

金属栅厚度对介质波导漏波 天线辐射特性的影响

顾长青

(南京航空航天大学电子工程系 南京 210016)

摘要 本文研究了厚金属栅加载介质插入波导漏波天线的辐射特性,运用电磁场的网络解析法的推广模型建立起本征值方程。数值结果表明,金属栅厚度对漏波天线波束方向影响较小,但对漏波天线的辐射效率和波束宽度有明显的影响。

关键词 漏波天线;等值电路;复传播常数

1 引言

由于金属栅加载的毫米波介质漏波天线具有结构简单、制造方便、便于集成、成本低、重量轻等优点以及波束方向随激励频率变化的电扫描特性,近年来已经得到了广泛地研究^[1-6]。文献[3,5]分别使用谱域法和模展开法对金属栅加载矩形介质杆漏波天线的辐射特性进行分析,计算了表征天线特性的复传播常数。文献[5]还讨论了厚金属栅对天线特性的影响。文献[2]实验研究了在镜象波导上加载周期性圆形贴片的漏波天线。上述的漏波天线在含天线纵向轴的E面内有良好的窄波束方向图,但在垂直于纵向轴的H面内波束很宽。解决办法是在镜象波导漏波天线两侧平行放置喇叭形的金属板,构成所谓的喇叭镜象波导漏波天线。该天线首先由 T.N. Trinh 等人^[4]提出,实验已证明在H面的方向特性得到明显改善。M. Guglielmi 等人^[6]运用多模横向等效网络法分析了张角为零的喇叭镜象波导漏波天线(亦称金属栅加载介质插入波导漏波天线)的辐射特性,给出天线初步设计的各种参数限制。

当天线工作在毫米波、亚毫米波段时,实际的金属栅厚度与工作波长有相同的数量级,不能再把金属栅看成零厚度了,必须计及它对天线特性的影响。本文运用电磁场的网络解析法的推广模型分析了厚金属栅加载介质插入波导漏波天线的辐射特性。结果表明金属栅厚度对天线的特性有明显的影响。

2 理论分析

对于图1所示的漏波天线,由于结构的周期性,根据 Floquet 定理,它可用图2(a)的

1992-06-08 收到,1992-10-22定稿

顾长青 男,1958年生,讲师,从事电磁场与微波技术的教学和研究工作。

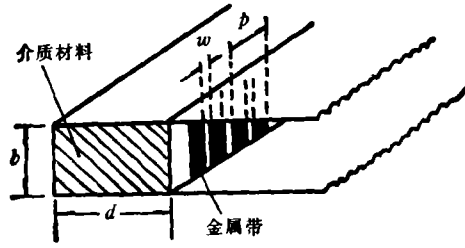


图1 漏波天线结构

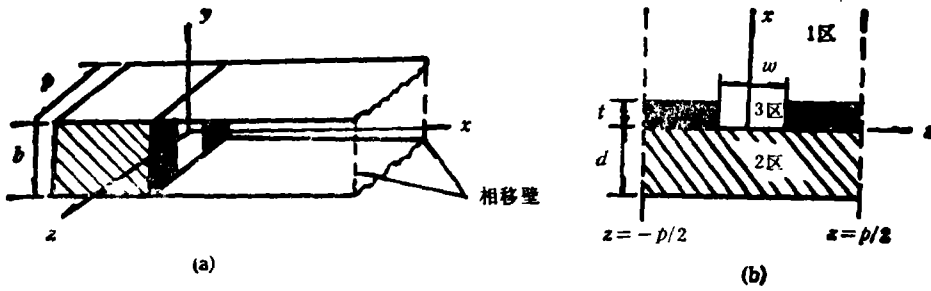


图2 图1天线的简化

典型周期单元表示,其中 $z = \pm p/2$ 平面为相移壁,图(2b)是图2(a)的侧视图。在图2所示的每个区域中,横向电磁场表示如下:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_i^{(i)} \\ \mathbf{H}_i^{(i)} \end{aligned} \right\} = \sum_{l=1}^2 \sum_m \sum_n \left\{ \begin{aligned} V_{lmn}^{(i)}(x) f_{lmn}^{(i)}(y, z), \\ I_{lmn}^{(i)}(x) g_{lmn}^{(i)}(y, z), \end{aligned} \right. \quad i=1, 2, 3. \quad (1)$$

式中下标 $l=1$ 表示 TM^z 波, $l=2$ 表示 TE^z 波。1区和2区的矢量模式函数表达式为

$$\left. \begin{aligned} f_{1mn}^{(i)} &= -\frac{1}{k_{ymn}^{(i)}} \sqrt{\frac{\epsilon_n}{bp}} [k_{yn} \cos k_{yn}(y+b/2) \vartheta - j\beta_m \sin k_{yn}(y+b/2) \hat{z}] \exp(-j\beta_m x), \\ f_{2mn}^{(i)} &= -\frac{1}{k_{ymn}^{(i)}} \sqrt{\frac{\epsilon_n}{bp}} [k_{yn} \sin k_{yn}(y+b/2) \hat{z} - j\beta_m \cos k_{yn}(y+b/2) \vartheta] \exp(-j\beta_m z), \\ g_{1mn}^{(i)} &= \hat{z} \times f_{1mn}^{(i)}, \end{aligned} \right\} (2)$$

式中

$$\begin{aligned} \epsilon_n &= \begin{cases} 1, & n=0, \\ 2, & n \neq 0; \end{cases} \\ k_{yn} &= n\pi/b, \quad n=0, 1, 2, \dots, \infty; \\ \beta_m &= \beta + 2m\pi/p, \quad m=-\infty, \dots, -1, 0, 1, \dots, \infty; \\ k_{ymn}^{(i)2} &= k_{yn}^2 + \beta_m^2. \end{aligned}$$

3区矢量模式函数表达式为

$$\left. \begin{aligned}
 f_{1m_n}^{(3)} &= -\frac{1}{k_{zm}^{(3)}} \sqrt{\frac{\epsilon_n \epsilon_m}{bw}} [k_{yn} \cos k_{yn}(y+b/2) \sin k_{zm}^{(3)}(z+w/2)g \\
 &\quad + k_{zm}^{(3)} \sin k_{yn}(y+b/2) \cos k_{zm}^{(3)}(z+w/2)g], \\
 f_{2m_n}^{(3)} &= -\frac{1}{k_{zm}^{(3)}} \sqrt{\frac{\epsilon_n \epsilon_m}{bw}} [k_{yn} \sin k_{yn}(y+b/2) \cos k_{zm}^{(3)}(z+w/2)g \\
 &\quad - k_{zm}^{(3)} \cos k_{yn}(y+b/2) \sin k_{zm}^{(3)}(z+w/2)g], \\
 g_{1m_n}^{(3)} &= \hat{z} \times f_{1m_n}^{(3)},
 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned}
 \epsilon_n &= \begin{cases} 1, & m=0, \\ 2, & m \neq 0; \end{cases} \\
 k_{zm}^{(3)} &= m\pi/w, \quad m=0,1,2,\dots,\infty; \\
 k_{zm}^{(3)} &= k_{yn}^2 + k_{zm}^{(3)2}.
 \end{aligned}$$

在(2),(3)两式中, $f_{im_n}^{(i)}(i=1,2)$ 满足 $y = \pm b/2$ 处切向电场为零和 $z = \pm w/2$ 处的相移壁边界条件, $f_{im_n}^{(2)}$ 满足 $y = \pm b/2$ 和 $z = \pm w/2$ 处切向电场为零的边界条件. 且它们满足下列归一化正交条件

$$\iint_i f_{im_n}^{(i)} \cdot f_{im'_n}^{(i)} ds = \delta_{ii'} \delta_{mm'} \delta_{nn'}, \quad (4)$$

其中积分限 s 表示第 i 区的横截面面积, $\delta_{ii'}$ 为 Kronecker δ 函数.

将(1)式代入 Maxwell 方程后得到模式电压 $V_{im_n}^{(i)}$ 和模式电流 $I_{im_n}^{(i)}$ 满足的传输线方程

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d}{dx} V_{im_n}^{(i)}(x) &= -jk_z^{(i)} Z_{im_n}^{(i)} I_{im_n}^{(i)}(x), \\
 \frac{d}{dx} I_{im_n}^{(i)}(x) &= -jk_z^{(i)} Y_{im_n}^{(i)} V_{im_n}^{(i)}(x).
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

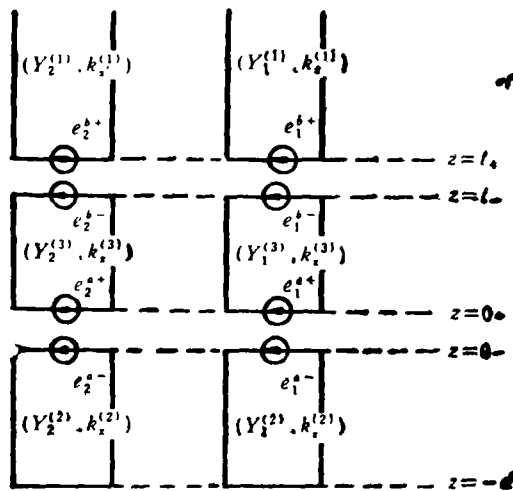


图3 等值电路

其中

$$k_x^{(i)} = \sqrt{\epsilon_r^{(i)} k_0^2 - k_{y m n}^{(i)2}}$$

$$Y_l^{(i)} = \frac{1}{Z_l^{(i)}} = \begin{cases} k_0 \epsilon_r^{(i)} / (k_x^{(i)} \eta), & l=1; \\ k_x^{(i)} / (k_0 \eta), & l=2. \end{cases}$$

k_0 和 η 分别为自由空间中的传播常数和波阻抗, $\epsilon_r^{(i)}$ 为 i 区的相对介电常数。

根据传输线方程和有关边界条件可推得图 3 所示的等值电路。对(1)式中的上式两边点乘 $f_{l m n}^{(i)*}$ 并在口径面上积分, 利用模函数的正交性和切向电场连续的边界条件得到图 3 中等值电压源为

$$\left. \begin{aligned} \tilde{e}_l^{a+} \\ \tilde{e}_l^{a-} \end{aligned} \right\} = \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-w/2}^{w/2} f_{l m n}^{(3)*} \cdot e_a dy dz, \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{e}_l^{b+} \\ \tilde{e}_l^{b-} \end{aligned} \right\} = \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-w/2}^{w/2} f_{l m n}^{(1)*} \cdot e_b dy dz. \quad (7)$$

式中上标“*”表示复共轭, $x=0$ 和 $x=t$ 口径面上横向电场 e_a 和 e_b 分别表示为

$$\left. \begin{aligned} e_a &= \hat{y} e_{ay} + \hat{z} e_{ax}, \\ e_b &= \hat{y} e_{by} + \hat{z} e_{bx}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

运用 $x=0$ 和 $x=t$ 分界面上切向磁场满足

$$\left. \begin{aligned} J_a(y, z) &= \hat{z} \times [H_i^{(3)}(0_+, y, z) - H_i^{(2)}(0_-, y, z)], \\ J_b(y, z) &= \hat{z} \times [H_i^{(1)}(t_+, y, z) - H_i^{(3)}(t_-, y, z)] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

的边界条件, 其中 J_a 和 J_b 分别是 $x=0$ 和 $x=t$ 分界面上电流密度矢量, 得到下列一组方程

$$\left. \begin{aligned} J_a(y, z) &= - \sum_{l=1}^2 \sum_n \sum_m [Y_l(0_-|0_-) \tilde{e}_l^{a-} f_{l m n}^{(2)} + (Y_l(0_+|0_+) \tilde{e}_l^{a+} + Y_l(0_+|t_-) \tilde{e}_l^{b-}) f_{l m n}^{(3)}], \\ J_b(y, z) &= - \sum_{l=1}^2 \sum_n \sum_m [Y_l(t_+|t_+) \tilde{e}_l^{b+} f_{l m n}^{(1)} + (Y_l(t_-|t_-) \tilde{e}_l^{b-} + Y_l(t_-|0_+) \tilde{e}_l^{a+}) f_{l m n}^{(3)}], \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 $Y_l(0_-|0_-)$ 和 $Y_l(t_+|t_+)$ 为 $x=0_-$ 和 $x=t_+$ 处策动点导纳, $Y_l(0_+|0_+)$ 和 $Y_l(t_-|t_-)$ 为 $x=0_+$ 和 $x=t_-$ 处策动点导纳, $Y_l(0_+|t_-)$ 和 $Y_l(t_-|0_+)$ 为 $x=0_+$ 和 $x=t_+$ 之间的转移导纳。根据电路的对称性和互易性, $Y_l(0_+|0_+) = Y_l(t_-|t_-)$, $Y_l(0_+|t_-) = Y_l(t_-|0_+)$ 。使用一般电路理论直接由图 3 等值电路求出 $Y_l(0_-|0_-)$, $Y_l(t_+|t_+)$, $Y_l(0_+|0_+)$ 和 $Y_l(0_+|t_-)$ 。

为了使用 Galerkin 法, e_a 和 e_b 需用一组基函数展开如下:

$$\left. \begin{aligned} e_a &= \sum_{i=1}^{\infty} (\hat{y} e_{yi} A_{aj} + \hat{z} e_{zi} B_{aj}), \\ e_b &= \sum_{i=1}^{\infty} (\hat{y} e_{yi} A_{bi} + \hat{z} e_{zi} B_{bi}), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

其中 $A_{aj}, B_{aj}, A_{bi}, B_{bi}$ 为待定常数, 将(11)式代入(10)式, 运用 Galerkin 法和 Parseval 定理得到下列本征方程

$$\begin{bmatrix} \bar{G}_{yy}^{11} & \bar{G}_{yz}^{11} & \bar{G}_{yy}^{12} & \bar{G}_{yz}^{12} \\ \bar{G}_{zy}^{21} & \bar{G}_{zz}^{11} & \bar{G}_{zy}^{12} & \bar{G}_{zz}^{12} \\ \bar{G}_{yy}^{11} & \bar{G}_{yz}^{11} & \bar{G}_{yy}^{22} & \bar{G}_{yz}^{22} \\ \bar{G}_{zy}^{21} & \bar{G}_{zz}^{21} & \bar{G}_{zy}^{22} & \bar{G}_{zz}^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ B_x \\ A_x \\ B_x \end{bmatrix} = 0, \quad (12)$$

式中 $\bar{G}_{ij}^{11}, \bar{G}_{ij}^{12}, \bar{G}_{ij}^{21}, \bar{G}_{ij}^{22} (i, j = y, z)$ 为分块矩阵, 其元素为

$$\begin{aligned} (G_{ij}^{11})_{k'k} &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} (\tilde{e}_{ik'}^{n+})^* G_{(i)}^{ij} \tilde{e}_{jk}^{n+} + \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{e}_{ik'}^{n+} G_{(i)}^{ij} \tilde{e}_{jk}^{n+} \right], \\ (G_{ij}^{12})_{k'k} &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} (\tilde{e}_{ik'}^{n+})^* G_{(i)}^{ij} \tilde{e}_{jk}^{n-} + \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{e}_{ik'}^{n+} G_{(i)}^{ij} \tilde{e}_{jk}^{n-} \right], \\ (G_{ij}^{21})_{k'k} &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{e}_{ik'}^{n+} G_{(i)}^{ij} \tilde{e}_{jk}^{m-}, \\ (G_{ij}^{22})_{k'k} &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{e}_{ik'}^{n-} G_{(i)}^{ij} \tilde{e}_{jk}^{m+}. \end{aligned} \quad (13)$$

$G_{(i)}^{ij}, G_{(i)}^{ij}, G_{(i)}^{ij}, G_{(i)}^{ij}$ 以及 $\tilde{e}_{ik}^{n+}, \tilde{e}_{ik}^{n-}, \tilde{e}_{ik}^{n+}, \tilde{e}_{ik}^{n+}$ 表达式在附录中给出。(12) 式有非平凡解的充分必要条件是系数矩阵的行列式等于零, 从而求出复传播常数

$$\beta = \beta_0 - j\alpha, \quad (14)$$

其中 β_0 为传播常数, α 为漏波常数。对于 $m = -1$ 次空间谐波向空间辐射的单波束辐射情况, 最大辐射角度为^[2]

$$\theta_{-1} = \arcsin [(\beta_0 - 2\pi/p)/k_0]. \quad (15)$$

本文基函数选用如下波导模

$$\left. \begin{aligned} e_{y\tau} &= \sqrt{\frac{\gamma_r \sigma_z}{b\omega}} \cos \frac{r\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \sin \frac{s\pi}{\omega} \left(z + \frac{\omega}{2} \right), r = 0, 1, \dots, M; s = 1, 2, \dots, N, \\ e_{z\tau} &= \sqrt{\frac{\sigma_r \sigma_z}{b\omega}} \sin \frac{r\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \cos \frac{s\pi}{\omega} \left(z + \frac{\omega}{2} \right), r = 1, 2, \dots, M; s = 0, 1, \dots, N, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

它能保证数值计算的快收敛。

3 数值结果讨论

在数值计算复传播常数中, 为了节省计算时间, 我们首先在 $(0, k_0 \sqrt{\epsilon_r^{(2)}})$ 范围内用扫描方法求出零点附近的 β_0 , 然后使用 Newton-Raphson 法算出 β ; 其次, 在以后的逐次计算中, 每次计算用前次的 β 和 β_0 作为它的两个初始值。

为了验证本文方法, 我们选用文献[6]给出的 $\epsilon_r^{(1)} = \epsilon_r^{(2)} = 1, \epsilon_r^{(3)} = 9.0, d = 1.4\text{mm}, p = 3.38\text{mm}, b = 0.84\text{mm}, \omega/p = 0.3$ 参数, 计算结果示于图 4, 其中 $\tau = 0.01\text{mm}$ 。与文献[6]比较可知, 最大辐射角随频率的变化是吻合的, 归一化漏波常数在量值上虽有一定差异, 但变化规律是一致的。图 5 和图 6 给出了工作频率等和 40GHz 时, 归一化传播常数 ($m = -1$) 和归一化漏波常数分别随金属栅厚度的变化曲线。从图 5 看出, 当金属栅

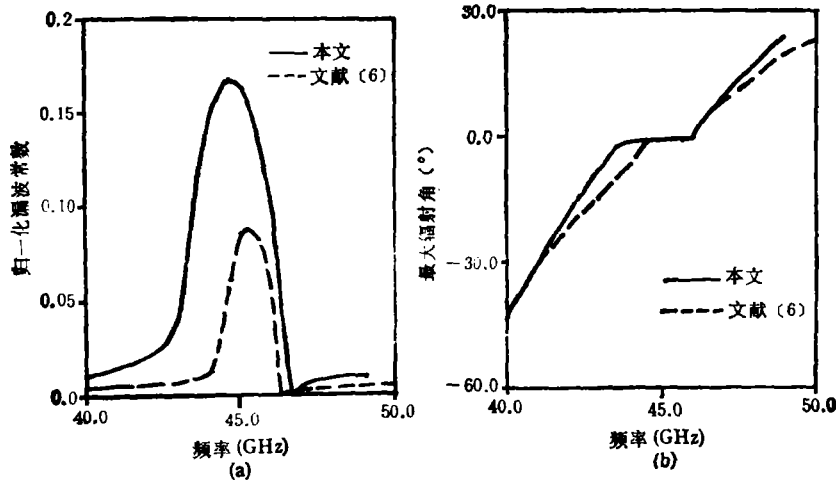


图4 归一化漏波常数和最大辐射角随频率变化曲线

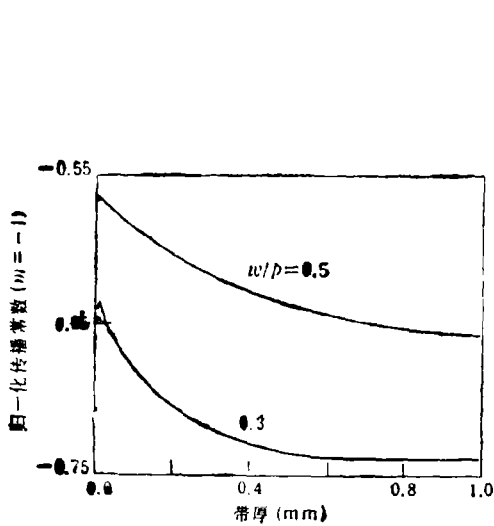
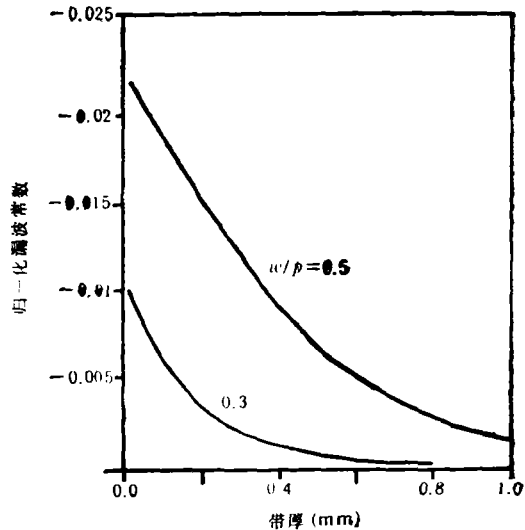
图5 归一化传播常数($m = -1$)随金属带厚度变化曲线

图6 归一化漏质常数随金属带厚度变化曲线

厚度从0增加到1mm时,对于 $w/p = 0.3$ 情况,最大辐射角从 -41.4° 变化到 -47.7° ;对于 $w/p = 0.5$ 情况,最大辐射角从 -35.3° 变化到 -41.0° 。理论和实验已证明^[4,6],对于窄带金属栅,每一带元所扰动产生的辐射很小,为了有效地辐射能量需要很长天线。如果带宽小于 $0.2\lambda_g$ (λ_g 为波导波长),即使50个金属带元,在天线端头仍有大量的残余能量。对于宽带金属栅($>0.5\lambda_g$),大部分能量仅由起初的几个单元辐射,结果有效口径减小。同时,可能由于馈源与天线的严重失配,旁瓣电平明显抬高。最佳带宽大约为 $0.4\lambda_g$ 。从图6看出,金属带厚度增加使有效口径进一步减小, $w/p = 0.3$ (带宽为 $0.69\lambda_g$)与 $w/p = 0.5$ (带宽为 $0.44\lambda_g$)相比影响更为严重。上述分析表明,在实际天线设计中,如果用零厚度理论分析可能造成无法容忍的误差,甚至得出错误的结论。

4 结 论

本文基于电磁场的网络解析法的推广模型, 提出了分析厚金属栅加载介质插入波导漏波天线辐射特性的一种新方法。数值结果表明金属带厚度对波束宽度和辐射效率有较大影响。这对我们设计毫米波漏波天线有一定的参考价值。

附 录

(13)式中 $G_{(1)}^{ii}, G_{(2)}^{ii}, G_{(3)}^{ii}, G_{(3c)}^{ii}$ 的表达式为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} G_{(1)}^{yy} & G_{(1)}^{yz} \\ G_{(1)}^{zy} & G_{(1)}^{zz} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \delta^{(1)} & \sin \delta^{(1)} \\ -\sin \delta^{(1)} & \cos \delta^{(1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_2(z_+ | z_+) & 0 \\ 0 & Y_1(z_+ | z_+) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta^{(1)} & -\sin \delta^{(1)} \\ \sin \delta^{(1)} & \cos \delta^{(1)} \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} G_{(2)}^{yy} & G_{(2)}^{yz} \\ G_{(2)}^{zy} & G_{(2)}^{zz} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \delta^{(2)} & \sin \delta^{(2)} \\ -\sin \delta^{(2)} & \cos \delta^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_2(0_- | 0_-) & 0 \\ 0 & Y_1(0_- | 0_-) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta^{(2)} & -\sin \delta^{(2)} \\ \sin \delta^{(2)} & \cos \delta^{(2)} \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} G_{(3)}^{yy} & G_{(3)}^{yz} \\ G_{(3)}^{zy} & G_{(3)}^{zz} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \delta^{(3)} & \sin \delta^{(3)} \\ -\sin \delta^{(3)} & \cos \delta^{(3)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_2(0_+ | 0_+) & 0 \\ 0 & Y_1(0_+ | 0_+) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta^{(3)} & -\sin \delta^{(3)} \\ \sin \delta^{(3)} & \cos \delta^{(3)} \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} G_{(3c)}^{yy} & G_{(3c)}^{yz} \\ G_{(3c)}^{zy} & G_{(3c)}^{zz} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \delta^{(3)} & \sin \delta^{(3)} \\ -\sin \delta^{(3)} & \cos \delta^{(3)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_2(0_+ | z_-) & 0 \\ 0 & Y_1(0_+ | z_-) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta^{(3)} & -\sin \delta^{(3)} \\ \sin \delta^{(3)} & \cos \delta^{(3)} \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

其中

$$\sin \delta^{(i)} = k_{y_n} / k_{y_m}^{(i)} \quad (i = 1, 2, 3), \quad \cos \delta^{(i)} = \begin{cases} \beta_m / k_{y_m}^{(i)} & (i = 1, 2), \\ k_{z_m}^{(i)} / k_{y_m}^{(i)} & (i = 3). \end{cases}$$

(13)式中 $\tilde{e}_{yk}^{i+}, \tilde{e}_{yk}^{i-}, \tilde{e}_{zk}^{i+}, \tilde{e}_{zk}^{i-}$ 表达式为

$$\begin{aligned} \tilde{e}_{yk}^{i+} - \tilde{e}_{yk}^{i-} &= \sqrt{\frac{\sigma_n \sigma_m}{b\omega}} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-b/2}^{b/2} \cos k_{y_n}(y + b/2) \sin k_{z_m}^{(i)}(z + w/2) e_{y_k} dy dz, \\ \tilde{e}_{zk}^{i+} - \tilde{e}_{zk}^{i-} &= \sqrt{\frac{\sigma_n \sigma_m}{b\omega}} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-b/2}^{b/2} \sin k_{y_n}(y + b/2) \cos k_{z_m}^{(i)}(z + w/2) e_{z_k} dy dz, \\ \tilde{e}_{yk}^{i-} - \tilde{e}_{yk}^{i+} &= \sqrt{\frac{\sigma_n}{b\rho}} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-b/2}^{b/2} \cos k_{y_n}(y + b/2) e^{i\beta_m z} e_{y_k} dy dz, \\ \tilde{e}_{zk}^{i-} - \tilde{e}_{zk}^{i+} &= i \sqrt{\frac{\sigma_n}{b\rho}} \int_{-w/2}^{w/2} \int_{-b/2}^{b/2} \sin k_{y_n}(y + b/2) e^{i\beta_m z} e_{z_k} dy dz. \end{aligned}$$

参 考 文 献

- [1] Klohn K L, *et al.* IEEE Trans. on AP 1979, AP-38(10): 764—773.
- [2] Solbach K. E-band leaky wave antenna using dielectric image line with etched radiating elements, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Orlando FL, 1979, pp. 214—216.
- [3] Mittra R, *et al.* IEEE Trans. on AP, 1981, AP-29(4): 652—654.
- [4] Trinh T N, *et al.* Horn image guiee leaky-wave antenna, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Los Angeles:(1981), 20—22.
- [5] Encinar J A. IEEE Trans. on AP, 1990, AP-38(9): 1405—1412.
- [6] Guglielmi M, *et al.* IEEE Trans. on AP, 1991, AP-39(4): 497—504.

EFFECT OF METALLIZATION THICKNESS ON MILLIMETER WAVE LEAKY-WAVE ANTENNAS

Gu Changqing

(Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016)

Abstract The effect of metallization thickness on a leaky wave antenna based on a metal-strip-loaded dielectric insert waveguide is investigated. The intrinsic equation is set up by the extended version of the network analytical method of electromagnetic field. Numerical results show that the effect of metallization thickness is smaller on the direction of main beam and very noticeable on the beamwidth and aperture efficiency.

Key words Leaky wave antenna; Equivalent circuit; Complex propagation constant