

MoM-PO 混合法分析带旋转体罩的天线

邹艳林, 刘其中, 郭景丽

(西安电子科技大学 天线与微波技术重点实验室, 陕西 西安 710071)

摘要: 针对电大尺寸天线-旋转体天线罩系统, 提出了一种基于模式分解技术的 MoM-PO 混合分析方法. 为了充分利用旋转体天线罩结构上的特性, 通过模式分解技术对所分析的问题进行降维处理. 在每个模式下, 采用物理光学法确定天线罩壁上较平坦区域的等效电磁流分布, 并将其嵌入矩量法矩阵方程中来减少待求量的数目. 该方法降低了计算复杂度和内存需求量, 能够对电大尺寸天线-旋转体罩系统进行快速准确的分析.

关键词: 模式分解; 矩量法; 物理光学法; 天线罩

中图分类号: TN820 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-2400(2007)04-0566-04

Analysis of antennas with the body of revolution radome using the hybrid MoM-PO method

ZOU Yan-lin, LIU Qi-zhong, GUO Jing-li

(Key Lab. of Antennas and Microwave Technology, Xidian Univ., Xi'an 710071, China)

Abstract: This paper presents a hybrid method of moments-physical optics (MoM-PO) method based on the mode decomposition technique for the analysis of the electrically large antenna-body of revolution (BOR) radome system. For the BOR radome, due to its rotation-symmetric property, the mode decomposition technique can be used to reduce the dimension of the problem. For each mode, the equivalent electric and magnetic currents in the flat region of the radome are determined by physical optics (PO), which are then integrated into the method of moments (MoM) equation to eliminate the number of unknowns. This method dramatically reduces the computation complexity and memory demand, and then it can analyze the large scale antenna-BOR radome system efficiently.

Key Words: mode decomposition; method of moments; physical optics; radome

为了使天线免受外界环境和空气动力学的影响, 通常在飞机、导弹等的天线外部安装特殊形状的天线罩. 由于天线和天线罩之间的相互作用, 加装天线罩后天线的辐射特性会发生改变, 如方向图的畸变和衰减, 瞄准误差的产生等^[1]. 为了分析天线罩对天线性能的影响, 对天线-天线罩进行一体化分析是非常必要的.

许多学者利用不同的方法对这一问题进行了研究, 这些方法大体分为两类, 即高频方法^[2,3]和低频方法^[4,5]. 高频方法虽然能够对天线罩问题进行快速分析和计算, 但是它基于“局部平面结构”的假设, 应用范围受到限制, 得到的是一种近似分析结果. 传统的低频方法可以准确地分析所研究的问题, 但是它的内存需求量大且计算时间长, 适合于分析电小尺寸的问题. 由于常用的天线罩一般为旋转体结构, 为了利用这种结构上的特性来减少计算量, 可以对天线在罩壁上的入射场以及罩表面的等效电磁流进行模式分解^[6], 利用模式之间的正交性实现对问题的降维处理. 在每个独立的模式下, 可以采用高低频结合的方法^[7,8]来进行分析. 笔者首先建立起整个问题的矩量法方程, 然后用物理光学法确定天线罩侧壁较为平坦区域的等效电磁流分布, 并将其融入矩量法方程中来减少待求量的数目.

收稿日期: 2006-09-01

基金项目: 国家部委预研基金资助(410010202)

作者简介: 邹艳林(1980-), 女, 西安电子科技大学博士研究生.

1 表面积分方程的建立

天线罩壁将整个空间分为 3 个区域, 天线罩内部为区域 1, 罩壁介质层为区域 2, 外部为区域 3, 如图 1 所示. 内表面 S_1 上等效电流和磁流分别为 \mathbf{J}_1 和 \mathbf{M}_1 , 外表面 S_2 上的等效电流和磁流分别为 \mathbf{J}_2 和 \mathbf{M}_2 . 应用等效原理建立表面积分方程如下

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{n}}_1 \times \{ [L(S_1, S_1; R_1) + L(S_1, S_1; R_2)] \mathbf{J}_1(\mathbf{r}) - [K(S_1, S_1; R_1) + K(S_1, S_1; R_2)] \cdot \\ \mathbf{M}_1(\mathbf{r}) + L(S_1, S_2; R_2) \mathbf{J}_2(\mathbf{r}) - K(S_1, S_2; R_2) \mathbf{M}_2(\mathbf{r}) \} \quad , \\ \hat{\mathbf{n}}_1 \times \mathbf{H}^i(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{n}}_1 \times \left\{ [K(S_1, S_1; R_1) + K(S_1, S_1; R_2)] \mathbf{J}_1(\mathbf{r}) - \left[\frac{1}{\eta_1} L(S_1, S_1; R_1) + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{1}{\eta_2} L(S_1, S_1; R_2) \right] \mathbf{M}_1(\mathbf{r}) + K(S_1, S_2; R_2) \mathbf{J}_2(\mathbf{r}) + \frac{1}{\eta_2} L(S_1, S_2; R_2) \mathbf{M}_2(\mathbf{r}) \right\} \quad , \\ \mathbf{0} = \hat{\mathbf{n}}_2 \times \{ L(S_2, S_1; R_2) \mathbf{J}_1(\mathbf{r}) - K(S_2, S_1; R_2) \mathbf{M}_1(\mathbf{r}) + [L(S_2, S_2; R_3) + L(S_2, S_2; R_2)] \cdot \\ \mathbf{J}_2(\mathbf{r}) - [K(S_2, S_2; R_3) + K(S_2, S_2; R_2)] \mathbf{M}_2(\mathbf{r}) \} \quad , \\ \mathbf{0} = \hat{\mathbf{n}}_2 \times \left\{ K(S_2, S_1; R_2) \mathbf{J}_1(\mathbf{r}) + \frac{1}{\eta_2} L(S_2, S_1; R_2) \mathbf{M}_1(\mathbf{r}) + [K(S_2, S_2; R_2) + K(S_2, S_2; R_3)] \cdot \right. \\ \left. \mathbf{J}_2(\mathbf{r}) + \left[\frac{1}{\eta_2} L(S_2, S_2; R_2) + \frac{1}{\eta_3} L(S_2, S_2; R_3) \right] \mathbf{M}_2(\mathbf{r}) \right\} \quad , \end{cases} \quad (1)$$

式中 \mathbf{E}^i 和 \mathbf{H}^i 表示天线在天线罩内壁上的入射场, $\hat{\mathbf{n}}_1$ 和 $\hat{\mathbf{n}}_2$ 分别表示内外表面的法向单位矢量, η_i ($i = 1, 2, 3$) 表示各区域的波阻抗. $L(S_i, S_j; R_k)$ 与 $K(S_i, S_j; R_k)$ ($i = 1, 2; j = 1, 2; k = 1, 2, 3$) 分别表示 L 算子及 K 算子的观察点位于 S_i 表面上, 积分域为 S_j 表面, 格林函数域为区域 k . 算子 L 和 K 定义为

$$L_i \mathbf{X}(\mathbf{r}) = j\omega\mu_i \int_{\partial R_i} \left[\mathbf{X}(\mathbf{r}') + \frac{1}{\omega^2 \mu_i \epsilon_i} \nabla \nabla' \cdot \mathbf{X}(\mathbf{r}') \right] G_i ds' \quad , \quad (2)$$

$$K_i \mathbf{X}(\mathbf{r}) = \int_{\partial R_i} \mathbf{X}(\mathbf{r}') \times \nabla G_i ds' \quad , \quad (3)$$

其中, 下标 i 表示计算域, ∂R_i 表示积分域, $G_i = \frac{\exp(-jk_i R)}{4\pi R}$ 表示格林函数, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ 表示场点和源点的距离, \mathbf{r} 和 \mathbf{r}' 分别表示场点和源点的位置矢量.

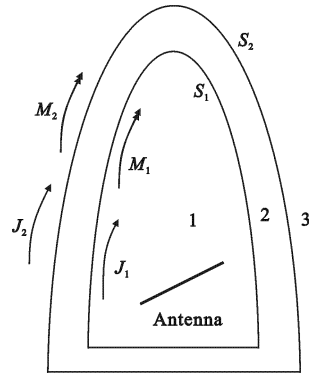


图 1 计算模型

2 模式分解

为了便于利用结构上的特性, 在天线罩的表面上引入局部坐标系 (n, ϕ, t) , 旋转轴为 z 轴, $\hat{\mathbf{n}}$ 是法向单位矢量, $\hat{\mathbf{t}}$ 是沿母线切向的单位矢量, $\hat{\boldsymbol{\phi}}$ 是沿方位角方向的单位矢量, 满足 $\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\boldsymbol{\phi}} = \hat{\mathbf{t}}$, 如图 2 所示. 首先将天线在罩的内表面上的辐射场以局部坐标系分量来表示. 由于其 2π 周期性, 可以利用 Fourier 变换将切向场分量展开为 Fourier 级数, 在此称为对入射场的模式分解.

将天线罩内表面上的入射电场 \mathbf{E}^i 表示为

$$\mathbf{E}^i = E_t^i(t, \phi) \hat{\mathbf{t}} + E_\phi^i(t, \phi) \hat{\boldsymbol{\phi}} + E_n^i(t, \phi) \hat{\mathbf{n}} \quad , \quad (4)$$

其中
$$E_t^i(t, \phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{t,n}^i(t) \exp(jn\phi) \approx \sum_{n=-N}^N \tilde{E}_{t,n}^i(t) \exp(jn\phi) \quad , \quad (5)$$

$$\tilde{E}_{t,n}^i(t) = (1/(2\pi)) \int_0^{2\pi} E_t^i(t, \phi) \exp(-jn\phi) d\phi \quad . \quad (6)$$

$E_\phi^i(t, \phi)$ 以及 \mathbf{H}^i 的各分量的展开方式同 $E_t^i(t, \phi)$, 由于方程(1)仅根据天线罩表面的切向场分量建立, 所以在此不考虑法向分量.

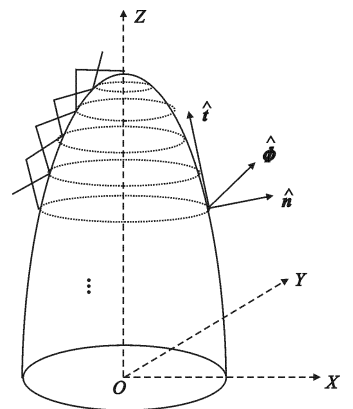


图 2 天线罩坐标系及剖分示意图

在每个模式下,将天线罩内外表面划分为若干与旋转轴垂直的环面,沿母线方向选用三角形函数作为基函数,如图 2 所示.则内外表面上的电流和磁流展开为如下形式

$$\mathbf{J}_1(\mathbf{r}) = \sum_{n,k} (a_{1,nk}^t \mathbf{J}_{1nk}^t - a_{1,nk}^\phi \mathbf{J}_{1nk}^\phi) \quad (7a)$$

$$\mathbf{M}_1(\mathbf{r}) = \eta_0 \sum_{n,k} (b_{1,nk}^t \mathbf{J}_{1nk}^t - b_{1,nk}^\phi \mathbf{J}_{1nk}^\phi) \quad (7b)$$

$$\mathbf{J}_2(\mathbf{r}) = \sum_{n,k} (a_{2,nk}^t \mathbf{J}_{2nk}^t - a_{2,nk}^\phi \mathbf{J}_{2nk}^\phi) \quad (7c)$$

$$\mathbf{M}_2(\mathbf{r}) = \eta_0 \sum_{n,k} (b_{2,nk}^t \mathbf{J}_{2nk}^t - b_{2,nk}^\phi \mathbf{J}_{2nk}^\phi) \quad (7d)$$

其中 $a_{i,nk}$ 和 $b_{i,nk}$ 是待求的展开系数,下标 i 表示内外表面, n 表示模式, k 表示基函数编号.基函数 \mathbf{J}_{nk}^t 和 \mathbf{J}_{nk}^ϕ 的表达式如下:

$$\mathbf{J}_{nk}^t = \hat{\mathbf{t}}(T_{ik}(t)/\rho_i(t)) \exp(jn\phi) \quad (8a)$$

$$\mathbf{J}_{nk}^\phi = \hat{\boldsymbol{\phi}}(T_{ik}(t)/\rho_i(t)) \exp(jn\phi) \quad (8b)$$

其中 T_{ik} 是覆盖 i 表面第 k 个基函数的三角形函数, $\rho_i(t)$ 是 t 处对应的半径值.

由于天线罩结构上的旋转对称性,方程(1)中各个模式之间可以去耦,即一个特定模式的场源只能激励出该模式的感应电磁流,这样就可以单独处理每个模式.由式(7),(8)可以看出,在每个模式下,等效电流和等效磁流沿 ϕ 向的分布特性均已知(为 $\exp(jn\phi)$),故只有 t 向分布特性待求,因此基于面积分方程的二维问题转化为若干模式下的一维问题来处理,能够大量降低内存需求量和计算时间.

3 MoM-PO 混合

经过模式分解处理后,方程(1)转化为一组独立模式下的方程,可单独求解每个方程.如上所述,由于等效电磁流在每个模式下的 ϕ 向分布特性均是确定的,故只有 t 向分布特性待求.沿 t 向(即母线方向)用三角形函数作为基函数并采用伽略金检验,便可得到矩量法矩阵方程.假设天线罩内外表面上的基函数个数均为 N ,由于天线罩表面的切向场和等效电磁流在天线罩坐标系下均分解为 t 向分量和 ϕ 向分量,则方程(1)所对应的矩阵方程的阻抗矩阵元素应为 $8N \times 8N$ 个.对于电大尺寸天线罩(比如罩高接近 100 个波长),矩量法收敛所需的 N 值较大,此时存储阻抗矩阵元素所需的内存和求解矩阵方程所花的时间仍然很可观.

为了进一步降低内存需求和计算时间,此时考虑采用 MoM-PO 混合的方法.首先,在天线罩侧壁较为平坦的区域(如图 3 所示)采用 PO 来确定其等效电流和磁流分布.为了将 PO 区域的计算结果嵌入矩阵方程,计算出来的 PO 区域的电流和磁流也必须展开成相同的三角基函数的形式,求出相应的等效电磁流系数.然后,将 PO 区域电磁流的贡献从矩阵方程的左边移到右边,和入射电磁场一起作为 MoM 区域等效电磁流的激励源.这样就将矩量法方程的未知数个数从 $8N$ 减少至 $8N_{\text{MoM}}$ 个(N_{MoM} 表示矩量法区域的基函数个数).由于天线罩表面较平坦区域占据天线罩面积的绝大部分,故 N_{MoM} 比 N 小得多,此时处理矩阵方程所需的内存和计算时间都会大大降低.

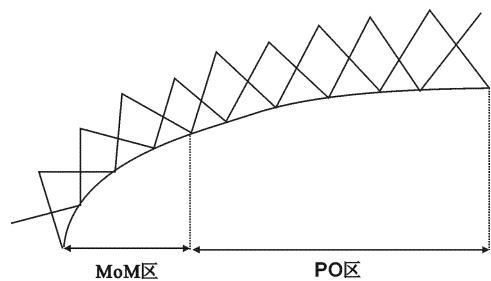


图 3 天线罩表面分区示意图

4 数值计算结果

用文中的方法来分析一个缝隙阵天线通过高为 53.65 波长,底面直径为 24.89 波长的天线罩后的方向图.图 4 是缝隙阵天线旋转角度为 0° 时天线与罩的相对位置示意图.对这一规模的天线罩,若不利用其结构上的特性,且采用单一的矩量法来进行分析,在普通的 PC 机上计算无法进行,而采用文中所述方法在数小时内即可完成计算.为了验证算法的准确性,首先将天线罩的相对介电常数和相对磁导率设为 1.0,损耗角

正切设为零(即此时罩为“空气”介质罩),计算天线旋转角度为 10° 时透过罩的方向图.由图5可见,计算出的天线经过“空气”罩后的方向图与天线方向图在主瓣和近副瓣区几乎完全重合,只是在远副瓣区由于数值计算误差二者略有区别,由此可验证文中所述方法的准确性.在此基础上,将该天线罩的相对介电常数取为2.9,损耗角正切取为0.005,计算得到的传输衰减为0.3 dB,瞄准误差为0.698 mrad.这一结果与实测结果吻合良好,进一步验证了文中方法的准确性.

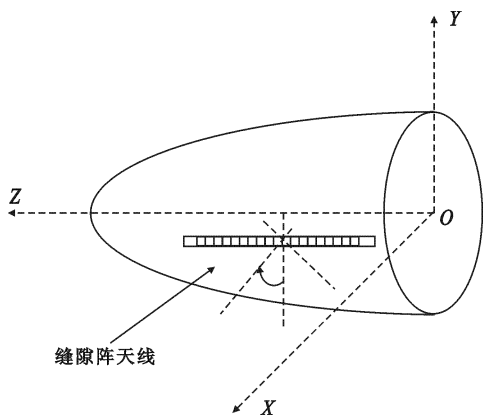


图4 缝隙阵天线与天线罩的相对位置示意图

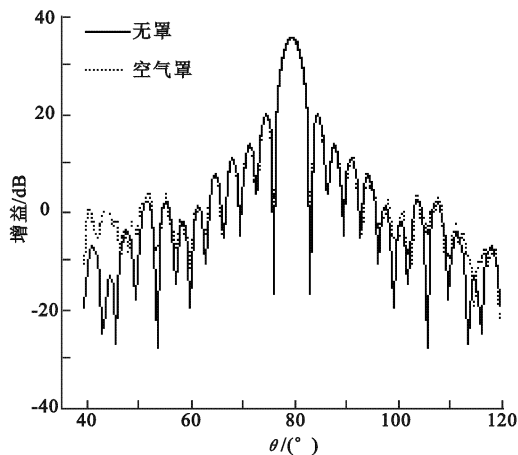


图5 缝隙阵天线通过“空气”罩后的方向图

5 结束语

对天线-天线罩系统进行快速准确分析一直是计算电磁学领域的难点问题,笔者采用基于模式分解技术的MoM-PO混合方法来解决这一问题.对于旋转体天线罩,充分利用其旋转对称特性,通过模式分解技术将基于电磁场面积分方程的二维问题转化为若干独立模式下的一维问题来求解.在每个模式下,采用MoM-PO混合方法进行分析,既利用了低频方法的准确性,又降低了计算复杂度.文中通过对一个带罩缝隙阵天线的计算,证明了该方法的准确性.由于该方法极大地降低了计算复杂度和内存需求量,从而能够实现对电大尺寸天线——旋转体天线罩系统的快速准确分析.

参考文献:

- [1] Orta R, Tascone R, Zich R. Performance Degradation of Dielectric Radome Covered Antennas[J]. IEEE Trans on AP, 1988, 36(12): 1707-1713.
- [2] Gao X J, Felsen L B. Complex Ray Analysis of Beam Transmission through Two-dimensional Radomes[J]. IEEE Trans on AP, 1985, 33(9): 963-975.
- [3] Einziger P D, Felsen L B. Ray Analysis of Two-dimensional Radomes[J]. IEEE Trans on AP, 1983, 31(3): 870-884.
- [4] Arvas E, Ponnappali S. Scattering Cross Section of a Radome of Arbitrary Shape[J]. IEEE Trans on AP, 1989, 37(5): 655-658.
- [5] Gordon R K, Mittra R. Finite Element Analysis of Axisymmetric Radomes[J]. IEEE Trans on AP, 1993, 41(7): 975-980.
- [6] Mautz J R, Harrington R F. Electromagnetic Scattering from a Homogeneous Material Body of Revolution[J]. AEÜ, 1979, 33(2): 71-80.
- [7] Moneum M A A, Shen Z, Volakis J L, et al. Hybrid PO-MoM Analysis of Large Axi-symmetric Radomes[J]. IEEE Trans on AP, 2001, 49(12): 1657-1666.
- [8] Zhai Huiqing, Li Long, Liang Changhong. The Hybrid Method of MoM-PO for Antenna Radiation of Line-surface Structure Objects[J]. Journal of Xidian University, 2003, 30(4): 502-505.