同轴交错圆盘加载波导慢波结构高频特性的研究*

王兵[1)†] 文光俊[1)] 王文祥[2)]

1) (电子科技大学通信与信息工程学院, 成都 611731)

2) (电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2014 年 5 月 12 日收到; 2014 年 6 月 17 日收到修改稿)

采用多导体传输线分析方法, 对同轴交错圆盘加载波导慢波结构进行了理论分析, 得到了这种慢波结构的色散方程; 利用该色散方程, 得到的色散特性与HFSS 仿真软件模拟结果符合良好. 分析了结构参数的变化对同轴交错圆盘加载波导慢波结构的色散特性影响. 结果表明: 增加内径和减小慢波结构的单位周期长度可以拓展慢波结构的带宽. 对同轴圆盘加载波导和同轴交错圆盘加载波导两种慢波结构的色散特性进行了比较, 结果表明: 采用圆盘交错加载方式可以减弱色散, 拓展带宽. 研究结果对同轴交错圆盘加载波导在毫米波行波管中的应用具有指导意义.

关键词: 行波管, 同轴交错圆盘加载波导, 慢波结构, 色散特性

PACS: 41.20.Jb, 07.57.Hm, 85.45.Bz **DOI:** 10.7498/aps.63.224101

1 引 言

行波管是一种宽频带、高功率的微波器件, 慢波结构作为行波管进行注-波互作用的主要部件, 是行波管的核心, 决定着行波管性能的优劣. 普遍使用的螺旋线和耦合腔两类慢波结构, 由于固有的缺陷 [1] 限制了它们在毫米波行波管中的应用. 周期加载波导作为一种传统的慢波结构, 一直受到行波管研制者的关注, 盘荷波导 [2] 就是其中之一, 因其结构简单、尺寸大、散热性能好等特点, 被广泛应用在高功率微波器件中. Henoch[3] 完成了对盘荷波导的深入分析, 并讨论了具有中心内导体的同轴圆盘加载波导. 从中可以看出, 加入同轴内导体对于拓展系统带宽有着积极的作用. 如果同轴圆盘加载结构的内外导体上都加载上圆盘, 而且圆盘相互交错, 则就构成同轴交错圆盘加载波导, 或者称为同轴径向线. 俄罗斯学者曾预计它将有更宽的带宽 [4]. 在内外导体的加载圆盘上打出金属圆孔, 就可以成为慢波结构的电子注通道, 因而适合于多电子注行波管. 同轴交错圆盘加载波导和耦合腔 [5,6]、螺旋槽 [7]、曲折波导 [8] 一样, 都是全金属结构, 与传统的螺旋线 [9−11] 相比, 它具有热耗散能力强、功率容量大、加工精度和装配精度高 [12] 等优点. 尽管有学者对同轴交错圆盘加载波导及其变形结构进行了初步分析, 但分析还不够深入 [13], 特别是没有得出能够指导实际设计尺寸与慢波性能的关系. 因此, 对于同轴交错圆盘加载波导慢波结构, 需要采用不同的理论分析方法, 对其进行深入的分析和数值计算, 以确定其高频特性在宽带大功率行波管上的适用范围. 本文采用多导体传输线分析方法, 对同轴交错圆盘加载波导慢波结构进行了理论分析, 导出了色散方程的表达式, 对其色散特性和耦合阻抗进行了研究. 同时对同轴圆盘加载波导和同轴交错圆盘加载波导两种慢波结构的色散特性进行了比较.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61271029, 61371047) 和教育部高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20110185110014) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wbfaraday@gmail.com

 http://wulixb.iphy.ac.cn

2 同轴交错圆盘加载波导的多导体分析

同轴交错圆盘加载波导的结构如图1所示: 内导体的半径为r_{a}, 在内导体加载圆盘的半径为r_{c}; 外导体的半径为r_{d}, 其加载圆盘的内半径为r_{b}. 内外导体上加载圆盘的厚度为w, 慢波结构的单位周期长度为L, 加载在内外导体上的圆盘均匀分布, 相邻圆盘之间的距离为S. 可以将同轴交错圆盘加载波导视为同轴线和径向线区段的组合. 由于边界条件的复杂性, 我们采用多导体传输线分析方法对同轴交错圆盘加载波导的色散特性进行分析.

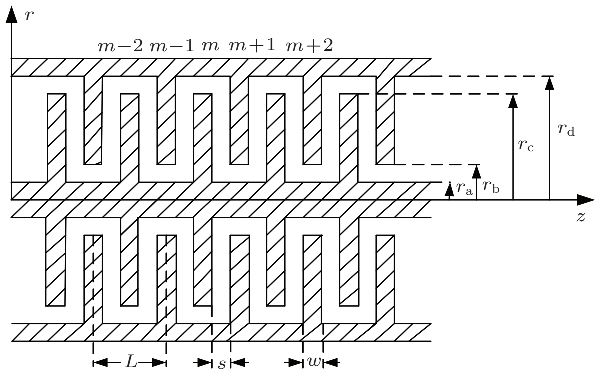

图1 同轴交错圆盘加载波导

同轴交错圆盘加载波导是一种全金属结构, 适合作为多电子注行波管的慢波结构, 在内外导体加载的圆盘上打出金属圆孔, 就可以成为电子注的通道. 它具有弱的色散、宽的频带、大的功率容量和高导流系数等特点. 图2给出了一个八电子注的慢波结构, 电子注通道圆孔均匀分布在加载的金属圆盘上.

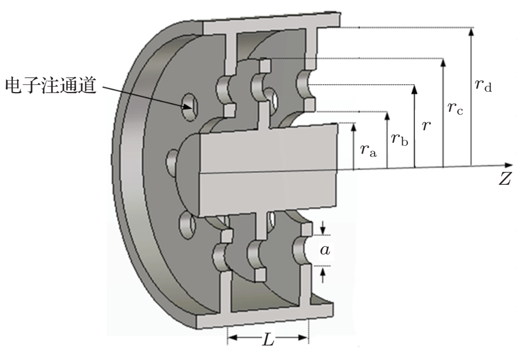

图2 同轴交错圆盘加载波导的电子注通道

2.1 第m个圆盘上的电压和电流

将同轴交错圆盘加载波导相邻圆盘之间的传输线看作是径向线, 则其中的TEM波的场可以表示为[14]

$$
\begin{aligned}
E_z &= C'J_0(kr) + D'N_0(kr)\\
&= A_1'H_0^{(1)}(kr) + A_2'H_0^{(2)}(kr),\\
H_\varphi &= \frac{j\omega\varepsilon}{k}[C'J_1(kr) + D'N_1(kr)]\\
&= \frac{j\omega\varepsilon}{k}[A_1'H_1^{(1)}(kr) + A_2'H_1^{(2)}(kr)],
\end{aligned}
$$

其中C', D', A_1', A_2'为场的幅值系数, k为自由空间的波数. TEM波在角向φ均匀无变化, 由于场分量仅与r有关而与z无关, 因此相邻圆盘之间的电压可以表示为

$$
\mathrm{d}V = E_z\,\mathrm{d}z.
$$

由于在z方向的一个周期长度L内有两个圆盘, 是双周期系统, 故径向线中的TEM波可以分解为两个TEM波, 一个相应于相邻圆盘之间有θ相位差, 这部分波称为"θ模式", 也称作对称模式; 另一个相应于相邻圆盘间有$\theta-\pi$的相位差, 这部分波称为"$\theta-\pi$模式", 也称作反对称模式. 它们具有不同的振幅, 基波相移分别为θ_1与θ_2, 且存在关系: $\theta_1=\beta_{01}L$, $\theta_2=\beta_{02}L$, $\theta_2=\theta_1-\pi$, 它们的波导纳分别记为$Y(\theta_1)$和$Y(\theta_2)$. 同轴交错圆盘加载波导的等效电路如图3所示. jB_1为内导体上加载的圆盘顶端与外导体之间的缝隙的等效电纳, jB_2为外导体上加载的圆盘顶端与内导体之间的缝隙电纳. 根据多导体传输线分析法[15], 各导体圆盘上的电压、电流可以写成

$$
\begin{aligned}
V_m ={}& [C_1J_0(kr) + D_1N_0(kr)]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}\\
&+ [C_2J_0(kr) + D_2N_0(kr)]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_2},
\end{aligned}
\tag{1}
$$

$$
\begin{aligned}
I_m ={}& -\frac{Y(\theta)}{jk}\frac{\partial V_m}{\partial r}\\
={}& -jY(\theta_1)[C_1J_1(kr) + D_1N_1(kr)]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}\\
&- jY(\theta_2)[C_2J_1(kr)\\
&+ D_2N_1(kr)]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_2}.
\end{aligned}
\tag{2}
$$

2.2 边界条件及色散方程

1) 当$r=r_{\mathrm{d}}$时, $V_{m+1}=0$, 由(1)式可得:

$$
\begin{aligned}
V_{m+1} ={}& [C_1J_0(kr_{\mathrm{d}}) + D_1N_0(kr_{\mathrm{d}})]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(m+1)\theta_1}\\
&+ [C_2J_0(kr_{\mathrm{d}}) + D_2N_0(kr_{\mathrm{d}})]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(m+1)\theta_2}\\
={}& 0,
\end{aligned}
$$

化简得

$$C_1=[(-1)^m D_2-D_1]\frac{N_0(kr_\mathrm{d})}{J_0(kr_\mathrm{d})}+(-1)^m C_2. \tag{3}$$

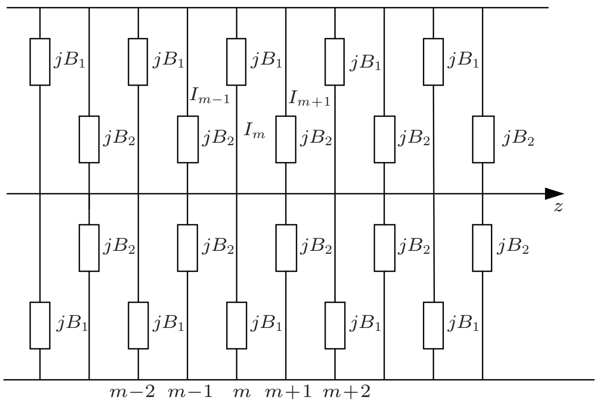

图 3 同轴交错圆盘加载波导等效电路图

2) 当 $r=r_\mathrm{a}$ 时, $V_m=0$, 由 (1) 式得:

$$\begin{aligned}V_m&=[C_1J_0(kr_\mathrm{a})+D_1N_0(kr_\mathrm{a})]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}\\&\quad+[C_2J_0(kr_\mathrm{a})+D_2N_0(kr_\mathrm{a})]\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_2}\\&=0,\end{aligned}$$

化简可得

$$\begin{aligned}D_1=&-\left\{[(-1)^mC_2+C_1]\frac{J_0(kr_\mathrm{a})}{N_0(kr_\mathrm{a})}\right.\\&\left.+(-1)^mD_2\right\}.\end{aligned} \tag{4}$$

由 (3), (4) 式可得:

$$\begin{aligned}&D_1[N_0(kr_\mathrm{a})J_0(kr_\mathrm{d})-N_0(kr_\mathrm{d})J_0(kr_\mathrm{a})]\\&=(-1)^{m+1}\{2C_2J_0(kr_\mathrm{a})J_0(kr_\mathrm{d})\\&\quad+D_2[N_0(kr_\mathrm{d})J_0(kr_\mathrm{a})+N_0(kr_\mathrm{a})J_0(kr_\mathrm{d})]\}.\end{aligned}$$

令:

$$\begin{aligned}&N_0(kr_\mathrm{d})J_0(kr_\mathrm{a})-N_0(kr_\mathrm{a})J_0(kr_\mathrm{d})=P_0(\mathrm{a},\mathrm{d}),\\&N_0(kr_\mathrm{d})J_0(kr_\mathrm{a})+N_0(kr_\mathrm{a})J_0(kr_\mathrm{d})=Q_0(\mathrm{a},\mathrm{d}).\end{aligned}$$

则上式成为

$$\begin{aligned}D_1=&\frac{(-1)^m}{P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})}[2C_2J_0(kr_\mathrm{a})J_0(kr_\mathrm{d})\\&+D_2Q_0(\mathrm{a},\mathrm{d})].\end{aligned} \tag{5}$$

将 (5) 式代入 (3) 式得:

$$\begin{aligned}C_1=&\frac{(-1)^{m+1}}{P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})}[C_2Q_0(\mathrm{a},\mathrm{d})\\&+2D_2N_0(kr_\mathrm{a})N_0(kr_\mathrm{d})].\end{aligned} \tag{6}$$

3) 当 $r=r_\mathrm{d}$ 时, $I_m=jB_1V_m$, 由 (1), (2) 式可得:

$$\begin{aligned}&-C_1[Y(\theta_1)J_1(kr_\mathrm{d})+B_1J_0(kr_\mathrm{d})]\\&-D_1[Y(\theta_1)N_1(kr_\mathrm{d})+B_1N_0(kr_\mathrm{d})]\\&=(-1)^m\{C_2[Y(\theta_2)J_1(kr_\mathrm{d})+B_1J_0(kr_\mathrm{d})]\\&\quad+D_2[Y(\theta_2)N_1(kr_\mathrm{d})+B_1N_0(kr_\mathrm{d})]\}.\end{aligned}$$

将 (5) 和 (6) 式代入得:

$$C_2=\frac{-D_2\{Y(\theta_1)[N_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{d})+N_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{d})]+[2B_1N_0(kr_\mathrm{d})+Y(\theta_2)N_1(kr_\mathrm{d})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})\}}{\{Y(\theta_1)[J_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{d})+J_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{d})]+[2B_1J_0(kr_\mathrm{d})+Y(\theta_2)J_1(kr_\mathrm{d})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})\}}, \tag{7}$$

其中:

$$\begin{aligned}&Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{d})=J_0(kr_\mathrm{a})N_1(kr_\mathrm{d})-N_0(kr_\mathrm{a})J_1(kr_\mathrm{d}),\\&Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{d})=J_0(kr_\mathrm{d})N_1(kr_\mathrm{d})-N_0(kr_\mathrm{d})J_1(kr_\mathrm{d}).\end{aligned}$$

4) 当 $r=r_\mathrm{a}$ 时, $I_{m+1}=-jB_2V_{m+1}$, 由 (1), (2) 式可得:

$$\begin{aligned}&-C_1[B_2J_0(kr_\mathrm{a})-Y(\theta_1)J_1(kr_\mathrm{a})]+D_1[B_2N_0(kr_\mathrm{a})-Y(\theta_1)N_1(kr_\mathrm{a})]\\&=(-1)^m\{C_2[Y(\theta_2)J_1(kr_\mathrm{a})-B_2J_0(kr_\mathrm{a})]+D_2[Y(\theta_2)N_1(kr_\mathrm{a})-B_2N_0(kr_\mathrm{a})]\}.\end{aligned}$$

将 (5) 和 (6) 式代入得:

$$C_2=\frac{-D_2\{Y(\theta_1)[N_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{a})+N_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{a})]+[2B_2N_0(kr_\mathrm{a})-Y(\theta_2)N_1(kr_\mathrm{a})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})\}}{\{Y(\theta_1)[J_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{d})+J_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{a})]+[2B_2J_0(kr_\mathrm{a})-Y(\theta_2)J_1(kr_\mathrm{a})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})\}}, \tag{8}$$

其中:

$$Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{a})=J_0(kr_\mathrm{d})N_1(kr_\mathrm{a})-N_0(kr_\mathrm{d})J_1(kr_\mathrm{a}),$$

$$Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{a}) = J_0(kr_\mathrm{a})N_1(kr_\mathrm{a}) - N_0(kr_\mathrm{a})J_1(kr_\mathrm{a}).$$

(7) 式与 (8) 式相等, 即

$$\frac{Y(\theta_1)[N_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{d}) + N_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{d})] + [2B_1N_0(kr_\mathrm{d}) + Y(\theta_2)N_1(kr_\mathrm{d})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})}{Y(\theta_1)[J_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{d}) + J_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{d})] + [2B_1J_0(kr_\mathrm{d}) + Y(\theta_2)J_1(kr_\mathrm{d})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})}$$

$$= \frac{Y(\theta_1)[N_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{a}) + N_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{a})] + [2B_2N_0(kr_\mathrm{a}) - Y(\theta_2)N_1(kr_\mathrm{a})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})}{Y(\theta_1)[J_0(kr_\mathrm{d})Q_{01}(\mathrm{a},\mathrm{a}) + J_0(kr_\mathrm{a})Q_{01}(\mathrm{d},\mathrm{a})] + [2B_2J_0(kr_\mathrm{a}) - Y(\theta_2)J_1(kr_\mathrm{a})]P_0(\mathrm{a},\mathrm{d})}. \tag{9}$$

(9) 式即为色散方程. 为了求得色散特性, 必须求解出波导纳 $Y(\theta_1)$, $Y(\theta_2)$ 及等效电纳 jB_1, jB_2.

2.3 波导纳 $\boldsymbol{Y(\theta_1)}$, $\boldsymbol{Y(\theta_2)}$ 的计算

由 2.1 节可知, 交错圆盘之间的 TEM 模式可以表示为

$$E_z = A_1'H_0^{(1)}(kr) + A_2'H_0^{(2)}(kr), \tag{10}$$

$$H_\varphi = j\frac{1}{\eta}[A_1'H_1^{(1)}(kr) + A_2'H_1^{(2)}(kr)], \tag{11}$$

其中

$$H_0^{(1)}(kr) = J_0(kr) + jN_0(kr) = G_0(kr)\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\theta(kr)}$$

代表向 $-r$ 方向传输的波,

$$H_0^{(2)}(kr) = J_0(kr) - jN_0(kr) = G_0(kr)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\theta(kr)}$$

代表向 $+r$ 方向传输的波, $\eta = \dfrac{k}{\omega\varepsilon}$. TEM 波在圆盘之间沿 z 方向的场是均匀的, 因此对于 $m-1$ 与 m 圆盘之间的场可以表示成

$$E_{z1} = \frac{V_{m-1} - V_m}{S}.$$

我们首先计算 θ_1 模式的波导纳, 而波导纳的计算, 只需要取在一个方向上传播的波来进行. 假设取在 $+r$ 方向上传播的波来计算, 所以在 (10) 式中令 $A_1' = 0$, 则

$$E_z = A_2'H_0^{(2)}(kr).$$

所以:

$$\begin{aligned}
E_{z1} &= \frac{V_{m-1} - V_m}{S} \\
&= \frac{1}{S}A_2'H_0^{(2)}(kr)\left[\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(m-1)\theta_1} - \mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}\right] \\
&= j\frac{2}{S}A_2'H_0^{(2)}(kr)\sin\frac{\theta_1}{2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(m-\frac{1}{2}\right)\theta_1}, \\
H_{\varphi1} &= -j\frac{\omega\varepsilon}{k^2}\frac{\partial E_{z1}'}{\partial r} \\
&= \frac{2\omega\varepsilon}{k^2}\frac{A_2'}{S}H_1^{(2)}(kr)\sin\frac{\theta_1}{2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(m-\frac{1}{2}\right)\theta_1}.
\end{aligned}$$

同理, m 与 $m+1$ 圆盘之间的场可以表示成

$$\begin{aligned}
E_{z2} &= \frac{V_m - V_{m+1}}{S} \\
&= \frac{1}{S}A_2'H_0^{(2)}(kr)\left[\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1} - \mathrm{e}^{-\mathrm{j}(m+1)\theta_1}\right] \\
&= j\frac{2}{S}A_2'H_0^{(2)}(kr)\sin\frac{\theta_1}{2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(m+\frac{1}{2}\right)\theta_1}, \\
H_{\varphi2} &= -j\frac{\omega\varepsilon}{k^2}\frac{\partial E_{z1}''}{\partial r} \\
&= \frac{2\omega\varepsilon}{k^2}\frac{A_2'}{S}H_1^{(2)}(kr)\sin\frac{\theta_1}{2}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\left(m+\frac{1}{2}\right)\theta_1}.
\end{aligned}$$

在第 m 个圆盘的顶端, 它与外导体之间的距离 r_d-r_c 足够小, 可以近似认为该顶端与外导体构成传输 TEM 波的同轴线 [16], 其中的场分量就可以写成

$$\begin{aligned}
E_\mathrm{r} &= \frac{A_2'H_0^{(2)}(kr_\mathrm{c})\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}}{r_\mathrm{c}\ln(r_\mathrm{d}/r_\mathrm{c})}, \\
H_{\varphi3} &= \frac{\omega\varepsilon}{k}\frac{A_2'H_0^{(2)}(kr_\mathrm{c})\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}}{r_\mathrm{c}\ln(r_\mathrm{d}/r_\mathrm{c})}.
\end{aligned}$$

流过 m 圆盘表面的总电流为

$$\begin{aligned}
I_{m1} &= \int_0^{2\pi}(H_{\varphi1} + H_{\varphi2} + H_{\varphi3})r\,\mathrm{d}\varphi \\
&= A_2'\frac{2\pi}{S}\frac{\omega\varepsilon}{k}\left[4\sin\frac{\theta_1}{2}\cos\frac{\theta_1}{2}H_1^{(2)}(kr)r\right. \\
&\quad \left.+ \frac{1}{\ln(r_\mathrm{d}/r_\mathrm{c})}H_0^{(2)}(kr_\mathrm{c})\right]\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}.
\end{aligned}$$

由于等式右边包含有变量 r, 为了得到 I_{m1} 的确定值, 我们还必须使 r 得到确定. 为此, 可以在等式两边乘上 $H_1^{(2)}(kr)$, 然后在 r_a 到 r_c 范围内积分, 整理后得

$$\begin{aligned}
I_{m1} &= A_2'\frac{2\pi\omega\varepsilon}{S} \\
&\quad \times \mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}\left\{\frac{\sin\theta_1}{H_0^{(2)}(kr_\mathrm{c}) - H_0^{(2)}(kr_\mathrm{a})}\right. \\
&\quad \times [r_\mathrm{a}H_1^{(2)}(kr_\mathrm{a})G_{10}(\mathrm{a}) + r_\mathrm{a}H_0^{(2)}(kr_\mathrm{a})G_{01}(\mathrm{a}) \\
&\quad - r_\mathrm{c}H_1^{(2)}(kr_\mathrm{c})G_{10}(\mathrm{c}) - r_\mathrm{c}H_0^{(2)}(kr_\mathrm{c})G_{01}(\mathrm{c})]
\end{aligned}$$

$$+\frac{1}{k}\frac{H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})}{\ln(r_{\mathrm{d}}/r_{\mathrm{c}})}\Bigg\}, \tag{12}$$

其中:

$$\begin{aligned}
G_{10}(\mathrm{a}) &= r_{\mathrm{a}}H_1^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})-\frac{1}{k}H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}}),\\
G_{01}(\mathrm{a}) &= r_{\mathrm{a}}H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})-\frac{1}{k}H_1^{(2)}(kr_{\mathrm{a}}),\\
G_{10}(\mathrm{c}) &= r_{\mathrm{c}}H_1^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})-\frac{1}{k}H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}}),\\
G_{01}(\mathrm{c}) &= r_{\mathrm{c}}H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})-\frac{1}{k}H_1^{(2)}(kr_{\mathrm{c}}).
\end{aligned}$$

由于 $V_{m1}=A_2'H_0^{(2)}(kr)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}$, 我们取 V_{m1} 在 r_{a} 到 r_{c} 之间的平均值作为计算值, 则

$$V_{m1}=\frac{1}{2}A_2'\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}m\theta_1}[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})+H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})]. \tag{13}$$

由 (12) 和 (13) 式得:

$$\begin{aligned}
Y(\theta_1)=&\frac{I_{m1}}{V_{m1}}\\
=&\frac{4\pi\omega\varepsilon}{[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})]^2-[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})]^2}\\
&\times\Bigg\{\sin\theta_1[r_{\mathrm{a}}F(\mathrm{a})+r_{\mathrm{c}}F(\mathrm{c})]\\
&+\frac{1}{k}\frac{H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})}{\ln(r_{\mathrm{d}}/r_{\mathrm{c}})}[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})\\
&-H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})]\Bigg\},
\end{aligned}\tag{14}$$

其中:

$$\begin{aligned}
F(\mathrm{a})&=H_1^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})G_{10}(\mathrm{a})+H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})G_{01}(\mathrm{a}),\\
F(\mathrm{c})&=H_1^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})G_{10}(\mathrm{c})+H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})G_{01}(\mathrm{c}).
\end{aligned}$$

同理可得:

$$\begin{aligned}
Y(\theta_2)=&\frac{4\pi\omega\varepsilon}{[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})]^2-[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})]^2}\\
&\times\Bigg\{\sin\theta_2[r_{\mathrm{a}}F(\mathrm{a})+r_{\mathrm{c}}F(\mathrm{c})]+\frac{1}{k}\\
&\times\frac{H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})}{\ln(r_{\mathrm{d}}/r_{\mathrm{c}})}[H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{c}})\\
&-H_0^{(2)}(kr_{\mathrm{a}})]\Bigg\}.
\end{aligned}\tag{15}$$

2.4 B_1, B_2 的求解

同轴交错圆盘加载波导的等效电容如图 4 所示. 由图可知: $B_1=\omega C_{\mathrm{o}1}$, 电容 $C_{\mathrm{o}1}$ 包含 C_1', $2C_1''$, $2C_1'''$, 即: $C_{\mathrm{o}1}=C_1'+2C_1''+2C_1'''$.

其中, C_1' 可以近似看作是平板电容器, 其单位长度电容量为

$$C_1'=\frac{W\varepsilon}{r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}}}.$$

电容 C_1'' 和 C_1''' 的单位长度电容量可以表示为[17]

$$\begin{aligned}
C_1''=&\frac{\varepsilon}{\pi}\Bigg[\lg\frac{S^2+(r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}})^2}{4S^2}\\
&+2\left(\frac{S}{r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}}}\right)\arctan\frac{r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}}}{S}\Bigg],\\
C_1'''=&\frac{\varepsilon}{\pi}\Bigg[\lg\frac{S^2+(r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}})^2}{4(r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}})^2}\\
&+2\left(\frac{r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}}}{S}\right)\arctan\frac{S}{r_{\mathrm{d}}-r_{\mathrm{c}}}\Bigg].
\end{aligned}$$

同理可得: $B_2=\omega C_{\mathrm{o}2}$, $C_{\mathrm{o}2}=C_2'+2C_2''+2C_2'''$,

$$\begin{aligned}
C_2'=&\frac{W\varepsilon}{r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}}},\\
C_2''=&\frac{\varepsilon}{\pi}\Bigg[\lg\frac{S^2+(r_b-r_{\mathrm{a}})^2}{4S^2}\\
&+2\left(\frac{S}{r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}}}\right)\arctan\frac{r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}}}{S}\Bigg],\\
C_2'''=&\frac{\varepsilon}{\pi}\Bigg[\lg\frac{S^2+(r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}})^2}{4(r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}})^2}\\
&+2\left(\frac{r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}}}{S}\right)\arctan\frac{S}{r_{\mathrm{b}}-r_{\mathrm{a}}}\Bigg].
\end{aligned}$$

将 $Y(\theta_1)$, $Y(\theta_2)$, B_1, B_2 的表达式代入色散方程 (9), 就可求出同轴交错圆盘加载波导慢波结构的色散特性曲线.

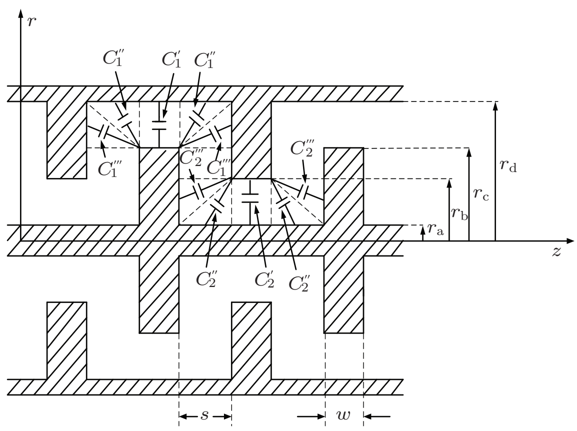

图 4 等效电容分布图

2.5 耦合阻抗的计算

慢波结构的耦合阻抗为

$$K_{\mathrm{c}}=\frac{E_{zm}^2}{2\beta^2P}, \tag{16}$$

式中 E_{zm} 为电子注所在位置上的纵向电场幅值, P 为通过慢波系统的功率流, β 为相位常数.

在色散方程的推导中, 我们已经得到 E_z 和 H_φ 的表达式, 而在同轴交错圆盘加载波导中, 功率流的指向是 $\pm r$ 方向, 所以

$$P = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi}\int_{z_m}^{z_m+s} E_z H_\varphi r\,\mathrm{d}\varphi\,\mathrm{d}z. \tag{17}$$

由表达式 (16) 和 (17) 便可求得同轴交错圆盘加载波导慢波结构的耦合阻抗.

3 模拟计算结果与讨论

经过前面的分析可知, (9) 式可以用来计算同轴交错圆盘加载波导慢波结构的色散关系. 我们利用此式来计算慢波结构中对称模式的色散特性, 其理论计算结果如图 5 所示. 为了验证理论分析的正确性, 利用电磁仿真软件 Ansoft HFSS[18] 对同轴交错圆盘加载波导慢波结构的色散特进行了模拟, 并与理论值相比较, 结果如图 5 所示. 明显地, 模拟值与本文理论计算得到的值相符合. 计算中用到的结构尺寸为 $r_\mathrm{a} = 1.5$ mm, $r_\mathrm{b} = 2$ mm, $r_\mathrm{c} = 3.3$ mm, $r_\mathrm{d} = 3.5$ mm, $L = 1.2$ mm, $w = 0.1$ mm, $s = 0.5$ mm.

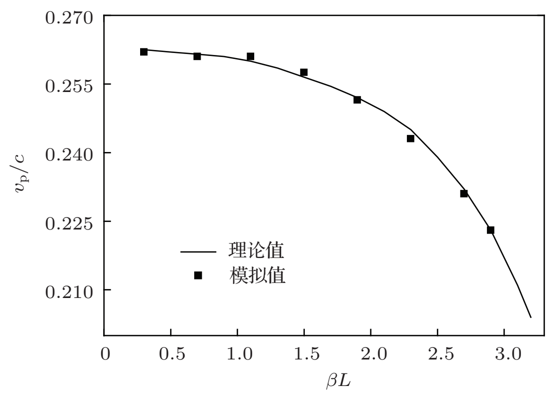

图 5 色散特性理论值与模拟值的比较

图 6 给出了不同内径 r_a 对色散特性的影响. 结构参数为: $r_\mathrm{b} = 2$ mm, $r_\mathrm{c} = 3.3$ mm, $r_\mathrm{d} = 3.5$ mm, $L = 1$ mm, $w = 0.1$ mm, $s = 0.4$ mm. 可以看出随着 r_a 的增加, 色散曲线变得平坦, 色散减弱, 带宽增加, 相速增加. 图 7 给出了单位周期长度 L 的变化对色散特性的影响, 结构参数除 $r_\mathrm{a} = 1.5$ mm 外, 其余与图 6 所取结构参数相同. 可以看出, 减小单位周期长度 L 可以明显地减小慢波结构的相速, 同时随着 L 的减小带宽也有所增加.

图 8 给出了慢波结构的耦合阻抗随内径 r_a 的变化. 结构参数为: $r_\mathrm{b} = 2$ mm, $r_\mathrm{c} = 3.3$ mm, $r_\mathrm{d} = 3.5$ mm, $w = 0.1$ mm, $L = 0.8$ mm, 电子注通道圆孔的直径 $a = 0.5$ mm, 圆孔的中心半径 $r = 2.65$ mm. 从图 8 可以看出, 随着内导体半径 r_a 的减小, 慢波结构的耦合阻抗得到提高. 因此, 为了提高同轴交错圆盘加载波导慢波结构的注波互作用效率, 在设计结构时可以适当地减小内导体的半径.

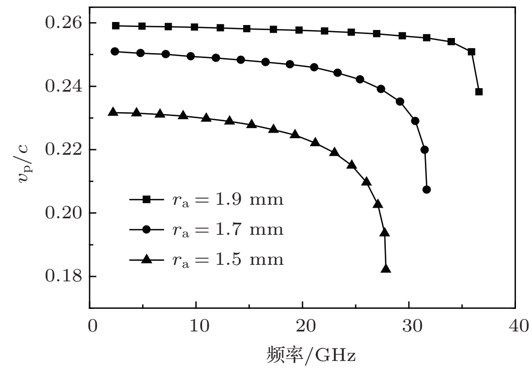

图 6 r_a 的变化对色散特性的影响

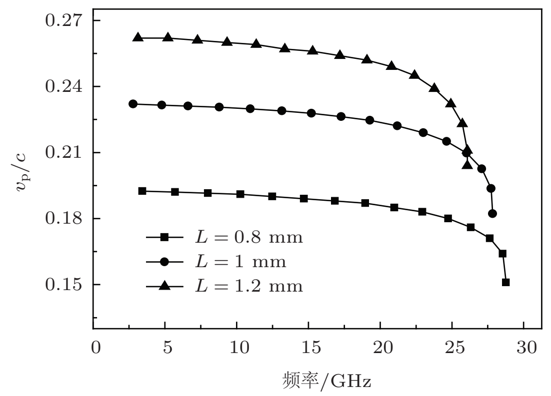

图 7 周期长度 L 的变化对色散特性的影响

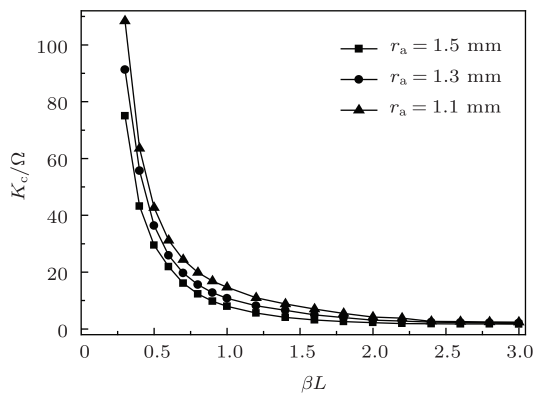

图 8 r_a 的变化对耦合阻抗的影响

同轴圆盘加载波导是已知一种圆盘周期加载慢波结构，其结构如图9所示. Henoch[3] 对同轴圆盘加载波导进行了深入理论分析，他从场论出发得到了其色散方程. 这里将同轴圆盘加载波导和同轴交错圆盘加载波导的色散特性进行对比，结果如图10所示. 结构参数为: $r_{\mathrm{a}}=1.5$ mm, $r_{\mathrm{b}}=2$ mm, $r_{\mathrm{c}}=3.3$ mm, $r_{\mathrm{d}}=3.5$ mm, $w=0.1$ mm, $L=0.8$ mm, $s=0.3$ mm. 可以看出，同轴交错圆盘加载波导的色散明显弱于同轴圆盘加载波导，同时采用交错圆盘加载方式可以显著地降低慢波结构的相速，用作行波管时可以降低工作电压.

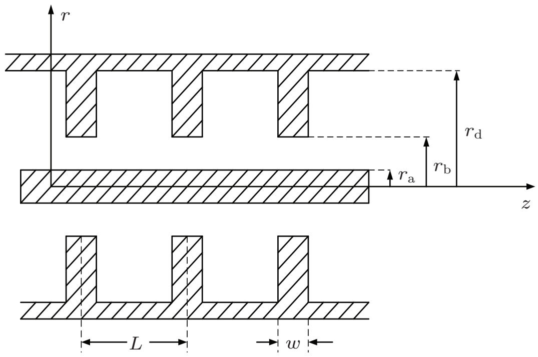

图9 同轴圆盘加载波导

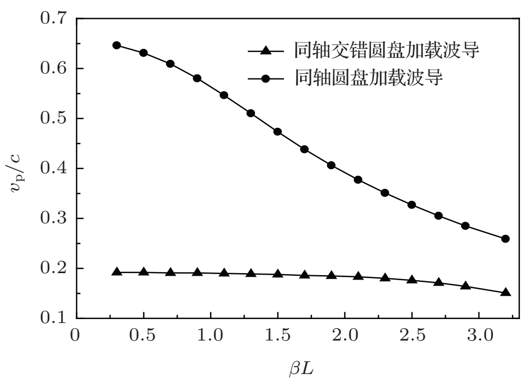

图10 两种结构色散特性的比较

4 结 论

本文采用多导体传输线分析方法推导了同轴交错圆盘加载波导慢波结构的色散方程，用电磁仿真软件Ansoft HFSS对同轴交错圆盘加载波导慢波结构的模拟结果与理论结果符合良好，从另一角度证明了理论分析的正确性. 在此基础上研究了结构参数的变化对慢波结构的影响，结果表明: 减小单位周期长度可以明显减弱结构的色散，增加结构的带宽，降低相速; 增加内径也可以减弱结构的色散，改善带宽，但是相速增加; 减小内径可以提高慢波结构的耦合阻抗. 最后对同轴圆盘加载波导和同轴交错圆盘加载波导的色散特性进行了对比，结果表明采用圆盘交错加载方式可以使色散曲线变得更加平坦，增加了慢波结构的带宽，同时也使得慢波结构的相速降低.

参考文献

[1] Wang W X, Yu G F, Gong Y B 1995 *Vacuum Electron.* **5** 30 (in Chinese) [王文祥, 余国芬, 宫玉彬 1995 真空电子技术 **5** 30]

[2] Zhang R, Wang Y 2012 *J. Vacuum Sci. Technol.* **11** 32 (in Chinese) [张瑞, 王勇 2012 真空科学与技术学报 **11** 32]

[3] Henoch B T 1958 *J. Appl. Phys.* **18** 1

[4] Glushkpv A R, Mukhin S V, Solntsev V A 1993 *J. Commun. Technol. Electron.* **38** 99

[5] He F M, Luo J R, Zhu M, Guo W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 174101 (in Chinese) [何昉明, 罗积润, 朱敏, 郭炜 2013 物理学报 **62** 174101]

[6] Liu Y, Xu J, Lai J Q, Xu X, Shen F, Wei Y Y, Huang M Z, Tang T, Gong Y B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 074202

[7] Wei Y Y, Wang W X, Sun J H 2000 *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.* **10** 4

[8] Li K, Liu W X, Wang Y, Cao M M 2013 *IEEE Trans. Electron Dev.* **12** 60

[9] Peng W F, Hu Y L, Yang Z H, Li J Q, Lu Q R, Li B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8478 (in Chinese) [彭维峰, 胡玉禄, 杨中海, 李建清, 陆麒如, 李斌 2010 物理学报 **59** 8478]

[10] Liu L W, Wei Y Y, Wang S M, Hou Y, Yin H R, Zhao G Q, Duan Z Y, Xu J, Gong Y B, Wang W X, Yang M H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 108401

[11] Peng W F, Yang Z H, Hu Y L, Li J Q, Lu Q R, Li B 2011 *Chin. Phys. B* **20** 078401

[12] Yue L N 2003 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [岳玲娜 2003 博士论文 (成都: 电子科技大学)]

[13] Chen Y H, Wang W X, Yue L N, Gong Y B 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 241 (in Chinese) [陈妍红, 王文祥, 岳玲娜, 宫玉彬 2005 强激光与粒子束 **17** 241]

[14] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (2nd Ed.) (Beijing: Electronic Industry Press) pp274–277 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版) (北京: 电子工业出版社) 第274–277页]

[15] Liu S G, Li H F, Wang W X 1985 *Introduction of Microwave Electronics* (Beijing: National Defence Industry Press) pp141–251 (in Chinese) [刘盛纲, 李宏福, 王文祥 1985 微波电子学导论 (北京: 国防工业出版社) 第141—251页]

[16] Wang W X 2009 *Microwave Engineering Technology* (Beijing: National Defence Industry Press) pp44–45 (in Chinese) [王文祥 2009 微波工程技术 (北京: 国防工业出版社) 第44—45页]

[17] Chen T S 1960 *IRE Trans. Microw. Theory Tech.* **8** 5

[18] Ansoft HFSS User's Reference Ansoft Corp. http://www. ansoft. com. cn/

Dispersion characteristics of the coaxial interlaced disk-loaded waveguide slow-wave structure*

Wang Bing[1)†] Wen Guang-Jun[1)] Wang Wen-Xiang[2)]

1) (*School of Communication and Information Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

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

(Received 12 May 2014; revised manuscript received 17 June 2014)

Abstract

The dispersion equation of the coaxial interlaced disk-loaded waveguide slow-wave structure is derived by the multi-conductor transmission line method. The simulation results by HFSS are in good agreement with the calculation results obtained from the dispersion equation. Influences of structure parameters on dispersion characteristics are discussed. It can be concluded that with the increase of inner conductor and the decrease of the period length, the bandwidth of the slow-wave structure becomes greater. The dispersion characteristics of the coaxial interlaced disk-loaded waveguide and those of the coaxial disk-loaded waveguide are compared. The results show that the coaxial interlaced disk-loaded structure can obtain a wide bandwidth and weak dispersion. This study will be a guide to the research of the coaxial interlaced disk-loaded waveguide slow wave structure used in the traveling-wave tube.

Keywords: traveling wave tube, coaxial interlaced disk-loaded waveguide, slow-wave structure, dispersion characteristics

PACS: 41.20.Jb, 07.57.Hm, 85.45.Bz **DOI:** 10.7498/aps.63.224101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61271029, 61371047), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20110185110014).

† Corresponding author. E-mail: wbfaraday@gmail.com