

波导缝隙阵天线的电磁散射特性分析与校验

张 民¹, 吴振森¹, 郭立新¹, 印国泰²

(1. 西安电子科技大学理学院, 陕西西安 710071; 2. 航空航天部 207 所, 北京 100854)

摘要: 本文提出利用矩量法和等效边缘电磁流方法混合研究波导馈电的缝隙阵天线的频率响应和散射问题, 得到数值结果. 分析了基函数的确定法则和波导缝隙阵天线的频率特性的决定因素, 确定了计算波导缝隙阵天线散射特性时波导的作用是不可忽略的. 通过实验校验, 分析了理论计算的误差来源, 充分证实了本文方法的有效性和准确性.

关键词: 电磁散射; 波导缝隙天线; 矩量法; 等效边缘电磁流法

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2002) 03-0413-03

Analysis and Verification on the EM Scattering Characteristics of the Waveguide Slots Antenna

ZHANG Min¹, WU Zhen sen¹, GUO Li xin¹, YIN Guo tai²

(1. School of Science, Xidian Univ., Xi'an, Shaanxi 710071, China; 2. Institute 207 of China Aerospace Second Academy, Beijing 100854, China)

Abstract: A numerical technique employing the MOM and MEC is presented to study the scattering from slots antenna fed by waveguides with arbitrary terminations, and the frequency response and the RCS are obtained numerically. The rule to determine the number of the base functions is given in detail. It's shown the effect of the waveguides on scattering can not be neglected. By comparing the numerical results with experimental data, the applicability and the validity of the method are established and the errors of numerical results are analyzed.

Key words: EM scattering; waveguide fed slots antenna; MOM; MEC

1 引言

波导馈电的缝隙阵天线具有广泛的应用. 目前对天线辐射特性的研究较多, 而对其散射特性的研究较少. 但是, 在复杂目标散射研究时, 对天线的散射研究是有十分重要意义的, 尤其在军用目标特性的分析中. 从国外文献来看^[1-4], 现有研究缝隙天线散射问题的方法, 基本上是假设缝隙处于一无限大导体平板上, 只考虑缝隙上场的散射, 而不考虑有限导体甚至波导的影响. 通过实验测量和理论分析发现, 这种处理方法是存在缺陷的, 尤其对于较低频情况. 本文采用等效边缘电磁流方法^[5]和矩量法混合研究圆波导缝隙阵天线的散射特性. 在计算中忽略波导壁厚度的影响, 计算缝隙上的场分布时, 假设缝隙阵处在一有限大导体平板上, 而计算天线阵的散射场时, 则通过叠加缝隙阵的散射场及有限大导体平板的散射场来近似. 通过计算研究发现, 有限尺寸导体平板的散射场(包括边缘绕射场)以

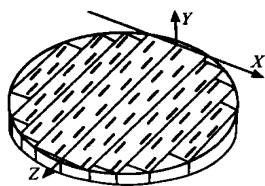


图1 缝隙天线的几何结构示意图

及波导的作用在计算中是不可忽略的, 采用叠加二者的散射场, 将更接近实际情况. 实际测量证实了本文方法的可行性.

2 基本原理

波导馈电的缝隙天线结构如图1所示. 根据场的等效原理, 由表面磁场的连续性, 建立缝隙等效磁流满足的表面积分方程为

$$\sum_j H_{ti}^{in}(M_j) + \sum_j H_{ti}^{ex}(M_j) = H_{ti}^{pri} \quad (1)$$

其中, 下标 ti 表示切向分量, H^{in} , H^{ex} 分别表示内部磁场及外部磁场, H^{pri} 为没有缝隙时, 入射场及导体平板的反射场之和, M_j 为第 j 个缝隙上的等效磁流.

对于大多数的应用来说, 缝的宽度很窄, 因此假设缝上电场只有沿宽度方向的分量, 且沿宽度方向大小不变, 从而磁流只有 z 分量. 为了求解缝隙上的磁流, 将磁流用全域正弦基函数展开

$$M_j = \hat{z} M_j = \hat{z} \sum_q^N V_q B_q(z) \quad (2)$$

$$B_q(z) = \sin\left[\frac{q\pi}{L}(L+z-z_j)\right] \quad (3)$$

其中, L 为缝隙的长度, z_j 为第 j 个缝的中心位置. 应用 Galerkin 方法, 可将积分方程转化为如下的矩阵方程

$$[\bar{Y}_{pq}^j] \times [V_q] = [I_{\mu}] \quad (4)$$

其中, 当第 i, j 个缝在同一根波导上时, $Y_{pq}^j = Y_{pq}^j(\alpha) + Y_{pq}^j(in)$, 不在同一波导上时 $Y_{pq}^j = Y_{pq}^j(\alpha)$. 而 $Y_{pq}^j(\alpha)$, $Y_{pq}^j(in)$ 分别为外部空间及波导内部的广义导纳矩阵, 分别满足

$$Y_{pq}^j(A) = -j\omega\epsilon_0 \iint_{S_i} \iint_{S_j} G_{zz}^A(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sin B_{pi}(z) \sin B_{qj}(z') ds ds' \quad (5)$$

其中, A 为 α 或 in , G_{zz}^{α} 为半自由空间并矢格林函数的 zz 分量,

$$G_{zz}^{\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \frac{e^{-jkR}}{2\pi R}, R \text{ 为源点与场点的距离. } G_{zz}^{in} \text{ 为波导并矢格林函数的 } z \text{ 分量, } G_{zz}^{in}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) g_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

$$g_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{j\epsilon_m \epsilon_n}{2abk_{mn}^2} \frac{j\epsilon_m \epsilon_n}{2abk_{mn}^2} e^{jk_{mn}|z-z'|} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cdot \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} \quad (6)$$

其中, $\epsilon_m = \begin{cases} 1, m=0 \\ 2, m \neq 0 \end{cases}$, $k_{mn} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$, k 为自由空间的波数, a, b 为波导的宽边及窄边尺寸. 运用分部积分, 并注意消除积分的奇异性, 经复杂的运算, 可得到外部空间的广义导纳矩阵元素的表达式为

$$Y_{pq}^{ii}(\alpha) = \frac{1+(-1)^{p+q}}{2\pi} \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{L}{\sin\theta}} + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{w}{\sin\theta}} \right\} \cdot e^{-jk\rho} F(\rho, \theta) d\rho d\theta \quad (7)$$

$$F(\rho, \theta) = \begin{cases} \frac{2(w - \rho \sin\theta)}{k_p^2 - k_q^2} [k_p(k^2 - k_q^2) \sin(k_q \rho \cos\theta) - k_q(k^2 - k_p^2) \sin(k_p \rho \cos\theta)], p \neq q \\ (w - \rho \sin\theta) [(L - \rho \cos\theta)(k^2 - k_p^2) \cos(k_i \rho \cos\theta) + \frac{1}{k_p}(k^2 + k_p^2) \sin(k_p \rho \cos\theta)], p = q \end{cases} \quad (8)$$

波导内部耦合的广义导纳矩阵元素的表达式为

$$Y_{pq}^j(in) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^j \frac{k_p k_q (k^2 - k_{mn}^2) \exp(jk_{mn}(z_i - z_j))}{(k_p^2 - k_{mn}^2)(k_q^2 - k_{mn}^2) k_{mn}} \cdot [1 - (-1)^p e^{\pm jk_{mn}L}] [1 - (-1)^q e^{\mp jk_{mn}L}] \quad (9)$$

当 $z_i > z_j$ 时, 土取上符号, $z_i < z_j$ 时, 取下符号. 当 $z_i = z_j$ 时,

$$Y_{pq}^j(in) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^{ii} \frac{-jL(k^2 - k_p k_q)}{(k_q^2 - k_{mn}^2)} \delta_{pq} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^{ii} \frac{2k_p k_q (k^2 - k_{mn}^2)}{(k_p^2 - k_{mn}^2)(k_q^2 - k_{mn}^2) k_{mn}} \cdot \begin{cases} 1 - e^{jk_{mn}L}, p, q \text{ 均为偶数} \\ 1 + e^{jk_{mn}L}, p, q \text{ 均为奇数} \end{cases} \quad (10)$$

其中, $B_{mn}^j = \frac{j\epsilon_m \epsilon_n w^2}{2ab} \text{sinc}^2\left(\frac{m\pi w}{2a}\right) \cos\left(\frac{m\pi x_i}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi x_j}{a}\right)$, $k_p = \frac{p\pi}{L}$,

$k_q = \frac{q\pi}{L}$, w 为缝隙的窄边尺寸.

由于设导体平板无限大, 因此在表面上反射磁场与入射磁场相等, 则激励列矩阵的元素可由入射场表示为

$$I_{pi} = \frac{2jZ_0 w k_p H_z^{inc}}{k_p^2 - k_z^2} \text{sinc}\left(\frac{k_i w}{2}\right) e^{-j(k_x x_i + k_z z_i)} e^{jk_z L/2}$$

$$\cdot [1 - (-1)^p e^{-jk_z L}] \quad (11)$$

其中, k_{ix} , k_{iz} 为入射波矢量 k_i 的 x, z 分量. 从而, 缝隙上等等效磁流产生的远区散射场可表示为

$$H^s(\mathbf{r}) = -j\omega\epsilon_0 \frac{\exp(-jkr)}{2\pi r} (\theta_s \theta_s + \varphi_s \varphi_s) \cdot \sum_{i=1}^M \iint_{S_i} M_i e^{jk_s \cdot \mathbf{r}'} ds' = -j\omega\epsilon_0 \frac{\exp(-jkr)}{2\pi r} (\theta_s \theta_s + \varphi_s \varphi_s) \cdot \sum_{i=1}^M \left\{ e^{j(k_x x_i + k_z z_i)} e^{-jk_z L/2} w \text{sinc}\left(\frac{k_x w}{2}\right) \cdot \left[\sum_{p=1}^N \frac{V_{ip} k_p (1 - (-1)^p e^{jk_z L})}{k_p^2 - k_z^2} \right] \right\} \quad (12)$$

其中, k_{sx} , k_{sz} 为散射波矢量 k_s 的 x, z 分量.

另外, 在计算给出的圆形缝隙阵天线的散射特性时, 应将有限大导体平板的作用考虑进去, 利用修正劈表示的等效电磁流方法来计算. 具体方法可参考文献[5], 这样可以考虑边缘绕射等因素, 提高计算精度.

3 波导缝隙阵天线的频率响应特性

计算天线缝隙阵的散射特性时, 必须考虑缝隙阵的频率

响应特性, 以判断谐振频率及计算可靠性. 关于波导缝隙阵天线的频率响应特性, 请参考作者在文献[6]中所作的讨论, 这里只给出实验校验的缝隙天线的频率响应特性. 图 2 给出了圆波导缝隙阵天线的后向散射截面当入射角为 $\theta_i = 45^\circ$, $\varphi_i = 0^\circ$ 时, 在不同的基函数个数下的频率响应特性. 圆形缝隙阵天线的尺寸为: 半径 155mm, 相邻两缝隙宽间距近似为 3.6mm, 缝隙长宽分别为 $16.38 \times 2.66\text{mm}$, 波导长宽分别为 $21.2 \times 5.22\text{mm}$, 总缝数 112 缝, 8 个波导. 计算频率范围从 4GHz~40GHz, 覆盖了所有的 C, X, Ka, Ku 波段.

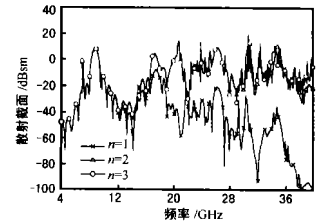


图 2 圆波导缝隙阵天线基函数不同时的频率响应特性

4 散射特性计算的实验验证与分析

根据前述分析理论和某研究所提供的实测数据, 对缝隙阵天线的理论计算进行了验证. 实验所测的圆形缝隙阵天线的尺寸同前描述. 实测频率分别为 3GHz, 9.16GHz, 16GHz. 可以看到, 理论结果和实际测量吻合的比较, 充分证实了我们计算方法的正确性.

图 3 为圆波导缝隙阵天线后向散射截面在 3GHz 的理论计算和实测结果. 通过比较计算和理论分析表明, 在低频时, 计及有限圆盘场是必需的, 不能只考虑缝隙的散射场. 误差主要来源于圆盘场的计算, 约为 $\leq 3-5\text{dB}$.

图 4 为 9.16GHz 的缝隙天线散射截面理论计算和实测结果比较. 图中 w 极化的两个侧峰对应的很好, 而在 0 度时有一定的误差, 但是明显可以看到理论计算值在 0 度也有一个下降的趋势, 通过理论分析和计算测试, 我们认为误差主要来源于缝隙天线的尺寸参数测量和前边提到的缝隙间距近似, 因此频率点在垂直入射时和缝隙尺寸有谐振因素, 所以会

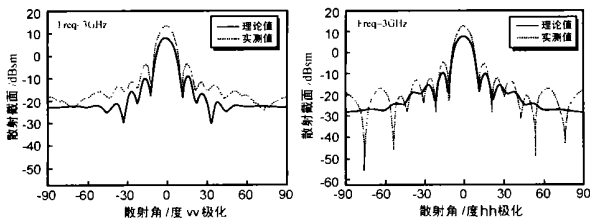


图 3 缝隙天线后向电磁散射截面(频率 3GHz)

在 0 度处有误差, 而 hh 极化实测非 0 度对应, 因而吻合较好。

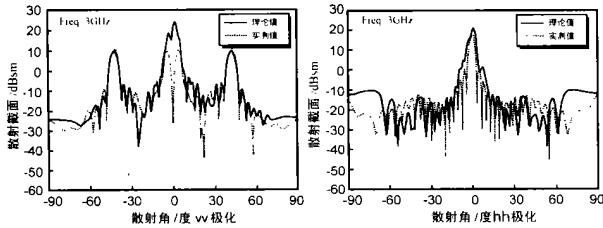


图 4 缝隙天线后向电磁散射截面(频率 9.16GHz)

图 5 为 16GHz 计算和实测结果, 从图中可以看到, 理论与实际测量吻合的相当好。图中同时给出了只考虑缝隙场的计算结果, 表明高频时缝隙场在总场计算中占主要地位, 但仍需要考虑有限尺寸的圆盘场, 同时, 也表现出对观察方位角的选择性。充分证明了我们分析方法和理论计算的正确性, 同时也说明 9.16GHz 在 0 度的误差应该是谐振频率点的原因。

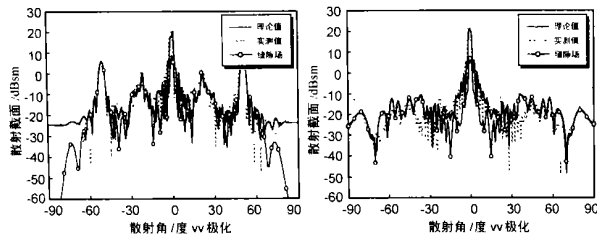


图 5 缝隙天线后向电磁散射截面(频率 16GHz)

对于其中的误差来源, 主要是以下几点: (1) 缝隙阵天线的各种计算尺寸误差, 这里要特别提出的是, 由于测量关系, 计算中对缝隙间距我们采用了近似计算, 导致一定误差。(2) 谐振频率点计算的不准确性, 由于测量频率与缝隙特征长度有谐振尺寸, 因而造成部分位置计算的不吻合。但是, 从比较可以看到, 本文提出的计算方法是正确的, 即使有谐振点的不准确, 也反映出测量的特性。通过理论校模, 可以肯定本文提出采用混合方法计算缝隙阵天线的 RCS 的正确性。

5 结论

从计算和实验校模中可以得到以下的结论:

在用全域基函数对缝隙上等效磁流展开时, 往往只取少数基函数即可满足要求。

缝隙散射的强弱与入射场的方向密切相关, 因为入射方向不同, 其在缝隙上激励起的纵向等效磁流的大小也就不同。在低频率时, 天线的散射主要来自于大的导体平板, 缝隙的散射很小可以忽略, 随频率的升高, 缝隙的散射增强, 除了平板的镜向散射方向以外, 散射主要由缝隙散射决定。

波导的作用是不可忽略的, 不能简单的将缝隙阵看作是大的导体平板上的缝隙阵。

总之, 将等效电磁流方法和矩量法混合开展缝隙阵天线的电磁散射特性研究, 可以得到高精度的数值结果, 应用于整个雷达舱等复杂结构中的 RCS 计算中。

参考文献:

- [1] G X Fan, J M Jin. Scattering from a cylindrically conformal slotted waveguide array antenna [J]. IEEE Tran. Antennas and Propagation, 1997, 45(7): 1150-1159.
- [2] L G Josefsson. Analysis of longitudinal slots in rectangular waveguides [J]. IEEE Tran. Antenna and Propagation, 1987, 35(12): 1351-1357.
- [3] J Chen, J M Jin. Electromagnetic scattering from slot antennas on waveguides with arbitrary terminations [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 1995, 10(5): 286-291.
- [4] L Josefsson. Slot coupling and scattering [A]. IEEE Antennas Propagation Int. Symp [C], Dallas, TX, June 1990, 942-945.
- [5] 吴振森, 张民. 修正劈表示的边缘等效电磁流的改进及在电磁散射中的应用 [J]. 电子学报, 1998, 26(9): 11-14.
- [6] Zhang Min, Wu Zhensen. The application of MOM and EECs on EM scattering from slot antennas [J]. Jour. of EM Wave and Application, 1999, 13(6): 813-814.

作者简介:



张 民 男, 1968 年生于山东省莱州市。1990 年毕业于陕西师范大学物理系, 目前在西安电子科技大学博士后流动站工作和学习, 主要从事随机介质中波传播和目标电磁散射特性的理论及应用研究。



吴振森 男, 1946 出生于湖北省沙市。西安电子科技大学理学院教授、博士生导师。近年来主要从事随机介质、非均匀介质中电磁(光)波的传播与散射、目标激光散射特性的研究, 在国内外发表学术论文 200 余篇。