

# 菲涅尔区修正圆柱面天线的聚焦场特性<sup>1</sup>

蒋 泽 \* \*\* 杜惠平 \* 阮颖铮 \*\*

\*(重庆邮电学院光电工程系 重庆 400065)

\*\* (电子科技大学电子工程学院 成都 610054)

**摘 要** 在圆柱面上进行一维菲涅尔区相位修正结构设计, 可以构成一类新型的点馈电透镜天线。该文用辅助源法导出该透镜天线对任意斜入射平面波形成的聚焦场分布, 分析了其聚焦性能及偏轴扫描特性。

**关键词** 透镜天线, 菲涅尔区相位修正, 辅助源法

**中图分类号** TN820

## 1 引言

近年来, 随着移动通信业务的迅速发展, 移动通信理论与技术本身也取得了巨大的进步。在不以无限依赖于网络硬件设备的前提下, 如何使系统满足不断增长的用户容量及提高服务质量, 已成为当前移动通信理论和工程界关注的热点。智能天线, 由于其对来波信号空域信息的处理能力, 从而可大大提高系统的性能。在以智能化为其特征的未来移动通信系统中, 智能天线是其重要的智能化处理单元, 并构成了第三代移动通信系统有关标准的重要组成部分。

将电波传播的菲涅尔区概念应用于天线设计, 可以构成一类 FZP (Fresnel Zone phase correcting Plate) 天线。有关研究表明<sup>[1-3]</sup>, 基于这一结构的新型天线, 由于其较好的偏轴扫描特性, 可以形成一类偏馈天线或一维扫描天线。同时, 这一结构具有设计加工简单, 对加工及装配误差要求低等特点。因而, 作为透镜或反射面的替代物, 该类天线有着广阔的应用前景。

文献 [4] 对圆柱菲涅尔天线的辐射特性进行了理论和实验研究, 结果表明, 当采用点源馈电时, 圆柱轴线所在平面内可以有效的压缩波束宽度, 而在与之垂直的平面内则形成全方向性。这一特点使其作为室内 WLAN (Wireless Local Area Network) 系统的基站天线或基于垂直面内小区分裂的蜂窝移动通信系统等应用具有一定的优越性。文献 [5] 进一步将二维 FZP 结构与馈源阵列相结合, 构成了一类新型的多波束自适应天线。基于上述思想, 本文将菲涅尔区相位修正原理应用于圆柱面, 从形成圆柱菲涅尔区相位修正天线的聚焦特性出发, 进一步深入研究其性能, 为促进其工程应用提供理论参考。

## 2 理论分析

图 1 所示为沿圆柱轴向进行一维菲涅尔区相位修正设计的天线结构, 由不同介质材料构成菲涅尔带或由金属柱面开带等方法而成为一维圆柱菲涅尔区相位修正天线, 馈源点源位于圆柱的中心, 设入射平面波矢量为

$$\mathbf{k} = k(e_x \sin \theta \cos \phi + e_y \sin \theta \sin \phi + e_z \cos \theta) \quad (1)$$

圆柱面上任意点处的法向单位矢量为  $\mathbf{n}_0 = e_x \cos \phi + e_y \sin \phi$ , 则对应的入射平面由矢量  $\mathbf{n}_0$  和  $\mathbf{k}$  所确定, 且垂直极化方向的单位矢量平行于  $\mathbf{n}_0 \times \mathbf{k}$ 。设入射波的垂直极化方向和平行极化方向的单位矢量分别为  $\mathbf{e}_v$  和  $\mathbf{e}_h$ , 则有

$$\mathbf{e}_v = e_x \sin \phi - e_y \cos \phi \quad (2)$$

<sup>1</sup> 2001-01-02 收到, 2001-08-13 定稿  
重庆市教委资助项目: 001701

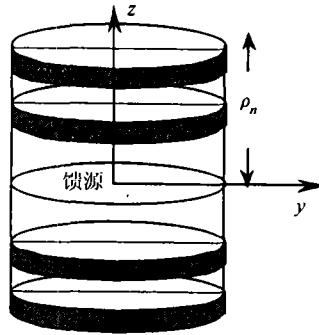


图 1 一维透射式 FZP 圆柱面天线

当这一方向分别为电场强度矢量或磁场强度矢量取向时, 对应地有

$$\begin{aligned} e_h &= e_x \cos \theta \cos \phi + e_y \cos \theta \sin \phi - e_z \sin \theta \\ e_h &= -e_x \cos \theta \cos \phi - e_y \cos \theta \sin \phi + e_z \sin \theta \end{aligned} \quad (3)$$

在任意方向平面波入射的情形下, 可以分为平行极化和垂直极化两种情况分别加以讨论.

2.1 平行极化波 当电场强度矢量位于入射面时, 入射平面波电磁场强度可以表示为

$$\begin{aligned} E_i &= H_0 Z_0 e_h \exp(jk \cdot r) \\ H_i &= H_0 e_v \exp(jk \cdot r) \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $H_0$  为入射平面波磁场振幅,  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$  为自由空间中的波阻抗,  $r$  为位置矢量. 为计算方便, 可取  $H_0 Z_0 = 1$ . 由辅助源法, 菲涅尔开口面上场  $E_i, H_i$  产生的散射电场可表示为

$$E(r) = \frac{1}{4\pi} \int_s [(\mathbf{n} \times \mathbf{E}_i) \times \nabla \varphi] ds - \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_s (\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i) \varphi ds + \frac{1}{4\pi j\omega\mu_0} \int_s [(\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i) \cdot \nabla] \nabla \varphi ds \quad (5)$$

式中  $\varphi = e^{-jkR}/R$ ,  $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ ,  $(x, y, z)$  和  $(x', y', z')$  分别为场、源坐标.

在圆柱面上沿其轴向进行一维菲涅尔区相位修正结构的设计. 选择设计焦点为圆柱面的中心, 则当进行  $1/P$  波长相位修正时, 各菲涅尔区相位修正区域的边界  $\rho_n$  及相位修正量  $\psi_n$  分别可以表示为

$$\begin{aligned} \rho_n &= \pm \sqrt{2nF\lambda_0/P + (n\lambda_0/P)^2} \\ \psi_n &= 2(n-1)\pi/P \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $F$  为设计焦距,  $\lambda_0 = 2\pi/k_0$  为设计波长,  $n$  为菲涅尔区的序号.

在进行一维菲涅尔区相位修正后, 口面场在任意观察点  $P(x, y, z)$  处产生的散射场, 经过一

系列简单的推导可得

$$E_x = \frac{a}{4\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots} \exp(j\psi_n) \int_0^{2\pi} \left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) \frac{(1+jkR)e^{-jkR}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{R^3} (A_1 + B_1) dz' d\alpha \quad (7)$$

$$E_y = \frac{a}{4\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots} \exp(j\psi_n) \int_0^{2\pi} \left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) \frac{(1+jkR)e^{-jkR}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{R^3} (A_2 + B_2) dz' d\alpha \quad (8)$$

$$E_z = \frac{a}{4\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots} \exp(j\psi_n) \int_0^{2\pi} \left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) \frac{(1+jkR)e^{-jkR}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{R^3} (A_3 + B_3) dz' d\alpha \quad (9)$$

其中  $\left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) f(z') dz'$  表示  $\int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} f(z') dz' + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} f(z') dz'$ ,  $a$  为圆柱面的半径, 与设计焦距  $F$  相等. 且有

$$\begin{aligned} A_1 &= \cos\theta \sin(\alpha - \phi)(y - a \sin\alpha) + \sin\theta \cos\alpha(z - z'); & B_1 &= C_1 \cos(\alpha - \phi)(x - a \cos\alpha)(z - z'); \\ A_2 &= -\cos\theta \sin(\alpha - \phi)(x - a \cos\alpha) + \sin\theta \sin\alpha(z - z'); & B_2 &= C_1 \cos(\alpha - \phi)(y - a \sin\alpha)(z - z'); \\ A_3 &= \sin\theta[\sin\alpha(y - a \sin\alpha) + \cos\alpha(x - a \cos\alpha)] + C_2 \cos(\alpha - \phi); & B_3 &= C_1 \cos(\alpha - \phi)(z - z')^2/R^2; \\ C_1 &= \frac{(kR)^2 - 3(1+jkR)}{jk(1+jkR)}; & C_2 &= \frac{(1+jkR) - (kR)^2}{jk(1+jkR)}. \end{aligned}$$

利用 (7)~(9) 式可求得任意方向入射的平行极化波在聚焦区域内所产生的聚焦场分布.

2.1 垂直极化波 当电场强度矢量垂直于入射面时, 入射平面波电磁场强度可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= H_0 Z_0 \mathbf{e}_v \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{H}_i &= H_0 \mathbf{e}_h \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (10)$$

经过一系列类似的处理, 可求得在聚焦区域内任意观察点  $P(x, y, z)$  处产生的散射场分布为

$$E_x = \frac{a}{4\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots} \exp(j\psi_n) \int_0^{2\pi} \left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) \frac{(1+jkR)e^{-jkR}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{R^3} (A'_1 + B'_1) dz' d\alpha \quad (11)$$

$$E_y = \frac{a}{4\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots} \exp(j\psi_n) \int_0^{2\pi} \left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) \frac{(1+jkR)e^{-jkR}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{R^3} (A'_2 + B'_2) dz' d\alpha \quad (12)$$

$$E_z = \frac{a}{4\pi} \sum_{n=1,2,3,\dots} \exp(j\psi_n) \int_0^{2\pi} \left( \int_{\rho_{n-1}}^{\rho_n} + \int_{-\rho_n}^{-\rho_{n-1}} \right) \frac{(1+jkR)e^{-jkR}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{R^3} (A'_3 + B'_3) dz' d\alpha \quad (13)$$

且有

$$\begin{aligned} A'_1 &= -\cos(\alpha - \phi)(y - a \sin\alpha) + C_2 \sin\theta \sin\alpha; & B'_1 &= C_1 C_3 [(x - a \cos\alpha)/R^2]; \\ A'_2 &= \cos(\alpha - \phi)(x - a \cos\alpha) - C_2 \sin\theta \cos\alpha; & B'_2 &= C_1 C_3 [(y - a \sin\alpha)/R^2]; \\ A'_3 &= C_2 \cos\theta \sin(\alpha - \phi); & B'_3 &= C_1 C_3 [(z - z')/R^2]; \\ C_3 &= \sin\theta \sin\alpha(x - a \cos\alpha) - \sin\theta \cos\alpha(y - a \sin\alpha) + \cos\theta \sin(\alpha - \phi)(z - z'). \end{aligned}$$

### 3 数值计算结果及分析

为了进行数值计算, 选择一组设计参数为: 焦距长度  $F = 0.5\text{m}$ , 工作波长  $\lambda = 0.075\text{m}$ , 圆柱面菲涅尔区总数为 10, 菲涅尔区相位修正因子  $P = 4$ . 根据其应用的特性, 本文将着重分析平行极化波入射时焦线上场的  $E_z$  分量沿焦线的变化规律. 此时, 由于柱面结构的对称性, 聚焦场分布与方位角  $\phi$  无关, 故只需考察  $XOZ$  面内的场分布特点.

3.1 圆柱 FZP 天线的偏轴扫描特性 图 2 是利用 (9) 式得到的一组沿焦线方向聚焦场随入射角的变化关系曲线. 曲线①, ②和③分别对应正入射和倾斜  $15^\circ$ ,  $-15^\circ$  入射的情形. 观察所

得结果可以看出: (1) 来波在一定的空间角域范围内沿不同入射角度入射时, 圆柱 FZP 天线均能形成良好聚焦的场分布, 即该 FZP 结构具有较好的空间聚焦本领。这一性质, 使其应用于如移动通信这样的复杂多径环境时, 有其潜在的优势。(2) 当来波偏离设计方向, 即当入射平面波斜入射时, 在聚焦场关于入射方向对称的另一侧能形成一个新的焦点, 且焦点处聚焦场幅度变化不大。(3) 当入射角在一定范围内改变时, 聚焦场波束的主瓣位置与入射角度变化规律呈准线性关系, 主瓣电平略有下降, 主瓣同时相应展宽, 同时第一副瓣电平略有升高。以上结果表明, 圆柱 FZP 天线具有良好的偏轴扫描特性。同时, 由于这一特点, 使得我们可以通过考察聚焦散区聚焦场分布而获得空间来波的有关信息, 实现如空间来波方向的自适应估计等。这种基于变换域内实现空间波达方向估计的方法, 与传统的基于来波相位分布的 DOA (Direction Of Arrival) 估计相比<sup>[6]</sup>, 有其固有的优越性。

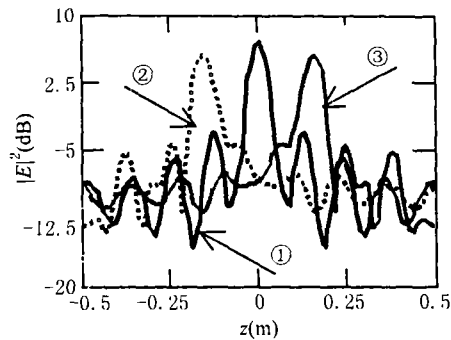


图 2 聚焦场分布随入射角的变化关系

**3.2 圆柱 FZP 天线的频率特性** 当入射频率改变时, 我们仍用前面推导出的 (9) 式计算聚焦散区场。其中, 各菲涅尔区相位修正量及其区域的边界仍取对应设计频率时的值,  $k = 2\pi f/c$ ,  $f$  为此时的工作频率。图 3, 4 给出了一组不同工作频率的正、斜入射波, 圆柱 FZP 透镜天线沿焦线的场分布曲线, 曲线①, ②和③分别对应入射波的工作频率为 4GHz(设计频率), 3GHz 和 5GHz。结果表明: (1) 入射频率变化时, 在 FOV(Field Of View) 区域内, 不同频率的入射波在焦线上对应的最大场值变化甚微。(2) 入射频率变化时, 主波束的宽度发生变化, 且随着频率的增加主波束的宽度依次变窄, 这是高频场的几何光学特性的表现。(3) 当入射频率改变时, 在平面波斜入射的情况下, 不同频率的入射波实际焦点的位置略有变化, 由此说明, 圆柱 FZP 结构具有良好的频率聚焦作用。应用圆柱 FZP 天线的这一性质, 可使我们在对宽带信号的有关处理问题中, 获得对各频谱分量的预加重处理, 从而使得基于频率聚焦变换的相关算法得以更加有效地实现。

#### 4 结束语

通过在圆柱面上进行一维菲涅尔区相位修正结构设计, 从而实现点源馈电组合的新型圆柱透镜天线构型。本文应用辅助源法分析了任意极化入射平面波产生的聚焦场分布, 通过数值计算给出了一组定量分析结果。有关结果表明, 圆柱 FZP 聚焦结构具有良好的偏轴扫描特性及频率聚焦特性。因此, 通过对相关问题的进一步深入分析研究, 可使其在有关的实际工程应用中发挥重要作用。

#### 参 考 文 献

- [1] 杜惠平, 阮颖铮, 一维菲涅尔区相位修正平面反射器的聚焦特性研究, 电子科学学刊, 1994, 16(5), 529-532.

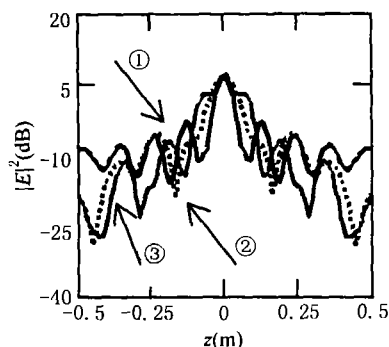


图3 聚焦场分布随入射角波频率的变化关系

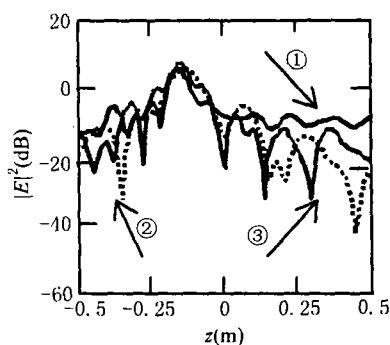


图4 斜入射角平面波聚焦场随频率的变化关系

- [2] 杜惠平, 基于菲涅尔原理的新型反射面天线, 重庆邮电学院学报, 1997, 9(2), 7-9.
- [3] 杜惠平, 一维透射式菲涅尔区相位修正结构的辐射特性, 重庆邮电学院学报, 1999, 11(1), 1-3, 37.
- [4] Y. Ji, M. Fujita, A cylindrical Fresnel zone antenna, IEEE Trans. on AP, 1996, AP-44(9), 1301-1303.
- [5] 杜惠平, 基于菲涅尔区修正结构的多波束自适应天线, 电波科学学报, 1999, 14(1), 116-120.
- [6] 杜惠平, 武刚, 菲涅尔区聚焦多波束天线空间谱估计的性能分析, 电波科学学报, 1999, 14(3), 274-280.

## THE CHARACTERISTICS OF THE FOCUSED FIELDS OF A CYLINDRICAL FRESNEL ZONE PHASE CORRECTING ANTENNA

Jiang Ze\* \*\* Du Huiping\* Ruan Yingzheng\*\*

\*(Dept. of Electron. Eng., Chongqing Univ. of Posts and Tele., Chongqing 400065, China)

\*\* (College of Electron. Eng., Univ. of Electron. Sci. and Tech. of China, Chengdu 610054, China)

**Abstract** The one-dimensional Fresnel zone phase correcting principle can be applied in a cylindrical surface to constructed a new type of point source feeding lens antenna. In this paper, the auxiliary source method is used to evaluate the focused fields of this new lens antenna under arbitrary plane wave incidence, placing emphasis on the analysis of the paraxial scanning performance and frequency properties of the focused fields.

**Key words** Lens antenna, Fresnel zone phase correcting, Auxiliary source method

蒋泽: 男, 1964年生, 副教授, 电子科技大学博士生, 主要从事电磁辐射与散射、智能天线理论方面的研究工作。

杜惠平: 男, 1966年生, 教授, 博士, 研究方向包括电磁辐射与散射、天线与电波传播、移动通信理论等领域。

阮颖铮: 男, 1939年生, 教授, 博士生导师, 研究方向包括电磁辐射与散射、天线与电波传播、雷达目标特性等领域。