

崔玉国, 郝书吉, 满莉. 电离层涡旋加热波的传播特性理论分析[J]. 电波科学学报, 2017, 32(3): 245-252. DOI: 10.13443/j.cjors.2017030701
CUI Y G, HAO S J, MAN L. Theoretical analysis of propagation characteristics of ionospheric vortex heating waves[J]. Chinese journal of radio science, 2017, 32(3): 245-252. (in Chinese). DOI: 10.13443/j.cjors.2017030701

电离层涡旋加热波的传播特性理论分析

崔玉国 郝书吉 满莉

(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, 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, 对涡旋加热波传播特性及空间场分布特性的讨论很少. 文章从菲涅耳衍射理论出发, 利用厄米-高斯模和拉盖尔-高斯模的相互转换关系, 对电离层涡旋加热波在自由空间的传播特性进行了理论分析, 推导了其解析表达式. 结果表明涡旋电磁波在传播时, 可保持自身表达形式的不变性. 依据解析表达式, 仿真分析了涡旋波空间幅相分布与拉盖尔-高斯模阶数的关系, 给出了涡旋场峰值波束指向的求解方法和公式. 这些结论为利用涡旋波深入开展电离层加热研究, 实现可控的涡旋加热场空间分布提供了一定的理论指导.

关键词 电离层加热; 涡旋电磁场; 菲涅耳衍射; 近轴近似; 拉盖尔-高斯模

中图分类号 P352.3

文献标志码 A

文章编号 1005-0388(2017)03-0245-08

DOI 10.13443/j.cjors.2017030701

Theoretical analysis of propagation characteristics of ionospheric vortex heating waves

CUI Yuguo HAO Shuji MAN Li

(National Key Laboratory of Electromagnetic Environment, China Research Institute of
Radiowave Propagation, Qingdao 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 propagation characteristics and spatial distribution characteristics of vortex heating waves. Based on the Fresnel diffraction theory, the propagation characteristics of vortex beam are analyzed and analytical expression is deduced using the reciprocal conversion between Hermitian-Gaussian mode and Laguerre-Gaussian mode. The invariance of the expression form of vortex beam propagating in free space is proved. Then, the relationship between vortex field distribution and the order of Laguerre-Gaussian mode is studied, and the solving method and formula of peak power direction are derived, which can play a guiding role in achieving the controllable spatial distribution of vortex heating field. The research provides some theoretical guidance for the further study of ionospheric heating with vortex beam.

Keywords ionospheric heating; vortex electromagnetic field; fresnel diffraction; paraxial approximation; laguerre-gaussian mode

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^[1-4], 在加热目标方向产生最强的辐射功率, 周边区域空间场强近似呈高斯下降分布. 这种加热波可产生一定的加热效应, 但效应的强

收稿日期: 2017-03-07

资助项目: 国家自然科学基金(No. a171601c01)

联系人: 崔玉国 E-mail: cuiyg0818@163.com

弱受电离层背景影响较大,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。

国内外学者围绕电离层加热效应增强方法的研究^[5-6]很多,但主要是针对如何增强现有的加热效应,对于维持加热效应的方法研究很少。根据电离层等离子体理论可知,携带轨道角动量(Orbital Angular Momentum, OAM)的电磁波会形成涡旋电磁场,其对等离子体产生一个“有质动力”。由文献^[7]可知,在地面用大功率泵波加热形成小尺度不均匀体的情况下,有质动力主要垂直于周边地磁场方向,跟热非线性引起的等离子体密度腔内上混杂振荡的自聚焦效应有关,其响应时间数量级要远小于沿场不均匀体的形成时间。有质动力与等离子体的复杂相互作用过程会形成新的效应,在增强并维持相对稳定的加热效应方面具有独特的优势,其试验效果已在相关参考文献中进行了报道,如美国的高频有源极光研究计划项目在2008年2月首次开展了涡旋波加热验证试验^[8]。试验结果表明,虽然该模式下的峰值电场强度相较于笔形波束低约5 dB,但等离子体云一旦形成,在加热频率保持不变的情况下可维持5 h以上,从而解决了电离层背景变化导致的加热效应减弱甚至消失的问题;不同于传统的笔形加热模式,涡旋波加热试验期间的电离图上观测到多个人工电离层^[9],具有新的科学研究和应用价值;此外,相较笔形波束,涡旋加热激发的人工电离层高度可保持不变^[10],有利于向应用的转化。

学术界对OAM的研究目前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8月, Thidé等发表了将OAM引入微波频段的第一篇文章^[11],仿真证明了阵列天线可以在波束近轴方向上产生具有类似拉盖尔-高斯涡旋光束特点的涡旋电磁波;2010年 Mohammadi等人对圆形阵列产生涡旋电磁波的技术做了深入研究,证明了传统的方向图优化算法可用来增强涡旋电磁波的方向性^[12];2011年, Tamburini等使用8阶旋转楼梯状反射面,实验验证了螺旋状反射面可产生带有OAM信息的涡旋电磁波^[13];2012年, Tamburini等人通过将抛物面天线扭曲成螺旋形抛物面天线,从物理上模拟了空间方位角的相位旋转,将正常电磁波扭曲成涡旋波^[14];2012年, Tennant等人提出了一种时间开关阵列,用高速射频开关周期性地控制阵元打开或者关闭,可以同时产生多个模态的OAM值^[15];2014年, Bai等人研制了一个由8个贴

片天线组成的圆形阵列,测量结果表明该阵列在10 GHz频点产生了涡旋电磁波^[16];Barbuto等人对单个贴片天线产生涡旋电磁波的技术进行了研究^[17],给出了一种新思路。国内的研究工作还处于起步阶段,主要对涡旋电磁波在无线通信中的应用进行了原理介绍和一些应用探讨^[18-19]。此外,文献^[20]对涡旋波束在弱湍流海洋中OAM传输特性的变化进行了探讨。

从目前的发展情况来看,涡旋电磁波的研究主要集中于旋转相位因子的实现方法上,在电离层加热应用中也主要侧重于涡旋加热试验结果的分析和现象解释,鲜有对涡旋波传播及空间场分布特性的讨论。本文基于光学中的菲涅尔衍射理论,对电离层涡旋加热波进行了理论分析,在近轴近似条件下推导出其在自由空间传播特性的解析表达式,分析了幅相分布与拉盖尔-高斯模阶数的关系,并在此基础上对涡旋波在电离层中的传播特性进行了讨论,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。

1 理论推导

1.1 涡旋场传播特性理论分析

根据麦克斯韦经典电磁理论,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,与量子旋转相关,无线通信系统中常用的水平和垂直极化就是利用了电磁波的旋转角动量;另一部分是OAM,依赖于电磁场的空间分布,与空间相位相关^[18]。

利用OAM可以获得电磁涡旋波^[19],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 $e^{-i\varphi}$,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。

根据文献^[10]可知,电离层加热产生的涡旋电磁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,有

$$u_{p,l}^{LG}(r, \varphi, z=0) = \frac{\sqrt{2\pi P_0}}{R_0} e^{-i\varphi} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \times e^{-\pi r^2/R_0^2} \left(\frac{i\sqrt{2\pi}r}{R_0}\right)^l L_p^l\left(\frac{2\pi r^2}{R_0^2}\right). \quad (1)$$

式中: P_0 为阵列的馈电功率; R_0 为半径比例因子; $L_p^l(\cdot)$ 为拉盖尔-高斯多项式; (p, l) 为拉盖尔-高斯

模的阶数; 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菲涅尔衍射的特殊情形,下面利用菲涅尔衍射理论推导涡旋电磁波的空间传输特性。

在光的传播空间中,平面 z_1 上的光波场 $u_1(x_1, y_1)$ 传输一段距离后,观测平面 z 上光波场的复振幅可以表示为菲涅耳衍射积分,其表达式为^[21]

$$u(x, y, z) = -\frac{i}{\lambda(z-z_1)} \exp[ik(z-z_1)] \iint_s u(x_1, y_1, z_1) \times \exp\left\{\frac{ik}{2(z-z_1)}[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2]\right\} dx_1 dy_1. \quad (2)$$

在近轴近似条件满足的情况下,介质对光线的传播影响可由其传输矩阵表示^[22]。如图1所示, r 为离轴线 z 的距离, θ 为电磁波传播方向与 z 轴的夹角, OA 和 OB 分别为介质的入射面和出射面,入射波与出射波参数关系可表示为

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

式中, $\mathbf{T}$ 为介质的传输矩阵,取值由传播介质决定。

当相干光通过矩阵元素为 $ABCD$ 的近轴光学系统时,柯林斯根据光线传播的程函理论及菲涅耳衍射,在近轴近似下导出了与矩阵元素相联系的衍射积分公式——柯林斯公式^[21]

$$u(x, y, z) = \frac{\exp[ik(z-z_1)]}{iB\lambda} \iint_s u(x_1, y_1, z_1) \times \exp\left[\frac{ik}{2B}(Ax_1^2 + Ay_1^2 + Dx^2 + Dy^2 - 2x_1x - 2y_1y)\right] dx_1 dy_1. \quad (4)$$

式中: λ 为波长; $k = 2\pi/\lambda$; u 为横向复振幅分布, (x, y, z) 为观察平面坐标; (x_1, y_1, z_1) 为入射平面坐标。

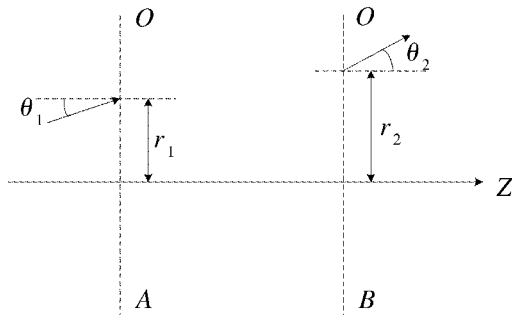


图1 电磁波在介质中的传播特性

由于式(2)、(4)是在直角坐标系下求解,而式(1)中的拉盖尔-高斯模是在柱坐标下进行描述的,无法直接进行求解。根据文献[23]可知,拉盖尔-高斯模和厄米-高斯模分别是近轴近似条件下,真空中电磁场波动方程在柱坐标下和直角坐标系下的解,二者都属于正交归一的完备系,可进行相互转化。文献[24]给出了拉盖尔-高斯多项式用厄米-高斯多项式展开的推导过程,得到展开式如下:

$$2^{-(n+m)} \sum_{k=0}^{n+m} (2i)^k P_k^{(n-k, m-k)}(0) H_{n+m-k}(x) H_k(y) = \begin{cases} (-1)^m m! (x+iy)^{n-m} L_m^{n-m}(x^2+y^2), & n \geq m \\ (-1)^n n! (x-iy)^{m-n} L_n^{m-n}(x^2+y^2), & m \geq n \end{cases}, \quad (5)$$

$$P_k^{(n-k, m-k)}(0) = \frac{(-1)^k}{2^k k!} \frac{d^k}{dt^k} [(1-t)^n (1+t)^m].$$

式中, $P_k^{(\mu, \nu)}(\cdot)$ 为雅各比多项式。

由上面的推导可知,任意阶拉盖尔-高斯波可写成厄米-高斯波的线性组合,有

$$u_{p,l}^{\text{LG}}(x, y, z) = \sum_{k=0}^N i^k b(n, m, k) u_{N-k,k}^{\text{HG}}(x, y, z). \quad (6)$$

式中: $l = n - m$; $p = \min(m, n)$; $N = m + n$;

$$b(n, m, k) = \left[\frac{(N-k)! k!}{2^N n! m!} \right]^{0.5} \frac{1}{k!} \frac{d^k}{dt^k} [(1-t)^n (1+t)^m].$$

由于式(4)中积分运算不改变线性叠加特性,拉盖尔-高斯波的衍射积分同样是厄米-高斯波衍射积分结果的线性组合。下面利用式(4)在直角坐标系下推导厄米-高斯波的传播特性。

为方便分析,令入射面 $z_1 = 0$,在光束束腰处

$$u_{n,m}^{\text{HG}}(x_1, y_1, 0) = H_n\left(\frac{\sqrt{2}x_1}{w_0}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}y_1}{w_0}\right) \times \exp\left[-\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_0^2}\right]. \quad (7)$$

式中: w_0 为束腰半径; (n, m) 为模式阶数; $H_n(\cdot)$ 、 $H_m(\cdot)$ 为厄米-高斯多项式。

为方便分析,讨论自由空间的情况。自由空间的传输矩阵元素^[25]为 $A = D = 1, B = z, C = 0$ 。将传输矩阵 $\mathbf{T}$ 和式(7)代入柯林斯式(4),可得厄米-高斯波在自由空间中传播时的场分布为

$$u_{n,m}^{\text{HG}}(x, y, z) = \frac{w_0}{w} H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \times \exp\left\{i\left[\frac{k(x^2 + y^2)}{2R}\right] - i(1+n+m)\psi\right\} \times \exp(ikz). \quad (8)$$

式中: $R = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]$; $\psi = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)$;

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}.$$

利用式(6)、(8)求解式(1)的空间场分布,然后将直角坐标转化为柱坐标,化简整理可得

$$u_{p,l}^{\text{LG}}(r, \varphi, z) = \frac{\sqrt{2P_0}}{w} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \left(\frac{i\sqrt{2}r}{w}\right)^l \times \\ L_p^l\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \exp(-il\varphi) \times \\ \exp\left\{i\left[\frac{kr^2}{2R} + kz - (2p+l+1)\psi\right]\right\}. \quad (9)$$

式中: $w = \sqrt{\frac{R_0^2 + \lambda^2 z^2}{\pi R_0^2}}$, R_0 为电离层加热阵列的半径比例因子; $\psi = \arctan\left(\frac{\lambda z}{R_0}\right)$; P_0 为阵列的馈电功率。

比较式(1)和式(9)可以发现,在不同的横截面(z 取不同值)内,两者幅度因子表达式的形式是相同的,只是半径因子由 w_0 变为 w (w 也为常数)。这说明拉盖尔-高斯涡旋波在自由空间传播时,可保持自身表达形式的不变性,也就是说在探讨涡旋波在自由空间的传播特性时,不需要再作复杂的菲涅耳衍射积分,可直接使用拉盖尔-高斯涡旋波的表达式,并对半径比例因子做相应的变换即可。

1.2 近轴近似条件讨论

为计算方便,涡旋加热波空间传播特性的理论分析和推导是在近轴近似条件(取 $\theta \approx \tan \theta$)的基础上进行的,由此会带来一定的误差,相对误差分布曲线如图2所示。在求解涡旋电磁场的空间分布时,应根据允许的误差值确定式(9)的适用范围。如果在误差允许范围外求解涡旋场分布,则需要根据式(2)中的菲涅耳衍射积分公式进行求解。

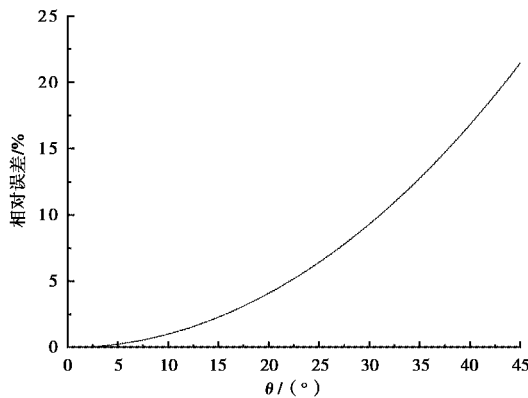


图2 近轴近似条件的相对误差曲线

2 仿真计算和分析

由上节的分析可知,拉盖尔-高斯模的传播特性与阵列的半径有关,在非圆形阵列的情况下,利用式(9)求解涡旋场的空间场幅相分布时,须将半径因子 w_0 考虑在内。为简化分析,取一个圆形阵列进行分析,阵列半径为 60 m,工作频率取为 30 MHz。根据天线的相关理论可知,平面阵对应的远场条件为 $z \geq 2D^2/\lambda$ (D 为阵列的最大口径, λ 为波长),代入相应的参数可得 $z \geq 2880$ m,取仿真计算的横截面坐标为 $z_0 = 5000$ m。

涡旋波的空间场分布公式(9)是在近轴近似条件下推导得到的,取相对误差不超过 5%,根据 1.2 节的计算结果,要求 $\theta \leq 22^\circ$,在 $z_0 = 5000$ m 时对应的半径为 $r \leq 2000$ m。

2.1 空间相位分布

涡旋电磁场经过空间传输之后,由式(9)可得其相位分布为

$$\xi = i^l \exp\left[\frac{kr^2}{2R} + kz - (2p+l+1)\psi - l\phi\right]. \quad (10)$$

式中,由于 i^l 是一个常数项,在相位计算中可忽略。

在横截面 $z = z_0$ 处, kz_0 和 $(2p+l+1)\Psi$ 为常相位项,相位分布由下式决定:

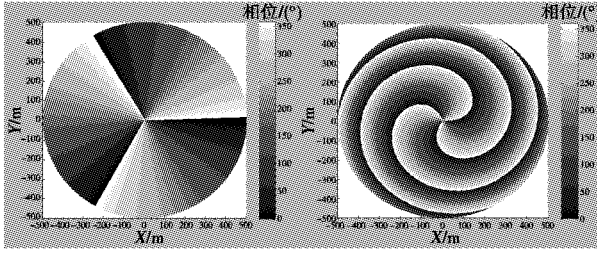
$$\zeta = \frac{kr^2}{2R} - l\varphi. \quad (11)$$

在天线阵源平面 $z = 0$ 上,由式(8)可知 R 趋向于无穷大,涡旋电磁场的相位由旋转相位因子 $\exp(-il\varphi)$ 确定,其等相位线为由坐标中心出发沿半径方向的直线;由于 $\varphi \in (0, 2\pi)$,因此相位旋转的周期数由 l 决定,如图 3(a) 所示。

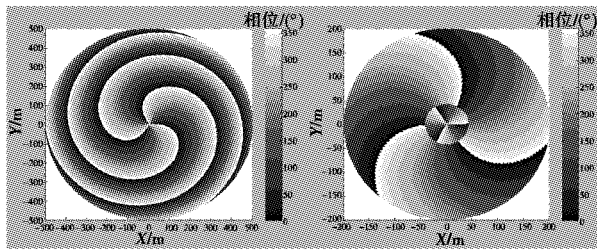
当电磁波离开天线面后, $1/R \neq 0$,此时相位分布不仅与 φ 有关,还受到 r 的影响。由式(11)可知,相位与 r 的非线性关系造成了等相位线的弯曲,形成一个螺旋波前;等相位线的旋转周期同样由 l 决定,当 l 为正时弯曲方向为顺时针方向,当 l 为负时弯曲方向为逆时针方向,如图 3(b)、图 3(c) 所示。

当 $p \neq 0$ 时,由式(9)可知,涡旋电磁场的幅度因子中包含一个拉盖尔多项式, p 决定了其经过零点的次数,如图 4 所示。在幅度因子过零点符号取反时,相应位置要增加 180° 的相位差。拉盖尔多项式的过零次数由 p 决定,对应横截面上相位分布的跃变次数,如图 3(d) 所示,在 $p = 1$ 时对应的跃变点为 $r = 42.5$ m。此外,在考虑不同横截面上的相位分布

时,还要将 kz_0 和 $(2p+l+1)\Psi$ 这两个因子的影响考虑在内。



(a) $p=0, l=3, z=0$ (b) $p=0, l=3, z=5000 \text{ m}$



(c) $p=0, l=-3, z=5000 \text{ m}$ (d) $p=1, l=4, z=5000 \text{ m}$

图3 涡旋电磁波的空间相位分布

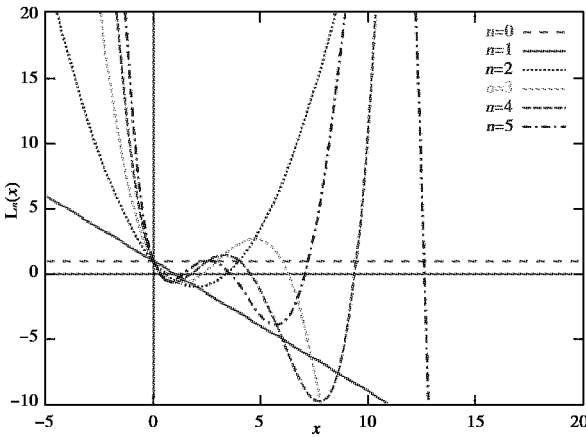


图4 拉盖尔多项式曲线图

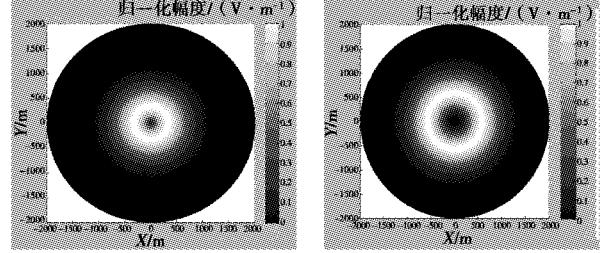
2.2 空间幅度分布

根据式(9)可得横截面 z 上的幅度因子为

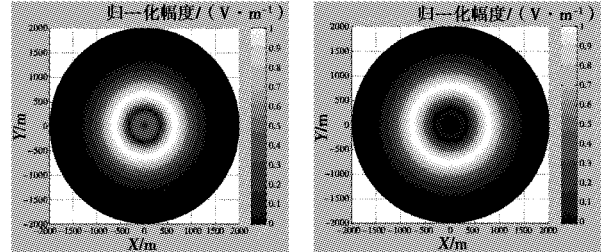
$$A_0 = \frac{\sqrt{2P_0}}{w} \sqrt{\frac{p!}{(p+l)!}} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w}\right)^l L_p^l\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right). \quad (12)$$

图5给出了 $z_0 = 5000 \text{ m}$ 横截面上的归一化幅度仿真结果:由于拉盖尔-高斯场波束中心具有相位奇点,其中心场强是一个极小点;横截面上径向截线圆数由拉盖尔-高斯多项式的过零次数决定,取决于阶数 p . 此外,电磁波的扩散速度与阶数有关,在 z 固

定的情况下,当 p 值相同时, l 值越大,波束半径越大;当 l 值相同时, p 值越大,波束半径越大。



(a) $p=0, l=1, z=5000 \text{ m}$ (b) $p=0, l=3, z=5000 \text{ m}$



(c) $p=1, l=1, z=5000 \text{ m}$ (d) $p=1, l=3, z=5000 \text{ m}$

图5 涡旋加热波的空间场强幅度分布

2.3 空间峰值功率波束指向

对式(9)的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 $p=0$,此时 $L_0^l(2r^2/w^2) = 1$. 由于在天线阵列的远场区域 z 足够大,对式(9)进行求导并化简,可近似计算得到幅度峰值点为

$$r = \sqrt{\frac{l}{2}} w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2} \approx \sqrt{\frac{l}{2}} \frac{\lambda z}{\pi w_0}. \quad (13)$$

峰值方向与传播方向 z 轴的夹角为

$$\delta = \arctan(r/z) = \arctan\left(\frac{\sqrt{l/2}\lambda}{\pi w_0}\right). \quad (14)$$

由式(14)可知,在 $p=0$ 时峰值方向由阶数 l 、波长 λ 和阵列等效半径 w_0 共同决定. 在 $p \neq 0$ 时,代入相应拉盖尔-高斯多项式,求解方法同上。

2.4 电离层中传输特性

由加热涡旋波传输特性的推导过程可以发现,只要根据电离层特性选择合适的传输矩阵 T 和波数 k ,即可求得加热涡旋波在电离层中的传输特性。

电磁波在电离层中传播时,受地磁场影响,分裂为寻常波和非常波,对应二者的折射指数比较复杂,依赖于地磁场强度和传播方向,其折射率 n 由 Appleton 公式给出。

对于实际电离层而言,电子浓度沿水平方向变

化不大,沿高度变化是主要的.为方便讨论,假设电离层由很多厚度极薄的平行薄层构成,每一薄层中电子密度是均匀的.电离层高度从低到高,取电子浓度为 $N_{e1}, N_{e2}, \dots$, 相应的折射率为 $n_1, n_2, \dots$.

若 $0 < N_{e1} < N_{e2} < \dots < N_{eM}$ 时, $n_0 > n_1 > n_2 > \dots > n_M$. 当频率为 f 的无线电波以一定的入射角从空气进入电离层后,电波在通过每一个薄层时折射一次,当薄片层数目无限增多时,电波的轨迹变为一条光滑的曲线,如图 6 所示.

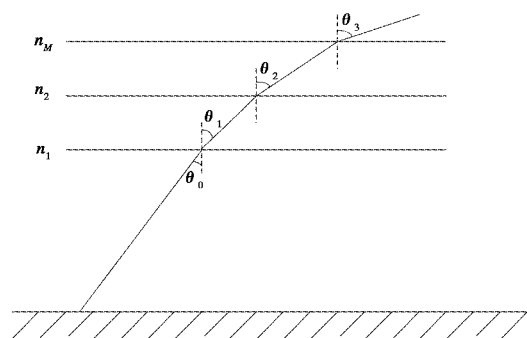


图 6 电离层的近似分层结构

以折射率为 n_1 的薄层中的传输为例,波数 k 的计算公式为

$$k = 2\pi/\lambda_1 = 2\pi n_1/\lambda. \quad (15)$$

式中, λ 是自由空间的波长.

利用几何光学法得到传输矩阵 T 的变换公式为

$$\begin{cases} r_2 = r_1 + l \tan \theta_1 \\ \theta_2 = \arcsin(n_1 \sin \theta_1 / n_2) \end{cases} \quad (16)$$

式中:折射率 n 可根据电离层背景的实时探测结果反演得到; θ 可根据 Snell 折射定理得到. 由于加热波通常情况下是垂直进入电离层,满足近轴近似条件,式(16)可转化为

$$\begin{cases} r_2 = r_1 + l \theta_1 \\ \theta_2 = n_1 \theta_1 / n_2 \end{cases} \quad (17)$$

对比式(3),可计算得到相应薄层的传输矩阵元素为 $A=1, B=l, C=0, D=n_1/n_2$. 计算结果的精度与电离层的分层厚度、折射率的反演精度等因素密切相关. 由于涡旋加热波进入电离层中只是传输矩阵的相应系数会发生变化,因此涡旋场仍可保持自身表达形式的不变性.

3 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,并在相关试验中获得了很好的效果. 本文利用光学中的菲涅尔衍射理论,推导了电离层加热

涡旋波在自由空间中传播特性的解析表达式. 依据涡旋电磁场的解析表达式和数值计算,得到结论如下:

1) 涡旋电磁波在自由空间和电离层中传播时,可保持自身表达形式的不变性,只需要对半径比例因子做相应的变换,避免了复杂的积分运算求解;

2) 涡旋电磁波相位旋转的周期数由 l 决定,在径向上的跃变次数由 p 决定;

3) 涡旋电磁波经自由空间传输后,其相位分布发生了变化,横截面上的等相位线由原来的射线变为弧线,在 l 为正时等相位线的弯曲方向为顺时针方向,在 l 为负时弯曲方向为逆时针方向,弯曲方向携带阶数 l 的符号信息;

4) 涡旋电磁波的中心场强是一个极小点,横截面上径向截线圆数取决于阶数 p ,电磁波的扩散速度与阶数 p 和 l 均有关;

5) 涡旋电磁波峰值功率的波束指向由阶数 l 、波长 λ 和阵列半径因子 w_0 共同决定,可据此对涡旋加热波束进行控制.

为方便讨论,本文只对涡旋加热波在自由空间的传播特性进行了讨论,在进入电离层后,式(4)中的传输矩阵 T 和波数 k 随背景电离层和地磁场而变化,其求解过程也变得更加复杂,文中只进行了定性分析,这也是下一步需要重点研究解决的问题.

参考文献

- [1] PEDERSEN T, GUSTAVSSON B, MISHIN E, et al. Creation of artificial ionospheric layers using high-power HF waves[J]. Geophysical research letters, 2010, 37(2): 211-228.
- [2] 胡耀坡, 赵正予, 项薇, 等. 人工电离层洞形态调制及其对短波传播的影响[J]. 物理学报, 2011, 60(9): 099402.
HU Y G, ZHAO Z Y, XIANG W, et al. Morphological control of artificial ionospheric hole and its short-wave propagation effects[J]. Acta physica sinica, 2011, 60(9): 099402. (in Chinese)
- [3] 程木松, 徐彬, 吴振森, 等. 中低纬电离层加热大尺度场向不均匀体的二维数值模拟[J]. 电波科学学报, 2016, 31(5): 834-842.
CHENG M S, XU B, WU Z S, et al. A simulation of the descending reflection height in ionospheric heating experiment[J]. Chinese journal of radio science, 2016, 31(5): 834-842. (in Chinese)
- [4] 汪枫, 赵正予, 常珊珊, 等. 低纬电离层人工调制所激发的 ELF 波射线追踪[J]. 物理学报, 2012, 61

- (19): 551-558.
- WANG F, ZHAO Z Y, CHANG S S, et al. Ray tracing of extremely low frequency waves radiated from ionospheric artificial modulation at low altitude [J]. *Acta physica sinica*, 2012, 61(19): 551-558. (in Chinese)
- [5] 郝书吉, 李清亮, 杨巨涛, 等. 电离层预加热幅度调制模式的理论与模拟[J]. *电波科学学报*, 2013, 28(2): 231-236.
- HAO S J, LI Q L, YANG J T, et al. Theory and simulation of ionospheric pre-heating amplitude modulated heating mode[J]. *Chinese journal of radio science*, 2013, 28(2): 231-236. (in Chinese)
- [6] MILIKH G M, PAPADOPOULOS K. Enhanced ionospheric ELF/VLF generation efficiency by multiple timescale modulated heating[J]. *Geophysics research letters*, 2007, 34(20): 606-626.
- [7] ISTOMIN Y N, LEYSER T B. Parametric interaction of self-localized upper hybrid states in quantized plasma density irregularities [J]. *Physics of plasmas*, 1998, 5(4): 921-931.
- [8] LEYSER T B, NORIN L, MC CARRICK M, et al. Radio pumping of ionospheric plasma with orbital angular momentum [J]. *Geophysics research letters*, 2009, 102(6): 065004.
- [9] 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.
- [10] 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.
- [11] THIDÉB, THEN H, SJÖHOLM J, et al. Utilization of photon orbital angular momentum in the low-frequency radio domain [J]. *Geophysics research letters*, 2007, 99(8): 087701.
- [12] 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.
- [13] TAMBURINI F, MARI E, THIDÉB, et al. Experimental verification of photon angular momentum and vorticity with radio techniques[J]. *Applied physics letters*, 2011, 99(20): 204102.
- [14] 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.
- [15] TENNANT A, ALLEN B. Generation of OAM radio waves using circular time-switched array antenna[J]. *Electronics letters*, 2012, 48(21): 1365-1366.
- [16] BAI Q, TENNANT A, ALLEN B. Experimental circular phased array for generating OAM radio beams [J]. *Electronics letters*, 2014, 50(20): 1414-1415.
- [17] 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.
- [18] 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 X H, LI Q, PANG D X, 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)
- [19] 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(9): 985-988.
- JIN J, SHAO W, MENG F Q. Application of vortex electromagnetic wave in military wireless communication[J]. *Communications technology*, 2014(9): 985-988. (in Chinese)
- [20] 程明建, 郭立新, 张逸新. 拉盖尔-高斯波束在弱湍流海洋中轨道角动量传输特性变化[J]. *电波科学学报*, 2016, 31(4): 737-742.
- CHENG M J, GUO L X, ZHANG Y X. Changes of propagation properties of orbital angular momentum for Laguerre-Gaussian beams in weak turbulent ocean [J]. *Chinese journal of radio science*, 2016, 31(4): 737-742. (in Chinese)
- [21] SVELTO O. Principles of lasers[M]. 4th ed. Beijing: World Publishing Corporation, 2008: 148-158.
- [22] KOGELNIK H, LI T. Laser beams and resonators [J]. *IEEE proceedings*, 1966, 54(10): 1312-1329.
- [23] 袁素真, 田俊龙, 杨癸. 厄米-高斯模和拉盖尔-高斯模及它们之间的转换[J]. *广西物理*, 2011, 32(2): 19-24.
- YUAN S Z, TIAN J L, YANG K. Hermitian-Gaussian mode and Laguerre-Gaussian mode and the conversion between them [J]. *Guangxi physics*, 2011, 32(2): 19-24. (in Chinese)
- [24] ABRAMOCHKIN E, VOLOSTNIKOV V. Beam transformations and nontransformed beams[J]. *Optics communications*, 1991, 83(1): 123-135. (in Chinese)

- [25] 侯乐鑫, 耿滔, 董祥美. 拉盖尔-高斯涡旋光束的传输特性研究[J]. 上海理工大学学报, 2015, 37(4): 374-379.

HOU L X, GENG T, DONG X M. Propagation properties of Laguerre-Gaussian vortex beam[J]. Journal of University of Shanghai for Science and Technology, 2015, 37(4): 374-379. (in Chinese)

作者简介

崔玉国 (1984—), 男, 山东人, 中国电波传播研究所工程师, 硕士, 研究方向为电磁波传播、相控

阵系统设计及大型天线阵外场测试技术.

郝书吉 (1978—), 男, 河南人, 中国电波传播研究所高级工程师, 博士, 研究方向为电波传播、电离层人工扰动、相控阵天线系统等.

满莉 (1984—), 女, 山东人, 中国电波传播研究所工程师, 硕士, 研究方向为电磁波传播、电子信息技术等.