Liu Li-ping. The design of L band broadband array antenna based on multimodal OAM vortex electromagnetic wave[J]. Acta Electronica Sinica, 2016, 44(12): 2954 - 2959. (in Chinese)
- [15] 戈鲁,赫兹若格鲁. 电磁场与电磁波[M]. 周克定,等译. 2 版. 北京:机械工业出版社, 2006. 395.
- [16] 赵延文,贾苗苗,邹克利,刘海良. 金属-各向异性介质体组合目标频域体表面积分方程矩量法[J]. 电子学报, 2013, 41(2): 273 - 280.
Zhao Yan-wen, Jia Miao-miao, Zou Ke-li, Liu Hai-liang. Method of moments of the volume-surface integral equations for the composite objects of perfect electric conductor and anisotropic media[J]. Acta Electronica Sinica, 2013, 41(2): 273 - 280. (in Chinese)
- [17] 吴博,王辉,黄志祥,吴先良. 三维 FDTD 方法中高效平面波源的引入[J]. 电子学报, 2014, 42(6): 1086 - 1089.
Wu Bo, Wang Hui, Huang Zhi-xiang, Wu Xian-liang. Efficient plane wave injection for 3D FDTD method[J]. Acta Electronica Sinica, 2014, 42(6): 1086 - 1089. (in Chinese)
- [18] 潘小敏,盛新庆. 一种高性能并行多层快速多极子算法[J]. 电子学报, 2010, 38(3): 580 - 584.
Pan Xiao-min, Sheng Xin-qing. A high performance parallel MLFMA[J]. Acta Electronica Sinica, 2010, 38(3): 580 - 584. (in Chinese)
- [19] 贾维敏,林志强,姚敏立,赵鹏,赵建勋. 一种多约束稀疏布阵的天线综合方法[J]. 电子学报, 2013, 41(5): 926 - 930.
Jia Wei-min, Lin Zhi-qiang, Yao Min-li, Zhao Peng, Zhao Jian-xun. A synthesis technique for linear sparse arrays with multiple constraints[J]. Acta Electronica Sinica, 2013, 41(5): 926 - 930. (in Chinese)
- [20] 李东风,龚中麟. 六边形平面天线阵优化稀疏布阵研究[J]. 电子学报, 2002, 30(3): 376 - 380.
Li Dong-feng, Gong Zhong-lin. Research on thinning the hexagonal planar antenna array[J]. Acta Electronica Sinica, 2002, 30(3): 376 - 380. (in Chinese)

作者简介



崔玉国 男, 1984 年生于山东, 硕士, 中国电波传播研究所高级工程师, 主要研究方向为电波传播、相控阵系统设计、天线测试等。
E-mail: cuiyg0818@163.com



郝书吉 男, 1978 年生于河南, 博士, 中国电波传播研究所高级工程师, 主要研究方向为电波传播、电离层人工扰动、相控阵天线系统等。



班盼盼 女, 1984 年生于河南, 硕士, 中国电波传播研究所高级工程师, 主要研究方向为电波传播、电离层短期预报等。