

导体调制周期介质平面天线

刘圣民 董天临 余 敏*

(华中理工大学, 武汉)

摘要 一种新型的导体调制周期介质平面天线在毫米波段的应用业已提出, 并进行了系统的研究。本文对上述天线应用二维周期导纳表面理论进行了初步的理论分析、数值计算和实验研究。所研制的 8mm 波段导体调制周期结构漏波天线的平面口径为 $90 \times 90 \text{mm}^2$, 其它各项主要性能良好。

关键词 平面天线; 周期结构; 导纳表面; 导体调制

一、引 言

A. A. Oliner 和 A. Hessel^[1] 在关于周期调制阻抗表面的波导理论中指出: 在一个均匀无耗的导波结构上进行周期性扰动后, 在某一方面上其传播常数可能变成复数, 这将导致周期结构中出现的电磁波一边传输一边辐射的物理现象。事实上, 这也是各种周期结构天线的基本工作原理。

由于毫米波技术的迅速发展和广泛应用, 要求有性能好、低成本、结构简单、便于集成且能进行电扫描的天线。周期结构的介质平面漏波天线能较好地满足上述各项技术要求, 因而引起人们极大的兴趣。各种型式的此类天线相继出现, 已经得到愈来愈广泛的应用。

根据漏波天线导波结构的不同, 天线可分成两大类, 即快波型和慢波型。本文主要讨论慢波型结构。此时导波结构是一段均匀介质波导, 例如镜像线波导、倒置介质波导、槽波导或绝缘波导。在其上进行周期性的扰动, 使其中的某次空间谐波满足辐射条件, 以不衰减的平面波形式在空间传播。在此类天线中所采用的周期微扰方式主要有两种: 一是在介质平面上进行周期刻槽; 二是在介质表面上贴金属带或嵌入金属丝。二者的作用是相同的, 但由于后一种方法工艺简单, 且效果明显, 故实用上多采用后一种周期结构。此种周期结构的介质漏波天线还存在许多理论和实际问题需要进行研究和解决。

对于导体调制周期介质天线, R. C. Honey^[2] 曾采用横向谐振法进行了研究。此方法可预测天线口径上的幅度和相位分布, 但要依赖于一组修正系数, 理论上不十分严格, 使用起来也不方便。后来, R. Mittra 和 R. Kastna^[3] 曾用格林函数法和谱域法进行分析, 但作了近似的简化, 同时其结果强烈地依赖于口径电磁场分布的基函数选择, 其理论分析方法和数值结果均不够令人满意。本文在严格的二维周期结构电磁波传播的理论基础上, 提出了一种将二维周期结构中电磁波的传播过程等效为在二维周期导纳表面及其

1989 年 9 月 25 日收到, 1990 年 2 月 23 日修改定稿。

* 现在江西师范大学计算机系工作。

上半空间的传播过程的分析方法;并根据所提出的理论,设计和研制了一种具有实用价值的周期调制介质平面天线。

二、导体调制的周期结构介质波导理论

这种周期结构的物理模型如图 1 所示。它可分为三个区域,即自由空间、周期结构区和导波区。这种电磁场边值问题的传统解法是,利用电磁场的基本方程导出其相应的特征方程,再由特征方程确定其特征值(传播常数)和特征向量(Floquet 解);在此基础上再求解其边值问题,其通解可表示为全部模式的线性组合;而后根据各区域分界面上的边界条件,建立电磁场的向量关系式;求出均匀介质和周期结构介质中的电磁场表达式中的待定系数;最后求得满足边界条件的各区域中的电磁场表达式。

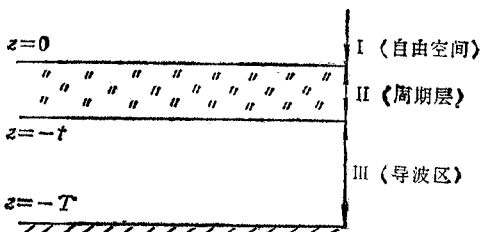


图 1

从理论上说,上述周期结构的电磁场边值问题的严格求解是可能的,但求解过程中在数学上和数值计算上存在相当的困难。因此,本文拟采用导纳表面的概念来描述这一周期结构的边值问题。图 2 表示这种周期结构及其相应的导纳表面。此处将自由空间与周期结构的分界面看成是一层导纳表面,根据电磁场的唯一性定理,只要保持该分界面上场的切向分量 E_t, H_t 相同,则以上两种情况对所研究的空间而言完全等效。

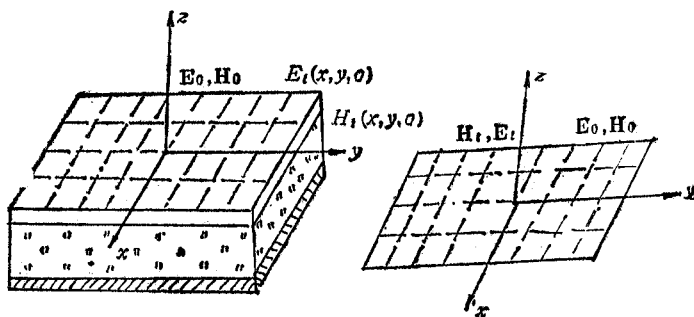


图 2

表面导纳可用并矢 $\bar{Y}$ 表示。事实上,只要将电磁场向量包括波数 k 均写成横向 t 和纵向 z_0 的分量形式,由电磁场的基本方程以及向量恒等式,就不难推得下式

$$H_t \times z_0 = \bar{Y} E_t \quad (1)$$

式中

$$\tilde{\mathbf{Y}} = [(k_0^2 \epsilon - k_z^2) \tilde{\mathbf{I}} + \mathbf{k} \mathbf{k}] / (\omega_0 \mu_0 k_z) \quad (2)$$

此处 $\tilde{\mathbf{I}}$ 为单位并矢算子。显然, 当 z 方向垂直于分界面时, (1) 式可写成

$$\tilde{\mathbf{Y}}(xy) \cdot \mathbf{E}_t = \mathbf{H}_t \times \mathbf{z}_0 \quad (3)$$

今讨论一种简单而实用的情况, 即在二维周期结构中传播的是沿 y 方向极化的 TM 波, 即 $\mathbf{E} = E_y \mathbf{y}_0$, 于是有

$$Y_s(x, y) E_y = -H_x \quad (4)$$

式中 $Y_s(x, y)$ 为一标量导纳。对于二维周期结构表面, 可表示成

$$Y_s(x, y) = Y_0 [1 + 2\delta_x \cos(2\pi x/a) + 2\delta_y \cos(2\pi y/b)] \quad (5)$$

式中 Y_0 称为平均表面导纳; δ_x, δ_y 分别为 x, y 方向的调制系数; a, b 分别为 x, y 方向的周期长度。

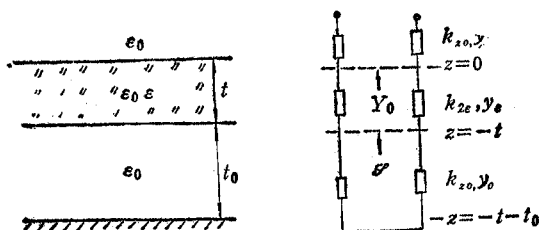


图 3

根据实际结构, 其平均表面导纳 Y_0 可视为利用传输线理论求得的输入导纳。图 3 为一多层介质结构及其相应的等效电路。考虑到

$$y_0 = k_{x0} / (\omega \mu_0), \quad y_e = k_{ze} / (\omega \mu_0) \\ k_{x0} = (k_0^2 - k_x^2 - k_y^2)^{\frac{1}{2}}, \quad k_{ze} = (k_0^2 \epsilon - k_x^2 - k_y^2)^{\frac{1}{2}}$$

引用传输线的输入导纳公式可以求得

$$Y_0 = -j \frac{k_{ze}}{\omega \mu_0} \cdot \frac{k_{x0} - k_{ze} \operatorname{tg} k_{ze} t \cdot \operatorname{tg} k_{x0} t_0}{k_{ze} \operatorname{tg} k_{x0} t_0 + k_{x0} \operatorname{tg} k_{ze} t} \quad (6)$$

今推导 TM 波在二维周期导纳表面的基本方程, 此时电场 E_y 可表示成 Floquet 模的线性组合, 即

$$E_y = \sum_{m,n} A_{mn} \phi_{mn} e^{-ik_{zm}z}, \quad (m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (7)$$

式中 ϕ_{mn} 称为 Floquet 波型函数, 可表示为

$$\phi_{mn} = \sqrt{1/(ab)} e^{-i(k_{xm}x + k_{yn}y)} \quad (8)$$

且有 $k_{xm} = k_x + 2\pi m/a$, $k_{yn} = k_y + 2\pi n/b$; ϕ_{mn} 函数具有正交性, 即

$$\iint_s \phi_{mn} \cdot \phi_{m'n'}^* dx dy = \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (9)$$

式中 s 表示导纳表面的一个周期单元; $\delta_{mm'}$ 称为 Kronecker δ 函数,

$$\delta_{mm'} = \begin{cases} 1, & m = m' \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \quad (10)$$

磁场分量 H_x 不难从表氏方程求得

$$\begin{aligned}
 H_x &= - \sum_{m,n} A_{mn} \frac{k_{zmn}}{\omega \mu_0} \phi_{mn} e^{-ik_{zmn}z} \\
 &= - \sum_{m,n} A_{mn} y_{mn} \phi_{mn} e^{-ik_{zmn}z}
 \end{aligned} \quad (11)$$

式中 $y_{mn} = k_{zmn}/(\omega \mu_0)$, 称为特征导纳。在 $z=0$ 处应有

$$Y_z(x, y) \cdot E_y(x, y, 0) = -H_x(x, y, 0) \quad (12)$$

将(5)、(7)、(11)式代入(12)式, 即得

$$\begin{aligned}
 Y_0(1 + \delta_x e^{i2\pi x/a} + \delta_x e^{-i2\pi x/a} + \delta_y e^{i2\pi y/b} + \delta_y e^{-i2\pi y/b}) \\
 \times \sum_{m,n} A_{mn} \phi_{mn} &= \sum_{m,n} A_{mn} y_{mn} \phi_{mn}
 \end{aligned} \quad (13)$$

(13)式两边同乘以 $\phi_{m'n'}^*$, 而后 x 从 $0-a$, y 从 $0-b$ 区间进行积分, 注意到

$$\iint_s \phi_{mn} \cdot \phi_{m'n'}^* ds = \begin{cases} 1, & m=m', n=n' \\ 0, & \text{其它} \end{cases}$$

即可得到下列五项递推式

$$T_{mn} A_{mn} + \delta(A_{m+1,n} + A_{m-1,n}) + A_{m,n+1} + A_{m,n-1} = 0 \quad (14)$$

式中 $T_{mn} = (1 - y_{mn}/y_0)/\delta_y$, $\delta = \delta_x/\delta_y$

若以矩阵形式可表示为

$$\begin{aligned}
 \delta \begin{bmatrix} \vdots \\ A_{m-1,n-1} \\ A_{m-1,n} \\ A_{m-1,n+1} \\ \vdots \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ & 1 & T_{m,n-1} & & 1 \\ & & 1 & T_{mn} & 1 \\ & & & 1 & T_{m,n+1} & 1 \\ & & & & \ddots & \ddots & \ddots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vdots \\ A_{m,n-1} \\ A_{m,n} \\ A_{m,n+1} \\ \vdots \end{bmatrix} \\
 + \delta \begin{bmatrix} \vdots \\ A_{m+1,n-1} \\ A_{m+1,n} \\ A_{m+1,n+1} \\ \vdots \end{bmatrix} = 0
 \end{aligned} \quad (15)$$

或者简写为

$$\delta A_{m-1} + T_m A_m + \delta A_{m+1} = 0 \quad (16)$$

若设

$$T = \begin{bmatrix} \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ & d & T_{m-1} & & d \\ & & d & T_m & d \\ & & & d & T_{m+1} & d \\ & & & & \ddots & \ddots & \ddots \end{bmatrix}, \quad V = \begin{bmatrix} \vdots \\ A_{m-1} \\ A_m \\ A_{m+1} \\ \vdots \end{bmatrix}$$

式中 $d = \delta I$ 。此处 I 为单位矩阵。那么(16)式可写成

$$TV = 0 \quad (17)$$

要使齐次方程(17)式存在非零解,就必须有

$$\text{Det}[T] = 0 \quad (18)$$

(18)式为二维周期导纳表面的色散方程。

三、二维周期导纳表面的色散特性

对均匀介质波导进行周期性的调制,就可能获得有效的电磁波辐射,从而构成具有实用价值的天线。在周期结构层内部的本征模式是 Floquet 解。它由无穷多个空间谐波组成,空间谐波的振幅由(17)式的特征矢量决定,传播常数离散地分布在 $[-\infty, +\infty]$ 之间,其数值由(18)式决定。在周期结构层外的各均匀介质层中,同样会激励起具有相同传播常数的平面波模式。在空间具有传播常数为虚数的模式将很快地被衰减,因而它不可能将电磁能量传至远处,故称为束缚模式。而具有实传播常数的模式则能有效地辐射电磁能量,故称为泄漏模式。它就是周期结构漏波天线的工作模式。图4示出了二维导纳表面的色散曲线。它是按(18)式进行数值计算得到的结果。

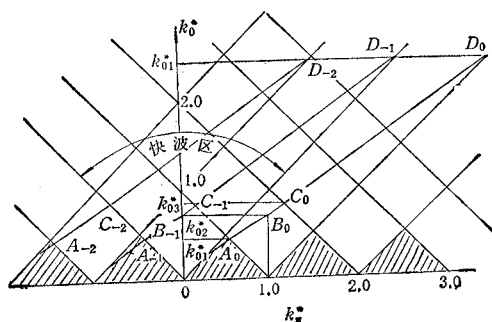


图 4

从图4可以看出,当工作频率较低时,色散特性曲线位于三角形的束缚区内,此时只存在束缚模式,所有空间谐波均为慢波。对某次空间谐波而言,只有当色散特性曲线上的对应点 (k_{xm}^*, k_0^*) 落在快波区时,才会出现有效的电磁辐射。由图4可见, $m=0$ 次的空间谐波不能进入快波区,而 $m=-1$ 次空间谐波在 A_{-1} 点进入快波区,此时将产生反向辐射。当工作频率继续增高时, $m=-1$ 次空间谐波单独地移向正侧向的 B_{-1} 点,此处对应于 $k_x = 2\pi/a$ 。随着工作频率的升高,辐射波束继续向端射方向靠近直至 D_{-1} 点时离开快波区。这时 $m=-1$ 次空间谐波将再次变成慢波而不能辐射电磁波。为了保证 $m=-1$ 次空间谐波具有单一波束辐射的条件,并避免 $m=-2$ 次空间谐波的出现,应使 $m=-1$ 次空间谐波处于 $A_{-1}-C_{-1}$ 区域内。这一限制条件可以确定相应的传播常数的数值。

四、导体调制周期天线的频扫特性

频扫特性是指主波束最大辐射方向随工作频率而变化,且具有一定的变化速率。考虑到天线的实际尺寸 $b \gg a$,且 $\delta_y \ll \delta_x$ 、 $b \gg \lambda_0$ (λ_0 为中心工作波长),故其 k_{ym} 值很小,

其辐射特性主要决定于 k_{zm} , 于是

$$k_{zm} = (k_0^2 - k_{xm}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

如果保证上式中 k_{xm} 为实数, 则必须有 $k_0^2 > k_{xm}^2$, 此时, 在 x 方向的波束辐射角 θ_m 可表示为

$$\theta_m = \sin^{-1}(k_x + 2\pi m/a)/k_0 \quad (20)$$

显然, 辐射波束数目等于使 k_{xm} 为实数的空间谐波个数。通常取 $m = -1$, 并使之满足单波束辐射的条件。图 5 示出了所选定天线结构尺寸下得到的频扫特性曲线。由图 5 可见, 扫描角与频率成线性关系, 扫描速率为 $2.5^\circ/\text{GHz}$ 。实验值与理论值相当吻合。

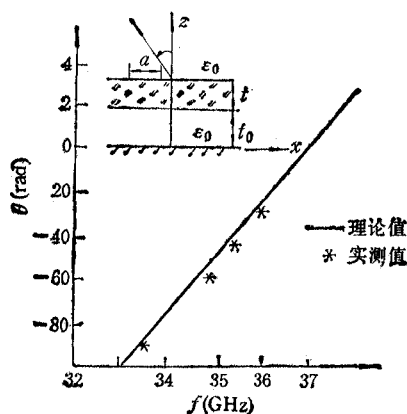


图 5 ($\epsilon = 2.04$, $t = 0.67a$, $t_0 = 0.97a$, $b = 14.5a$)

五、平面介质天线的方向图和其它参数

导体调制周期结构平面天线由过度段和导波结构所组成。过度段的一端接 8mm 标准矩形金属波导, 另一端与导波结构相连; 导波结构实际上是一个平面介质波导, 下部为一金属板衬底, 上部为介质周期结构。

天线的方向图取决于天线口径上的场分布, 即振幅分布和相位分布。理论分析和实测结果均表明, 平面口径上二维场分布对提高天线增益, 减小主瓣宽度以及降低旁瓣电平等具有明显的影响, 口径场为二维周期分布时比为一维周期分布时, 天线的方向性能有明显的改进。在通常情况下, 天线增益可提高 2—3dB, 旁瓣电平可下降 4—5dB, H 面波束宽度可减小 2—3°, E 面波束宽度可减少 4—5°。图 6 示出了 E 面和 H 面的方向图形。

根据本文提出的理论和数值计算。研制了一个 8mm 波段导体周期调制平面介质漏波天线, 口径尺寸 $90 \times 90 \text{mm}^2$, 厚度为 15mm, 总重量约为 0.25kg。该天线主要性能如下: 中心频率 $f_0 = 35.5 \text{GHz}$, 天线增益 $G \geq 27 \text{dB}$, 旁瓣电平 $S_{LL} \leq -20 \text{dB}$, 3dB 相对带宽 $\Delta f/f_0 \geq 10\%$, 扫描速率 $2.50^\circ/\text{GHz}$, H 面波束宽度 $2\theta_{0.5H} = 6.3^\circ$, E 面波束宽度 $2\theta_{0.5E} = 11^\circ$ 。

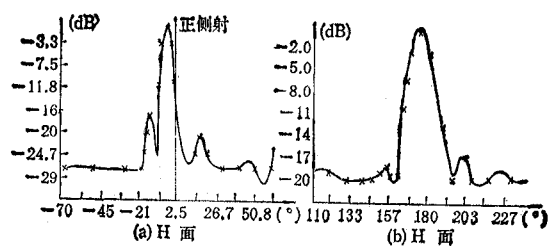


图 6

参 考 文 献

- [1] A. A. Oliner, A. Hessel, *IRE Trans. on AP*, **AP-7**(1959), 5201—5208.
- [2] R. C. Honey, *IRE Trans. on AP*, **AP-7**(1959), 320—329.
- [3] R. Mittra, R. Kastna, *IEEE Trans. on AP*, **AP-29**(1981), 652—654.

A PLANAR ANTENNA OF CONDUCTOR MODULATING PERIODIC STRUCTURE

Liu Shengmin Dong Tianlin Yu Ming

(Huazhong University of Science and Technology, Wuhan)

Abstract A novel planar leaky-wave antenna of conductor modulating periodic structure for millimeter wave application is proposed. Theoretical analysis, numerical calculation and experimental study are carried out for this kind of antenna, by use of the theory of two-dimensional periodic admittance surface. A planar antenna of conductor modulating periodic structure is realized in 8mm wave band. It has an aperture area of $90 \times 90 \text{mm}^2$. The measured performances of the antenna are good.

Key words Planar antenna; Periodic structure; Admittance surface; Conductor modulating