

# 多层电厚微带天线的阻抗特性\*

李 立

(中科院空间科学与应用研究中心, 北京)

杨 渊, 黎荣龙

(北京邮电学院, 北京)

**摘要** 本文提出了一种多层介质电厚微带天线的一种分析方法。从无界空间中的电并矢格林函数出发, 导出了分层介质中任意一点具有任意取向的水平电偶极子场的表达式。以此为基础, 利用 Richmond 反作用积分方程, 建立了关于贴片上电流分布的积分方程。通过适当选取电流基函数, 使本方法适用于电厚介质微带天线。应用 Galerkin 方法建立矩阵方程。借助于计算机求解该矩阵方程, 可得到天线的各项特性。文中用实例进行了验证。

**关键词** 天线; 微带天线; 多层介质。

## 一、引言

微带天线是一种新型的天线, 其发展前景相当广阔。研究多层和电厚介质微带天线的特性, 是当前的一个重要发展方向, 但至今尚无成熟的普适计算方法。本文先推导出平面分层介质中水平电偶极子激励的场强, 然后应用 Richmond 反作用方程, 在馈针电流均匀分布的前提下, 列出贴片电流的积分方程, 采用 Galerkin 法进行了阻抗的计算。贴片电流分为两部分, 一部分是正则分布的, 采用磁壁谐振腔的顶壁模式电流为基函数和检验函数, 包括 TM 和 TE 两类模在内; 一部分是馈针顶部向外扩散的电流, 即附壁模式, 具有奇异性。应用感应电动势法求得天线的阻抗。关于分层介质中电振子的场, 由于假定了馈针电流是已知的, 并应用了倒易原理, 因而省去了铅垂振子场的计算。本文以含空气隙微带天线为例进行了分析, 对于任意多层电厚微带天线的情况, 可用类似的方法处理。

## 二、分层介质中平面电流产生的场

设无界空间中有一任意取向位于原点的水平电偶极子 (HED), 其电流密度可写作

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \hat{x}J_x\delta(\mathbf{r}') + \hat{y}J_y\delta(\mathbf{r}') \quad (1)$$

利用自由空间的并矢格林函数, 并将球面波以圆柱函数的连续谱展开, 得到的场分布为

\* 1988年10月14日收到, 1989年4月14日修改定稿

$$E_x = \pm \frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho^2 (J_x \cos \varphi + J_y \sin \varphi) J_1(k_\rho \rho) e^{\pm ik_z z} \quad (2)$$

$$H_x = -\frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho^2}{k_z} (J_y \cos \varphi - J_x \sin \varphi) J_1(k_\rho \rho) e^{\pm ik_z z} \quad (3)$$

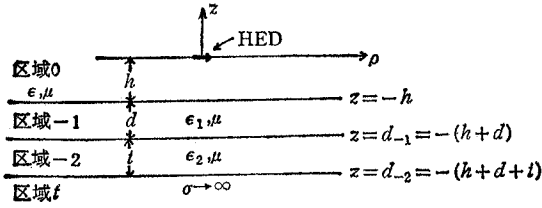


图 1 分层介质中的 HED

在分层介质中, 电磁波在分界面上产生反射波和透射波. 空间中某点的场应为沿  $+z$  和  $-z$  两个方向传播的波的迭加. 含空气隙微带天线是四层介质的情况, 如图 1 所示.

在区域 0 中,

$$E_{0z} = \frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho^2 (J_x \cos \varphi + J_y \sin \varphi) J_1(k_\rho \rho) (A_{0\pm} e^{-ik_z z} + B_{0\pm} e^{ik_z z}) \quad (4)$$

$$H_{0z} = -\frac{i}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho^2}{k_z} (J_y \cos \varphi - J_x \sin \varphi) J_1(k_\rho \rho) (C_{0\pm} e^{-ik_z z} + D_{0\pm} e^{ik_z z}) \quad (5)$$

上式脚标中,  $z > 0$  时取正号,  $-h < z < 0$  时取负号.

在区域  $l$  ( $l \neq 0$ ) 中,

$$E_{lz} = \frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho^2 (J_x \cos \varphi + J_y \sin \varphi) J_1(k_\rho \rho) \times (A_l e^{-ik_z z} + B_l e^{ik_z z}) \quad (6)$$

$$H_{lz} = -\frac{i}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho^2}{k_z} (J_y \cos \varphi - J_x \sin \varphi) J_1(k_\rho \rho) \times (C_l e^{-ik_z z} + D_l e^{ik_z z}) \quad (7)$$

根据 HED 所处介质层中向  $+z$  和  $-z$  方向看去的分层介质的总反射系数<sup>[4]</sup>, 可确定区域 0 中波的幅度, 再由波矩阵, 可确定其他区域中波的幅度<sup>[5]</sup>.

如果 HED 是位于  $z = 0$  平面上任一点, 这相当于在上述结果中将坐标原点移到  $z = 0$  平面上某一点. 利用坐标变换, 将上述结果在平移后的坐标中表示, 则得分层介质中, 位于  $xy$  平面上任一点  $(\rho', \varphi', 0)$ , 具有任意取向的 HED 的场的表达式<sup>[6]</sup>, 即

$$E_{lx}^d = \frac{i}{4\pi\omega\epsilon} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho^2 \left\{ \sum_{n=0}^\infty \left[ \frac{2n}{k_\rho \rho} J_\varphi J_n(k_\rho \rho) \sin n(\varphi - \varphi') - \frac{2}{1 + \delta_{0n}} J_\rho J_n'(k_\rho \rho) \cos n(\varphi - \varphi') \right] J_n(k_\rho \rho') \right\} \times (A_l e^{-ik_l z} + B_l e^{ik_l z}) \quad (8)$$

$$H_{lx}^d = \frac{i}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho^2}{k_z} \left\{ \sum_{n=0}^\infty \left[ \frac{2}{1 + \delta_{0n}} J_\varphi J_n'(k_\rho \rho) \cos n(\varphi - \varphi') \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2n}{k_0 \rho} J_n J_n(k_0 \rho) \sin n(\varphi - \varphi') \Big] J_n(k_0 \rho') \Big\} \\
 & \times (C_1 e^{-ik_{1z} z} + D_1 e^{ik_{1z} z}) \quad (9)
 \end{aligned}$$

如果场源不是 HED, 而是  $xy$  平面上的一个面电流分布, 则

$$E_{1z} = \iint_{\text{patch}} E_{1z}^d \rho' d\rho' d\varphi' \quad (10)$$

$$H_{1z} = \iint_{\text{patch}} H_{1z}^d \rho' d\rho' d\varphi' \quad (11)$$

垂直于  $z$  轴的横向场分量  $\mathbf{E}_t$  可借助于纵向场量来表示<sup>[1]</sup>, 即

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{k_\rho^2} \left[ \nabla_t \frac{\partial E_{1z}}{\partial z} + i\omega\mu \nabla_t \times \mathbf{H}_{1z} \right] \quad (12)$$

### 三、贴片电流积分方程

微带采用同轴馈电, 其激励效果可以用等效电流表示<sup>[2]</sup>,

$$\mathbf{J}_t = I_0 \boldsymbol{\phi} \quad (13)$$

其中

$$\boldsymbol{\phi} = \hat{z} / (2\pi R) \quad (14)$$

该电流存在于同轴线内导体的圆柱表面,  $R$  为探针半径.

$\mathbf{J}_t$  产生的场, 由贴片所散射. 依据等效原理和互易定理, 可建立贴片电流积分方程. 由 Richmond 反作用积分方程<sup>[3]</sup>可得

$$\iint_{\text{patch}} \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_t dS' + \iint_{\text{Source}} \mathbf{J}_t \cdot \mathbf{E}_t dS' = 0 \quad (15)$$

其中  $\mathbf{E}_t$  为检验电流所激励的场,  $\mathbf{J}$  为待求的贴片电流.

### 四、基函数的选取

当微带天线用探针馈电时, 贴片上的电流在与探针的接触点附近就会有一个奇异点<sup>[4]</sup>, 因为探针附近的场具有奇异性. 所以可在电流展开式中, 加一奇异电流项  $\mathbf{J}^S$ , 即令

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}^S + \mathbf{J}^R \quad (16)$$

式中  $\mathbf{J}^S$  是探针所引起的奇异电流部分, 是馈针顶部向外扩散的电流;  $\mathbf{J}^R$  是贴片电流的正则部分. 根据在散射问题中对附壁模的研究, 采用半径为  $C$  的磁壁谐振腔的 TM 零阶模电流为奇异电流的渐近表达式, 则得<sup>[5]</sup>

$$\mathbf{J}^S = \rho' A \mathcal{B}_1(k_1 \rho') \quad (17)$$

其中

$$A = \frac{I_0}{2\pi R} \cdot \frac{1}{J_1(k_1 R) Y_1(k_1 C) - Y_1(k_1 R) J_1(k_1 C)} \quad (18)$$

$$\mathcal{B}_1(k_1 \rho') = J_1(k_1 \rho') Y_1(k_1 C) - Y_1(k_1 \rho') J_1(k_1 C) \quad (19)$$

各量意义如图 2 所示。

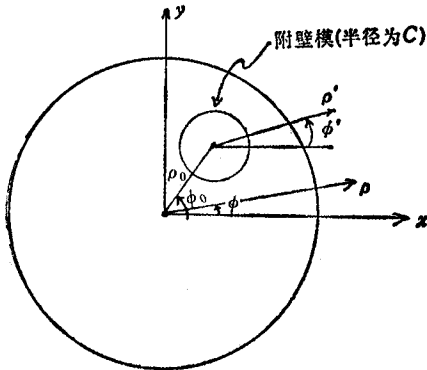


图 2 附壁模

正则电流部分，采用磁壁谐振腔的顶壁模式电流为基函数。为了分析电厚衬底的情况，顶壁模式包括 TE 和 TM 两类模式在内。考虑到馈电探针位于  $\varphi_0 = 0$  处，可推得正则电流第  $m$  阶模的展开式为<sup>[5]</sup>

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^R &= \sum_{p=1}^{\infty} a_p \mathbf{J}_p^{TM} + \sum_{q=1}^{\infty} b_q \mathbf{J}_q^{TE} \\ &= \sum_{p=1}^{\infty} a_p \left[ \hat{\rho} J'_m \left( x_{mp} \frac{\rho}{a} \right) \cos m\varphi \right. \\ &\quad \left. - \hat{\varphi} \frac{ma}{x_{mp}} J_m \left( x_{mp} \frac{\rho}{a} \right) \sin m\varphi \right] \\ &\quad + \sum_{q=1}^{\infty} b_q \left[ \hat{\rho} \frac{ma}{y_{mq}\rho} J_m \left( y_{mq} \frac{\rho}{a} \right) \cos m\varphi - \hat{\varphi} J'_m \left( y_{mq} \frac{\rho}{a} \right) \sin m\varphi \right] \end{aligned} \quad (20)$$

式中第一求和项，就是分析薄微带天线时常用的基函数。

## 五、矩阵方程的建立

确定了电流基函数后，我们用 Galerkin 方法来求解积分方程式 (15)，确定贴片电流。

将(16)–(20)式代入(15)式，由 Galerkin 方法得

$$\begin{aligned} \iint_{\text{source}} \mathbf{J}_j \cdot \mathbf{E}_j^i dS + \iint_{\text{attachment mode}} \mathbf{J}^s \cdot \mathbf{E}_j^i dS + \sum_{p=1}^P a_p \iint_{\text{patch}} \mathbf{J}_p^{TM} \cdot \mathbf{E}_j^i dS \\ + \sum_{q=1}^Q b_q \iint_{\text{patch}} \mathbf{J}_q^{TE} \cdot \mathbf{E}_j^i dS = 0, \quad (j = 1, \dots, P) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \iint_{\text{source}} \mathbf{J}_j \cdot \mathbf{E}_k^i dS + \iint_{\text{attachment mode}} \mathbf{J}^s \cdot \mathbf{E}_k^i dS + \sum_{p=1}^P a_p \iint_{\text{patch}} \mathbf{J}_p^{TM} \cdot \mathbf{E}_k^i dS \\ + \sum_{q=1}^Q b_q \iint_{\text{patch}} \mathbf{J}_q^{TE} \cdot \mathbf{E}_k^i dS = 0, \quad (k = 1, \dots, Q) \end{aligned} \quad (22)$$

式中  $\mathbf{E}_j^i$  为面电流  $\mathbf{J}_j^{TM}$  在空间产生的场，可由(12)式给出。 $\mathbf{E}_k^i$  的情况完全类似。

将(21)式和(22)式写成矩阵形式，

$$\begin{bmatrix} V_j \\ V_k \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_j^s \\ V_k^s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Z_{jp} & Z_{jq} \\ Z_{kp} & Z_{kq} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_p \\ b_q \end{bmatrix} = 0 \quad (23)$$

即

$$[V] + [V'] + [Z][I] = 0 \quad (24)$$

由感应电动势法知输入阻抗为<sup>[2,6]</sup>

$$Z_{in} = -[I]^T[V]/I_0^2 - iX_L \quad (25)$$

其中  $X_L$  为探针的感抗<sup>[7]</sup>

$$X_L = 60k_0d \ln\left(\frac{1}{k_0R\sqrt{\epsilon_{r1}}}\right) + 60k_0t \ln\left(\frac{1}{k_0R}\right) \quad (26)$$

其中  $d$  和  $t$  分别是衬底和空气隙的厚度。

## 六、实验与数值结果

为了验证本方法的有效性,在厚微带的条件下,对单层介质和含空气隙圆片微带天线进行了实验测试与数值计算。天线几何结构如图 3 所示。

在理论计算中,我们取  $P=3, Q=2$ 。进一步的计算表明,这时阻抗已收敛。由于阻抗测量是在基模频率附近进行的,所以在计算中取  $n=1$ 。实验值与计算值的共轭值如图 4 至图 7 所示。从图中可以看出,理论值与实验值具有令人满意的一致性。微带天线加空气隙后,谐振频率升高。这是由于空气隙的存在,使整个衬底的等效介电常数降低,尽管这时天线的电厚度增加了。一般认为,天线的电厚度增加,会导致谐振频率降低<sup>[8]</sup>。可见等效介电常数能更有效的改变微带天线的谐振频率。其次,加空气隙后,天线电厚度增加,使天线的频带大大展宽了。另外,微带天线输入阻抗的最

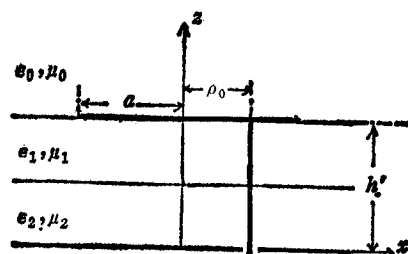


图 3 含空气隙圆片微带天线结构。

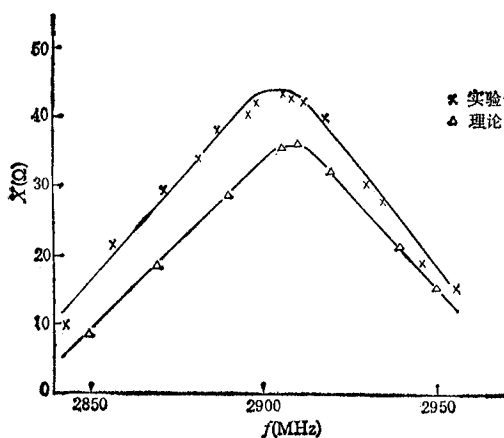


图 4 单层介质微带天线输入阻抗实部的频率特性 (天线几何参数为  $a=1.75\text{cm}$ ,  $\rho_0=0.45\text{cm}$ ,  $d=1.55\text{mm}$ ,  $t=0\text{cm}$ ,  $\epsilon_{r1}=2.55$ )。

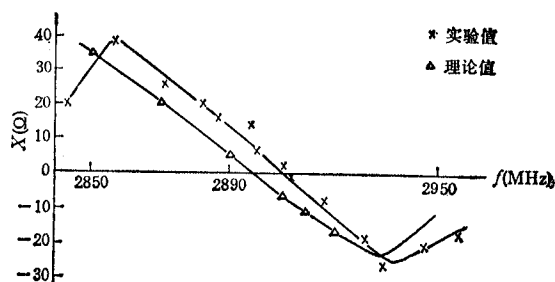


图 5 单层介质微带天线输入阻抗虚部的频率特性 (天线几何参数为  $a=1.75\text{cm}$ ,  $\rho_0=0.45\text{cm}$ ,  $d=1.55\text{mm}$ ,  $t=0\text{cm}$ ,  $\epsilon_{r1}=2.55$ )。

大点和电抗为零点并不位于一个频率点上. 这时谐振对应着输入阻抗实部达到最大值的频率点. 这种电抗曲线的偏移现象, 主要是由于同轴馈电探针穿过了电厚介质衬底.

通过以上理论与实验的比较, 可清楚的看到本文方法的有效性. 而且这种方法对贴片上方和下方都是多层介质的情况也完全适用.

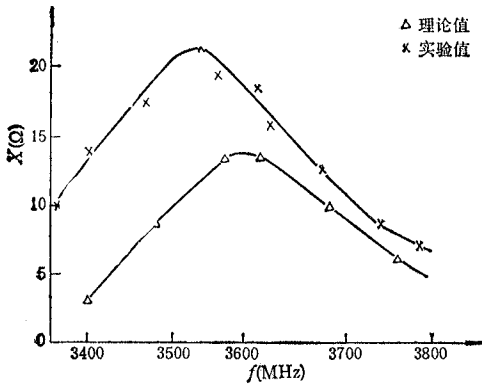


图6 含空气隙微带天线输入阻抗实部频率特性  
(天线几何参数为  $a = 1.75\text{cm}$ ,  $\rho_0 = 0.45\text{cm}$ ,  
 $d = t = 1.5\text{mm}$ ,  $\epsilon_{r1} = 2.55$ ,  $\epsilon_{r2} = 1$ )

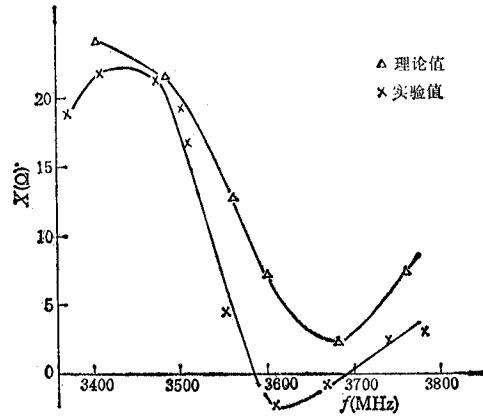


图7 含空气隙微带天线输入阻抗虚部的频率特性  
(天线几何参数为  $a = 1.75\text{cm}$ ,  $\rho_0 = 0.45\text{cm}$ ,  
 $d = t = 1.5\text{mm}$ ,  $\epsilon_{r1} = 2.55$ ,  $\epsilon_{r2} = 1$ )

### 参 考 文 献

- [ 1 ] J. A. Kong, Theory of Electromagnetic Waves, Wiley, New York, 1975.
- [ 2 ] M. D. Deshpande, M. C. Bailey, *IEEE Trans. on AP*, **AP-30** (1982), 645—650.
- [ 3 ] N. N. Wang, J. H. Richmond, M. C. Gilreath, *IEEE Trans. on AP*, **AP-23** (1978), 376—382.
- [ 4 ] W. C. Chew, J. A. Kong, *IEEE Trans. on AP*, **AP-29**(1981), 68—76.
- [ 5 ] 李立,北京邮电学院,硕士论文,1987
- [ 6 ] M. C. Bailey, M. D. Deshpande, *IEEE Trans. on AP*, **AP-33**(1985), 954—959.
- [ 7 ] E. C. Jordan, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1950.
- [ 8 ] K. R. Carver, J. W. Mink, *IEEE Trans. on AP*, **AP-29**(1981), 2—24.

## INPUT IMPEDANCE OF MICROSTRIP ANTENNA WITH THICK MULTILAYER SUBSTRATE

Li Li

*(Space Science and Application Research Center, Academia Sinica, Beijing)*

Yang Yuan Li Ronglong

*(Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing)*

**Abstract** A new method is presented to analyze the multilayer electrically thick circular microstrip antenna excited by a probe. The current on the probe is taken to be uniform. Based on free space electric dyadic Green's function, the field expression of a horizontal electric dipole (HED), which is located in any point of multilayer media and in any direction, has been derived. By using this field expression and Richmond reaction equation, an integral equation of electric current on the patch is formulated. By properly choosing basic function for current expansion, this method can be used for an electrically thick microstrip antenna. The theoretical results are very agree with experimental data for an electrically thick circular microstrip antenna with an air gap.

**Key words** Antenna; Microwave antenna; Multilayer substrate