

文章编号 1005-0388(2002)01-0038-04

偏馈 FZP 天线的远场辐射特性^{*}

李校林¹ 杜惠平²

(1. 重庆重邮信科股份有限公司, 重庆 400065 2. 重庆邮电学院光电工程学院, 重庆 400065)

摘要 利用物理光学法分析了偏馈 FZP 反射面天线的辐射特性, 考察了喇叭馈源的最强辐射中心带来的影响, 计算机模拟结果表明了该天线具有较好的辐射特性。

关键词 偏馈 FZP 反射面天线 馈源 辐射特性

中图分类号 TN810 文献标识码 A

The radiation field characteristics of the offset FZP antenna

LI Xiao-lin¹ DU Hui-ping²

(1. Chongqing Chongyou Information Technology CO., LTD, Chongqing 400065, China;

2. College of Electrical Engineering, Chongqing University of Posts and
Telecommunications, Chongqing 400065, China)

Abstract Using Physics Optics (PO) method, the radiation fields of offset FZP reflector are calculated when it is illuminated by a scalar horn. Several feed cases are discussed which lead to an optimal feed.

Key words offset FZP antenna feeder radiation characteristics

1 引言

菲涅尔区相位修正平面(Fresnel Zone phase correcting Plate, FZP)的概念, 基于电波传播问题中对影响收发天线间电波传播特性的空间区域所进行的菲涅尔区(Fresnel Zone)划分。这种划分的结果, 产生了一族以收发天线所在点为焦点的椭圆球(壳)体, 当一平面与其轴线正交或斜交时, 则对应的平面将被切割成圆形和椭圆形环带状区域。人为地对上述各环带状区域内波场的相位进行修正, 前者可以构成正馈 FZP 反射面天线^[1, 2], 后者可以构成偏馈 FZP 反射面天线^[3]。将菲涅尔区的相位修正的概念进一步推广到一维和三维的情形后, 出现了许多新型的反射面天线^[4, 6]。

文献^[5]从焦散区场的角度研究 FZP 反射面天线的特性, 而从远区辐射场角度来研究该天线性能的文献较少。偏馈 FZP 反射面天线的反射面是由一系列偏心椭圆环构成, 形状不对称, 研究其远场辐射特性及馈源最强辐射方向不同带来影响, 将有助于

进一步研究了解偏馈 FZP 反射面天线的特性, 本文就此作了深入的研究。

2 偏馈 FZP 天线结构及坐标关系

偏馈 FZP 反射面天线由偏馈 FZP 反射面和馈源两部分组成, 其几何结构及坐标关系如图 1 所示。图中 d 为焦点 F 到 FZP 反射面的距离, θ_0 是设计偏

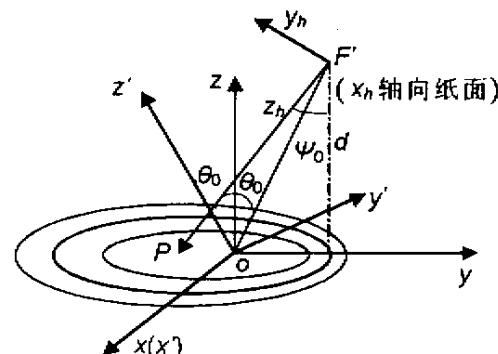


图 1 偏馈 FZP 天线的结构与几何关系

馈角 Ψ_0 是馈源最大辐射方向的倾斜角度 (x, y, z) 为偏馈 FZP 反射面所在的直角坐标系 (R, θ, φ) 为与之对应的球坐标系。 (x_h, y_h, z_h) 为馈源喇叭本地直角坐标系 (ρ, ξ, Ψ) 为对应的球坐标系。 (x', y', z') 为偏馈 FZP 反射面的等效投影面所在的直角坐标系 (r, α, β) 为与之对应的球坐标系。

偏馈 FZP 反射面是利用椭圆形菲涅尔区进行相位修正的结构^[3],各区域的边界由下式决定

$$\frac{x^2}{B_n^2} + \frac{(y + C_n)^2}{A_n^2} = 1 \quad (1)$$

上式中各椭圆形菲涅尔区域的长半轴 $A_n = \frac{1}{\cos\theta_0}$
 $\sqrt{\frac{n^2\lambda^2}{P^2\cos^2\theta_0} + \frac{2n\lambda d}{P\cos\theta_0}}$ 短半轴 $B_n = A_n \cos\theta_0$, 中心点的
 坐标 $C_n = \frac{n\lambda \sin\theta_0}{P\cos^2\theta_0}$, 菲涅尔区域的环序数为 n (且 $n = 0, 1, 2, \dots$) 相位修正因子为 P (如作 $1/2$ 波长相位修正时, $P = 1/2$)。

不妨采用圆锥喇叭馈源作偏馈 FZP 天线的馈源,选取如图 1 所示的馈源本地坐标,使馈源方向图的 E 面和 H 面分别与图 1 中的 $X_h - Z_h$ 和 $Y_h - Z_h$ 平面重合, 馈源辐射总功率为 P_T , 方向性函数为 $G_f(\Psi, \xi)$, 则馈源辐射场可以表示为

$$E_0 = [2\eta_0 P_T]^{1/2} \frac{G_f^{1/2}(\Psi, \xi)}{\rho} e^{-jk_0\rho} \hat{e}_0 \quad (2)$$

式中(ρ, Ψ, ξ)为馈源的本地坐标下的观察点, η_0 为自由空间的波阻抗, k_0 为自由空间中的波数。 \hat{e}_0 是单位极化矢量, 且有

$$\hat{e}_0 = \cos(\xi) \hat{\Psi} - \sin(\xi) \hat{\zeta} \quad (3)$$

不失一般性, 设馈源方向图的主瓣表示为

$$G(\Psi, \xi) = \begin{cases} (\chi m + 1) \cos^m \Psi & 0 \leq \Psi \leq \pi/2 \\ 0 & \text{其它} \end{cases} \quad (4)$$

其中馈源最大辐射方向对准偏馈 FZP 反射面上 P 点, 如图 1 所示。 P 点位置确定分三种情况 ① P 点和偏馈 FZP 反射面所在的坐标原点 O 重合, 这时馈源最大辐射方向沿偏馈 FZP 反射面的焦径方向; ② P 点为 FZP 反射面几何中心点; ③ P 点为焦点 F 与长轴两端点连线夹角的角平分线与反射面的交点。

偏馈 FZP 反射面所在直角坐标系 (x, y, z) 绕 X 轴逆时针旋转 $(180^\circ - \Psi_0)$ 度, 再沿 OF 方向平移 $d/\cos\theta_0$ 后和馈源喇叭的本地坐标重合, 其变换关系为

$$\begin{cases} x = x_h \\ y = d \tan\theta_0 - y_h \cos\Psi_0 - z_h \sin\Psi_0 \\ z = d + y_h \sin\Psi_0 - z_h \cos\Psi_0 \end{cases} \quad (5)$$

确定馈源的照射中心点 P 后, 馈源照射角 Ψ_0 由下式决定

$$\operatorname{tna}\Psi_0 = \frac{\overline{OP} + d \tan\theta_0}{d} \quad (6)$$

其中 \overline{OP} 为馈源照射中心 P 点到坐标原点 O 连线的长度。

3 远区辐射场

利用(2)式和坐标变换关系(5)式, 经推导后, 可以将馈源在反射面所在坐标系下的辐射场分量表达式写为

$$E_i = E_{ix} \hat{x} + E_{iy} \hat{y} + E_{iz} \hat{z} \quad (7)$$

式中

$$\begin{cases} E_{ix} = A(\Psi, \rho, n) [\cos\Psi \cos^2\xi + \sin^2\xi] \\ E_{iy} = A(\Psi, \rho, n) [-\cos\Psi_0 \cos\xi \sin\Psi + \cos\Psi_0 \cos\xi \sin\xi (1 - \cos\Psi)] \\ E_{iz} = A(\Psi, \rho, n) [\cos\Psi_0 \sin\xi \cos\xi - \sin\Psi_0 \cos\xi \sin\xi (1 - \cos\Psi)] \end{cases} \quad (8)$$

其中 $A(\Psi, \rho, n) = [2\eta_0 P_T]^{1/2} \frac{G_f^{1/2}(\Psi, \xi)}{\rho}$, ρ 为馈源到 FZP 面上任一点的距离。

随着照射点位置的变化, 馈源的方位角也跟着变化。为便于计算, 把 Ψ, ξ 表示成 (x, y, z) 坐标系下的量, 则 Ψ, ξ 由下式决定:

$$\cos\Psi = \frac{d \cos\Psi_0 + (d \tan\theta_0 - y) \cos\Psi_0}{\sqrt{x^2 + (y - d \tan\theta_0)^2 + d^2}} \quad (9)$$

$$\cos\xi = \frac{x}{\sqrt{x^2 + \{-d \sin\Psi_0 + (d \tan\theta_0 - y) \cos\Psi_0\}^2}} \quad (10)$$

利用物理光学法计算远区辐射场, 首先计算初级馈源在反射表面所激起的电流, 然后利用朱兰成辐射公式求出电流的辐射场。其中朱兰成辐射公式为

$$\begin{aligned} \epsilon = & \frac{ik}{4\pi} \int_s (\hat{n} \times \hat{E}_s) \times \hat{R}_s \frac{e^{-jkR_s}}{R_s} ds - \\ & \frac{j\omega\mu}{4\pi} \int_s \{\hat{R}_s \times (\hat{n} \times \hat{H}_s)\} \times \hat{R}_s \frac{e^{-jkR_s}}{R_s} ds \end{aligned} \quad (11)$$

\hat{n} 为 FZP 平面的法线单位矢量; \hat{E}_s 和 \hat{H}_s 分别为反射面上的电场和磁场分布; R_s 为反射面上源点到场点的距离。

假射反射面为理想导体, 即有

$$\hat{n} \times \hat{E}_s = 0 \quad (12)$$

反射面表面的磁场分别是入射磁场 \hat{H}_i 和反射磁场 \hat{H}_r 之和, 且只有 X, Y 轴向的场才能激励起电流, 故有

$$\hat{n} \times \hat{H}_s = \frac{2}{\eta_0} (E_{ix} \hat{x} + E_{iy} \hat{y}) \quad (13)$$

将(12)和(13)式代入(11)式并化简得

$$\epsilon = \frac{i}{\lambda} \int_s (E_{ix} \hat{x} + E_{iy} \hat{y}) \frac{e^{-jkR_s}}{R_s} ds \quad (14)$$

进一步把上式表示为球坐标下 $\hat{\theta}, \hat{\varphi}$ 方向的分量, 有

$$\begin{pmatrix} \epsilon_\theta \\ \epsilon_\varphi \end{pmatrix} = \frac{j}{\lambda} \int_s \left(\begin{pmatrix} \cos\theta \cos\varphi E_{ix} + \cos\theta \sin\varphi E_{iy} \\ -\sin\varphi E_{ix} + \cos\varphi E_{iy} \end{pmatrix} e^{-jkR_s} ds \right) \frac{R_s}{R_s} \quad (15)$$

上式可计算各区域在观察点处产生的场强,考虑到各环区的相位修正因子 $e^{-j\varphi_n}$ 后,对所有环区求和,即可求得远区任一点处的合成场。

根据 Rudwing 关于极化的定义,可以写出共极化和交叉极化分量为

$$\begin{bmatrix} E_p \\ E_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos\varphi & \sin\varphi \\ \cos\varphi & \sin\varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_\theta \\ \epsilon_\varphi \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\begin{cases} E_p = -(\cos\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi) \epsilon_x + \\ \quad \sin\varphi \cos\varphi (1 - \cos\theta) \epsilon_y \\ E_q = -\cos\varphi \sin\varphi (1 - \cos\theta) \epsilon_x + \\ \quad (\cos\theta \sin^2\varphi + \cos^2\varphi) \epsilon_y \end{cases} \quad (17)$$

R_S 为空间某一观察点 Q 到 FZP 反射面上任意一点 Q' 的距离, R 为观察点 Q 到坐标原点 O 的距离。则 R_S 可以表示为

$$R_S = \sqrt{R^2 - 2R\sin\theta(x\cos\varphi + y\sin\varphi) + x^2 + z^2} \quad (18)$$

上式经泰勒展开,空间扩散因子中保留一阶项,相位因子中保留二阶项,则(14)式可化为

$$\begin{pmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \end{pmatrix} = \frac{je^{-jkR}}{\lambda R} \int_s \begin{pmatrix} E_{ix} \\ E_{iy} \end{pmatrix} e^{-jk(x\sin\theta\cos\varphi + y\sin\theta\sin\varphi)} ds \quad (19)$$

4 计算结果

4.1 偏馈 FZP 天线的交叉极化和共极化的比较

图 2 为利用物理光学法所计算的偏馈 FZP 反射面,在 XOZ 平面内的远区辐射场的共极化和交叉极化分量曲线。图中采用的 FZP 反射面为半波相位修正结构,设计的偏馈角为 30° ,其椭圆口面的长轴、短轴分别为 25λ 和 21λ ($n = 24$),焦点到反射面的距离 d 为 10λ ,馈源最大照射方向指向坐标原点。计算结果表明:①共极化分量与交叉极化分量相比,交叉极化分量小于 -130dB ;②共极化分量曲线具有不对称性,最大场幅出现在 30° ,一侧的副瓣电平较另一侧的副瓣电平高;③共极化分量的副瓣电平变化平缓。

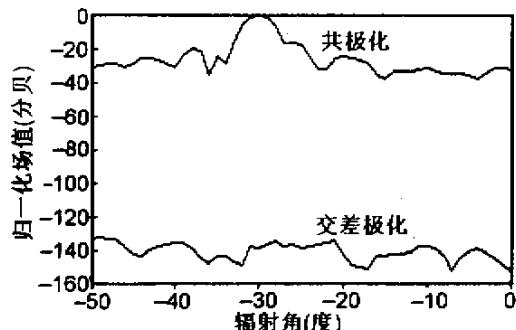


图 2 利用物理光学法计算的偏馈 FZP 的远区场
(参数: $d = 10\lambda$, $2a = 25\lambda$, $2b = 21\lambda$, $\beta_0 = 30^\circ$, $P = 2$)

4.2 馈源指向对远场的影响

为了考察馈源指向对偏馈 FZP 天线的远区辐射场的影响,分以下三种情形来考虑:馈源最大照射方向指向①馈源点和反射面两边缘点连线夹角的角平分线方向,②偏馈 FZP 反射面所在坐标系的坐标原点,③偏馈 FZP 反射面的几何中心。

图 3 给出了一组馈源指向与远区辐射场分布的曲线。图中馈源采用平方余弦分布($m = 2$),偏馈 FZP 反射面为半波相位修正结构,设计的偏馈角为 30° ,椭圆形反射面的长轴、短轴分别为 25λ 和 21λ ($n = 24$),焦点到反射面的距离为 10λ 。图中曲线 1, 2, 3 分别对应上述①②③三种情形。计算结果表明:曲线 1, 2, 3 有相同的变化规律,馈源指向不同,副瓣电平的大小随着变化,曲线 1, 2, 3 的最大副瓣电平分别为 -14dB , -15dB , -16dB 。

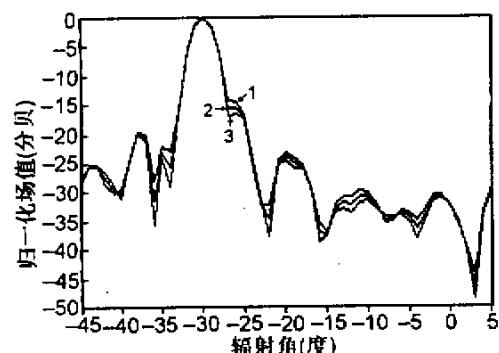


图 3 馈源中心照射点不同的比较
(参数: $d = 10\lambda$, $2a = 25\lambda$, $2b = 21\lambda$, $\beta_0 = 30^\circ$, $P = 2$)

4.3 焦距选择对远场的影响

选择不同焦距,使偏馈 FZP 反射面近似相同,考察焦距对偏馈 FZP 反射面的远区场的影响。图 4 给出了一组不同焦距的远区辐射场分布,图中馈源照射采用平方余弦分布($m = 2$),偏馈 FZP 反射面为半

波相位修正结构 ,设计的偏馈角为 30° ,椭圆形反射面的长轴、短轴分别为 25λ 和 21λ ($n = 24$) ,图中曲线 1, 2, 3 分别对应焦点到反射面的距离为 5λ , 10λ , 15λ 的情形。

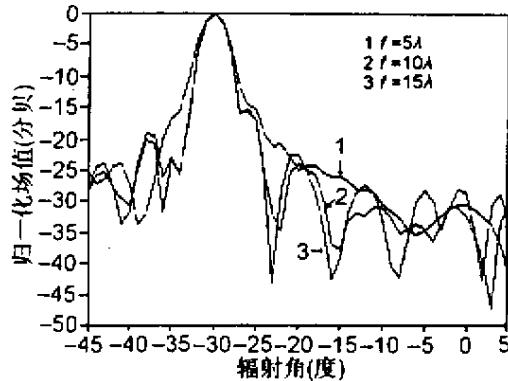


图 4 不同焦距的场幅比较
(参数 : $f_1 = 5\lambda$, $f_2 = 10\lambda$, $f_3 = 15\lambda$,
 $2a = 25\lambda$, $2b = 21\lambda$, $P = 2$, $\theta = 30^\circ$)

结果表明 ①随着焦距增大 ,副瓣电平降低且副瓣的变化趋向有规律 ,曲线 1, 2, 3 对应的最大副瓣电平分别为 -15dB 、 -16dB 和 -16dB ;②曲线 1, 2, 3 在 -30° 方向上场幅达到最大 ,③曲线 1 的主瓣明显比曲线 2 和曲线 3 展宽 ,而曲线 2 和曲线 3 的主瓣几乎重合 ,而副瓣变化较大。

参考文献

- [1] 杜惠平 ,阮颖铮 . 菲涅尔区平面反射器的焦散区场 [J]. 电子科技大学学报 , 1994 , 23(1): 3643.
- [2] 杜惠平 ,阮颖铮 . 一种用于卫星电视接收的 FZP 天线 [J]. 电波科学学报 , 1995 , 10(1,2): 8286.
- [3] 李校林 杜惠平 . 偏馈 FZPA 的焦区场 [J]. 电波科学学报 , 1998 , 13(2): 196200.
- [4] 杜惠平 . 基于菲涅尔原理的新型反射面天线 [J]. 重庆 : 重庆邮电学院学报 , 1997 , 9(2): 79. & 66.
- [5] 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 [J]. 电子科学学刊 , 1994 , 16(5): 529-532.
- [6] Y. Ji , M. Fujita. A Cylindrical Fresnel Zone Antenna [J]. IEEE Transactions on antenna and Propagation , 1996 , 44 (9): 13011303.

李校林 (1969-)男 ,江西人 ,重庆邮电学院讲师 现从事通信工程设计及移动通信技术、天线与电波传播技术等方面的研究。

杜惠平 (1966-)男 ,山西人 ,重庆邮电学院教授、博士 现从事电磁散射与辐射、自适应天线技术及移动通信技术等方面的研究。

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深，让许多工程师望而却步，然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上，我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识，借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养，推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程，化繁为简，直观易学，可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛，让天线设计不再难…



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书，课程从基础讲起，内容由浅入深，理论介绍和实际操作讲解相结合，全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程，可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计，让天线设计不再难…

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程，由经验丰富的专家授课，旨在帮助您从零开始，全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程，边操作边讲解，直观易学；购买套装同时赠送 3 个月在线答疑，帮您解答学习中遇到的问题，让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程，培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合，全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作，同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习，可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试…

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立，一直致力于专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养；后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com)，现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地，成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 ADS、HFSS 等专业软件使用培训课程，广受客户好评；并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书，帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、国人通信等多家国内知名公司，以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年，10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养，更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果，又能免除您舟车劳顿的辛苦，学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲，结合实际工程案例，直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>