

准光学衍射反射式毫米波天线 远场衍射图的计算*

樊仲维

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 应用光学国家重点实验室, 长春 130022)

摘要 应用天线理论中的电流分布法, 首次推导了具有连续位相结构的反射式毫米波衍射天线的远场衍射图计算公式。应用此公式对我们设计的毫米波衍射天线进行了模拟计算, 其结果与实测值比较接近。并地模拟计算结果进行了分析。

关键词: 准光学衍射; 天线; 远场衍射图; 电流分布法

1 引言

具有连续变化的位相结构的衍射元件具有很高的衍射效率, 在光学波段不易制作, 但在毫米波段则很容易实现。利用这个原理设计的毫米波天线称之为衍射天线。这种天线既有薄型化、轻量化和平面化的特点, 又克服了具有离散量化的台阶结构的 Fresnel 波带板天线衍射的效率不高, 电性能不十分理想的缺点^[1,2]。衍射天线表面由若干个三维浮雕环带组成。若天线焦距为 f , 设计波长为 λ 时, 每个环带的半径 r_n 由下式给出^[3]

$$r_n = \sqrt{nf\lambda + (n\lambda)^2} \quad (1)$$

评价天线性能的一个重要的指标是天线辐射电磁波的定向辐射能力。天线辐射的电磁波能量在空间分布是不均匀的, 其定向辐射能力一般用远场功率方向图来表示, 也就是用功率表示的远场衍射强度分布图。当将天线置于原点时, 在等距离 r 的球面上各点的功率通量密度随方位 φ, θ 变化的曲面称为功率方向图。归一化的功率方向图定义为^[4]

$$P(\varphi, \theta) = \frac{P(\varphi, \theta)}{P_M} \quad (2)$$

* 国家自然科学基金、应用光学国家重点实验室基金资助项目

收稿日期: 1996年7月24日

$P(\varphi, \theta)$ 为方位 φ, θ 的功率通量密度, P_M 功率通量密度的最大值。

一般地, 功率方向图是一个形状复杂的三维曲面, 完全进行计算十分困难, 因此通常考察两个互相垂直的平面上的方向图, 称为主平面方向图: 一个是由最大辐射方向和电场矢量方向决定的平面, 称为 E-面; 另一个是由最大辐射方向和磁场矢量方向决定的平面, 称为 H-面。这两个主平面上的方向图是不相同的。有的关于 Fresnel 波带板天线的文献在进行分析时常常引用标量衍射理论的某些结论^[5]。然而这种方法的缺陷是很明显的: 光学标量衍射理论没有考虑电磁场的极化状态, 也就是偏振态。具有任意极化状态的电磁波在经过圆对称形状的孔径后, 其远场衍射图也是圆对称的, 无法对实际情况进行说明。因此不能满足毫米波衍射天线方向图分析的需要。

实际使用时, 天线总是与馈源构成一个组合系统。馈源发出的电磁波在天线的反射面上激发出感应电流, 由感应电流第二次辐射在空间形成一定的电磁波能量分布。据此来分析远场的能量分布状况, 就是天线理论中的电流分布法^[6]。它能比较准确地反映出具有不同的极化状态的电磁波在远场的不同主平面上的分布状态, 具有明显的物理意义。本文应用天线理论中的电流分布法, 首次推导了具有连续位相结构的反射式的毫米波衍射天线的远场衍射图计算公式。应用此公式对我们设计的毫米波衍射天线进行了模拟计算, 其结果与实际测量结果比较接近。

2 理论分析

具有连续位相结构的反射式衍射天线, 其反射表面由若干个相互之间具有一定的位相补偿关系的共焦点的抛物面环带组成。因此, 公式的推导将针对抛物反射面进行, 同时考虑不同环带之间的位相关系。为公式推导起见, 建立如图1所示的三个坐标系, 分别为:

- 1) 以天线反射面中心为原点的直角坐标系 (x, y, z) ;
- 2) 为表述馈源以天线的焦点为原点的球坐标系 (ρ, ξ, ψ) ;
- 3) 为表述远场性质以天线的焦点为原点的球坐标系 (r, φ, θ) 。

在焦点处的馈源, 设其方向图的主平面 E 面和 H 面分别与图1中的 xz 面及 yz 面重合, 也就是说, 馈源辐射的电磁波电场矢量的偏振方向于 xz 面平行。辐射功率为 P_r , 增益函数在球坐标系 (ρ, ξ, ψ) 中表述为 $G_f(\xi, \psi)$, 则在 (ξ, ψ) 方向, 馈源向单位角内辐射的功率为^[7]

$$P(\xi, \psi) = \frac{P_r}{4\pi} G_f(\xi, \psi) \quad (3)$$

在本文中用下标 i 表示入射场量, 下标 r 表示反射场量。在距焦点 ρ 处, 单位立体角内辐射的功率与电场强度大小 E_i 的关系为

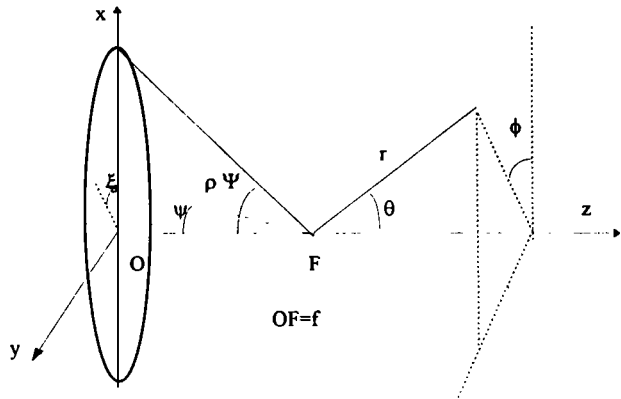


Fig. 1 Geometrical parameters for the reflection diffraction

$$P(\xi, \Psi) = \frac{s}{\frac{1}{\rho^2}} = \frac{\rho^2}{2} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} E_i^2 \quad (4)$$

式中 ϵ, μ 分别为介电常数和磁导率, s 为玻印亭矢量 s 的大小。那么在反射镜面上任意一点 (ρ, ξ, Ψ) 入射电场矢量为

$$E_i = \left[\left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{P_T}{2\pi\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{[G_i(\xi, \Psi)]^{\frac{1}{2}}}{\rho} e^{-jk\rho} e_{Ei} \quad (5)$$

e_{Ei} 为入射电场的极化方向的单位矢量, k 为波矢。假定反射镜面是理想导体, 其电导率为无穷大。此时导体完全反射入射的电磁波^[8], 有

$$J_s = n \times H = n \times (H_i + H_r) \quad \text{及}$$

$$n \times (E_r + E_i) = 0 \quad \text{因而} \quad n \times (e_{Ei} + e_{Er}) = 0 \quad (6)$$

J_s 为感应电流, H 为磁场强度, e_{Er} 为反射电场极化方向的单位矢量。对理想导体, 在反射面上同一点反射电场矢量与入射矢量数值相等。则反射电场可以写为

$$E_r = \left[\left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{P_T}{2\pi\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{[G_r(\xi, \Psi)]^{\frac{1}{2}}}{\rho} e^{-jk\rho} e_{Er} \quad (7)$$

对于理想导体, 反射波和入射波磁场的切向分量相等。又由几何光学可知, 经反射镜面反射后, 反射波沿 z 轴方向传播, 其方向单位矢量 i_z 。沿用平面波中电场强度与磁感应强度的关系, 则面电流可以写为

$$J_s = 2(n \times H_r) = \left[8 \left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{P_T}{2\pi\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{[G_f(\xi, \Psi)]^{\frac{1}{2}}}{\rho} [n \times (i_z \times e_{Er})] e^{-jk\rho} \quad (8)$$

其中

$$n \times (i_z \times e_{Er}) = (n \cdot e_{Er}) i_z - (n \cdot i_z) e_{Er} \quad (9)$$

可见反射镜面上所产生的感应电流既有与 z 轴方向 i_z 平行分量, 又有和与反射场电矢量极化方向 E_r 平行的分量。由于反射波沿 z 轴传播, 故反射波的极化方向 e_{Er} 与 xy 平面平行。图2为抛物面的感应电流 J_s 分布在 xy 平面上的投影。可以看出感应电流除了有与入射电场极化方向相同的分量外, 还有与之垂直的分量, 也就是天线理论中所谓的交叉极化分量。

在分析远场电场强度状况时, 把每一个镜面单元看作电基本振子, 远场任意一点的电场强度为镜面上所有单元对该点贡献之和。对于距焦点足够远的任意一点 $p(r, \varphi, \theta)$, 其电场强度可由下述公式给出^[9]

$$E_P = - \frac{i\omega\mu}{2\pi r} e^{-jk r} \int_{s_0} (n \times H_i - [n \times H_i] \cdot r_0) \rho_0 r_{0d} ds \quad (10)$$

式中, s_0 为反射镜面积, 对于衍射天线上式积分实际是反射天线的各个环带的面积分之和。 ρ_0 和

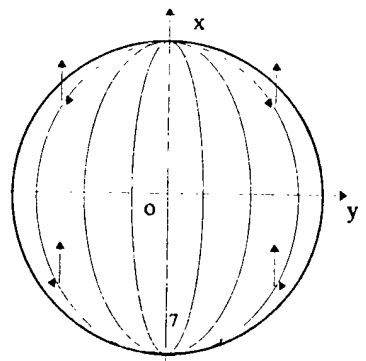


Fig. 2 Surface-current distribution on paraboloidal reflector

r_0 分别为反射镜面上面元 d_s 和所求场点的单位方向矢量。

由于 $r_0 \times E_P = 0$, 因而 E_P 与传播方向 r_0 垂直。代入感应电流的表达式并将 E_P 分解为 E_θ 和 E_φ 两个分量, 相应的单位方向矢量为 i_θ 和 i_φ 分别代表沿着 θ 和 φ 增加的方向。

$$E_\theta = - \frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{\frac{1}{2}} i_\theta \cdot F \quad (11a)$$

$$E_\varphi = - \frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{P_T}{2\pi} \right]^{\frac{1}{2}} i_\varphi \cdot F \quad (11b)$$

式中, 矢量 F 为

$$F = \int_0^{2\pi\psi} \frac{[G_f(\xi, \psi)]^{\frac{1}{2}}}{\rho} [\mathbf{n} \times (\mathbf{i}_z \times \mathbf{e}_{Er})] \cdot e^{-jk\rho[1 + \cos\psi\cos\theta - \sin\psi\sin\theta\cos(\xi - \varphi)]} \cdot \rho^2 \sin\psi \sec \frac{\psi}{2} d\psi d\xi \quad (12)$$

ψ 为天线口径相对于焦点的半张角。为得到更为清晰的表达式, 需要对(12)式简化。

$$\begin{aligned} & - j k \rho [1 + \cos\psi\cos\theta - \sin\psi\sin\theta\cos(\xi - \varphi)] = \\ & - j 2kf \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \tan^2 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) + j 2kf \sin\theta \cos(\xi - \varphi) \tan \frac{\psi}{2} \end{aligned} \quad (13)$$

如果不做进一步的简化, 式中矢量运算比较困难。这主要是由于 \mathbf{e}_{Er} 要满足式(6)所要求的边界条件, 在反射镜面上不同的点它的方向也不同。并且它的解析表达式也很复杂。在此我们假设面电流均匀分布, 即在任意一点的 \mathbf{e}_{Er} 均与在 H- 面上的值相等以作为进一步简化的依据, 并且积分时设馈源辐射方向图是圆对称的。此时 \mathbf{e}_{Er} 可以用 \mathbf{i}_x 替代。利用公式(其中 α 可以是任意值)

$$\int_{-\alpha}^{\alpha} e^{\pm j\alpha \cos \xi} d\xi = 2\pi J_0(\alpha) \quad (14a)$$

$$\int_{-\alpha}^{\alpha} \cos \xi e^{j\alpha \cos \xi} d\xi = 2\pi J_1(\alpha) \quad (14b)$$

$$\int_{-\alpha}^{\alpha} \sin \xi e^{j\alpha \cos \xi} d\xi = 0 \quad (14c)$$

(12)式可以化为

$$\begin{aligned} F = & - 4\pi f \left[\mathbf{i}_x \cdot \mathbf{J}_0 \left(2kf \sin\theta \tan \frac{\psi}{2} + \mathbf{i}_z \cdot \mathbf{j} \cdot \tan \frac{\psi}{2} \cdot \cos\varphi \times \right. \right. \\ & \left. \left. J_1 \left(2kf \sin\theta \tan \frac{\psi}{2} \right) G_f(\psi) \cdot e^{-j2kf \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \tan^2 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)} \tan \frac{\psi}{2} d\psi \right] \end{aligned} \quad (15)$$

由图2所示面电流的对称性, 远场辐射图中仅 $\varphi = 0$ 和 $\varphi = \pi/2$, 即 E- 面和 H- 面上电场强度的极化方向与 xz 面平行, 即在 E- 面上只有 E_θ 分量, 在 H- 面上只有 E_φ 分量。由(11)式和(15)式, 考虑到衍射天线由 M 个环带构成, 每个环带的焦距分别为 f_m , 第 m 个环带起始及终止位置相对焦点的半张角分别为 ψ_1 和 ψ_2 , 则 E- 面和 H- 面的场强方向图可依次表述为

$$\begin{aligned} E_{E- \text{面}} = & A \int_{\psi_1}^{\psi_2} \left[J_0 \left(2kf_m \sin\theta \tan \frac{\psi}{2} \right) \cos(\theta) - j J_1 \left(2kf_m \sin\theta \tan \frac{\psi}{2} \right) \cdot \right. \\ & \left. \sin\theta \tan \frac{\psi}{2} \right] \cdot f_m G_f^{\frac{1}{2}}(\psi) \tan \frac{\psi}{2} e^{-j2kf_m \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \tan^2 \frac{\psi}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)} d\psi \end{aligned} \quad (16a)$$

$$E_{H-面} = A \int_{\psi_1}^{\psi_2} [J_0(2kf_m \sin\theta \tan \frac{\Psi}{2}) \cdot f_m G_f^{\frac{1}{2}}(\Psi) \cdot \tan \frac{\Psi}{2} e^{-j2kf_m(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \tan^2 \frac{\Psi}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2})}] d\Psi \quad (16b)$$

其中, $A = -\frac{j\omega\mu}{2\pi r} e^{-jkr} \left[\left(\frac{\epsilon}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{P_T}{2\pi r} \right]^{\frac{1}{2}}$ 是与距离有关的常数。注意 $E_{E-面}$ 的方向随 θ 角不断变化, 而 $E_{H-面}$ 的方向始终与 x 轴平行。这就是电场在 $E-$ 面和 $H-$ 面分布的显著区别。当观察的范围较小时, $\theta \rightarrow 0$, (16a) 式中积分核的第二项近似为零, (16a) 与 (16b) 两式的大小相等。将 (16) 式平方后对 $\theta = 0$ 的值作归一化处理, 即得到天线的功率方向图。

3 实验结果

我们在1995年首次设计并制作了一个 Kinoforn 型的反射式毫米波衍射天线。天线的设计参数为

设计频率: $\nu = 36$ GHz; 焦距: $f = 400$ mm; 相对孔径: $D/f = 1$;

衍射天线的基底是金属铝板, 表面由六个高度为四毫米左右的浮雕环带组成, 采用数控机床车削加工制作。为加工方便起见其中外面的四个环带的截面轮廓为三角形。同年11月在上海电子物理所进行测量, 1996年2月在航天总公司二院207所进行的复测。结果表明, 它具有良好的电性能指标。具有一定的实用价值。图3给出了实测时所用的馈源的方向图。运用 (16a) 和 (16b) 式, 我们对所设计的衍射天线进行了模拟分析。在进行模拟分析时馈源的方向图采用 E 面和 H 面平均值, 图4为模拟的实测的功率方向图结果。

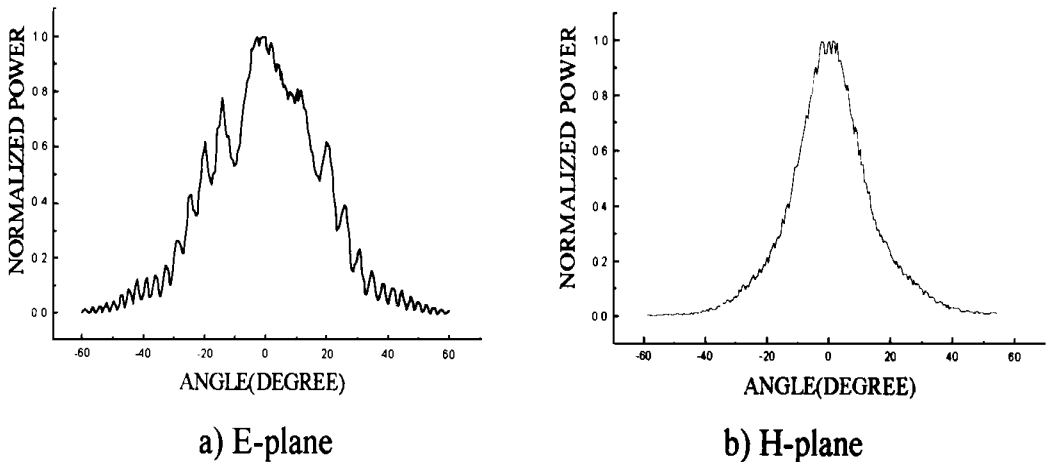


Fig. 3 Patterns of the horn

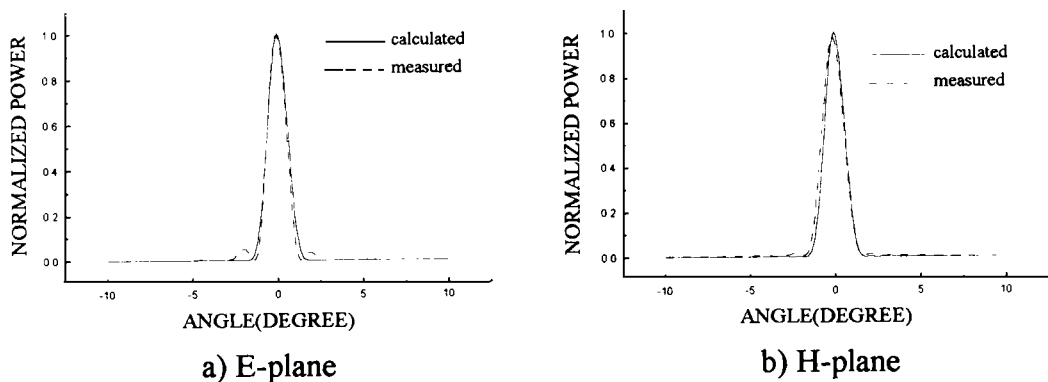


Fig.4 Principal plane patterns of the designed diffraction antenna

模拟计算的 E- 面和 H- 面的方向图差别不大, 这一是由于模拟计算的是近轴的结果; 二是在公式推导过程中, 假设天线的馈源辐射的方向图为圆对称造成。在我们实际测量过程中所使用的圆锥喇叭 E- 面和 H- 面方向图差别比较大, 造成两个主面的实测方向图差别比较大。模拟和实测的结果相比较, 在主瓣范围内吻合得较好, 第一旁瓣位置很接近, 但幅值有所差别。分析造成这种差别的原因, 主要有如下两点:

- 1) 衍射天线表面浮雕结果的环状尖棱感应了一定数量的电荷, 它会影响远场衍射方向图, 使旁瓣电平升高。在我们的推导中并没有计入它的影响;
- 2) 外面的四个环带的截面轮廓为三角形, 使远场衍射的中心环带能量降低, 旁瓣的能量升高。

4 结 论

应用天线理论中的电流分布法, 推导出的具有连续位相结构的反射式的毫米波衍射天线的远场衍射图计算公式, 能比较准确地反应出远场衍射的分布, 且具有比较简洁表达式。应用此公式对我们设计的毫米波衍射的天线进行了模拟计算, 其结果与实际测量结果比较接近。为衍射天线的分析提供了一种简洁的近似手段。对远场衍射图更为精确的分析, 需要其它的一些辅助方法, 如考虑环状尖棱产生电荷的影响, 从而对上述公式进行修正。这些有待更进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Huder B, Menzel W. Flat Printed Reflector Antenna for mm-Wave Applications. Electronics Letters, 1988, 24(6): 318 ~ 319
- [2] Guo Y J, Barton S K. Multilayer Phase Correcting Fresnel Zone Plate Reflector Antennas. International Journal of Satellite Communications, 1993, 11: 75 ~ 80

- [3] Black D N, Wiltse J C. Millimeter-Wave Characteristics of Phase-Correcting Fresnel Zone Plates. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1987, 35: 1123
- [4] 谢宗浩, 刘雪樵. 天线. 北京: 北京邮电学院出版社, 1992
- [5] Black D N, Wiltse J C. Millimeter-Wave Characteristics of Phase-Correcting Fresnel Zone Plates. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1987, 35: 1128
- [6] 王朴中, 石长生. 天线原理. 北京: 清华大学出版社, 1993. 140~142
- [7] Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. New York: McGraw-Hill Book Company Inc. 1949. 418
- [8] Born M, Wolf E. Principles of Optics. New York: Pergamon Press, 1980. 559
- [9] Silver S. Microwave Antenna Theory and Design. New York: McGraw-Hill Book Company Inc. 1949. 149

Calculation of Far-Field Diffractive Pattern for Quasi-Optical Diffraction Millimeter Reflector with Continuous Phase Structure

Fan Zhongwei, Lu Zhenwu and Liao Jianghong

(State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022)

Abstract

The far-field diffractive pattern calculating formula for diffraction antenna with continuous phase structure is derived by current-distribution method in antenna theory for the first time. The simulative calculation is made for a millimeter diffraction antenna. The results are close to the measured data. The simulative result is analyzed.

Key words: Quasi-optical diffraction, Antenna, Far-field diffractive pattern, Current-distribution method

樊仲维 男, 1965年生于吉林。1986年毕业于浙江大学光学仪器工程学系。1986-1990年在中国科学院长春光学精密机械研究所工厂从事光学仪器的设计工作。1992年毕业于吉林工业大学应用物理系并取得硕士学位。现在中国科学院长春精密机械研究所应用光学国家重点实验室攻读博士学位。主要研究方向是衍射光学元件的设计理论和工艺研究。