

# 衰减器对螺旋线慢波结构高频特性影响的理论研究<sup>\*</sup>

宫玉彬 邓明金 段兆云 吕明毅 魏彦玉 王文祥

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2006 年 11 月 22 日收到, 2007 年 1 月 5 日收到修改稿)

以加载衰减器的螺旋线慢波结构作为研究对象, 采用螺旋导电面模型, 用真空层模拟螺旋带的厚度, 用均匀介质层等效分立的介质夹持杆, 并考虑到各横向区域横向传播常数的不同, 得到了任意次模式的色散方程和耦合阻抗的表达式. 在此基础上, 分析了衰减器对主模和  $-1$  次模式的衰减常数、相位常数和耦合阻抗的影响. 所得结果对设计衰减器具有理论指导意义, 为螺旋线慢波系统高频特性的改善以及反射振荡和返波振荡的抑制提供了理论依据.

关键词: 螺旋线, 行波管, 衰减, 色散

PACC: 4110F, 4110H, 5235H

## 1. 引 言

螺旋线行波管以其高功率、宽频带、高增益和高效率的特性, 在当今高功率微波源中占有重要的地位, 广泛应用于电子对抗和通信等领域<sup>[1]</sup>. 螺旋线慢波结构的高频参数是大信号分析的基础<sup>[2,3]</sup>, 常用的物理模型有螺旋导电面模型和螺旋带模型<sup>[4-7]</sup>. 螺旋带模型考虑了螺旋线在轴向和角向的不均匀性, 精度比螺旋导电面模型有大幅改善. Chernin 等<sup>[8]</sup>用 Chebyshev 多项式展开螺旋带上的面电流, 求解了螺旋带的色散和耦合阻抗, 首次在理论上舍弃了面电流密度的假设. Duan 等<sup>[9]</sup>在文献<sup>[8]</sup>的基础上考虑了螺旋带的厚度, 完善了物理模型, 结果更加准确.

螺旋线行波管作为一种宽频带、高增益、高功率器件, 容易产生自激振荡而破坏管子的正常工作. 加载衰减器可以减小由内部反射引起的自激振荡(反射振荡)以及返波振荡发生的可能, 因此其优劣直接决定了行波管工作的稳定性. 加载衰减器的螺旋线慢波结构中, 早期的分析一般将衰减器部分理想化而看成是一段切断区. Webber<sup>[10]</sup>研究了管外加载衰减器的螺旋线慢波结构的高频特性, 并给出了

一些试验结果. Caldwell<sup>[11]</sup>研究了类似的结构, 并指出慢波结构的耦合阻抗随着衰减器表面电阻率的增加而增加, 然而他没有给出理论分析来支持这一观察结果. Jain 和 Basu 等<sup>[12,13]</sup>分析了管内加载衰减器的螺旋线慢波结构的高频特性, 但他们没有考虑离散的介质夹持杆的情况, 并且没有分析衰减器对返波高频特性的影响. 我们知道, 螺旋导电面模型的模式相应于螺旋带模型的高次空间谐波. 对于某些模式, 当一定的条件得到满足时, 就有可能导致返波振荡, 返波振荡的抑制对螺旋线行波管尤其重要. Duan 等<sup>[14]</sup>分析了螺旋线慢波系统衰减器区域的  $-1$  次模式的高频特性, 但是文献<sup>[14]</sup>采用的是近似的公式, 结果不够准确.

本文以加载衰减器的螺旋线慢波结构作为研究对象, 用真空层模拟螺旋带的厚度, 用均匀介质层等效分立的介质夹持杆, 考虑了各横向区域中介电常数以及横向传播常数的不同, 采用场论的分析方法, 得到了任意次模式的色散方程和耦合阻抗的表达式, 研究了衰减器表面电阻率对主模和  $-1$  次模式的衰减常数、相位常数和耦合阻抗的影响. 本文的结果对设计衰减器具有理论指导意义, 为螺旋线慢波系统高频特性的改善以及反射振荡和返波振荡的抑制提供了理论依据.

<sup>\*</sup> 大功率微波国家重点实验室基金(批准号: 51440020205DZ0206), 国家自然科学基金(批准号: 60601007, 60532010)和电子科技大学青年基金重点项目(批准号: 1X05018)资助的课题.

## 2. 物理模型

实际的螺旋线慢波结构如图 1 所示. 本文将有限厚度的螺旋线等效成中央存在一无限薄螺旋带的等厚真空层, 将离散的介质夹持杆等效成角向连续的介质管, 等效结构如图 2 所示. 图中  $a$  为螺旋导电面半径, 即螺旋带的平均半径;  $b_1$  为螺旋带的外半径, 即介质层的内半径;  $b$  为金属屏蔽筒的内半径.

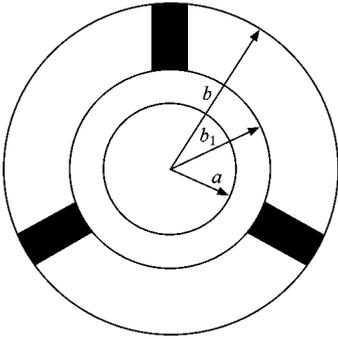


图 1 实际的螺旋线慢波结构横截面示意图

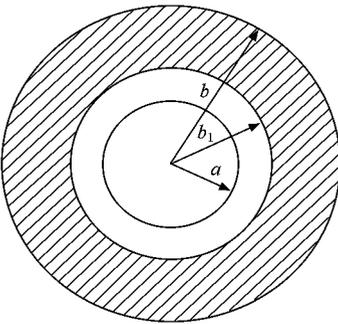


图 2 等效螺旋线慢波结构横截面示意图

由于金属屏蔽筒外的空间被屏蔽了, 因此螺旋线慢波结构在横向可分为三个区域 (1)  $0 \leq r \leq a$ , 螺旋导电面内部区域; (2)  $a < r \leq b_1$ , 模拟螺旋带厚度的真空层; (3)  $b_1 < r \leq b$ , 等效介质夹持杆的介质层.

在螺旋线行波管中, 实际加载的是角向离散的介质夹持杆, 而不是均匀介质圆环. 用分层的介质来等效介质夹持的方法可适用于任意形状的介质夹持<sup>[8]</sup>. 等效介质层的有效相对介电常数为

$$\epsilon'_{r, \text{eff}} = 1 + \frac{(\epsilon'_r - 1)mA_s}{A}, \quad (1)$$

式中  $\epsilon'_r$  为介质夹持杆的相对介电常数,  $A_s$  为一个介质夹持杆在对应的等效介质层的横截面面积,  $A$  为等效介质层的横截面面积,  $m$  为夹持杆数目.

## 3. 理论分析

### 3.1. 场表达式

螺旋导电面沿传导方向的边界条件是倾斜的, 其中不可能存在单独的 TE 波或 TM 波, 任何场型都是既有纵向电场又有纵向磁场. 对亥姆霍兹方程在圆柱坐标系  $(r, \theta, z)$  下求解, 可得各区域中的纵向场分量

$$E_{zn}^{(i)} = A_n^{(i)} I_{nr}^{(i)} + B_n^{(i)} K_{nr}^{(i)}, \quad (2)$$

$$H_{zn}^{(i)} = C_n^{(i)} I_{nr}^{(i)} + D_n^{(i)} K_{nr}^{(i)}. \quad (3)$$

根据纵向场法, 可得场的横向分量与纵向分量的关系如下:

$$\gamma_n^{(i)} E_m^{(i)} = \Gamma_n \frac{\partial}{\partial r} E_{zn}^{(i)} - \frac{n\omega\mu_0}{r} H_{zn}^{(i)}, \quad (4)$$

$$\gamma_n^{(i)} E_{\theta n}^{(i)} = \frac{jn\Gamma_n}{r} E_{zn}^{(i)} - j\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial r} H_{zn}^{(i)}, \quad (5)$$

$$\gamma_n^{(i)} H_m^{(i)} = \frac{n\omega\epsilon^{(i)}}{r} E_{zn}^{(i)} + \Gamma_n \frac{\partial}{\partial r} H_{zn}^{(i)}, \quad (6)$$

$$\gamma_n^{(i)} H_{\theta n}^{(i)} = j\omega\epsilon^{(i)} \frac{\partial}{\partial r} E_{zn}^{(i)} + \frac{jn\Gamma_n}{r} H_{zn}^{(i)}. \quad (7)$$

将 (2) (3) 式代入 (4)–(7) 式, 可以求出各区域中的径向  $(r)$  和角向  $(\theta)$  的场分量表达式

$$E_m^{(i)} = \frac{\Gamma_n}{2\gamma_n^{(i)}} \left[ A_n^{(i)} (\mathfrak{I}_{(n-1)r}^{(i)} + \mathfrak{I}_{(n+1)r}^{(i)}) - B_n^{(i)} (\mathfrak{K}_{(n-1)r}^{(i)} + \mathfrak{K}_{(n+1)r}^{(i)}) \right] - \frac{n\omega\mu_0}{\gamma_n^{(i)} r} (C_n^{(i)} \mathfrak{I}_{nr}^{(i)} + D_n^{(i)} \mathfrak{K}_{nr}^{(i)}), \quad (8)$$

$$E_{\theta n}^{(i)} = \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(i)} r} (A_n^{(i)} \mathfrak{I}_{nr}^{(i)} + B_n^{(i)} \mathfrak{K}_{nr}^{(i)}) - \frac{j\omega\mu_0}{2\gamma_n^{(i)}} \left[ C_n^{(i)} (\mathfrak{I}_{(n-1)r}^{(i)} + \mathfrak{I}_{(n+1)r}^{(i)}) - D_n^{(i)} (\mathfrak{K}_{(n-1)r}^{(i)} + \mathfrak{K}_{(n+1)r}^{(i)}) \right], \quad (9)$$

$$H_m^{(i)} = \frac{n\omega\epsilon^{(i)}}{\gamma_n^{(i)} r} (A_n^{(i)} \mathfrak{I}_{nr}^{(i)} + B_n^{(i)} \mathfrak{K}_{nr}^{(i)}) + \frac{\Gamma_n}{2\gamma_n^{(i)}} \left[ C_n^{(i)} (\mathfrak{I}_{(n-1)r}^{(i)} + \mathfrak{I}_{(n+1)r}^{(i)}) - D_n^{(i)} (\mathfrak{K}_{(n-1)r}^{(i)} + \mathfrak{K}_{(n+1)r}^{(i)}) \right], \quad (10)$$

$$H_{\theta n}^{(i)} = \frac{j\omega\epsilon^{(i)}}{2\gamma_n^{(i)}} \left[ A_n^{(i)} (K_{n-1}^{(i)r} + K_{n+1}^{(i)r}) - B_n^{(i)} (K_{n-1}^{(i)r} + K_{n+1}^{(i)r}) \right] + \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(i)} R} (C_n^{(i)} I_{nr}^{(i)} + D_n^{(i)} K_{nr}^{(i)}) \quad (11)$$

这里上标  $i = 1, 2, 3$  分别代表螺旋线慢波结构的不同区域,在公式中我们省略了因子  $e^{(j\omega t - \Gamma_n z)}$ ,  $\omega$  为工作的角频率,  $n$  表示第  $n$  次模式;  $\epsilon^{(i)}$  是区域  $i$  的介电常数;  $A_n^{(i)}, B_n^{(i)}, C_n^{(i)}$  和  $D_n^{(i)}$  是未知的幅值系数,它们的值可由边界条件确定;  $\Gamma_n$  是第  $n$  次模式的纵向传播常数,即

$$\Gamma_n = \alpha_n + j\beta_n,$$

它的实部是第  $n$  次模式的衰减常数  $\alpha_n$ ,虚部是第  $n$  次模式的相位常数  $\beta_n$ ;  $\gamma_n^{(i)}$  是第  $n$  次模式在区域  $i$  的横向传播常数,即

$$\gamma_n^{(i)} = (-\Gamma_n^2 - k^{(i)2})^{1/2} = \left( -\Gamma_n^2 - \epsilon_r^{(i)} \frac{\omega^2}{c_0^2} \right),$$

其中  $k^{(i)}$  为区域  $i$  的自由空间传播常数,  $\epsilon_r^{(i)}$  为区域  $i$  的相对介电常数,  $c_0$  为真空中的光速,由于考虑了各区域介电常数的不同,因此横向传播常数  $\gamma_n^{(i)}$  也是不同的;

$$I_{nr}^{(i)} = I_n(\gamma_n^{(i)} r),$$

$$K_{nr}^{(i)} = K_n(\gamma_n^{(i)} r)$$

分别表示区域  $i$  的第一类和第二类  $n$  阶修正贝塞尔函数,其中  $\gamma_n^{(i)} r$  是它们的自变量。

区域(1)包括轴线,当  $r \rightarrow 0$  时,  $K_{nr}^{(1)} \rightarrow \infty$ 。而对于任何一个物理意义上的场,其值都是有限的,所以  $B_n^{(1)}, D_n^{(1)}$  必然为零。

### 3.2. 边界条件

根据螺旋导电面假设,电场在螺旋导电方向的切向分量为零,电场的法向分量在螺旋导电面两边连续,磁场的切向分量连续。在  $r = a$  的螺旋导电面上满足的边界条件如下:

$$E_{zn}^{(1)} = E_{zn}^{(2)}, \quad (12)$$

$$E_{zn}^{(1)} + E_{\theta n}^{(1)} \cot\psi = 0, \quad (13)$$

$$E_{zn}^{(2)} + E_{\theta n}^{(2)} \cot\psi = 0, \quad (14)$$

$$H_{zn}^{(1)} + H_{\theta n}^{(1)} \cot\psi = H_{zn}^{(2)} + H_{\theta n}^{(2)} \cot\psi, \quad (15)$$

式中  $\psi$  是螺旋线的螺旋角。

在  $r = b_1$  的等效介质层内表面,切向电场连续,切向磁场不连续,切向磁场之差等于衰减器的表面电流密度,边界条件如下:

$$E_{zn}^{(2)} = E_{zn}^{(3)}, \quad (16)$$

$$E_{\theta n}^{(2)} = E_{\theta n}^{(3)}, \quad (17)$$

$$H_{\theta n}^{(3)} - H_{\theta n}^{(2)} = \sigma_s E_{zn}^{(2)}, \quad (18)$$

$$H_{zn}^{(2)} - H_{zn}^{(3)} = \sigma_s E_{\theta n}^{(2)}, \quad (19)$$

式中  $\sigma_s = 1/R_s$  是衰减器的表面电导率,  $R_s$  是衰减器的表面电阻率。

在  $r = b$  的金属屏蔽筒内表面,切向电场连续,边界条件如下:

$$E_{zn}^{(3)} = 0, \quad (20)$$

$$E_{\theta n}^{(3)} = 0. \quad (21)$$

根据以上的分析结果,将各区域中场的表达式(2)(3)和(8)–(11)式代入边界条件(12)–(21)式,得到关于幅值系数  $A_n^{(i)}, B_n^{(i)}, C_n^{(i)}$  和  $D_n^{(i)}$  的齐次线性方程组。根据矩阵理论中齐次线性方程组存在非零解的条件,可以得到加载衰减器的螺旋线慢波结构的色散方程

$$\det M = 0, \quad (22)$$

式中  $M$  是关于幅值系数  $A_n^{(i)}, B_n^{(i)}, C_n^{(i)}$  和  $D_n^{(i)}$  的齐次线性方程组  $10 \times 10$  的系数矩阵(见附录)。

色散方程是一个复系数超越方程,本文采用 Muller 算法<sup>[15]</sup>对加载衰减器的螺旋线慢波结构的色散方程进行数值求解,得到的根就是纵向传播常数,再分别取它的实部和虚部,就得到了幅度衰减常数和相位常数。

### 3.3. 耦合阻抗

耦合阻抗定义参见文献[4],考虑到衰减器的损耗,螺旋线慢波结构第  $n$  次模式的耦合阻抗的表达式<sup>[12]</sup>如下:

$$K_n = E_{zn}^{(1)}(0) \frac{\left( \frac{\beta_n - \alpha_n \exp(-\pi\alpha_n/2\beta_n)}{\alpha_n^2 + \beta_n^2} \right)^2}{2P}, \quad (23)$$

式中  $E_{zn}^{(1)}(0)$  是第  $n$  次模式在  $r = 0$  处的轴向电场,  $P$  是沿慢波系统传播的总功率流。

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{s} \\ = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^a (E_m^{(1)} H_{\theta n}^{(1)*} - E_{\theta n}^{(1)} H_m^{(1)*}) 2\pi r dr \\ + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_a^{b_1} (E_m^{(2)} H_{\theta n}^{(2)*} - E_{\theta n}^{(2)} H_m^{(2)*}) 2\pi r dr \\ + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{b_1}^b (E_m^{(3)} H_{\theta n}^{(3)*} - E_{\theta n}^{(3)} H_m^{(3)*}) 2\pi r dr. \quad (24)$$

根据色散方程确定纵向传播常数后,幅值系数  $A_n^{(i)}$ ,  $B_n^{(i)}$ ,  $C_n^{(i)}$  和  $D_n^{(i)}$  可以通过边界条件得到. 在具体的计算过程中,将某个幅值系数设置为 1,其余的幅值系数则相继确定. 求出幅值系数后,场分布就确定了. 将场表达式代入(24)式,求得沿螺旋线纵向传播的功率流. 耦合阻抗的值就可通过(23)式计算得到. 这样处理虽然影响电磁场的幅值大小,但是从耦合阻抗的定义可以看出,它对耦合阻抗的计算

是没有影响的.

## 4. 数值计算与分析

基于上述理论将有限厚度的螺旋线等效成中央存在一无限薄螺旋带的等厚真空层,将角向离散的介质夹持杆连续化而等效成均匀的介质层. 一个典型的螺旋线行波管的结构参数如表 1 所列.

表 1 螺旋线慢波系统的结构参量

螺旋带平均半径 $a/\text{mm}$	螺旋带外半径 $b_1/\text{mm}$	金属屏蔽筒内半径 $b/\text{mm}$	螺旋角 $\psi/(\circ)$	夹持杆条数 $m$	夹持杆宽度/ $\text{mm}$	夹持杆高度/ $\text{mm}$	夹持杆相对介电常数/ $\epsilon_r$
1.465	1.590	2.920	9.5	3	0.680	1.330	5.2

在数值计算过程中,衰减器表面电阻率  $R_s$  在合理的范围内取值. 假设衰减器的表面电阻率相对于工作频率是独立的,这种近似是合理的,因为在这里衰减器的厚度远小于趋肤深度.

由计算结果可以看出,主模的衰减常数、相位常数和耦合阻抗随衰减器表面电阻率变化的规律与文献 [12, 13] 所得的结果一致,表明本文的理论分析是正确的.

图 3 描绘了衰减器表面电阻率对主模衰减常数的影响. 由图 3 可以看出,在一定工作频率下,存在最优的衰减器表面电阻率使主模的衰减常数达到最大. 在一定的衰减器表面电阻率下,随着频率的增大,主模的衰减常数也随之增大.

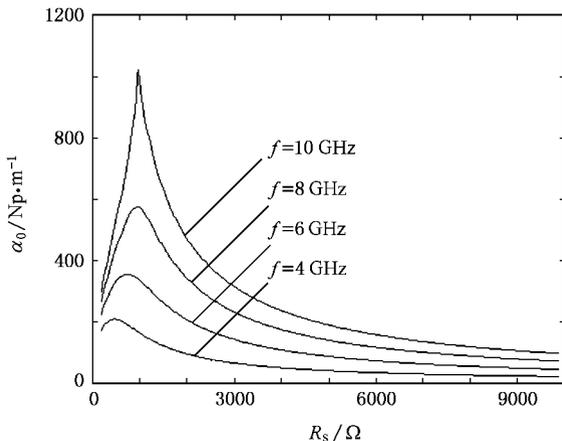


图 3 衰减器表面电阻率  $R_s$  对主模衰减常数  $\alpha_0$  的影响

图 4 给出了主模的相位常数随衰减器表面电阻率的变化. 从图 4 可以看出,在一定的工作频率下,主模的相位常数随着衰减器表面电阻率的增大而增

大,当衰减器表面电阻率大于某一值时曲线趋于平坦. 衰减器对主模的相位常数影响极弱. 在衰减器表面电阻率较小时,主模的相位常数随着工作频率的增大而缓慢增大,色散较弱,系统的工作带宽较宽.

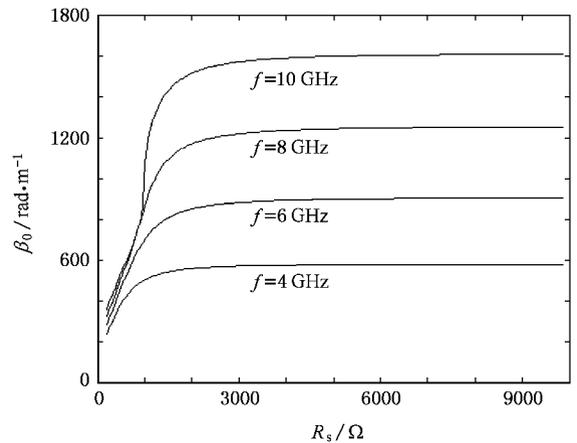


图 4 衰减器表面电阻率  $R_s$  对主模相位常数  $\beta_0$  的影响

图 5 所示为衰减器表面电阻率对主模耦合阻抗的影响. 从图 5 可以看出,当频率较低时,主模的耦合阻抗随着衰减器表面电阻率的增大而增大,而当频率超过一定值时,随着衰减器表面电阻率的增大,主模的耦合阻抗先增大,达到最大值后逐渐减小,而后又缓慢增大. 在一定的衰减器表面电阻率下,主模的耦合阻抗随着工作频率的增大而减小.

在螺旋线慢波系统中,随着模式次数的增加,它的相速对波长的依赖关系增强而它的幅值减小,因而耦合阻抗也相应减小. 但是,对于  $-1$  次模式,无论是其相速的绝对值,还是耦合阻抗的大小,在一定的条件下都有可能达到与主模接近或相等. 此外,为了获得最大的带宽,行波管一般总是工作在主模

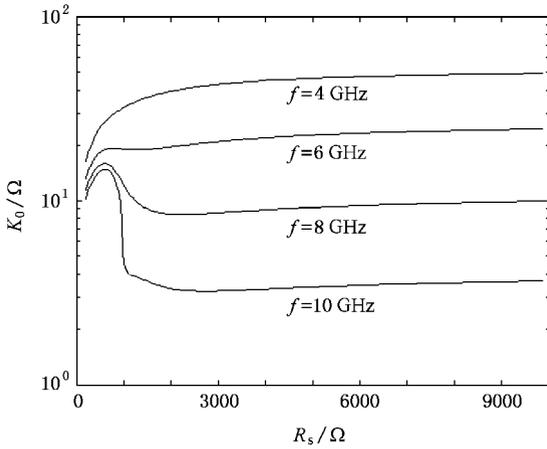


图5 衰减器表面电阻率  $R_s$  对主模耦合阻抗  $K_0$  的影响

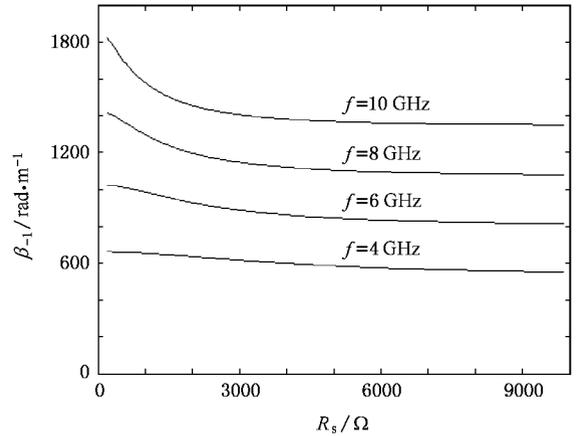


图7 衰减器表面电阻率  $R_s$  对  $-1$  次模式相位常数  $\beta_{-1}$  的影响

上,在这种情况下电子注就完全有可能同时与  $-1$  次模式也发生有效作用,产生振荡.所以,有必要对  $-1$  次模式在该结构中的高频特性进行分析.

图6给出了衰减器表面电阻率对  $-1$  次模式的衰减常数的影响.图6中曲线的变化类似于图3,与主模不同的是随着工作频率的提高, $-1$  次模式的衰减常数达到最大值时的衰减器表面电阻率减小.

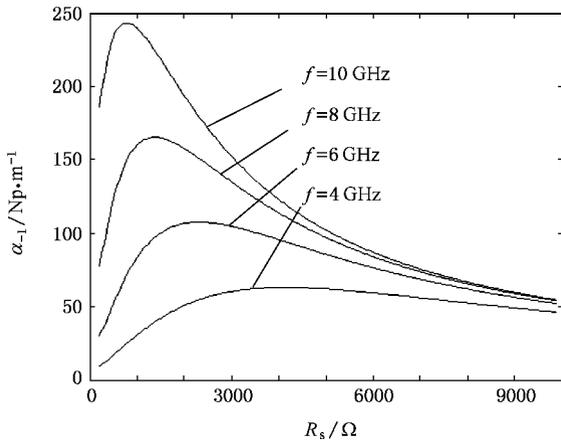


图6 衰减器表面电阻率  $R_s$  对  $-1$  次模式衰减常数  $\alpha_{-1}$  的影响

图7所示为不同频率下  $-1$  次模式的相位常数随衰减器表面电阻率的变化.从图7可以看出,与主模相反,在一定的工作频率下, $-1$  次模式的相位常数随着衰减器表面电阻率的增大而减小;在一定的衰减器表面电阻率下, $-1$  次模式的相位常数随着工作频率的增大而迅速增大,色散特性较差.

图8给出了不同频率下衰减器表面电阻率对  $-1$  次模式耦合阻抗的影响.从图8可以看出,在一定工作频率下, $-1$  次模式的耦合阻抗随着表面电

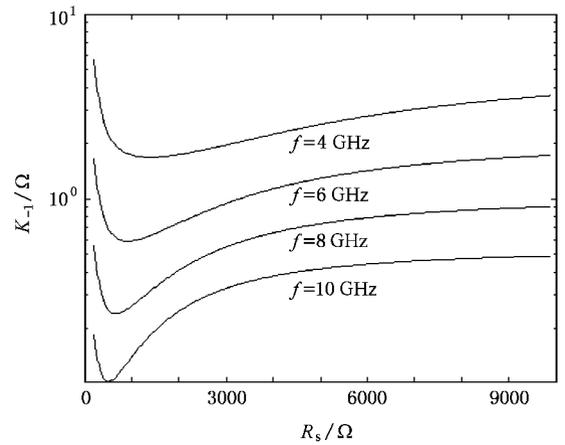


图8 衰减器表面电阻率  $R_s$  对  $-1$  次模式耦合阻抗  $K_{-1}$  的影响

阻率的增大先减小,达到最小值后又随着衰减器表面电阻率的增大而增大.在表面电阻率较大时,耦合阻抗趋于一个稳定值.与主模相比, $-1$  次模式的耦合阻抗相对较低.

## 5. 结 论

本文采用场论的方法分析了具有衰减器的螺旋线慢波结构,用真空层模拟螺旋带的厚度,用均匀介质层等效分立的介质支撑,并考虑到各横向区域横向传播常数的不同,从而得到了任意次模式的色散方程和耦合阻抗的表达式.进行了数值计算,分析了衰减器表面电阻率对主模和  $-1$  次模式的衰减常数、相位常数和耦合阻抗的影响.研究表明:合理地选择衰减器表面电阻率,除了提供所期望的衰减外,还有助于抑制返波振荡和反射振荡.本文得到的结

果对螺旋线慢波结构设计中衰减器表面电阻率的选择具有指导意义,为螺旋线慢波系统高频特性的改善以及反射振荡和返波振荡的抑制提供了理论依据.

## 附 录

矩阵  $M$  的各元素的表达式如下:

$$M_{11} = \Gamma_{na}^{(1)},$$

$$M_{12} = -\Gamma_{na}^{(2)},$$

$$M_{14} = -\mathbf{K}_{na}^{(2)},$$

$$M_{13} = M_{15} = M_{16} = M_{17} = M_{18} = M_{19} = M_{110} = 0,$$

$$M_{21} = \left(1 + \frac{jn\Gamma_n \cot\psi}{\gamma_n^{(1)} a}\right) \Gamma_{na}^{(1)},$$

$$M_{26} = -\frac{j\omega\mu_0 \cot\psi}{2\gamma_n^{(1)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(1)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(1)}),$$

$$M_{22} = M_{23} = M_{24} = M_{25} = M_{27} = M_{28} \\ = M_{29} = M_{210} = 0,$$

$$M_{32} = \left(1 + \frac{jn\Gamma_n \cot\psi}{\gamma_n^{(2)} a}\right) \Gamma_{na}^{(2)},$$

$$M_{34} = \left(1 + \frac{jn\Gamma_n \cot\psi}{\gamma_n^{(2)} a}\right) \mathbf{K}_{na}^{(2)},$$

$$M_{37} = -\frac{j\omega\mu_0 \cot\psi}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{39} = \frac{j\omega\mu_0 \cot\psi}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{31} = M_{33} = M_{35} = M_{36} = M_{38} = M_{310} = 0,$$

$$M_{41} = \frac{j\omega\epsilon^{(1)} \cot\psi}{2\gamma_n^{(1)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(1)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(1)}),$$

$$M_{42} = -\frac{j\omega\epsilon^{(2)} \cot\psi}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{44} = \frac{j\omega\epsilon^{(2)} \cot\psi}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{46} = \left(1 + \frac{jn\Gamma_n \cot\psi}{\gamma_n^{(1)} a}\right) \Gamma_{na}^{(1)},$$

$$M_{47} = -\left(1 + \frac{jn\Gamma_n \cot\psi}{\gamma_n^{(2)} a}\right) \Gamma_{na}^{(2)},$$

$$M_{49} = -\left(1 + \frac{jn\Gamma_n \cot\psi}{\gamma_n^{(2)} a}\right) \mathbf{K}_{na}^{(2)},$$

$$M_{43} = M_{45} = M_{48} = M_{410} = 0,$$

$$M_{52} = \Gamma_{nb}^{(2)},$$

$$M_{53} = -\Gamma_{nb}^{(3)},$$

$$M_{54} = \mathbf{K}_{nb}^{(2)},$$

$$M_{55} = -\mathbf{K}_{nb}^{(3)},$$

$$M_{51} = M_{56} = M_{57} = M_{58} = M_{59} = M_{510} = 0,$$

$$M_{62} = \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(2)} b} \Gamma_{nb}^{(2)},$$

$$M_{63} = -\frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(3)} b} \Gamma_{nb}^{(3)},$$

$$M_{64} = \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(2)} b} \mathbf{K}_{nb}^{(2)},$$

$$M_{65} = -\frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(3)} b} \mathbf{K}_{nb}^{(3)},$$

$$M_{67} = -\frac{j\omega\mu_0}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{68} = \frac{j\omega\mu_0}{2\gamma_n^{(3)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(3)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(3)}),$$

$$M_{69} = \frac{j\omega\mu_0}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{610} = -\frac{j\omega\mu_0}{2\gamma_n^{(3)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(3)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(3)}),$$

$$M_{61} = M_{66} = 0,$$

$$M_{72} = \sigma_s \Gamma_{nb}^{(2)} + \frac{j\omega\epsilon^{(2)}}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{73} = -\frac{j\omega\epsilon^{(3)}}{2\gamma_n^{(3)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(3)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(3)}),$$

$$M_{74} = \sigma_s \mathbf{K}_{nb}^{(2)} - \frac{j\omega\epsilon^{(2)}}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}),$$

$$M_{75} = \frac{j\omega\epsilon^{(3)}}{2\gamma_n^{(3)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(3)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(3)}),$$

$$M_{77} = \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(2)} b} \Gamma_{nb}^{(2)},$$

$$M_{78} = -\frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(3)} b} \Gamma_{nb}^{(3)},$$

$$M_{79} = \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(2)} b} \mathbf{K}_{nb}^{(2)},$$

$$M_{710} = -\frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(3)} b} \mathbf{K}_{nb}^{(3)},$$

$$M_{71} = M_{76} = 0,$$

$$M_{82} = \frac{j\sigma_s n\Gamma_n}{\gamma_n^{(2)} b} \Gamma_{nb}^{(2)},$$

$$M_{84} = \frac{j\sigma_s n\Gamma_n}{\gamma_n^{(2)} b} \mathbf{K}_{nb}^{(2)},$$

$$M_{87} = -\frac{j\sigma_s \omega\mu_0}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} + \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}) - \Gamma_{nb}^{(2)},$$

$$M_{88} = \Gamma_{nb}^{(3)},$$

$$M_{89} = \frac{j\sigma_s \omega\mu_0}{2\gamma_n^{(2)}} (\mathbf{K}_{n-1}^{(2)} - \mathbf{K}_{n+1}^{(2)}) - \mathbf{K}_{nb}^{(2)},$$

$$M_{810} = \mathbf{K}_{nb}^{(3)},$$

$$M_{81} = M_{83} = M_{85} = M_{86} = 0,$$

$$M_{93} = \Gamma_{nc}^{(3)},$$

$$M_{95} = \mathbf{K}_{nc}^{(3)},$$

$$M_{91} = M_{92} = M_{94} = M_{96} = M_{97} = M_{98} \\ = M_{99} = M_{910} = 0,$$

$$M_{103} = \frac{jn\Gamma_n}{\gamma_n^{(3)} c} \Gamma_{nc}^{(3)},$$

$$M_{105} = \frac{j n \Gamma_n}{\gamma_n^{(3)} \Sigma_c} K_{nc}^{(3)},$$

$$M_{108} = -\frac{j \omega \mu_0}{2 \gamma_n^{(3)}} (K_{n-1}^{(3)} + K_{n+1}^{(3)}),$$

$$M_{1010} = \frac{j \omega \mu_0}{2 \gamma_n^{(3)}} (K_{n-1}^{(3)} + K_{n+1}^{(3)}),$$

$$M_{101} = M_{102} = M_{104} = M_{106} = M_{107} = M_{109} = 0.$$

- [ 1 ] Abe D K , Levush B , Antonsen T M Jr , Whaley D R , Danly B G 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1053
- [ 2 ] Li B , Yang Z H 2003 *Chin. Phys.* **12** 1235
- [ 3 ] Xiao L , Su X B , Liu P K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2152 ( in Chinese ) [ 肖 刘、苏小保、刘濮鲲 2006 *物理学报* **55** 2152 ]
- [ 4 ] Pierce J R 1961 *Traveling Wave Tubes* ( Beijing : Science Press ) p20 ( in Chinese ) [ 皮尔斯 J R 1961 *行波管(中译本)*(北京 科学出版社)第 20 页 ]
- [ 5 ] Xiao L , Su X B , Liu P K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5150 ( in Chinese ) [ 肖 刘、苏小保、刘濮鲲 2006 *物理学报* **55** 5150 ]
- [ 6 ] Xie H Q , Li C Y , Yan Y , Liu S G 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2227 [ 谢鸿全、李承跃、鄢 扬、刘盛刚 2003 *物理学报* **52** 2227 ]
- [ 7 ] Liu S G , Li H F , Wang W X , Mo Y L 1985 *Introduction to Microwave Electronics* ( Beijing : National Defence Industry Press ) p162 [ in Chinese ] 刘盛刚、李宏福、王文祥、莫元龙 1985 *微波电子学导论*(北京 国防工业出版社)第 162 页 ]
- [ 8 ] Chemin D , Antonsen T M Jr , Levush B 1999 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **46** 1472
- [ 9 ] Duan Z Y , Gong Y B , Wei Y Y , Wang W X , Huang M Z 2004 *Int. J. Electron.* **91** 309
- [ 10 ] Webber S E 1954 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **1** 35
- [ 11 ] Caldwell J J 1953 *IRE Trans. Electron. Dev.* **4** 28
- [ 12 ] Jain P K , Basu B N 1988 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **35** 549
- [ 13 ] Jain P K , Basu B N 1988 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **35** 1750
- [ 14 ] Duan Z Y , Gong Y B , Wang W X , Wei Y Y , Huang M Z 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2184
- [ 15 ] Coute S D , De Boor C W 1980 *Elementary Numerical Analysis* ( New York : McGraw-Hill Higher Education ) p120

## Research of the effect of attenuator on high-frequency characteristics of helical slow-wave structure<sup>\*</sup>

Gong Yu-Bin Deng Ming-Jin Duan Zhao-Yun Lü Ming-Yi Wei Yan-Yu Wang Wen-Xiang

( College of Physical Electronics , University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China )

( Received 22 November 2006 ; revised manuscript received 5 January 2007 )

### Abstract

The sheath-helix model is used to analyze the helical slow-wave structure in which the helix turns are considered effectively shorted by the resistive coating on dielectric helix-support rods. Meanwhile , a gap is introduced to simulate the helix tape thickness , and the helix support rods are emulated by an effective dielectric tube and the difference of the radical propagation constant in different regions is taken into consideration. The dispersion equation and interaction impedance of arbitrary field modes are derived. On this basis , the effects of attenuation coating on the attenuation constant , phase constant and interaction impedance are discussed. The results presented here are useful for designing attenuator and improving the high-frequency characteristics of helical slow-wave structure as well as preventing the reflection oscillation and backward-wave oscillation of traveling-wave tubes .

**Keywords :** helix , traveling-wave tube , attenuation , dispersion

**PACC :** 4110F , 4110H , 5235H

<sup>\*</sup> Project supported by the Foundation of National Key Laboratory of High Power Vacuum Electronics ( Grant No. 51440020205DZ0206 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60601007 , 60532010 ) and the Youth Science and Technology Foundation of University of Electronic Science and Technology of China ( Grant No. IX05018 ) .