

考虑螺带厚度的纵向导体加载螺旋慢波特性的分析¹

雷文强 杨中海 廖平

(电子科技大学物理电子学院高能电子学研究所 成都 610054)

摘要: 考虑非翼片区角向高次模式以及螺带厚度,运用场匹配方法参考脊加载环板慢波结构的边界条件推导得到翼片加载螺旋慢波结构的色散特性方程;并运用 MAFIA 软件对该结构进行模拟计算,将理论结果与模拟计算进行比较,其误差范围基本满足设计精度的要求,并讨论了不同翼片结构参数对色散特性的影响,为各种类型的翼片加载螺旋慢波特性的计算提供了一种参考方法。

关键词: 场论匹配方法,色散特性,非翼片区角向高次模式,螺带厚度,MAFIA 软件

中图分类号: TN124 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009-5896(2004)09-1487-08

Vane-Loaded Helical Slow-Wave Characteristic Analysis Considering Helical Tape Thickness

Lei Wen-qiang Yang Zhong-hai Liao Ping

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

Abstract Considering azimuthal higher order modes in non-vane area and helical tape thickness, using field matching method and boundary condition of the ridge-loaded ring-plane slow wave structure, the dispersion equation of vane-load helical slow-wave structure is obtained. The numerical simulation for the vane-loaded helical slow-wave structure using MAFIA software is done. The theory calculation results are compared with the simulation results. Their errors reach the request of design precision. The effect of the dispersion is discussed in the different parameters of the vane structure. The instruction method also is provided for other types vane-load helical slow-wave structure.

Key words Field theory matching method, Dispersion characteristic, Azimuthal high order modes in non-vane area, Helical tape, MAFIA software

1 引言

螺旋线是宽带大功率行波管中最重要的慢波结构。螺旋慢波结构的色散成型技术对宽带大功率的互作用机理具有很大的影响^[1]。一般来说,小功率的管子用介质加载的方法进行色散成型,而对于大功率的管子通常采用纵向导体加载的方法。关于这种结构的慢波特性的国内外已有很多学者进行了研究,著名的有 Paik 的等效电路法^[2]和 Kumar 为代表的场论分析方法^[3],尽管后来又提出了在非翼片区加上修正因子的方法^[4],但是计算结果依然与实际差别很大。这主要是由于计算模型假定为无穷多翼片,且翼片又无限薄,而实际的翼片有一定的厚度和数量,翼片拐角处存在电容,使得纵向电场和磁场与翼片角度有关,这样原有的计算模型有一定的误差,需要加以改进。

盘荷波导的纵向场不连续^[5]和脊加载环板慢波结构^[6]的角向场不连续的边界条件为求解翼片加载螺旋线结构的新模型提供了解题思路。目前已有学者根据实际的翼片分布区域得到了螺旋线慢波特性的方程^[7],本文在此基础上考虑螺带厚度并根据扇形波导的场分量,参考脊加载环板慢波结构的边界条件重新推导得到了色散方程。这与实际情况更加吻合,并用三维电磁仿真软件 MAFIA^[8]的模拟计算结果进行比较,得到了更趋合理的色散曲线,为指导行波管慢波结构的工程设计提供的了解题思路。

¹ 2003-04-04 收到, 2003-08-18 改回

2 物理模型

2.1 区域划分

图1为翼片加载螺旋慢波结构横截面及其分析模型示意图,图1(a)中螺旋线平均半径为 a ,考虑了螺旋线带厚的影响时有参数 b 即螺旋线外径,翼片顶端半径为 v ,管壳内半径为 c ,翼片夹角为 θ ,夹持杆宽度为 w .在计算过程中将慢波结构进行等效处理见图1(b),将模型分为4层,第1层为 $r \leq a$ 的螺旋线内部的自由空间区域;第2层为 $a \leq r \leq b$ 的螺旋线内外径之间的自由空间区域;第3层为 $b \leq r \leq v$ 的螺旋线外径与翼片顶端之间的等效介质区;第4层为 $v \leq r \leq c$ 的翼片与管壳之间的等效介质区,其中该区的角向坐标 φ 的起点如图1(b)所示,在某翼片的边界处.

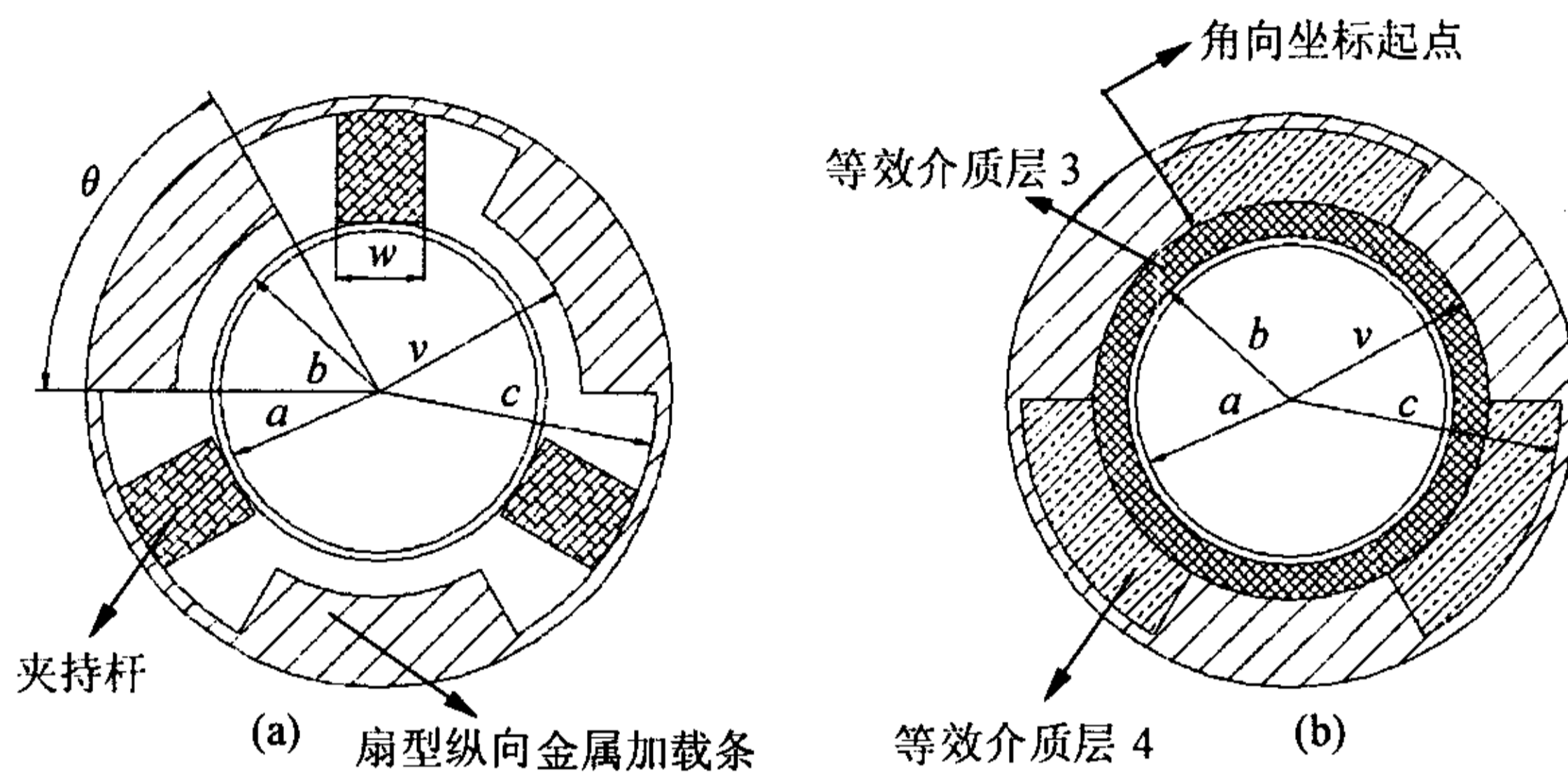


图1 翼片加载螺旋慢波结构及其分析模型示意图

2.2 场分量表达式

采用圆柱坐标系,根据螺旋导电面模型^[9],考虑角向空间谐波的影响下求解亥姆霍兹方程,再利用场的横向分量与纵向分量之间的关系可分别得到1区,2区和3区的场表达式

$$\left. \begin{aligned}
 E_{zi} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{im}I_m(\gamma r) + B_{im}K_m(\gamma r)]e^{jm\varphi} \\
 H_{zi} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} [C_{im}I_m(\gamma r) + D_{im}K_m(\gamma r)]e^{jm\varphi} \\
 E_{\varphi i} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ -\frac{m\beta}{\gamma^2 r} [A_{im}I_m(\gamma r) + B_{im}K_m(\gamma r)] - \frac{j\omega\mu_0}{\gamma} [C_{im}I'_m(\gamma r) + D_{im}K'_m(\gamma r)] \right\} e^{jm\varphi} \\
 H_{\varphi i} &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{j\omega\varepsilon_0\varepsilon'_{ri}}{\gamma} [A_{im}I'_m(\gamma r) + BK'_m(\gamma r)] - \frac{m\beta}{\gamma^2 r} [C_{im}I_m(\gamma r) + D_{im}K_m(\gamma r)] \right\} e^{jm\varphi}
 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 $i = 1, 2, 3$ 分别表示1区,2区和3区的场标号, m 表示 i 区的角向 m 模式数, $A_{im}, B_{im}, C_{im}, D_{im}$ 为 i 区的场幅值系数, $I_m(\gamma r)$ 和 $K_m(\gamma r)$ 分别为 m 阶第一,二类修正贝塞尔函数, $I'_m(\gamma r)$ 和 $K'_m(\gamma r)$ 分别为 m 阶第一,二类修正贝塞尔函数的导数,其中 $\gamma^2 = \beta^2 - k^2$.由于在圆柱体圆心处的边界条件 $r = 0$ 时, $K_{0r} \rightarrow \infty$.为了满足场分量表达式有解,则系数 B_{1m} 和 D_{1m} 都等于零.

第 4 区中存在 3 个翼片区和 3 个非翼片区。非翼片区夹角 α 可由翼片夹角 θ 计算得到，即 $\alpha = 2\pi/3 - \theta$ ，因第 4 区角向坐标起点在翼片的边界处，则非翼片区域的角度范围在 $[(J - 1)2\pi/3, (J - 1)2\pi/3 + \alpha]$ ($J = 1, 2, 3$ ，共 3 个非翼片区) 之间，则非翼片区的场表达式与文献 [10] 中列出的扇形波导类似。在 $r = c$ 处边界条件为： $E_{z4,J}(c) = E_{\varphi4,J}(c) = 0$ ，则表达式可简化为

$$\left. \begin{aligned} E_{z4,J} &= \sum_{n=1}^{\infty} B_{4n} R_{En\alpha}(r) \sin \frac{n\pi}{\alpha} \left[\varphi - (J - 1) \frac{2\pi}{3} \right] \\ H_{z4,J} &= \sum_{n=0}^{\infty} D_{4n} R_{Mn\alpha}(r) \cos \frac{n\pi}{\alpha} \left[\varphi - (J - 1) \frac{2\pi}{3} \right] \\ E_{\varphi4,J} &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{j\beta n\pi}{\gamma^2 r \alpha} B_{4n} R_{En\alpha}(r) - \frac{j\omega\mu_0}{\gamma} D_{4n} R'_{Mn\alpha}(r) \right] \cos \frac{n\pi}{\alpha} \left[\varphi - (J - 1) \frac{2\pi}{3} \right] \\ &\quad - \frac{j\omega\mu_0}{\gamma} D_{40} R'_{M0\alpha}(r) \\ H_{\varphi4,J} &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{j\omega\epsilon_0\epsilon'_{r4}}{\gamma} B_{4n} R'_{En\alpha}(r) - \frac{j\beta n\pi}{\gamma^2 r \alpha} D_{4n} R_{Mn\alpha}(r) \right] \sin \frac{n\pi}{\alpha} \left[\varphi - (J - 1) \frac{2\pi}{3} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 n 表示非翼片区角向 n 阶模式数。 ϵ'_{ri} 为第 i 区的等效相对介电常数 ($i = 3, 4$)，其中第 1 区和第 2 区的等效介电常数为 1。 ϵ'_{ri} 可由面积等效原理 [11] 计算得，

$$\epsilon'_{ri} = 1 + (\epsilon_r - 1) S_{si} / S_i, \quad i = 3, 4 \quad (3)$$

其中 S_{si} 为第 i 区中介质夹持杆的横截面积， S_i 为第 i 区的全部横截面积。

在表达式 (2) 中一些符号表达如下：

$$\left. \begin{aligned} R_{En\alpha}(r) &= K_{n\pi/\alpha}(\gamma r) - \frac{K_{n\pi/\alpha}(\gamma C)}{I_{n\pi/\alpha}(\gamma C)} I_{n\pi/\alpha}(\gamma r) \\ R'_{En\alpha}(r) &= K'_{n\pi/\alpha}(\gamma r) - \frac{K_{n\pi/\alpha}(\gamma C)}{I_{n\pi/\alpha}(\gamma C)} I'_{n\pi/\alpha}(\gamma r) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} R_{Mn\alpha}(r) &= K_{n\pi/\alpha}(\gamma r) - \frac{K'_{n\pi/\alpha}(\gamma C)}{I'_{n\pi/\alpha}(\gamma C)} I_{n\pi/\alpha}(\gamma r) \\ R'_{Mn\alpha}(r) &= K'_{n\pi/\alpha}(\gamma r) - \frac{K'_{n\pi/\alpha}(\gamma C)}{I'_{n\pi/\alpha}(\gamma C)} I'_{n\pi/\alpha}(\gamma r) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

3 色散特性

利用各个区域公共界面上的边界条件进行场匹配，推导出一组系数为 $A_{3m}, B_{3m}, C_{3m}, D_{3m}$ 所满足的线性方程组，由线性方程组有非零解的条件可得出翼片加载螺旋慢波结构的色散关系。

由于螺旋慢波结构中的场表达式是以螺旋导电面模型列出的，在螺旋线平均半径 $r = a$ 处

取边界条件表达为

$$\left. \begin{aligned} E_{z1}(a) &= E_{z2}(a) \\ E_{\varphi1}(a) &= E_{\varphi2}(a) \\ E_{z1}(a) + E_{\varphi1}(a) \cos \psi &= E_{z2}(a) + E_{\varphi2}(a) \cos \psi = 0 \\ H_{z1}(a) + H_{\varphi1}(a) \cos \psi &= H_{z2}(a) + H_{\varphi2}(a) \cos \psi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

在螺旋线外径 $r = b$ 处电磁场的切向连续, 取边界条件表达式为

$$\left. \begin{aligned} E_{z2}(b) &= E_{z3}(b), & E_{\varphi2}(b) &= E_{\varphi3}(b) \\ H_{z2}(b) &= H_{z3}(b), & H_{\varphi2}(b) &= H_{\varphi3}(b) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

根据边界条件式 (6) 和式 (7) 运用系数消元法可推导得到关于 $A_{3m}, B_{3m}, C_{3m}, D_{3m}$ 系数的两个方程组:

$$-j\omega\epsilon_0 b \frac{I'_{ma}}{I_{ma}} (\epsilon'_{r3} - 1) I'_{mb} I_{mb} A_{3m} + \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma} \frac{I'_{ma}}{I_{ma}} [1 - (\epsilon'_{r3} - 1) \gamma b K'_{mb} I_{mb}] B_{3m} - \left[\tan \psi - \frac{m\beta}{\gamma^2 a} \right] D_{3m} = 0 \quad (8)$$

$$\left\{ \left[\tan \psi - \frac{m\beta}{\gamma^2 a} \right]^2 \cdot \frac{\gamma}{j\omega\mu_0} \cdot \left[1 + (\epsilon'_{r3} - 1) \gamma b K_{mb} I'_{mb} + \frac{K_{ma}}{I_{ma}} (1 - \epsilon'_{r3}) \gamma b I_{mb} I'_{mb} \right] \right. \\ \left. + j\omega\epsilon_0 b (\epsilon'_{r3} - 1) \cdot \frac{K'_{ma} I'_{ma} I'_{mb} I_{mb}}{I_{ma}^2} \right\} A_{3m} + \left\{ \left[\tan \psi - \frac{m\beta}{\gamma^2 a} \right]^2 \right. \\ \left. \cdot \frac{\gamma}{j\omega\mu_0} \cdot \left[(\epsilon'_{r3} - 1) \gamma b K_{mb} K'_{mb} + \frac{K_{ma}}{I_{ma}} (1 + (1 - \epsilon'_{r3}) \gamma b I_{mb} K') \right] \right. \\ \left. - \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma} \frac{K'_{ma} I'_{ma}}{I_{ma}^2} [1 + (1 - \epsilon'_{r3}) \gamma b I_{mb} K'_{mb}] \right\} B_{3m} - \left[\tan \psi - \frac{m\beta}{\gamma^2 a} \right] \frac{I'_{ma}}{I_{ma}} C_{3m} = 0 \quad (9)$$

在翼片顶端半径 $r = v$ 处的边界条件比较复杂, 参考了脊加载环板慢波结构中的边界条件^[12], 可知: (1) 切向电场 $E_{z4,J}, E_{\varphi4,J}$ 在 4 区与 3 区交界面的 $\varphi \in [(J-1)(2\pi/3), (J-1)(2\pi/3) + \alpha]$ 上连续, 而在 $\varphi \in [(J-1)(2\pi/3) + \alpha, J(2\pi/3)]$ 时为 0. (2) 切向磁场在两个区域交界面的 $\varphi \in [(J-1)(2\pi/3), (J-1)(2\pi/3) + \alpha]$ 上连续, 于是得到 $r = v$ 处边界条件的表达式为 (其中 $J = 1, 2, 3$)

$$\left. \begin{aligned} E_{z3}(v) &= \begin{cases} E_{z4,J}(v), & \varphi \in \left[(J-1)\frac{2\pi}{3}, (J-1)\frac{2\pi}{3} + \alpha \right] \\ 0, & \varphi \in \left[(J-1)\frac{2\pi}{3} + \alpha, J\frac{2\pi}{3} \right] \end{cases} \\ \frac{\partial H_{z3}}{\partial r} \Big|_{r=v} &= \begin{cases} \frac{\partial H_{z4,J}}{\partial r} \Big|_{r=v}, & \varphi \in \left[(J-1)\frac{2\pi}{3}, (J-1)\frac{2\pi}{3} + \alpha \right] \\ 0, & \varphi \in \left[(J-1)\frac{2\pi}{3} + \alpha, J\frac{2\pi}{3} \right] \end{cases} \\ H_{z3}(v) &= E_{z4,J}(v), & \varphi \in \left[(J-1)\frac{2\pi}{3}, (J-1)\frac{2\pi}{3} + \alpha \right] \\ \epsilon'_{r3} \frac{\partial E_{z3}}{\partial r} \Big|_{r=v} &= \epsilon'_{r4} \frac{\partial E_{z4,J}}{\partial r} \Big|_{r=v}, & \varphi \in \left[(J-1)\frac{2\pi}{3}, (J-1)\frac{2\pi}{3} + \alpha \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

根据边界条件式 (10) 运用三角函数和指数函数在不同区间的积分特性, 可得到两个关于 $A_{3m}, B_{3m}, C_{3m}, D_{3m}$ 的系数方程组:

$$\left\{ I_{mv} - \frac{2\varepsilon'_{r3}/\varepsilon'_{r4}}{\pi\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_{En\alpha v} (n\pi/\alpha)^2 [1 - (-1)^n \cos m\alpha]}{R'_{En\alpha v} [(n\pi/\alpha)^2 - m^2]^2} I'_{mv} \right\} A_{3m} + \left\{ K_{mv} - \frac{2\varepsilon'_{r3}/\varepsilon'_{r4}}{\pi\alpha} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{R_{En\alpha v} (n\pi/\alpha)^2 [1 - (-1)^n \cos m\alpha]}{R'_{En\alpha v} [(n\pi/\alpha)^2 - m^2]^2} K'_{mv} \right\} B_{3m} - \frac{\varepsilon'_{r3}/\varepsilon'_{r4}}{\pi\alpha} \sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq m}}^{\infty} (A_{3s} I'_{sv} + B_{3s} K'_{sv}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_{En\alpha v}}{R'_{En\alpha v}} \frac{(n\pi/\alpha)^2 [e^{js(J-1)2\pi/3} - (-1)^n e^{js[(J-1)2\pi/3+\alpha]}] [e^{-jm(J-1)2\pi/3} - (-1)^n e^{-jm[(J-1)2\pi/3+\alpha]}]}{[(n\pi/\alpha)^2 - s^2][(n\pi/\alpha)^2 - m^2]} = 0 \tag{11}$$

$$\left[I'_{0v} - \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \frac{R'_{M0\alpha v}}{R_{M0\alpha v}} I_{0v} \right] C_{30} + \left[K'_{0v} - \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \frac{R'_{M0\alpha v}}{R_{M0\alpha v}} K_{0v} \right] D_{30} = 0, \quad n = 0, m = 0 \tag{12}$$

$$\left\{ I'_{mv} - \frac{2m^2}{\pi\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R'_{Mn\alpha v}}{R_{Mn\alpha v}} \cdot \frac{[1 - (-1)^n \cos m\alpha]}{[(n\pi/\alpha)^2 - m^2]^2} I_{mv} \right\} C_{3m} + \left\{ K'_{mv} - \frac{2m^2}{\pi\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R'_{Mn\alpha v}}{R_{Mn\alpha v}} \cdot \frac{[1 - (-1)^n \cos m\alpha]}{[(n\pi/\alpha)^2 - m^2]^2} K_{mv} \right\} D_{3m} - \frac{m^2}{\pi\alpha} \sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq m}}^{\infty} (C_{3s} I_{sv} + D_{3s} K_{sv}) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_{En\alpha v}}{R'_{En\alpha v}} \frac{[(-1)^n e^{-jm[(J-1)(2\pi/3)+\alpha]} - e^{-jm(J-1)(2\pi/3)}] [(-1)^n e^{js(J-1)(2\pi/3)+\alpha} - e^{js(J-1)(2\pi/3)}]}{[(n\pi/\alpha)^2 - s^2][(n\pi/\alpha)^2 - m^2]} = 0 \tag{13}$$

由式 (8), (9), (11), (12) 和 (13) 式得到了关于 $A_{3m}, B_{3m}, C_{3m}, D_{3m}$ 的系数方程组, 它们是由 $4(2m + 1)$ 行, $4(2m + 1)$ 列构成的齐次线性方程组。根据线性代数理论, 该齐次线性方程组有非零解的条件是其系数行列式的值为零, 即

$$\det(D(k, \beta)) = 0 \tag{14}$$

式中 $D(k, \beta)$ 是未知量 $A_{3m}, B_{3m}, C_{3m}, D_{3m}$ 的系数方阵, 它由 k 和 β 决定, 给定一个频率即可计算得到相对应的传播常数, 给定多个频率点即可得到慢波结构的色散特性曲线图。

4 数值计算与讨论

由式 (8), (9), (11), (12) 和式 (13) 利用式 (14) 的性质计算时, 取得的角向高次模式数 m 和 n 值越多则计算得到的数值解更精确, 这是个严格的求解方程。然而这使得求解过程更复杂, 因此在数值计算过程中要进行一些简化处理。由于 1,2,3 区场为角向对称模式, 一般将 m 值设

为 0；而 4 区的场存在角向非对称模式，可将 n 值设的大一些，一般设为 9。这种对行列式截取有限阶、有限项的方法是符合物理概念的特性要求。

选取了一类纵向的扇形导体加载的螺旋慢波结构，其螺旋线平均半径 a 为 1.8 mm，外径 b 为 1.9 mm；翼片顶端半径 v 为 2.3 mm，翼片夹角 θ 为 60° ；管壳内半径 c 为 3.15 mm。使用场匹配法进行求解螺旋慢波结构的色散特性后，还使用三维电磁仿真软件 MAFIA 对该结构进行了模拟计算。国内外有不少学者对使用 MAFIA 软件模拟计算慢波电路的冷测特性进行了大量的验证工作^[13,14]，其计算结果与实验测试结果误差在 3% 以内，这已为国内外学者们所证实。MAFIA 的二维建模图见图 2。

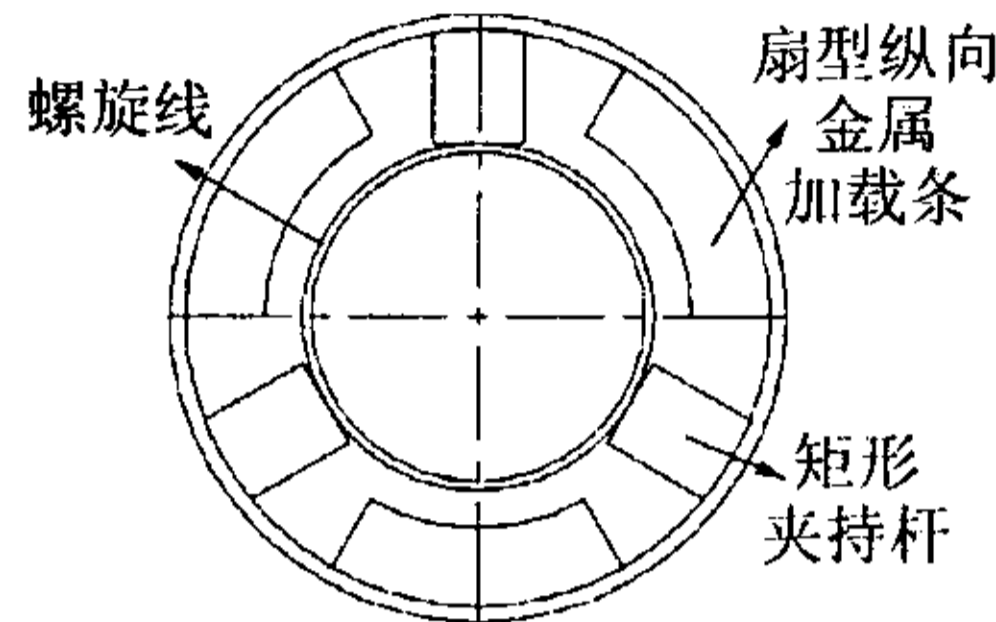


图 2 扇形纵向金属加载的螺旋慢波结构的 MAFIA 二维建模图

MAFIA 的详细数值模拟方法参考文献 [15]，利用该软件提供的准周期边界条件设定不同的相移角度即可计算得到慢波结构的色散曲线。在理论计算中加入了螺旋带厚对色散的影响，得到两条色散曲线：一条是只考虑螺旋线的平均半径，另一条是加入螺旋线外径参数进行计算。由此得到采用不同方法计算的色散曲线见图 3。

由图 3 可知，考虑了螺旋线外径参数后其计算的色散曲线结果更加平坦，呈现弱的反常色散，这和 MAFIA 的模拟的曲线趋势基本一致，能够取得抑制二次谐波的要求。而未考虑螺旋线带厚的影响其计算的色散曲线的斜率要大些，呈现较重的反常色散，这与翼片加载的物理属性不太相符，但误差还是在 5% 左右，也满足设计精度的要求。

改变翼片夹角为 40° 其他参数不变时得到一组色散曲线见图 4，其曲线的基本趋势和翼片夹角 60° 时的基本一致，归一化相速的值有所提高，这符合翼片加载的物理属性。在计算结果上，理论计算与模拟计算结果相符，说明推导得到的基本公式适合其他类型的翼片加载情况，具有一定的可适性。

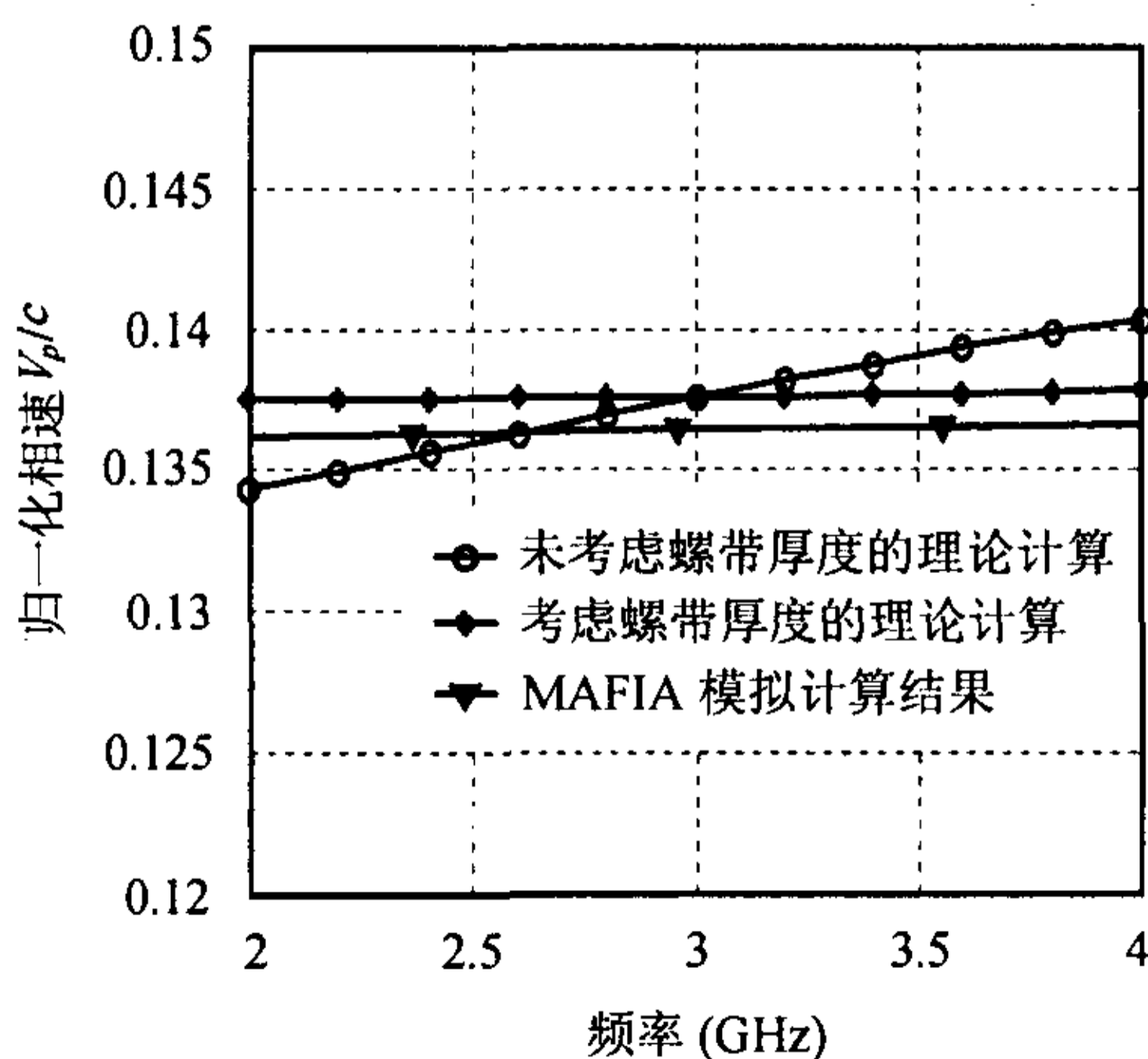


图 3 翼片夹角 60° 时是否考虑螺带厚度的理论计算与三维模拟结果比较图

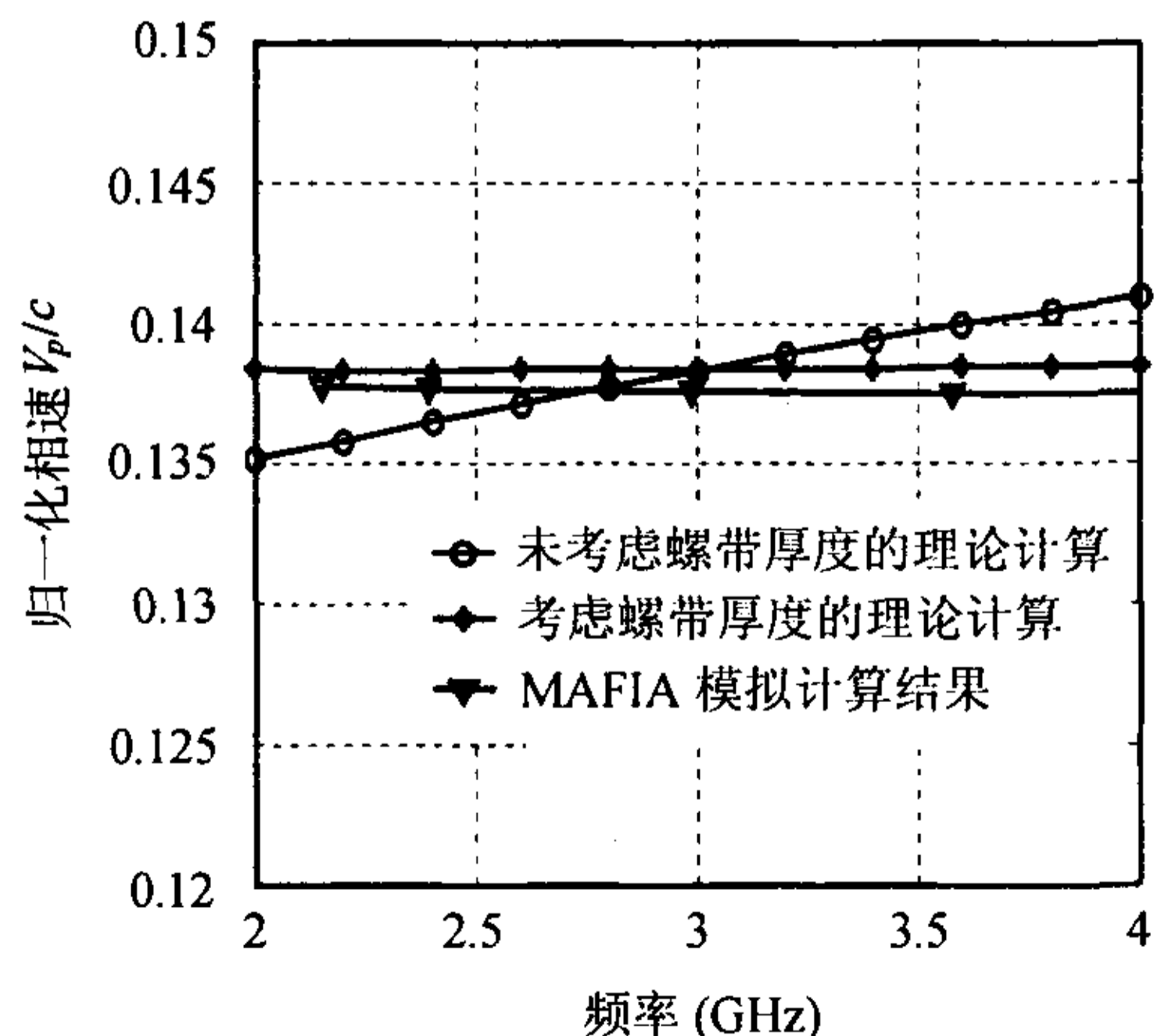


图 4 翼片夹角 40° 时是否考虑螺带厚度的理论计算与三维模拟结果比较图

再次改变翼片加载的参数为两种极端形式, 即一种为翼片在径向很薄情况, 将翼片顶端半径 v 改为 2.8 mm, 其他参数不变, 其 MAFIA 二维建模模型见图 5; 另一种为翼片在角向很薄的情况, 将翼片夹角 θ 改为 10° , 其他参数不变, 其 MAFIA 二维建模模型见图 6。

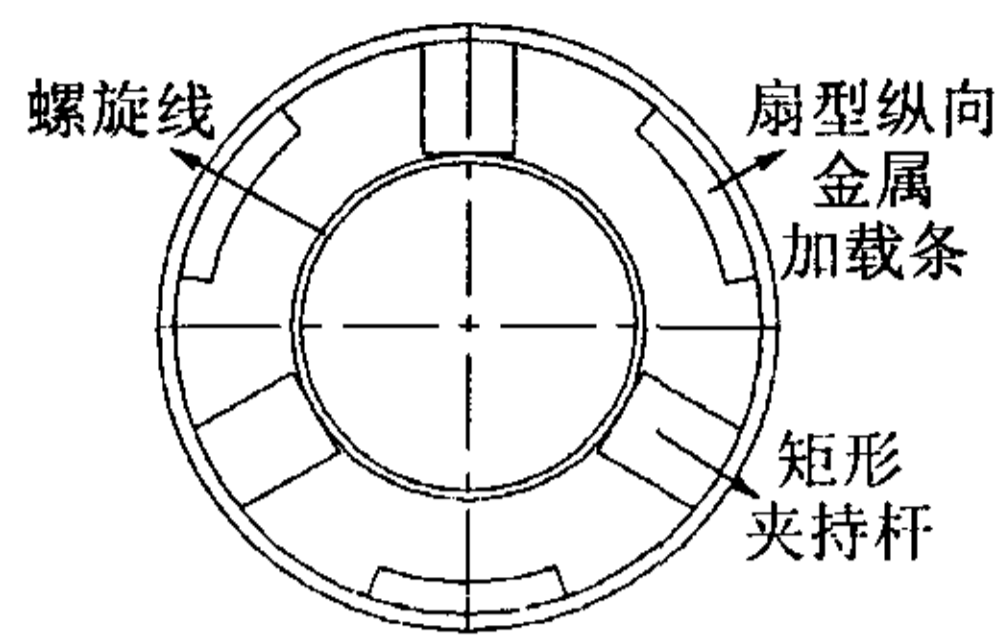


图 5 翼片顶端半径 2.8 mm 慢波结构 MAFIA 二维建模图

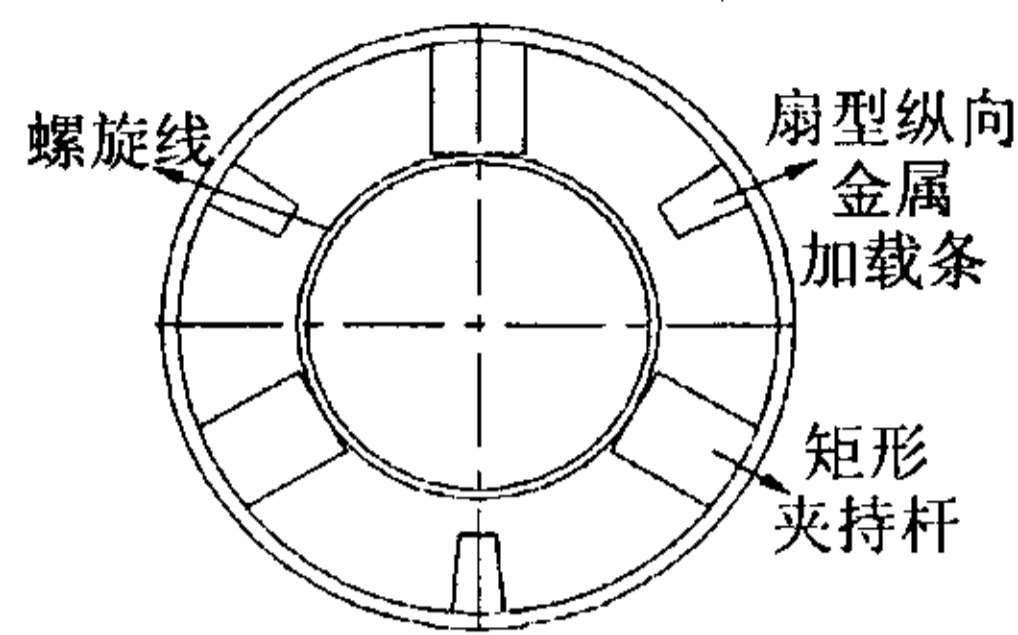


图 6 翼片夹角 10° 的慢波结构 MAFIA 二维建模图

将前两种情况下的理论计算与 MAFIA 模拟计算结果进行比较, 分别得到图 7 和图 8。由图可知, 理论计算结果与 MAFIA 的模拟结果在曲线趋势与计算精度上基本接近; 当翼片接近于很薄的情况时, 色散曲线逐渐由反常色散退化为正常色散, 这与物理属性基本相符。

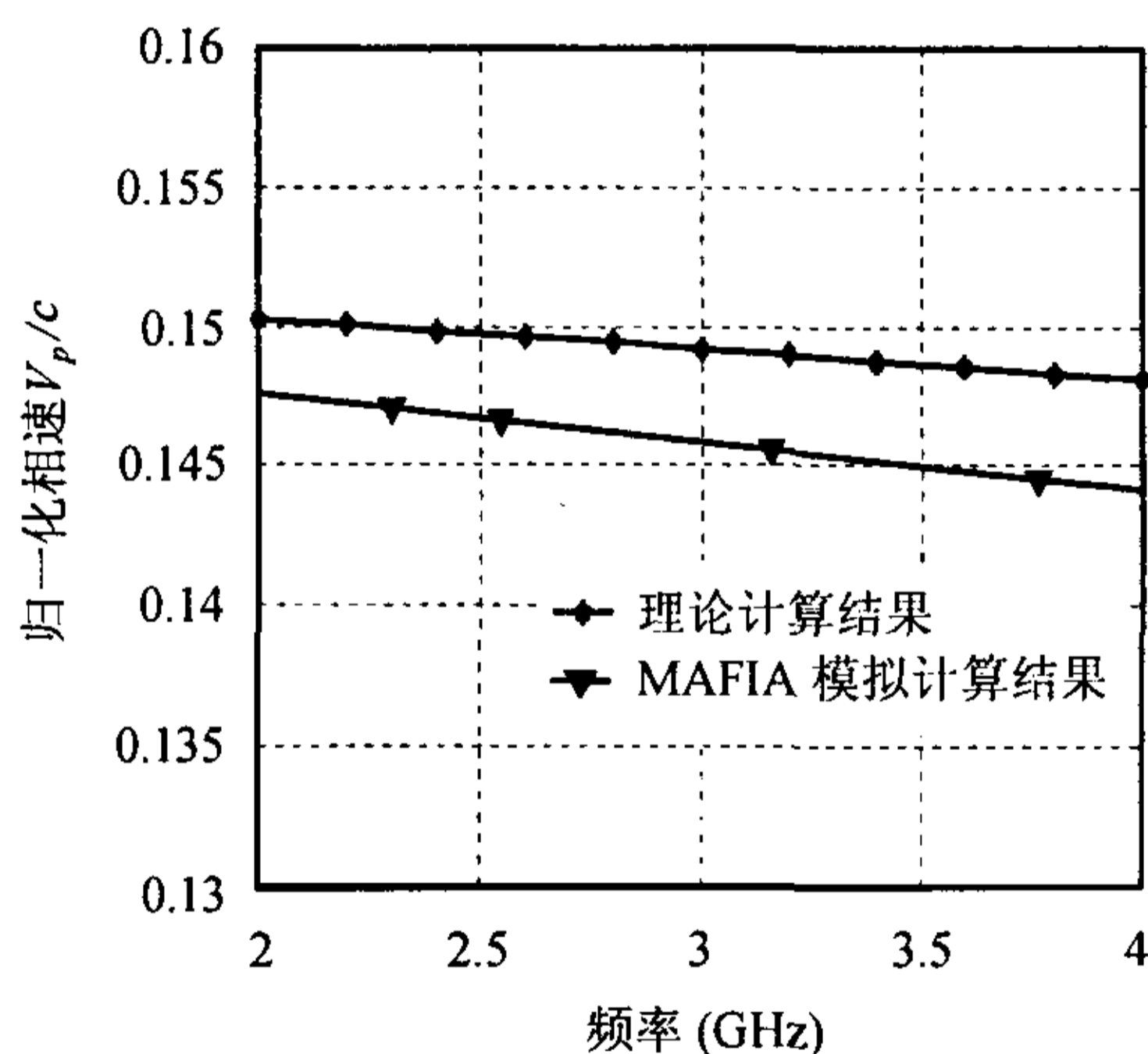


图 7 翼片顶端半径 2.8 mm 的理论与模拟结果比较图

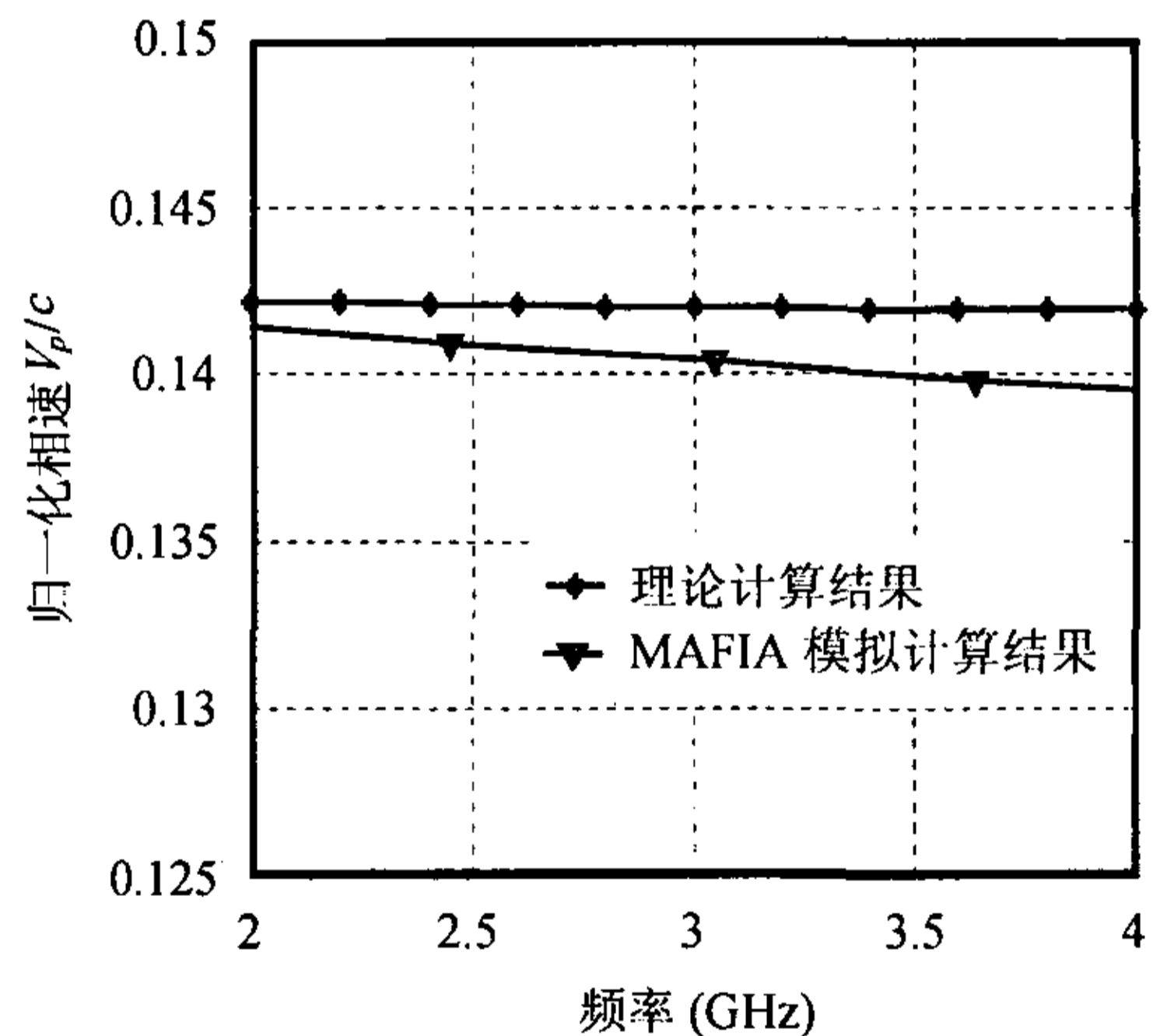


图 8 翼片夹角 10° 时的理论与模拟结果比较图

5 结束语

考虑螺旋带厚度影响, 根据扇形波导的场分量形式写出了非翼片区的场表达式, 运用场匹配的方法参考脊加载环板慢波结构的边界条件形式, 重新推导得到了翼片加载慢波结构的色散特性方程。利用 MAFIA 的模拟结果进行比较, 发现该理论结果比不考虑螺旋带外径时的结果精度要高, 且色散更平坦, 符合了翼片加载的物理特性。在改变翼片的夹角和顶端半径的情况下, 理论结果与模拟值仍然比较接近, 这证实了理论计算方法是可行和有效的, 这一方法同样适合其他翼片类型的色散方程计算。

参 考 文 献

- [1] 赵士录. 连续波宽带大功率行波管中的色散成型及谐波抑制技术研究. 电子学报. 1999, 27(3): 113-115.
- [2] Paik S F. Design formulas for helix dispersion shaping. *IEEE Trans. on Electron. Devices*, 1969, 16(12): 1010-1014.

- [3] Kumar L, Raju R S, *et al.*. Modeling of a vane-loaded helical slow-wave structure for broad-band traveling-wave tubes. *IEEE Trans. on Electron. Devices*, 1989, 36(9): 1991–1999.
- [4] AK Sinha R Verma, *et al.*. An improved model for the analysis of segment loaded helical slow-wave used in traveling wave tubes, 4th International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology, India, 1993 C2.1: 144–147.
- [5] 范植开, 刘庆想. 谐振腔链色散关系及场分布的解析研究. *物理学报*, 2000, 49(7): 1249–1255.
- [6] Gong Y B, Wang W X, *et al.*. Theoretical analysis of ridge-loaded ring-plane slow wave structure by variational methods. *IEE Proc.-Microw. Antennas Propag.*, 1998, 145(5): 397–405.
- [7] 张 勇, 莫元龙. 有限厚度翼片加载螺旋线模型. *电子科技大学学报*, 2002, 31(5): 479–484.
- [8] The Mafia Collaboration. 2000 Mafia User Manual, version 4.0.25 (Germany: CST.Inc), 2000: 221.
- [9] 刘盛纲, 李宏福等. *微波电子学导论*. 北京: 国防工业出版社, 1984: 162–164.
- [10] 张克潜, 李德杰. *微波与光电子学中的电磁理论*. 北京: 电子工业出版社, 2001: 255–259.
- [11] Jain P K, Basu B N. The inhomogeneous loading effects of practical dielectric supports for the helical slow-wave structure of a TWT. *IEEE Trans. on Electron. Devices*, 1987, 34(12): 2643–2648.
- [12] 官玉彬. 新型大功率行波管的研究. [博士论文], 成都: 电子科技大学. 1998: 22–25.
- [13] Kory C L, Dayton J A. Accurate cold-test model of helical TWT slow-wave circuits. *IEEE Trans. on Electron. Devices*, 1998, 45(4): 966–971.
- [14] 樊孝年, 贾会文等. 用 MAFIA 软件计算改进的梳形慢波线的色散特性. *真空电子技术*, 1999, 4: 10–13.
- [15] 雷文强, 杨中海等. 螺旋慢波电路高频特性的三维计算模拟. *强激光与粒子束*, 2002, 14(6): 892–896.

雷文强: 男, 1972 年生, 博士, 主要从事微波电子学、微波管 CAD 的相关领域研究.

杨中海: 男, 1944 年生, 教授, 博士生导师, 国家有突出贡献的中青年专家, 主要研究领域为相对论电子学、微波电子学、等离子体电子学、真空微电子学等.

廖 平: 男, 1973 年生, 博士, 主要从事微波电子学、信息对抗技术、微波管 CAD 的相关领域研究.