第 18 卷　第 9 期　　强 激 光 与 粒 子 束　　Vol. 18 ,No. 9
2006 年 9 月　　HIGH POWER LASER AND PARTICLE BEAMS　　Sep. ,2006

文章编号： 1001-4322(2006)09-1553-06

介质加载环板慢波结构高频特性研究*

殷海荣， 宫玉彬， 魏彦玉， 黄民智， 路志刚， 王文祥

(电子科技大学 物理电子学院，成都 610054)

摘　要： 提出了一种适用于环板结构的计算等效相对介电常数的方法，利用变分法导出了介质加载环板慢波结构的色散方程和耦合阻抗表达式。计算结果表明，介质加载能够有效降低环板慢波结构的工作电压。计算结果与 CST-MWS 的模拟结果吻合良好，说明所提出的计算等效相对介电常数的方法和计算色散方程的方法对环板慢波结构是切实可行的。

关键词： 介质加载环板慢波结构； 色散方程； 等效相对介电常数； 耦合阻抗

中图分类号： TN124.4　　　**文献标识码：** A

环板结构[1] 具有尺寸大和耦合阻抗高的优点，但因其工作电压高和带宽窄而一直处在实验室研究阶段。为了降低工作电压和增加带宽，文献 [2] 提出并研究了金属脊加载环板结构，文献 [3] 模拟研究了金属鳍加载环板结构。脊加载与鳍加载都能够通过降低通带低频端频率的方法展宽频带，但是对工作电压的影响并不大。因此，无论是脊加载环板结构还是鳍加载环板结构，其工作电压仍然较高，这严重限制了它们在实际管子中的应用。

为了既能展宽频带，又能有效降低电压，本文提出一种介质加载环板结构。由于环板结构中板的引入破坏了场的角向周期性，故对于环板结构中介质的处理不能使用文献 [4] 的方法。本文提出了一种考虑场角向分布的相对介电常数面积等效公式。由于环板结构的复杂性，无法使用常规的场匹配方法，本文使用变分法导出了介质加载环板慢波结构的色散方程和耦合阻抗表达式。

1　场表达式

如图 1 所示，当环和板的厚度不是特别大时，可以不考虑环和板的厚度[1]。设环平均半径为 a，金属屏蔽筒内半径为 d，楔形介质弧角为 θ_d，周期长度为 p，一个周期环纵向长度为 δ。对于对称模式，仅须对结构截面的一半区域进行分析。

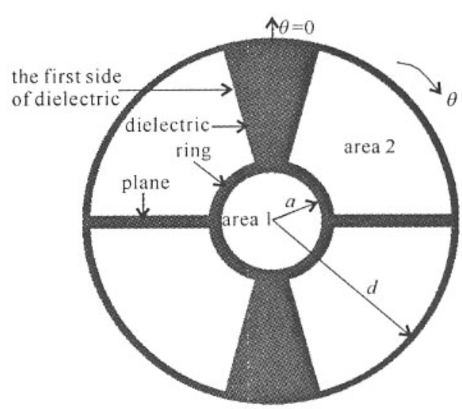

Fig. 1　Dielectric loaded ring-plane slow wave structure

图 1　介质加载环板慢波结构

1 区 ($0 < r \leqslant a$，$-\pi/2 < \theta \leqslant \pi/2$ 区域内) :对称模式的纵向场分量为

$$E_{z,1} = \sum_{m=0,2,\cdots}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn,1} I_m(\gamma_n r) \cos m\theta \exp(-\mathrm{j}\beta_n z) \tag{1a}$$

$$H_{z,1} = \sum_{m=2,4,\cdots}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn,1} I_m(\gamma_n r) \sin m\theta \exp(-\mathrm{j}\beta_n z) \tag{1b}$$

式中 :$\beta_n = \beta_0 + 2n\pi/P$;$\gamma_n = (\beta_n^2 - k^2)^{1/2}$,$k^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$

2 区 ($a < r \leqslant d$，$-\pi/2 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$) :将所加载介质等效为 2 区全部填充介质的情况，如果等效后的相对介电常数为 ε'_r，对称模式的纵向场分量为

$$E_{z,2} = \sum_{m=1,3,\cdots}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn,2} \hat{R}_m(\gamma'_n r, \gamma'_n d) \cos m\theta \exp(-\mathrm{j}\beta_n z) \tag{2a}$$

$$H_{z,2} = \sum_{m1=1,2,\cdots}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{mn,2} \hat{\bar{R}}_m(\gamma'_n r, \gamma'_n d) \sin m\theta \exp(-\mathrm{j}\beta_n z) \tag{2b}$$

式中 :$\gamma'_n = (\beta_n^2 - k'^2)^{1/2}$， $k'^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon'_r \varepsilon_0$。

---

* 收稿日期 :2005-11-18 ;　　修订日期 :2006-06-19
基金项目 :国家自然科学基金资助课题(605302010) ;教育部新世纪优秀人才支持计划资助课题
作者简介 :殷海荣(1974—) ,男,博士生,从事毫米波微波管的研究 ;yhr555@sohu.com。

R 表示以 γ'_n 为变量的自定义函数：

$$\hat{R}_u(x,y) = I_u(y)K_u(x) - I_u(x)K_u(y), \qquad \hat{\hat{R}}_u(x,y) = I'_u(y)K_u(x) - I_u(x)K'_u(y)$$

$$\hat{R}'_u(x,y) = I_u(y)K'_u(x) - I'_u(x)K_u(y), \qquad \hat{\hat{R}}'_u(x,y) = I'_u(y)K'_u(x) - I'_u(x)K'_u(y)$$

2 等效相对介电常数

为了引出2区的等效相对介电常数，我们考虑2区部分区域填充介质以及空间充满了介质的情况。设全部填充时介质的相对介电常数为 ε'_r，部分填充时介质的相对介电常数为 ε_r，且介质形状为楔形，第一角边的角向坐标为 φ，张角为 θ_d。如果全部填充介质时的电场强度为 E'，部分填充时电场强度为 E，则全部填充和部分填充时所产生的电偶极矩分别为

$$\begin{cases} \boldsymbol{P}' = \boldsymbol{D}' - \boldsymbol{D}'_0 = (\varepsilon'_r - 1)\varepsilon_0 \boldsymbol{E}' \\ \boldsymbol{P} = \boldsymbol{D} - \boldsymbol{D}'_0 = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 \boldsymbol{E} \end{cases} \quad \text{填充介质的情况} \tag{3a}$$

$$\boldsymbol{P} = 0 \quad \text{未填充介质的情况} \tag{3b}$$

式中，$\boldsymbol{P}'$ 为全部填充时的电偶极矩；$\boldsymbol{P}$ 为部分填充时的电偶极矩；$\boldsymbol{D}'$ 为全部填充时的电位移；$\boldsymbol{D}'_0$ 为全部填充时的真空电位移；$\boldsymbol{D}$ 为部分填充时的电位移；$\boldsymbol{D}_0$ 为部分填充时的真空电位移。

如果令两种填充方式下2区的电偶极矩在空间的积分相等，并认为全部填充介质时角向分布趋势与无介质填充时相同，如果忽略高次角向空间谐波，最终可以得到

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} (\varepsilon'_r - 1)\varepsilon_0 \cos\theta \mathrm{d}\theta = \int_{\varphi}^{\varphi+\theta_d} (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 \cos\theta \mathrm{d}\theta \tag{4}$$

对上式积分后可以得到

$$\varepsilon'_r = 1 + 0.5(\varepsilon_r - 1)[\sin(\varphi + \theta_d) - \sin\varphi] \tag{5}$$

在 $\theta=0$ 附近区域电场最强，因而将介质置于这一位置能达到最好效果，如图1所示。因此本文仅考虑这种加载情况。这个时候，$\varphi = -\theta_d/2$，代入上式后得到

$$\varepsilon'_r = 1 + (\varepsilon_r - 1)[\sin(\theta_d/2)] \tag{6}$$

对于其它形状的介质，可以将2区分为多个区，然后将每一区的介质按面积相等变换为楔形介质[4]，再利用上述公式等效到整个2区进行计算。

3 色散方程

考虑到上述得到的1区和2区的场分量已经满足麦氏方程，并且满足板与金属屏蔽筒内径处的边界条件，介质加载环板慢波结构的变分表达式为[5]

$$0 = \int_0^{\delta}\int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\boldsymbol{E}_{+,1} \times \boldsymbol{H}^*_{-,1} - \boldsymbol{E}_{+,2} \times \boldsymbol{H}^*_{-,2}]\mathrm{d}s +$$
$$\frac{1}{2}\int_{\delta}^{p}\int_{-\pi/2}^{\pi/2} [(\boldsymbol{E}^*_{-,1} + \boldsymbol{E}^*_{-,2}) \times (\boldsymbol{H}_{+,1} - \boldsymbol{H}_{+,2}) + (\boldsymbol{E}_{+,1} - \boldsymbol{E}_{+,2}) \times (\boldsymbol{H}^*_{-,1} + \boldsymbol{H}^*_{-,2})]\mathrm{d}s \tag{7}$$

式中，“+”表示向正 z 方向传播的试验场函数，“-”表示相同形式的另一试验场函数，星号表示取其共轭。取共轭的目的在于便于消去传播因子的影响，使变分表达式不受额外条件的约束。利用上述变分表达式并将上述场表达式视为试验函数代入，对“-”试验函数的各个系数分别求变分，并按各系数分离变量，得到变分方程

$$\sum_{s=0,2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} A_{sl,1}\left[-\xi_n I_{sl} I'_{mn} W_{\mathrm{ccms}} + \frac{1}{2}(-\xi_l I_{mn} I'_{sl} - \xi_n I'_{mn} I_{sl}) G_{\mathrm{ccms}}\right] +$$
$$\sum_{s=2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} B_{sl,1}\left[\frac{1}{2}\left(-\frac{\chi_n m}{a} G_{\mathrm{ssms}} - \frac{s\chi_l}{a} G_{\mathrm{ccms}}\right) I_{mn} I_{sl}\right] +$$
$$\sum_{s=1,3,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}\left[A_{sl,2}(\xi'_l I_{mn} \hat{R}'_{sl} + \xi_n I'_{mn} \hat{R}_{sl}) G_{\mathrm{ccms}} + B_{sl,2}\left(\frac{m\chi_n}{a} G_{\mathrm{ssms}} + \frac{s\chi'_l}{a} G_{\mathrm{ccms}}\right) I_{mn} \hat{\hat{R}}_{sl}\right] = 0 \tag{8a}$$

$$m = 0,2,4,\cdots; n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots$$

$$\sum_{s=0,2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} A_{sl,1}\left[\left(-\frac{s\chi_l}{a} W_{\mathrm{ssms}} - \frac{m\chi_n}{a} W_{\mathrm{ccms}}\right) + \frac{1}{2}\left(-\frac{s\chi_l}{a} G_{\mathrm{ssms}} - \frac{m\chi_n}{a} G_{\mathrm{ccms}}\right)\right] I_{mn} I_{sl} +$$
$$\sum_{s=2,4,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty} B_{sl,1}\left[-\eta_l I'_{sl} I_{mn} W_{\mathrm{ssms}} + \frac{1}{2}(-\eta_n I'_{mn} I_{sl} - \eta_l I_{mn} I'_{sl}) G_{\mathrm{ssms}}\right] +$$

$$\sum_{s=1,3,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}\left[A_{sl,2}\left(\frac{s\chi'_l}{a}G_{\mathrm{ssms}}+\frac{m\chi_n}{a}G_{\mathrm{ccms}}\right)I'_{mn}\hat{R}'_{sl}+B_{sl,2}\left(\eta_n I'_{mn}\hat{\hat{R}}_{sl}+\eta'_l I_{mn}\hat{\hat{R}}'_{sl}\right)G_{\mathrm{ssms}}\right]=0 \tag{8b}$$

$$m=2,4,\cdots;\ n=0,\pm1,\pm2,\cdots$$

$$\sum_{s=0,2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}\left[A_{sl,1}\left(\xi_l I'_{sl}\hat{R}_{mn}-\xi'_n I_{sl}\hat{R}'_{mn}\right)G_{\mathrm{ccms}}\right]+\sum_{s=2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}\left[B_{sl,1}\left(-\frac{m\chi'_n}{a}G_{\mathrm{ssms}}-\frac{s\chi_l}{a}G_{\mathrm{ccms}}\right)I_{sl}\hat{R}_{mn}\right]+$$
$$\sum_{s=1,3,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}A_{sl,2}\left[-\xi'_n\hat{R}_{sl}\hat{R}'_{mn}W_{\mathrm{ccms}}+\frac{1}{2}\left(\xi'_l\hat{R}'_{sl}\hat{R}_{mn}-\xi'_n\hat{R}_{sl}\hat{R}'_{mn}\right)G_{\mathrm{ccms}}\right]+$$
$$\sum_{s=1,3,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}B_{sl,2}\left(\frac{\chi'_n m}{a}G_{\mathrm{ssms}}+\frac{\chi'_l s}{a}G_{\mathrm{ccms}}\right)\hat{\hat{R}}_{sl}\hat{R}_{mn}=0 \tag{8c}$$

$$m=1,3,\cdots;\ n=0,\pm1,\pm2,\cdots$$

$$\sum_{s=0,2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}\left[A_{sl,1}\left(-\frac{\chi_l s}{a}G_{\mathrm{ssms}}-\frac{\chi'_n m}{a}G_{\mathrm{ccms}}\right)\hat{\hat{R}}_{mn}I_{sl}\right]+\sum_{s=2,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\frac{1}{2}\left[B_{sl,1}\left(-\eta'_n\hat{\hat{R}}'_{mn}I_{sl}-\eta_l\hat{\hat{R}}_{mn}I'_{sl}\right)G_{\mathrm{ssms}}\right]+$$
$$\sum_{s=1,3,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}A_{sl,2}\left[\left(\frac{\chi'_l s}{a}W_{\mathrm{ssms}}-\frac{\chi'_n m}{a}W_{\mathrm{ccms}}\right)\hat{R}_{sl}\hat{\hat{R}}_{mn}+\frac{1}{2}\left(\frac{\chi'_l s}{a}G_{\mathrm{ssms}}+\frac{\chi'_n m}{a}G_{\mathrm{ccms}}\right)\hat{R}_{sl}\hat{\hat{R}}_{mn}\right]+$$
$$\sum_{s=1,3,\cdots}^{\infty}\sum_{l=-\infty}^{\infty}B_{sl,2}\left[\eta'_l\hat{\hat{R}}'_{sl}\hat{\hat{R}}_{mn}W_{\mathrm{ssms}}+\frac{1}{2}\left(\eta'_n\hat{\hat{R}}'_{mn}\hat{\hat{R}}_{sl}+\eta'_l\hat{\hat{R}}_{mn}\hat{\hat{R}}'_{sl}\right)G_{\mathrm{ssms}}\right]=0 \tag{8d}$$

$$m=1,3,\cdots;\ n=0,\pm1,\pm2,\cdots$$

上列各式中：

$$I'=\frac{\partial I}{\partial\gamma_n r};\quad K'=\frac{\partial K}{\partial\gamma_n r};\quad \xi_n=\mathrm{j}\omega\varepsilon_0/\gamma_n;\quad \eta_n=\mathrm{j}\omega\mu_0/\gamma_n;\quad \chi_n=j\beta_n/\gamma_n^2;$$
$$\xi'_n=\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\varepsilon'_{\mathrm{r}}/\gamma'_n;\quad \eta'_n=\mathrm{j}\omega\mu_0/\gamma'_n;\quad \chi'_n=\mathrm{j}\beta_n/\gamma'^2_n$$
$$I_{mn}=I_m(\gamma_n a);\quad \hat{R}_{mn}=\hat{R}_m(\gamma'_n a,\gamma'_n d);\quad \hat{\hat{R}}_{mn}=\hat{\hat{R}}_m(\gamma'_n a,\gamma'_n d)$$
$$W_{\mathrm{ccms}}=\int_{wr}\cos m\theta\cos s\theta;\quad W_{\mathrm{ssms}}=\int_{wr}\sin m\theta\sin s\theta;\quad G_{\mathrm{ccms}}=\int_G\cos m\theta\cos s\theta;$$
$$G_{\mathrm{ssms}}=\int_G\sin m\theta\sin s\theta;\quad \int_{wr}X=\int_{z=0}^{\delta}\int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2}Xr\mathrm{d}z\mathrm{d}\theta;\quad \int_G X=\int_{z=\delta}^{P}\int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2}Xr\mathrm{d}z\mathrm{d}\theta$$

为了简化处理，只考虑 z 向基波，不考虑各高次空间谐波，1 区电场取最低的二次角向空间谐波，磁场取一次角向空间谐波；2 区电场和磁场都取一次角向空间谐波，得

$$[F][X]=\begin{bmatrix}a_{11}&a_{12}&a_{13}&a_{14}&a_{15}\\a_{21}&a_{22}&a_{23}&a_{24}&a_{25}\\a_{31}&a_{32}&a_{33}&a_{34}&a_{35}\\a_{41}&a_{42}&a_{43}&a_{44}&a_{45}\\a_{51}&a_{52}&a_{53}&a_{54}&a_{55}\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}A_{00,1}\\A_{20,1}\\B_{20,1}\\A_{10,2}\\B_{10,2}\end{bmatrix}=0 \tag{9}$$

式中：

$$\begin{cases}a_{11}=-a\pi\xi_0 I_{00}I'_{00}(\delta+p)\\a_{12}=0\\a_{13}=0\\a_{14}=ap\left(I_{00}\hat{R}'_{10}\xi'_0+I'_{00}\hat{R}_{10}\xi_0\right)\\a_{15}=\chi'_0 pI_{00}\hat{\hat{R}}_{10}\end{cases} \tag{10a}$$

$$\begin{cases}a_{21}=0\\a_{22}=-a\pi\xi_0 I_{20}I'_{20}(\delta+p)/2\\a_{23}=0\\a_{24}=pa\left(\xi'_0 I_{20}\hat{R}'_{10}+\xi_0 I'_{20}\hat{R}_{10}\right)/3\\a_{25}=pI_{20}\hat{\hat{R}}_{10}\left(-4\chi_0+\chi'_0\right)/3\end{cases} \tag{10b}$$

$$\begin{cases}a_{31}=0\\a_{32}=0\\a_{33}=-\eta_0\pi aI_{20}I'_{20}(\delta+p)/2\\a_{34}=pI_{20}\hat{R}_{10}\left(\chi'_0-\chi_0\right)/3\\a_{35}=2pa\left(\eta_0 I'_{20}\hat{\hat{R}}_{10}+\eta'_0 I_{20}\hat{\hat{R}}'_{10}\right)/3\end{cases} \tag{10c}$$

$$\begin{cases}a_{41}=-ap\left(\xi_0 I'_{00}\hat{R}_{10}+\xi'_0 I_{00}\hat{R}'_{10}\right)\\a_{42}=-2pa\left(\xi_0 I'_{20}\hat{R}_{10}+\xi'_0 I_{20}\hat{R}'_{10}\right)/3\\a_{43}=2pI_{20}\hat{R}_{10}\left(\chi'_0-2\chi_0\right)/3\\a_{44}=\pi a\eta'_0\hat{R}_{10}\hat{R}'_{10}(\delta+p)/2\\a_{45}=0\end{cases} \tag{10d}$$

$$\begin{cases} a_{51} = -p\chi'_0 I_{00}\hat{\bar{R}}_{10} \\ a_{52} = pI_{20}\hat{\bar{R}}_{10}(\chi'_0 - \chi_0)/3 \\ a_{53} = -2pa(\eta'_0 I_{20}\hat{\bar{R}}'_{10} + \eta_0 I'_{20}\hat{\bar{R}}_{10})/3 \\ a_{54} = \chi'_0\delta\pi\hat{R}_{10} \\ a_{55} = \pi a\eta'_0\hat{R}_{10}\hat{\bar{R}}'_{10}(\delta + p)/2 \end{cases} \tag{10e}$$

欲使变分方程有非零解,其系数行列式应等于零,于是得到矩阵色散方程

$$\det[F] = 0 \tag{11}$$

4 耦合阻抗

根据下列定义来计算轴上基波的耦合阻抗

$$K_{c(0)} = |E_{z(0),1}|^2/2\beta_0^2(P_1 + P_2) \tag{12}$$

$$P_1 = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_0^{\gamma a}(E_{r,1}H^*_{\theta,1} - E_{\theta,1}H^*_{r,1})\,ds \tag{13a}$$

$$P_2 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2}\int_a^b(E_{r,2}H^*_{\theta,2} - E_{\theta,2}H^*_{r,2})\,ds \tag{13b}$$

1 区电场取最低的二次角向空间谐波,磁场取一次角向空间谐波,2 区场取一次角向空间谐波。将 1 区场表达式代入,得到

$$|E_{z(0),1}|^2 = (A_{00,1} + A_{20,1})^2 \tag{14}$$

$$P_1 = (A_{00,1})^2\pi\chi_0\xi_0\gamma_0\int_0^a I'^2_2(\gamma_0 r)r\mathrm{d}r + \pi(A_{20,1})^2\chi_0\xi_0\left[\gamma_0\int_0^a I'^2_2(\gamma_0 r)r\mathrm{d}r - \frac{4}{\gamma_0}\int_0^a\frac{1}{r}I_2^2(\gamma_0 r)\mathrm{d}r\right] + \pi(B_{20,1})^2\chi_0\eta_0\left[\frac{4}{\gamma_0}\int_0^a\frac{1}{r}I_2^2(\gamma_0 r)\mathrm{d}r - \gamma_0\int_0^a I'^2_2(\gamma_0 r)r\mathrm{d}r\right] \tag{15a}$$

将 2 区的各场表达式代入,得

$$\begin{aligned} P_2 = {}& \pi(A_{10,2})^2\chi'_0\xi'_0\left[\gamma'_0\int_a^d\hat{R}'^2_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)r\mathrm{d}r - \frac{1}{\gamma_s}\int_a^d\frac{1}{r}R_1^2(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\mathrm{d}r\right] + \\ & \pi(B_{10,2})^2\chi'_0\eta'_0\left[-\gamma'_0\int_a^d\hat{\bar{R}}'^2_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)r\mathrm{d}r + \frac{1}{\gamma_0}\int_a^d\frac{1}{r}\hat{\bar{R}}_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\mathrm{d}r\right] + \\ & \pi A_{10,2}B_{10,2}\left[\chi'^2_0\gamma'_0\int_a^d\hat{\bar{R}}_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\hat{R}'_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\mathrm{d}r - \int_a^d\hat{\bar{R}}'_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\hat{R}_{10}(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\mathrm{d}r\right] + \\ & \frac{\eta'_0\xi'_0}{\gamma'_0}\left[\int_a^d\hat{\bar{R}}_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\hat{R}'_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\mathrm{d}r + \int_a^d\hat{\bar{R}}'_1(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\hat{R}_{10}(\gamma'_0 r,\gamma'_0 d)\mathrm{d}r\right] \end{aligned} \tag{15b}$$

数值计算时,给定相移值和由色散方程计算得到的对应频率值,再任意给定 1 区纵向电场系数的相对大小,通过变分方程计算出各场系数的相对值,将各系数代入到上述表达式中实施相应计算,即可得到各次空间谐波的耦合阻抗。

5 计算结果

图 2 中,第 3 条曲线是利用本文提出的相对介电常数面积等效公式得到的结果,第 1 条曲线是使用文献[4]的公式直接面积等效所得到的结果。可以看到,后者与第 2 条曲线(用 CST-MWS 进行模拟的结果)相去甚远,不符合介质加载环板结构的物理实质。本文的理论结果在频段低端与模拟结果吻合得很好,而在频段高端稍低于模拟结果,二者相差甚微,这说明本文对于介质的处理是正确的。

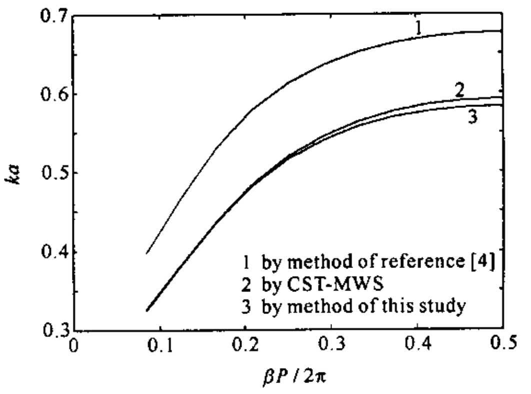

Fig. 2 Dispersing-relation results of theories and simulating

图 2 色散关系的理论结果与模拟结果

($d/p=3$, $a/p=0.8$, $\delta/p=0.5$, $\theta_d=\pi/6$, $\varepsilon_r=6$)

图 3、图 4 为改变介质张角所得到的计算结果。图中标号为 1 的曲线张角为 0,即没有介质加载的环板原

型结构的计算结果。从图中可以看到，当加入介质后，相速较环板原型结构有较大幅度的下降，耦合阻抗也随之下降。且随着介质张角的增大，相速和耦合阻抗进一步下降。当介质张角以同等幅度增加时，相速和耦合阻抗的下降均有减缓的趋势。这是由于环板结构电场存在着角向不均匀性，$\theta=0$ 附近的电场最强，向介质两角边靠近时电场减弱，介质张角增大后，增大部分介质处在减弱的电场区，其对电场的影响也减弱。这种现象说明，图 1 所示的介质加载方式，对相速的影响最大，效果也最好。

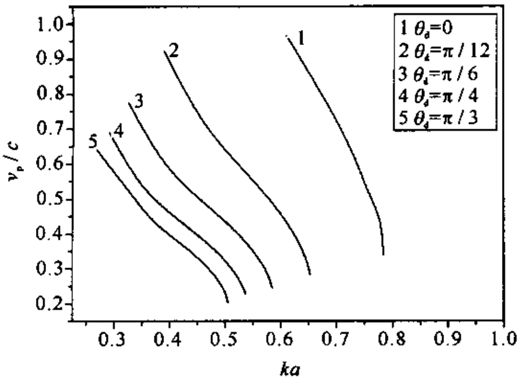

Fig. 3　Effect of dielectric angle on phase velocity

图 3　介质张角对相速的影响

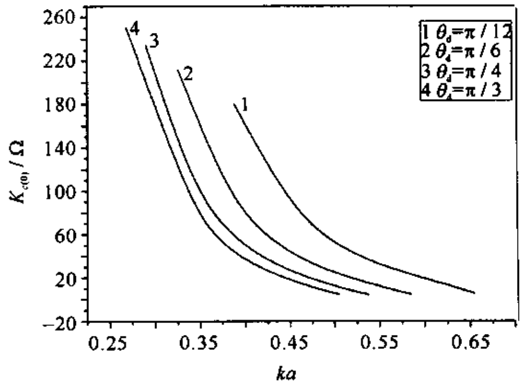

Fig. 4　Effect of dielectric angle on interaction impedance

图 4　介质张角对耦合阻抗的影响

图 5、图 6 是改变相对介电常数所得到的计算结果。随着相对介电常数的增加，相速和耦合阻抗下降。由于注波互作用要求电子注速度与电磁波相速相一致，降低相速也即降低工作电压。由图 3 和图 5 可以看出，在环板慢波结构中引入介质能够有效降低工作电压。

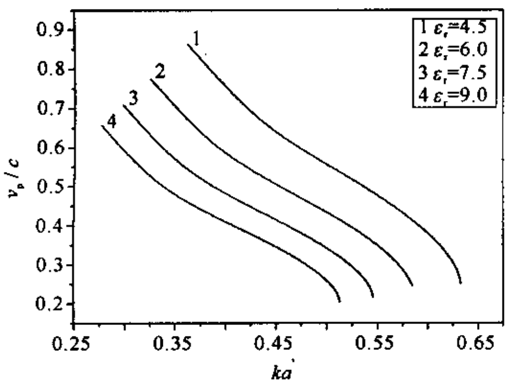

Fig. 5　Effect of dielectric constant on phase velocity

图 5　相对介电常数对相速的影响

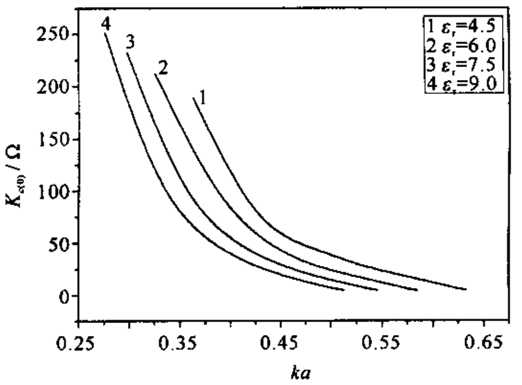

Fig. 6　Effect of dielectric constant on interaction impedance

图 6　相对介电常数对耦合阻抗的影响

图 7、图 8 是改变环内径的计算结果。增大环内径，相速和耦合阻抗均增大。对于相速，频段两端的改变量相对较大，而耦合阻抗则是在频段低端的改变量较大。图 9、图 10 为改变屏蔽筒半径的计算结果。随着屏蔽筒半径的增大，相速和耦合阻抗下降，且在频段高端的下降幅度相对较大。

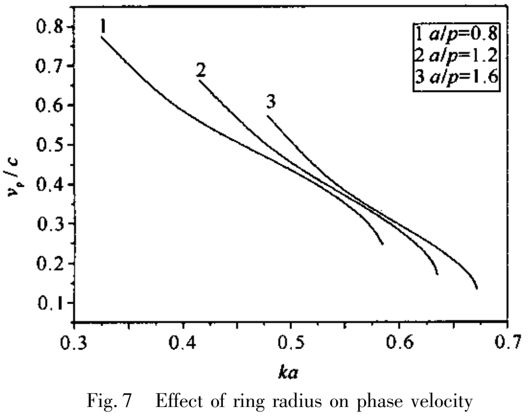

Fig. 7　Effect of ring radius on phase velocity

图 7　环内径对相速的影响

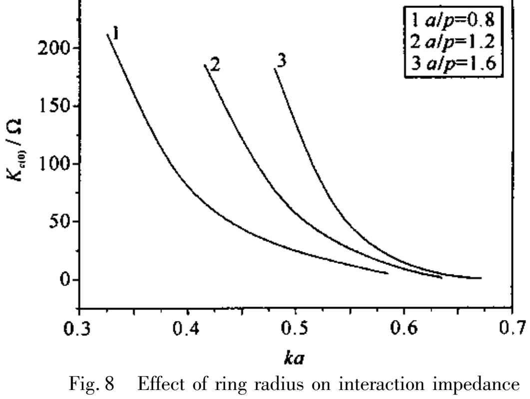

Fig. 8　Effect of ring radius on interaction impedance

图 8　环内径对耦合阻抗的影响

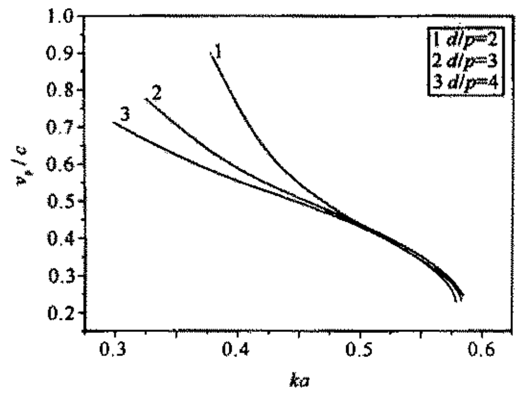

Fig. 9 Effect of shield tube radius on phase velocity

图 9 屏蔽筒半径对相速的影响

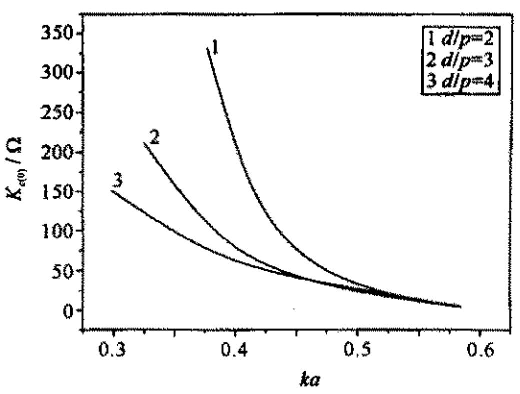

Fig. 10 Effect of shield tube radius on interaction impedance

图 10 屏蔽筒半径对耦合阻抗的影响

6 结 论

介质加载能够有效降低环板慢波结构的工作电压；随着介质张角和相对介电常数的增加，工作电压进一步降低，工作电压的降低幅度随介质张角的增加有减缓的趋势；介质加载同时使耦合阻抗下降。

参考文献：

[1] White R M, Enderby C E, Birdsall C K. Properties of ring-plane slow-wave circuits[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1964, **7**(11): 247-261.

[2] Gong Y B, Wang W X, Yu G F, et al. Theoretical analysis of ridge-loaded ring-plane slow wave structure by variational methods[J]. *IEEE Proc Microw Antennas Propag*, 1998, **11**(145): 397-405.

[3] Carol L, Kory, Jeffrey D. Novel high-gain, improved-bandwidth, finned-ladder V-band and traveling-wave tube slow-wave circuit design[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1995, **9**(42): 1686-1692.

[4] Lalit K, Raju R S, Joshi S N, et al. Modeling of a vane-loaded helical slow-wave structure for broad-band traveling-wave tubes[J]. *IEEE Trans Electron Devices*, 1989, **9**(36): 1991-1999.

[5] Bevensee R M. Electromagnetic slow wave systems[M]. New York · London · Sydney: John Wiley&Sons, Inc, 1964: 164-189.

Dielectric loaded ring-plane slow-wave structure

YIN Hai-rong, GONG Yu-bin, WEI Yan-yu, HUANG Min-zhi, LU Zhi-gang, WANG Wen-xiang

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

Abstract: A new method to calculate the equivalent relative dielectric constant of the dielectric loaded ring-plane slow-wave structure is proposed. Expressions of dispersion equation and interaction impedance are derived for dielectric loaded ring-plane slow-wave structure by variational method. The results manifest that the dielectric-loading can lower the operating voltage of the ring-plane slow-wave structure. Good accordance was obtained between results by this method and that of CST-MWS.

Key words: Dielectric loading ring-plane slow-wave structure; Dispersion equation; Equivalent relative dielectric constant; Interaction impedance