

毫米波介质栅漏波天线的改进 微扰法分析^{* **}

徐善驾 武新章

(中国科学技术大学, 合肥)

摘要 本文用改进的微扰法分析了毫米波介质栅漏波天线的辐射特性。文中通过横向谐振法确定漏波天线的相位常数, 而漏波常数的计算归结为对有源传输线方程的求解。所得数据和用场匹配方法得到的精确值进行了比较, 结果表明, 本文方法在保持相同精度的情况下, 简化了分析和计算过程。

关键词 介质栅漏波天线; 改进微扰法; 有源传输线方程。

一、引言

介质栅漏波天线在毫米波系统中有着重要的应用。这种天线具有以下优点: (1) 结构简单, 制造容易, 这对加工要求苛刻的毫米波天线来说是特别有利的。(2) 能与载体共形, 便于集成, 这就使系统的尺寸和重量大为减小, 造价低廉。(3) 波束可前射, 也可后射, 并且可在较宽的频带内实现波束的频率扫描, 这在抗干扰系统中有特殊的意义。(4) 天线的可变几何参数较多, 这为天线的优化设计提供了方便^[1]。所以人们对它的研究一直保持着浓厚的兴趣, 已有不少文章发表, 但多数文章理论分析相当繁复; 用严格的场匹配方法分析的程序冗长, 计算要花费大量的时间, 从工程的观点来说是不经济的。本文用改进的微扰法分析了这种类型的漏波天线。由于该方法将整个天线用横向传输线网络来表示, 而把周期层对导行波的扰动用相应的电压源和电流源来等效, 因此这种方法不仅具有分析简单、精度较高的优点, 而且比起其它方法更能清楚地显露介质栅漏波天线的物理图象, 从而加深对该天线物理机制的理解。

二、分析

图1给出了介质栅漏波天线的结构示意图。它包括一个用金属板短接的平板介质层和一个位于 $0 \leq x \leq t_g$ 的周期性栅层。

在微扰法分析中, 把各个区域相对介电常数写成下列形式:

$$\epsilon = \epsilon(z, x) = \epsilon_u + \epsilon_p \quad (1)$$

* 1988年12月5日收到, 1989年3月27日定稿。

** 国家自然科学基金资助项目。

式中, 下标 $u = a, g$ 和 f , 分别代表空气、栅层和介质层. ε_p 表示周期性扰动对 ε 的贡献, 它被定义为:

$$\varepsilon_p = \begin{cases} 0, & (x > t_g \text{ 或 } x < 0) \\ \varepsilon(z, x) - \varepsilon_g, & (0 \leq x \leq t_g) \end{cases} \quad (2)$$

式中 ε_g 为周期层介电常数的平均值. 与以前微扰法中假定 $\varepsilon_g = \varepsilon_a$ 或 $\varepsilon_g = \varepsilon_f$ 不同, 这里我们参照文献[2]和[3]的做法, 定义:

$$\varepsilon_g = \frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon(z) dz = \varepsilon_g - (\varepsilon_g - \varepsilon_a) \frac{d_1}{d} \quad \text{对于 TE 模} \quad (3a)$$

$$\varepsilon_g = n_g^2 = \left[\frac{1}{d} \int_0^d n(z) dz \right]^2 = \left[n - (n - n_a) \frac{d_1}{d} \right]^2 \quad \text{对于 TM 模} \quad (3b)$$

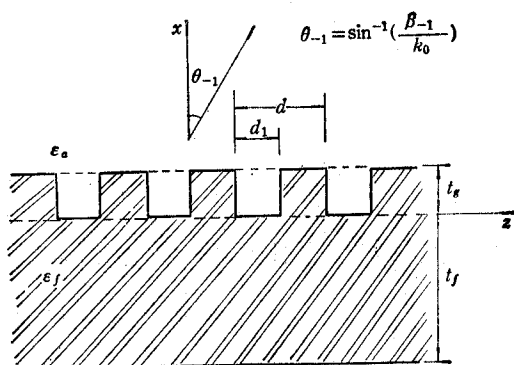


图1 介质栅漏波天线的结构

计算表明: 对于不同的波型采取如上式所示的不同的 ε_g 定义式, 可以得到更精确的微扰解。

同样, 将介质栅天线中电磁场也表示成未扰动的和扰动的两部分之和, 即若用 A 代表场的任何一个分量, 则

$$A = A_u + A_p \quad (4)$$

将(4)式代入 Maxwell 方程, 得到

对于 TE 模:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{yp}}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_{zp} \\ \frac{\partial H_{zp}}{\partial x} = -j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_u E_{yp} + \varepsilon_p E_{yp} + \varepsilon_p E_{yu}) \end{cases} \quad (5)$$

对于 TM 模:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_{yp}}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_u E_{zp} + \varepsilon_p E_{zu} + \varepsilon_p E_{zp}) \\ \frac{\partial E_{zp}}{\partial x} = \left(j\omega\mu_0 - \frac{1}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_u} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_{yp} - \frac{1}{\varepsilon_u} \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon_p E_{zu} + \varepsilon_p E_{zp}) \end{cases} \quad (6)$$

显然, 对于图1所示的结构, 未扰动场是多层平板介质波导中的表面波场, 它可以写成如下形式:

对于 TE 模:

$$\begin{cases} E_{yu} = V_{sw}(x) e^{-i\beta_{sw}z} \\ H_{zu} = I_{sw}(x) e^{-i\beta_{sw}z} \end{cases} \quad (7)$$

对于 TM 模:

$$\begin{cases} E_{zu} = V_{sw}(x) e^{-i\beta_{sw}z} \\ H_{yu} = -I_{sw}(x) e^{-i\beta_{sw}z} \end{cases} \quad (8)$$

而扰动场,由于是周期性扰动,它们必以 Floquet 形式存在.

对于 TE 模:

$$\begin{cases} E_{yp} = \sum_n V_n e^{-iK_{zn}x} \\ H_{zp} = \sum_n I_n e^{-iK_{zn}x} \end{cases} \quad (9)$$

对于 TM 模:

$$\begin{cases} E_{zp} = \sum_n V_n e^{-iK_{zn}x} \\ H_{yp} = -\sum_n I_n e^{-iK_{zn}x} \end{cases} \quad (10)$$

式中, V_n 和 I_n 分别是第 n 次空间谐波的电压和电流幅度;

$$K_{zn} = \beta_n - j\alpha = \beta_{zw} + \frac{2n\pi}{d} - j\alpha \quad (11)$$

β_{zw} 是多层平板介质波导中表面波的传播常数,它可对多层介质波导结构应用横向谐振法求得.文献[4]对上式中作了 $\beta_0 = \beta_{zw}$ 的假定.这在周期层的厚度 t_g 远小于介质层厚度 t_f 的情况下是十分准确的.根据我们的经验,只要 $t_g \gg t_f/2$,上面的近似在工程上是允许的.

将(7)、(9)式或(8)、(10)式分别代入(5)或(6)式,其中 ε_p 用 Fourier 级数展开,并忽略二次微扰项,可得到如下式所列的第 n 次空间谐波应满足的有源传输线方程组:

$$\begin{aligned} \frac{dV_{ln}^{(i)}}{dx} &= -jK_{zn}^{(i)} Z_{ln}^{(i)} I_{ln}^{(i)} - v_{ln}^{(i)} \\ \frac{dI_{ln}^{(i)}}{dx} &= -jK_{zn}^{(i)} Y_{ln}^{(i)} V_{ln}^{(i)} - j_{ln}^{(i)} \end{aligned} \quad (12)$$

式中,传输线参数以及电压、电流源的表达式见表1,表中 $l=1,2$,分别代表 TE 模和 TM 模;上标 $i=a, g$ 和 f ,分别代表空气,栅层和介质层区域.

表1 扰动场的等效传输线参数

TE 模 ($l=1$)	TM 模 ($l=2$)
$Z_{ln}^{(i)} = \frac{1}{Y_{ln}^{(i)}} = \frac{\omega\mu_0}{K_{zn}^{(i)}}$	$Z_{ln}^{(i)} = \frac{1}{Y_{ln}^{(i)}} = \frac{K_{zn}^{(i)}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_i}$
当 $n=0$ 时 $j_{10} = v_{10} = 0$ 当 $n \neq 0$ 时 $v_{1n}^{(i)} = 0$ $j_{1n}^{(i)} = \begin{cases} -j\omega\varepsilon_0\varepsilon_n V_{1n}(x), & (i=g) \\ 0, & (i=a, f) \end{cases}$	当 $n=0$ 时 $j_{20} = v_{20} = 0$ 当 $n \neq 0$ 时 $v_{2n}^{(i)} = \begin{cases} \frac{-\beta_{zw}\beta_n\varepsilon_n I_{1n}(x)}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_i^2}, & (i=g) \\ 0, & (i=a, f) \end{cases}$ $j_{2n}^{(i)} = \begin{cases} j\omega\varepsilon_0\varepsilon_n V_{1n}(x), & (i=g) \\ 0, & (i=a, f) \end{cases}$

上面的分析表明: 介质栅结构中各次空间谐波的求解可以归结为对相应源传输线方程的求解。而且允许近似地认为各次空间谐波场的传输是彼此独立的。这样整个介质栅天线的结构就可用如图 2 所示的等效传输线网络来表示。由于把场的问题转化为路的问题来处理, 使分析和计算过程得到了极大的简化。

根据传输线理论可知: 线上的传输功率可表示为 $P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}$, 因此, 天线的漏波常数, 即由辐射造成的衰减系数 α 由下式确定:

$$\alpha = -\frac{dP}{dz}/2P_0 = P_{rad}/2P_0 \quad (13)$$

这里, P_0 为天线输入端表面波的人射功率, P_{rad} 为第 n 次空间谐波向空气中辐射的功率, 它应为

$$P_{rad} = \frac{1}{2} \sum_{n=-1}^{-M} \operatorname{Re}[|V_{in}^{(g)}(t_g)|^2 Y_n^{(g)}(t_g)] \quad (14)$$

一旦由 (11) 和 (13) 式确定 β_n 和 α 之后, 介质栅漏波天线的辐射特性即可根据 Kirchhoff-Huggens 积分法求得^[3]。

下面讨论如何计算表面波传输功率 P_0 和泄漏功率 P_{rad} 。显然, 令图 2 中的等效电压源和电流源为零, 就可以求出介质栅结构未微扰解, 它对应于多层平板波导结构。这种结构中表面波场分量的表达式可用传输线网络的方法简单地得到。对于 TE 模, 传输线电压和电流的表达式为^[4]

$$V_{iw}(x) = \begin{cases} A_f \sin[K_{x0}^{(f)}(x + t_f)], & (-t_f < x < 0) \\ A_g \sin[K_{x0}^{(g)}(x - t_g) - \theta], & (0 \leq x \leq t_g) \\ A_a e^{-jK_{x0}^{(a)}(x - t_g)}, & (x > t_g) \end{cases} \quad (15)$$

$$I_{iw}(x) = \begin{cases} \frac{jA_f}{Z_{10}^{(f)}} \cos[K_{x0}^{(f)}(x + t_f)] \\ \frac{jA_g}{Z_{10}^{(g)}} \cos[K_{x0}^{(g)}(x - t_g) - \theta] \\ \frac{A_a}{Z_{10}^{(a)}} e^{-jK_{x0}^{(a)}(x - t_g)} \end{cases} \quad (16)$$

式中,

$$\left. \begin{aligned} A_a &= 1 \\ A_g &= -\sin K_{x0}^{(f)} / \sin(K_{x0}^{(g)} t_g + \theta) \\ A_f &= -A_g \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

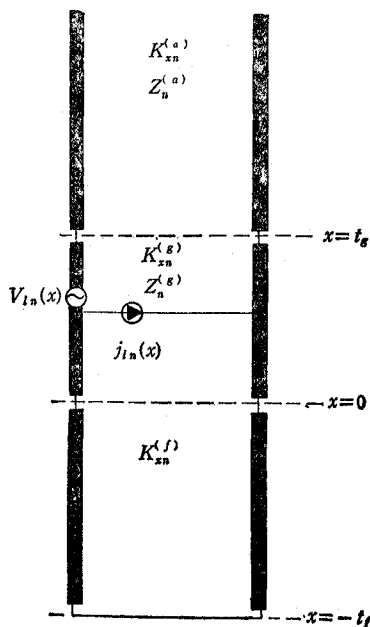


图2 介质栅漏波天线对应的有源传输线网络

对于 TM 模, 可以写出类似的表达式, 由于篇幅限制, 不再赘述. 这样, 表面波传输功率 P_0 应为:

$$\begin{aligned} P_0 &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\int_{-t_f}^{+\infty} V_{sw}(x) I_{sw}^*(x) dx \right] \\ &= q_0 \frac{1}{|K_{x0}^{(a)}|} + q_s \left| t_s + \frac{\sin 2\vartheta - \sin(2K_{x0}^{(g)} t_s + 2\vartheta)}{2K_{x0}^{(g)}} \right. \\ &\quad \left. + q_f \left| t_f + (-1)^f \frac{\sin(2K_{x0}^{(f)} t_f)}{2K_{x0}^{(f)}} \right| \right] \end{aligned} \quad (18)$$

式中,

$$q_i = \begin{cases} \frac{\beta}{4\omega\mu_0} |A_i|^2 & (\text{对 TE 模}) \\ \frac{\beta}{4\omega\epsilon_0\epsilon_i} \left| \frac{A_i}{Z_{i0}^{(i)}} \right|^2 & (\text{对 TM 模}) \end{cases} \quad (19)$$

前面已经说明, 介质栅天线中各次空间谐波电磁场的求解可以归结为对相关有源传输线方程的求解; 而泄漏功率的计算又取决于空间谐波的幅度. 因此有源传输线方程的求解是决定 P_{rad} 的关键. 本文用格林函数法求解有源传输线方程 (12) 式.

由于图 2 所示的传输线中电压源和电流源仅在 $0 \leq x \leq t_s$ 区域内存在, 而传输线的下端为短路, 上面为无限延伸, 故它可以简化为如图 3 所示的形式. 其中,

$$Z_1 = jZ_{in}^{(f)} \tan K_{xn}^{(f)} t_f \quad (20)$$

$$Z_2 = Z_{in}^{(a)} \quad (21)$$

$$Z_0 = Z_{in}^{(g)} \quad (22)$$

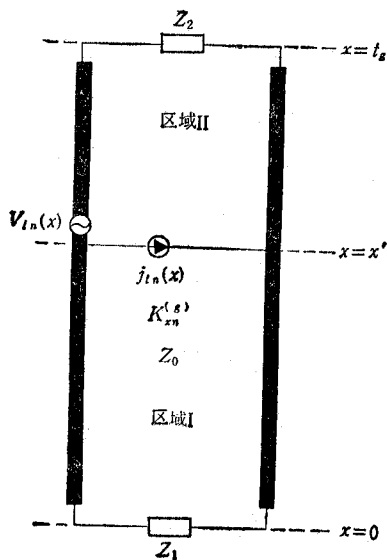


图3 介质栅漏波天线的简化有源传输线网络

对于如图 3 所示的传输线, 我们可以把它分成 $x < x'$ 的区域 I 和 $x > x'$ 的区域 II. 容易证明: 与第 n 次空间谐波对应的单位振幅恒压源及恒流源激励下 II 区的格林函数 V_{II}^V, V_{II}^I 分别为:

$$\begin{aligned} V_{II}^V(x, x') &= \\ &= \frac{Z_0(1 + \Gamma_1 e^{-2jK_{xn}^{(g)} x'}) (e^{jK_{xn}^{(g)}(x-x')} + \Gamma_2 e^{jK_{xn}^{(g)}(x+x'-2t_s)})}{2(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2jK_{xn}^{(g)} t_s})} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} V_{II}^I(x, x') &= \\ &= \frac{(1 - \Gamma_1 e^{-2jK_{xn}^{(g)} x'}) (e^{jK_{xn}^{(g)}(x-x')} + \Gamma_2 e^{jK_{xn}^{(g)}(x+x'-2t_s)})}{2(1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2jK_{xn}^{(g)} t_s})} \end{aligned} \quad (24)$$

式中,

$$\Gamma_1 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}, \quad \Gamma_2 = \frac{Z_2 - Z_0}{Z_2 + Z_0} \quad (25)$$

求得了格林函数之后, 根据叠加原理, 有源传输线方程 (12) 式在 $x = t_s$ 处的解可以表示成如下积分形式:

$$V_{In}(t_g) = \int_0^{t_g} j_{In}(x') V_{IG}(t_g, x') dx' + \int_0^{t_g} v_{In}(x') V_{IG}^*(t_g, x') dx' \quad (26)$$

这样,由(14)式得到 P_{rad} , 最后由(13)'式算出 α 。

三、计算结果

在天线的实际应用中,人们最感兴趣的是单波束辐射的情况,因此本文仅考虑 $n=-1$ 次空间谐波辐射的情形。图4和图5分别给出了 TE 模和 TM 模的漏波常数随栅层厚度 t_g 的变化曲线。图中实线代表精确解的结果^[6],虚线代表由微扰解得到的结果。由图可见,微扰法数据与精确解吻合得很好,尤其在 t_g/λ 比较小的时候,两者几乎完全一致。从图中还可以看出,当 $t_g=0$ 时,天线变成了平板介质波导,此时漏波常数自然为零。随着 t_g 增加,周期层对导波的扰动也增强,故漏波常数随着层厚的增加迅速增大。但当 t_g 继续增加时,周期层所增加的部分处于电磁场已指数衰减得很小的地方,因此 α 不再随 t_g 的增大而增大,达到了一种饱和的状态。

介质栅天线作为一种漏波天线有一个很大的优点,就是能够实现电扫描。图6给出了当天线由 TE₀ 模激励时的频扫特性,实线代表精确解得出的结果,虚线代表微扰解的结果,可以看出微扰法与精确解吻合得很好。由图6可见,这种漏波天线的最大辐射方向基本上随 λ 线性变化,当波长从 7.5 mm 增加到 8.5 mm 时,扫描角从 36° 增加到 60°,平均扫描率为 4.9°/GHz,介质栅漏波天线的这个特性是很有用的。

对于以介质槽周期分布为特征的栅形天线,其周期 d 对于天线的辐射特性有重要的影响是预计之中的。事实上,当 $K_{z-1}d=2\pi$ 时,模式间发生了强烈的耦合,它对应于在辐射区内产生的 Bragg 反射,出现了禁带,此时,天线的辐射也随之消失。这正是周期天线

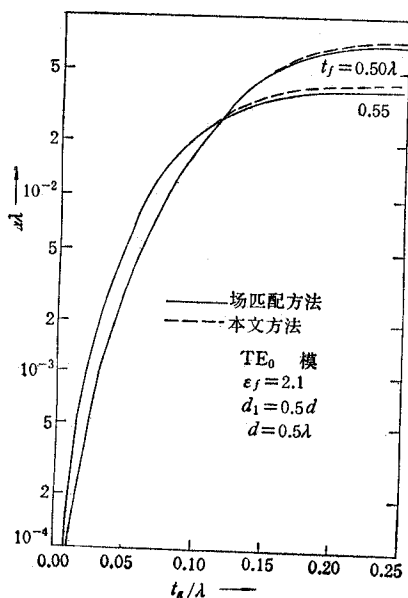


图4 TE₀ 模栅层厚度 t_g 对漏波常数 α 的影响

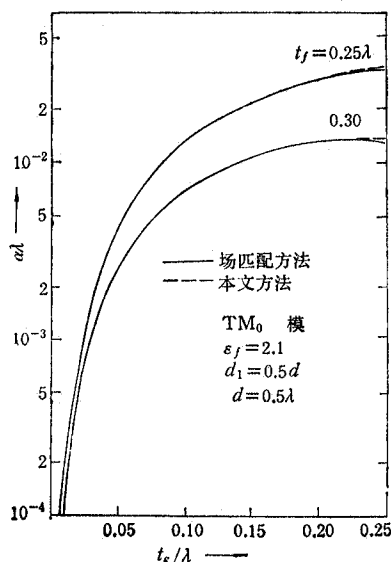


图5 TM₀ 模栅层厚度 t_g 对漏波常数 α 的影响

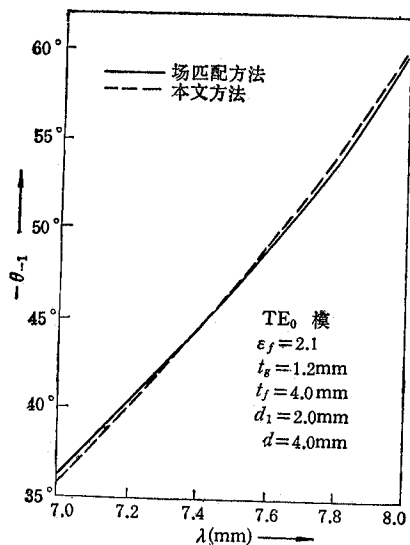


图6 介质栅漏波天线的频扫特性
(图中纵坐标应为 $7.5-8.5$)

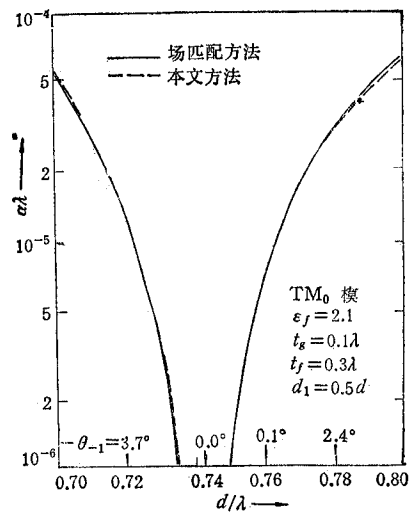


图7 禁带附近漏波常数 α 随周期 d 的变化

不可能有侧向 ($\theta_{-1} = 0^\circ$) 辐射的物理原因。图7给出了说明周期 d 对漏波常数 α 影响的禁带放大图。图中,本文方法的结果和精确解几乎完全一致。由图可见,当 $d = 0.743\lambda$ 时,对于所分析的天线, $\alpha = 0$, 此时正好 $\theta_{-1} = 0^\circ$, 证实周期漏波天线无侧向辐射的结论。

参 考 文 献

- [1] F. K. Schwing, S. T. Peng, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-31** (1983) 2, 199—209.
- [2] K. Handa, S. T. Peng, T. Tamir, *Appl. Phys.*, **5** (1975), 325—328.
- [3] S. T. Peng, T. Tamir, *Appl. Phys.*, **7**(1975), 35—38.
- [4] 徐善驾, 电子科学学刊, **10** (1988)1, 17—24.
- [5] I. J. Bahl, K. C. Gupta, *IEEE Trans. on AP*, **AP-22** (1974) 1, 119—122.
- [6] S. T. Peng, T. Tamir, H. L. Bertoni, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-23** (1975) 1, 123—133.

IMPROVED PERTURBATION ANALYSIS OF MILLIMETER-WAVE DIELECTRIC GRATING ANTENNA

Xu Shan-jia Wu Xin-zhang

(University of Science and Technology of China, Hefei)

Abstract An improved perturbation procedure is used for analysing the radiation characteristics of the millimeter wave dielectric leaky wave grating antenna. The electromagnetic fields are described in terms of a transverse transmission line network, which brings considerable physical insight into the overall behavior of the antenna. The analysis is simple and practical. Its accuracy is as high as the rigorous method.

Key words Dielectric grating antenna; Improved perturbation method; Equation of transmission line with sources