

翼片加载螺旋线慢波系统的特性分析*

段兆云** 宫玉彬 王文祥

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

【摘要】通过切比雪夫多项式展开螺旋带上的面电流,用真空层模拟螺旋带的厚度、均匀分层介质等效介质夹持杆、用无限多个无限薄的翼片等效实际翼片,得到了色散方程、平均耦合阻抗和衰减常数的表达式。与实验数据相比,结果接近实验值,该文提出的方法对实际螺旋线慢波系统的设计具有重要的指导意义。

关键词 螺旋带厚度; 翼片加载; 色散特性; 平均耦合阻抗; 衰减常数

中图分类号 TN125 文献标识码 A

Characteristic Analysis of a Vane-Loaded Helical Slow Wave Structure

Duan Zhaoyun Gong Yubin Wang Wenxiang

(School of Physical Electronics, UEST of China Chengdu 610054)

Abstract By expanding the surface currents on the helix tape in a series of chebyshev polynomials, simulating the helical thickness with vacuum layer, equaling the rods with multiple azimuthally symmetric layers and considering the loaded-vanes, the dispersion equation, interaction impedance and attenuation constant of helical slow wave structure with arbitrary tape width, supported by a radially stratified dielectric layer which is adjacent to the loaded vanes and enclosed by a metallic shell are obtained. The calculating results show good agreement with the experiment results. The theory can provide a strong basis for design of the helical slow wave structure.

Key words helix radial thickness vane-loaded; dispersion characteristic; mean interaction impedance; attenuation constant

螺旋线行波管有较宽的工作带宽,在电子对抗、通讯等领域得到了广泛的应用。Pierce、Sensiper和Rowe及早期的学者运用场论或等效电路法对螺旋线慢波系统进行了深入的研究^[1~3]。分析螺旋线的物理模型主要有两种: Pierce的螺旋导电面模型和Sensiper的螺旋带模型^[1, 2]。螺旋带模型优于螺旋导电面模型,因为它考虑了螺旋线的不均匀性对场的影响,但是螺旋带模型也存在着一些缺陷,如它的面电流只是假设,这必然带来误差。文献[4]通过用切比雪夫多项式来展开螺旋带上的面电流,得到了较好的色散特性和耦合阻抗,但是螺旋带的厚度并未考虑。由于螺旋带的厚度对导波特性的影响,早期的学者用真空层或者假定在横截面上场是均匀的来模拟螺旋线的厚度,且大多采用螺旋导电面模型,得到的结果并不理想^[5~8];文献[9]采用螺旋带模型,通过用切比雪夫多项式来展开螺旋带上的面电流,避免了因面电流的假设而带来的误差,并用真空层来模拟螺旋带的厚度,得到的结果与实验数据相比,考虑螺旋带的厚度所得出的结果优于未考虑其厚度的结果。为了改善色散特性,实际的超宽带螺旋线行波管大多加载翼片。

2002年12月2日收稿

* 国家自然科学基金资助项目,编号:10276011;霍英东青年教师基金资助项目,编号:81007

** 男 30岁 博士生 主要从事高功率微波器件方面的研究

1 物理模型

实际的螺旋带慢波结构的分析模型如图1所示,图中 a 为螺旋带的平均半径, b_1 为螺旋带外半径, r_1 为翼片顶端半径, b 为金属屏蔽筒内半径。

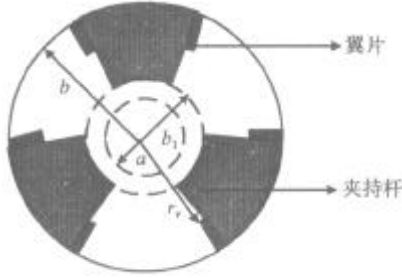


图1 翼片加载螺旋线慢波系统横截面示意图

螺旋线慢波系统在径向分为 $N+2$ 个区域:

- 1) $0 < r < a$, 螺旋线内部区域;
- 2) $a < r < b_1$, 模拟螺旋带厚度的真空层;
- 3) $b_1 < r < b_1+h$, 夹持杆等效介质层的第一层;
- 4) $b_1+h < r < b_1+2h$, 夹持杆等效介质层的第二层;
- ...
- $N+2$) $b_1+(N-1)h < r < b$; 夹持杆等效介质层的第 N 层;

式中 N 表示夹持杆被等效后所分的层数, $h=(b-b_1)/N$ 为等效的每一个介质层的厚度。各层的相对介电常数 $\epsilon_r^{(1)}=\epsilon_r^{(2)}=1$, $\epsilon_r^{(i)}=1+(\epsilon_r-1)mA^{(i)}/A_s^{(i)}$, $(i=3,4,\dots,N+2)$, m 为夹持杆的数目, $A^{(i)}$ 为一个夹持杆第 i 层的横截面面积, $A_s^{(i)}$ 为在第 i 层的横截面面积, ϵ_r 为夹持杆的相对介电常数。在简单翼片模型中,假设翼片较多且较薄,翼片区域可认为由无限多个无限薄的翼片所组成,翼片是角向均匀加载的,因而可以忽略角向周期性激发的非对称模式。

2 理论分析

2.1 色散关系

螺旋线慢波系统是周期系统,根据Floquet定理,电磁场各分量和面电流分量具有如下的形式

$$F(r, \mathbf{q}, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(r) e^{jn\mathbf{q}} e^{-j(\mathbf{b}+2\pi n/p)z} \quad (1)$$

式中 \mathbf{b} 为纵向相位常数。

螺旋带面电流的表达式为

$$\mathbf{J}(r, \mathbf{q}, z) = \mathbf{d}(r-a)[J_q(\mathbf{q}, z)\hat{\mathbf{e}}_q + J_z(\mathbf{q}, z)\hat{\mathbf{e}}_z] \quad (2)$$

各区域电场和磁场纵向分量 $E_{zn}^{(i)}$ 和 $H_{zn}^{(i)}$ 分别满足波动方程

$$\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \left(\mathbf{g}_n^{(i)2} + \frac{n^2}{r^2} \right) \right] \begin{bmatrix} E_{zn}^{(i)} \\ H_{zn}^{(i)} \end{bmatrix} = 0 \quad (i=1,2,\dots,N+2) \quad (3)$$

式中 $\mathbf{g}_n^{(i)2} = \mathbf{b}_n^2 - \epsilon_r^{(i)} \frac{\mathbf{w}^2}{c^2} = \left(\mathbf{b} + n \frac{2}{p} \right)^2 - \epsilon_r^{(i)} \frac{\mathbf{w}^2}{c^2}$; $\mathbf{g}_n^{(i)}$ 为第 i 层的径向相位常数; p 为螺距; \mathbf{w} 为角频率; c 为真空中的光速。

由纵向场法可得各区域电磁场横向分量表达式,经数学推导可得螺旋线内部和模拟螺旋线厚度的真空层的电磁场切向分量的矩阵表达式

$$\begin{pmatrix} H_{qn}^{(i)} \\ H_{zn}^{(i)} \end{pmatrix} = Y_n^{(i)} \begin{pmatrix} E_{qn}^{(i)} \\ E_{zn}^{(i)} \end{pmatrix} \quad i=1,2 \quad (4)$$

式中 $Y_n^{(i)}$ 为导纳矩阵,具有如下的形式

$$Y_n^{(i)} = \frac{-j\mathbf{b}_n c}{\mathbf{h}_0 \mathbf{g}_n^{(i)} \mathbf{w} a l_{HHn}^{(i)}} \begin{pmatrix} n + \frac{\mathbf{w} \epsilon_r^{(i)} \mathbf{g}_n^{(i)} a}{\mathbf{b}_n c} l_{EHn}^{(i)} & \frac{\mathbf{b}_n}{\mathbf{g}_n^{(i)2} a} \left(n + \frac{\mathbf{w} \epsilon_r^{(i)} \mathbf{g}_n^{(i)} a}{\mathbf{b}_n c} l_{EHn}^{(i)} \right) \left(n + \frac{\mathbf{w} \mathbf{g}_n^{(i)} a}{\mathbf{b}_n c} l_{HEn}^{(i)} \right) - \epsilon_r^{(i)} \frac{\mathbf{w}^2}{c^2} \frac{a}{\mathbf{b}_n} l_{HHn}^{(i)} l_{EE_n}^{(i)} \\ -\mathbf{g}_n^{(i)2} a & -n - \frac{\mathbf{w} \mathbf{g}_n^{(i)} a}{\mathbf{b}_n c} l_{HE_n}^{(i)} \end{pmatrix} \quad (5)$$

式中 $l_{EE_n}^{(1)} = l_{HHn}^{(1)} = I_n'(\mathbf{g}_n^{(1)} a) / I_n(\mathbf{g}_n^{(1)} a)$; $l_{EHn}^{(1)} = l_{HE_n}^{(1)} = 0$; $\mathbf{h}_0 = 120$ 为自由空间波阻抗。

为了表达模拟螺旋带厚度的真空层中的电场与磁场的关系,需求出 $Y_n^{(2)}$ 中的 $l_{EE_n}^{(2)}, l_{EHn}^{(2)}, l_{HE_n}^{(2)}, l_{HHn}^{(2)}$,利用分层层处 $E_{qn}^{(i)}$ 和 $H_{qn}^{(i)}$ 连续的边界条件和转移矩阵法,可得

$$\mathbf{V}_n^{(N+2)}(x) = \begin{pmatrix} E_{zn}^{(i)}(b) \\ \frac{\partial E_{zn}^{(i)}(b)}{\mathbf{g}_n^{(i)} \partial r} \\ jH_{zn}^{(i)}(b) \\ j \frac{\partial H_{zn}^{(i)}(b)}{\mathbf{g}_n^{(i)} \partial r} \end{pmatrix} = S(x|a) \begin{pmatrix} E_{zn}^{(i)}(a) \\ \frac{\partial E_{zn}^{(i)}(a)}{\mathbf{g}_n^{(i)} \partial r} \\ jH_{zn}^{(i)}(a) \\ j \frac{\partial H_{zn}^{(i)}(a)}{\mathbf{g}_n^{(i)} \partial r} \end{pmatrix} = S(x|a) \mathbf{V}_n^{(2)}(a) \quad (6)$$

式中 $S(x|a)$ 为 4×4 的转移方阵 ($x = r_v, b$), 具有如下的表达式

$$S(x|a) = \mathbf{W}_n^{(N+2)}(x|a_+^{(N+1)}) \mathbf{T}_n(a_+^{(N+1)}|a_-^{(N+1)}) \cdots \mathbf{T}_n(a_+^{(2)}|a_-^{(2)}) \mathbf{W}_n^{(2)}(a_-^{(2)}|a) \mathbf{V}_n^{(2)}(a) \quad (7)$$

$$\mathbf{W}_n^{(i)} = \mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)} \begin{pmatrix} U_n^{(i)} & 0 \\ 0 & U_n^{(i)} \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$\mathbf{U}_n^{(i)} = \begin{pmatrix} -I_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) K_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) + I_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) K_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) & I_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) K_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) - I_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) K_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) \\ -I_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) K_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) + I_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) K_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) & I_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) K_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) - I_n(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i)}) K_n'(\mathbf{g}_n^{(i)} a^{(i+1)}) \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\mathbf{T}_n(a_+^{(i)}|a_-^{(i)}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\mathbf{e}_r^{(i)}(\mathbf{g}_n^{(i+1)})}{\mathbf{e}_r^{(i+1)}(\mathbf{g}_n^{(i)})} \mathbf{h}_0 \frac{wnb_n}{a^{(i)}c} \frac{1}{\mathbf{g}_n^{(i+1)} \mathbf{g}_n^{(i)2}} \frac{\mathbf{e}_r^{(i)} - \mathbf{e}_r^{(i+1)}}{\mathbf{e}_r^{(i+1)}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{wnb_n}{a^{(i)}c} \frac{1}{\mathbf{g}_n^{(i+1)} \mathbf{g}_n^{(i)2}} \frac{\mathbf{e}_r^{(i)} - \mathbf{e}_r^{(i+1)}}{\mathbf{h}_0} & 0 & 0 & \frac{\mathbf{g}_n^{(i+1)}}{\mathbf{g}_n^{(i)}} \end{pmatrix} \quad (10)$$

式中 $a^{(i)}, a^{(i+1)}$ 分别表示第 i 和第 $i+1$ 层外半径; $a_-^{(i)}, a_+^{(i)}$ 分别表示外半径的左极限和右极限。

在 $r = r_v$ 处的边界条件为

$$E_{zn}^{(N+2)}(r_v) = 0 \quad (11)$$

在 $r = b$ 处的边界条件为

$$E_{zn}^{(N+2)}(b) = 0 \quad (12)$$

将式(11)和(12)代入式(6)可得

$$\begin{cases} l_{EE_n}^{(2)} = \frac{1}{S_{14}S_{42} - S_{12}S_{44}} (S_{44}S_{11} - S_{14}S_{41}) & l_{EH_n}^{(2)} = \frac{1}{\mathbf{h}_0(S_{14}S_{42} - S_{12}S_{44})} (-S_{44}S_{13} + S_{14}S_{43}) \\ l_{HE_n}^{(2)} = \frac{\mathbf{h}_0}{S_{14}S_{42} - S_{12}S_{44}} (-S_{42}S_{11} + S_{12}S_{41}) & l_{HH_n}^{(2)} = \frac{1}{S_{14}S_{42} - S_{12}S_{44}} (-S_{42}S_{13} + S_{12}S_{43}) \end{cases} \quad (13)$$

利用导纳矩阵 $Y_n^{(1)}$ 和 $Y_n^{(2)}$, 可得出螺旋线内部和模拟螺旋带的真空层的电场和磁场切向分量的关系。

在 $r = a$ 处, 磁场的边界条件为

$$\begin{cases} H_{zn}^{(2)}(a) - H_{zn}^{(1)}(a) = -J_{qn} \\ H_{qn}^{(2)}(a) - H_{qn}^{(1)}(a) = J_{zn} \end{cases} \quad (14)$$

由式(4)和式(14)可得

$$\begin{pmatrix} E_{qn} \\ E_{zn} \end{pmatrix} = \mathbf{Z}_n \begin{pmatrix} J_{zn} \\ -J_{qn} \end{pmatrix} \quad (15)$$

式中 $\mathbf{Z}_n = (Y_n^{(2)} - Y_n^{(1)})^{-1}$ 为阻抗矩阵。

在 $r = a$ 处电场分量 E_q, E_z 用面电流表达为

$$\begin{pmatrix} E_q(\mathbf{q}, z) \\ E_z(\mathbf{q}, z) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} z_n \int_0^2 dx e^{jn(\mathbf{q}-x)} \begin{pmatrix} J_z(x, z) \\ -J_q(x, z) \end{pmatrix} \quad (16)$$

为了运算的方便, 对式(16)进行坐标变换和傅里叶变换后可得

$$\begin{pmatrix} E_{xk} \\ E_{hk} \end{pmatrix} = e^{-jbn \cos y} \frac{1}{2\pi a \sin y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jnh' a \sin y} \int_0^W dy e^{jy \left[\frac{n}{a \sin y} + b \cos y \right]} \begin{pmatrix} \cos y & \sin y \\ -\sin y & \cos y \end{pmatrix} \mathbf{Z}_n \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos y & -\sin y \\ \sin y & \cos y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{xk} \\ J_{hk} \end{pmatrix}$$

(17)

式中 \mathbf{x} 表示平行于螺旋方向的分量, \mathbf{h} 表示垂直于螺旋方向的分量, \mathbf{y} 为螺旋角。

在 $r = a$ 处利用边界条件 $E_q = E_z = 0$, 令 $S = 2\mathbf{h}/W - 1, (-1 < S < 1)$, W 为螺旋带的宽度, $\mathbf{a}_n = \frac{W}{2} \left(\frac{n}{a \sin \mathbf{y}} + \mathbf{b} \cos \mathbf{y} \right)$, 可得

$$\begin{pmatrix} E_{\mathbf{x}}(s) \\ E_{\mathbf{h}}(s) \end{pmatrix} = \frac{W/2}{2\pi a \sin \mathbf{y}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-1}^1 dle^{-j\mathbf{a}_n(s-l)} \begin{pmatrix} \cos \mathbf{y} & \sin \mathbf{y} \\ -\sin \mathbf{y} & \cos \mathbf{y} \end{pmatrix} Z_n \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \mathbf{y} & -\sin \mathbf{y} \\ \sin \mathbf{y} & \cos \mathbf{y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{\mathbf{x}}(l) \\ J_{\mathbf{h}}(l) \end{pmatrix} = 0 \quad (18)$$

将螺旋带上的面电流分量在 \mathbf{x} 和 \mathbf{h} 方向用切比雪夫多项式展开, 式(18)可变为

$$\begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & \cdots \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & \cdots \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{\mathbf{x}0} \\ J_{\mathbf{h}0} \\ J_{\mathbf{x}1} \\ J_{\mathbf{h}1} \\ \vdots \end{pmatrix} = M\mathbf{J} = 0 \quad (19)$$

式中 $M_{ll'}$ ($l, l' = 0, 1, 2, \dots, \infty$) 为 2×2 的块方阵, 其表达式为

$$M_{ll'} = (-1)^l j^{l+l'} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} J_l(\mathbf{a}_n) & 0 \\ 0 & \frac{l+l'}{\mathbf{a}_n} J_{l+l'}(\mathbf{a}_n) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \mathbf{y} & \sin \mathbf{y} \\ -\sin \mathbf{y} & \cos \mathbf{y} \end{pmatrix} Z_n \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \mathbf{y} & -\sin \mathbf{y} \\ \sin \mathbf{y} & \cos \mathbf{y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{l'}(\mathbf{a}_n) & 0 \\ 0 & \frac{l+l'}{\mathbf{a}_n} J_{l'}(\mathbf{a}_n) \end{pmatrix} \quad (20)$$

式中 $J_l(\mathbf{a}_n)$ 为第一类贝塞尔函数。式(20)有非零电流解的条件是

$$\det M = 0 \quad (21)$$

式(21)就是加载翼片螺旋线慢波系统的色散方程。

2.2 耦合阻抗

假设采用实心电子注, 电子束填充比为 0.5, 由于作用于电子注的场在横截面的分布是不均匀的, 为了更好地表征电子注和波相互作用的有效程度, 引入第 n 次空间谐波的平均耦合阻抗的概念

$$\bar{K}_n(r) = \frac{\int_s |E_{zn}^{(1)}(r)|^2 ds}{2b_n^2 PS} = K_n(r) \frac{I_n^2(\mathbf{g}_n^{(1)} a/2) - I_{n-1}(\mathbf{g}_n^{(1)} a/2) I_{n+1}(\mathbf{g}_n^{(1)} a/2)}{I_n^2(\mathbf{g}_n^{(1)} r)} \quad (22)$$

式中 S 为电子注横截面积; $K_n(r)$ 为第 n 次空间谐波在 r 处的耦合阻抗, 其定义为

$$K_n(r) = \frac{|E_{zn}^{(1)}(r)|^2}{2b_n^2 P} \quad (23)$$

式中 P 为沿慢波系统传播的功率流。

$$P = \operatorname{Re} \left(\frac{1}{2} \int \bar{\mathbf{E}} \times \bar{\mathbf{H}}^* ds \right) = \operatorname{Re} \left(\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{r_0} r dr (E_m H_{qn}^* - E_{qn} H_m^*) \right) = \operatorname{Re} \left(\sum_{i=1}^{N+2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (P_n^{(i)}(a^{(i)}) - P_n^{(i)}(a^{(i-1)})) \right) \quad (24)$$

式中

$$\begin{cases} P_n^{(i)}(r) = \frac{\pi w e_0 b_n}{\mathbf{g}_n^{(i)4}} (\mathbf{e}_r^{(i)} P_z + \mathbf{h}_0^2 P_y + j n \mathbf{h}_0 P_x), & P_z = r E_{zn}^{(i)*} \frac{\partial}{\partial r} E_{zn}^{(i)} - \frac{1}{2} (\mathbf{g}_n^{(i)2} r^2 + n^2) |E_{zn}^{(i)}|^2 + \frac{1}{2} r^2 \left| \frac{\partial}{\partial r} E_{zn}^{(i)} \right|^2 \\ P_y = r H_{zn}^{(i)*} \frac{\partial}{\partial r} H_{zn}^{(i)} - \frac{1}{2} (\mathbf{g}_n^{(i)2} r^2 + n^2) |H_{zn}^{(i)}|^2 + \frac{1}{2} r^2 \left| \frac{\partial}{\partial r} H_{zn}^{(i)} \right|^2, & P_x = \mathbf{e}_r^{(i)} \frac{\mathbf{w}}{\mathbf{b}_n c} E_{zn}^{(i)*} H_{zn}^{(i)} - \frac{\mathbf{b}_n c}{\mathbf{w}} E_{zn}^{(i)} H_{zn}^{(i)*} \end{cases} \quad (25)$$

2.3 衰减常数

衰减常数也是衡量慢波系统的一个重要参数。螺旋线行波管的损耗是由螺旋线、金属管壳、加载翼片、电介质夹持杆的损耗等引起。由于螺旋线、金属管壳的有限电导率所引起的损耗是主要的, 故本文只考虑二者的损耗而忽略加载翼片和介质夹持杆所引起的损耗。尽管螺旋线的厚度很薄, 但远远大于其集肤深度, 螺旋线内外表面磁场的非连续性将引起表面电流, 因此螺旋线在单位轴向上的损耗功率为

$$P_{\text{tapeaxial}} = \frac{\pi a p}{W} R_{sl} (|H_{q1}|^2 + |H_{z1}|^2 + |H_{q2}|^2 + |H_{z2}|^2)_{r=a} \quad (26)$$

式中 $R_{s1} = \sqrt{\pi m_0 f r_{hel}}$ 为螺旋线的表面电阻; r_{hel} 为螺旋线的电阻率; 磁场分量通过数值求解获得。金属屏蔽筒内壁的损耗功率为

$$P_{env,axial} = \pi b R_{s2} (|H_{q3}|^2 + |H_{z3}|^2)_{r=b} \quad (27)$$

式中 $R_{s2} = \sqrt{\pi m_0 f r_{env}}$ 为金属屏蔽筒表面电阻; r_{env} 为金属屏蔽筒的电阻率。式中的磁场分量通过数值求解获得, 因此衰减常数

$$a = \frac{P_1}{2P} = \frac{P_{tape,axial} + P_{env,axial}}{2P} \quad (28)$$

3 数值计算结果与讨论

给定螺旋线慢波系统的参数, 数值求解式(21)、(22)和式(28), 就可以求得翼片加载螺旋线慢波结构的色散曲线、平均耦合阻抗和衰减常数, 下面分别进行讨论。

1) 利用翼片加载螺旋线慢波结构的参数 ($a = 1.245 \text{ mm}, b_1 = 1.345 \text{ mm}, r_v = 2.019 \text{ mm}, b = 2.794 \text{ mm}, e_r = 3.2, p = 0.801 \text{ mm}, m = 3, W_r = 0.5 \text{ mm}, W_r$ 为矩形夹持杆的宽度), 对其色散特性和平均耦合阻抗进行数值计算。如图2、3所示, 发现加载翼片后改善了色散特性, 但因减小 E_z 不可避免地带来平均耦合阻抗的减少, 因此在行波管的设计过程中必须根据其性能的要求综合考虑其色散特性和平均耦合阻抗。

2) 如图4所示, 利用文献[10, 11]提供的理论数据和实验数据与本文的理论数据进行比较, 发现用本文的理论计算而得到的色散曲线比用文献[10]的无限多个翼片(Infinite Number of Vanes, INV)模型的理论计算而得到的色散曲线更加接近实验数据。

3) 利用文献[13]给出的参数, 运用求衰减常数的计算公式得到了如图5所示的比较图, 用本文的方法得到的衰减常数的平均误差为14.3%。从图中可以看出, 其结果明显比文献[12]的结果更加接近实验数据。

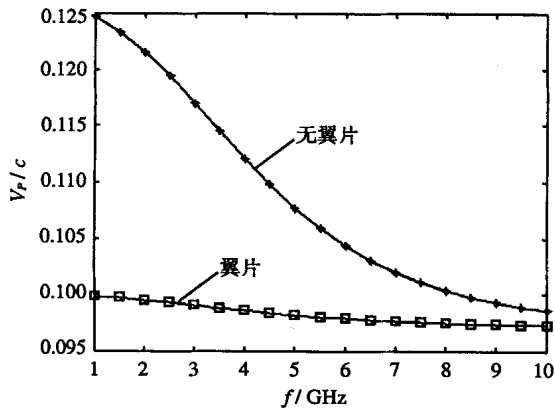


图2 翼片对色散特性的影响

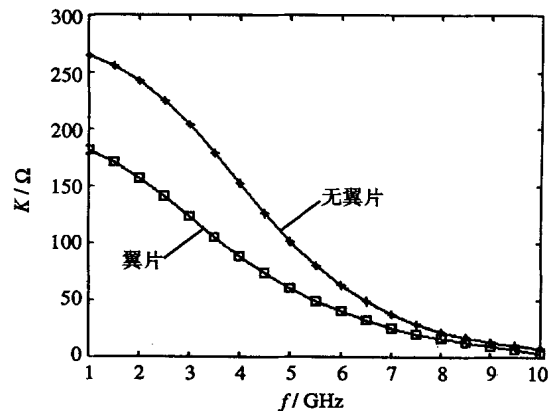


图3 翼片对平均耦合阻抗的影响

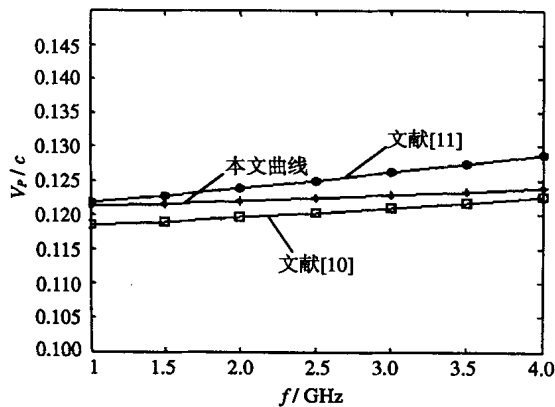


图4 色散特性理论值与实验值的比较图

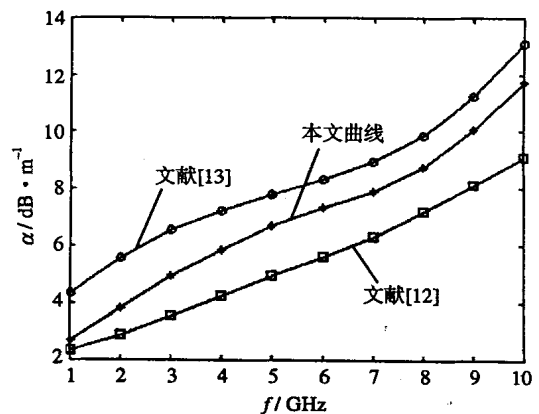


图5 衰减常数理论值与实验值的比较图

应用简单翼片模型分析了具有实用价值的螺旋线慢波结构,给出求色散特性、平均耦合阻抗和衰减常数的公式,具有一定的普适性。求出相速、平均耦合阻抗和衰减常数后,大信号理论中的皮尔斯增益参量、损耗参量和速度参量就可以求出,为大信号理论的分析提供了必要的参数。

参 考 文 献

- [1] Pierce J R. Traveling wave tubes[M]. New York: Van Nostrand, 1950
- [2] Sensiper S. Electromagnetic wave propagation on helical structure(a review and survey of recent progress)[J]. Proc IRE, 1955, 43:149-161
- [3] Rowe J E. Nonlinear electron-wave interaction phenomenon[M]. New York: Academic Press, 1965
- [4] David C. Exact treatment of the dispersion and beam interaction impedance of a thin tape helix surrounded by a radially stratified Dielectric[J]. IEEE Transactions on ED, 1999, 46(7): 1 472-1 483
- [5] Jain P K. Effect of the finite thickness of the helix wire on the characteristics of the helical slow-wave structure of a traveling-wave Tube[J]. IEEE Transactions on ED, 1987, 34(5): 1 209-1 213
- [6] Kartikeyan M V. A study of radially thick helix: equivalent circuit approach[J]. IEEE Transactions on ED, 1992, 39(8): 1 961-1 965
- [7] Kartikeyan M V. Effective simulation of the radial thickness of helix for broad band, practical TWT's[J]. IEEE Transaction on Plasma Science, 1999, 27(4): 1 115-1 123
- [8] Ghosh S. Rigorous tape analysis of inhomogeneously-loaded helical slow-wave structures[J]. IEEE Transaction on ED, 1997, 44(7): 1 158-1 168
- [9] 段兆云, 宫玉彬, 王文祥, 等. 考虑螺旋带径向厚度的螺旋线慢波系统的研究[J]. 强激光与粒子束, 2002, 14(6): 905-910
- [10] Lalit k. Modeling of a vane-loaded helical slow-wave structure for broad-band traveling-wave tubes[J]. IEEE Transaction on ED, 1989, 36(9): 1 991-1 999
- [11] Scott A W. Dual-mode traveling-wave tube status report[R]. Varian Associates, 1973
- [12] Jain P K. The effect of conductivity losses on propagation through the helical slow-wave tube[J]. IEEE Transaction on ED, 1988, 35(4): 549-558
- [13] Gilmour A S, Gillette M R, Chen J T. Theoretical and experimental TWT helix loss determination[J]. IEEE Transaction on ED, 1979, 26(10): 747-755

编辑 漆 蓉

· 科研成果介绍 ·

网上学校软件系统

主研人员: 蔡洪斌 闵 帆 刘启和 房春兰 杨国纬 谢莉均

网上学校软件系统基于Internet实现学校的教、学、管三个环节,具有远程教学管理和课件管理、讨论、辅导答疑和布置作业等功能,是一个方便实用的教学辅助工具。该系统采用Java技术开发,具有平台独立性、代码安全性等特点,支持在Windows和UNIX平台上运行,在分布式应用、缓存读写机制、系统安全性等方面具有特色。

· 渠 涌 ·