

# 等离子体加载螺旋线行波管特性研究

谢鸿全<sup>1)2)</sup> 李承跃<sup>2)</sup> 鄢 扬<sup>2)</sup> 刘盛纲<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>西南科技大学理学院, 绵阳 621002)

<sup>2)</sup>电子科技大学高能电子学研究所, 成都 610054)

(2002 年 2 月 6 日收到, 2002 年 7 月 9 日收到修改稿)

利用线性场理论和螺旋线的导电面模型, 推导了在强引导磁场下, 等离子体加载螺旋线慢波结构的色散关系. 数值计算了在不同的等离子体填充密度与填充半径条件下, 螺旋线的色散特性、耦合阻抗和行波管的小信号增益. 研究发现, 在螺旋线中填充了等离子体以后, 形成了一种新的混合模式, 螺旋线的色散特性与耦合阻抗都发生了很大的变化, 行波管的增益得到显著提高.

关键词: 螺旋线行波管, 等离子体, 混合模式

PACC: 5275, 5240D

## 1. 引 言

螺旋线是一种重要的慢波结构, 广泛应用于行波管等多种微波器件中. 人们对它的研究早在 20 世纪 40 年代就开始了<sup>[1]</sup>, 最初是单根螺旋线, 后来为了提高螺旋线行波管中基波的耦合阻抗和输出功率, 以及抑制返波振荡, 又逐步发展了螺旋线的各种变型, 如环杆结构、环圈结构等<sup>[2]</sup>. 自 20 世纪 80 年代以来, 随着在微波器件中填充等离子体的研究热潮, 有关圆柱波导、波纹波导等慢波结构中填充等离子体的各种线性理论已迅速发展起来<sup>[3-9]</sup>, 对于螺旋线中填充等离子体的研究在国外直到最近几年才有所报道<sup>[10, 11]</sup>. 本文从导电面模型出发, 利用线性场理论, 推导了部分填充等离子体的螺旋线的色散方程. 数值计算了螺旋线的色散特性与耦合阻抗以及行波管的小信号增益. 研究发现, 当螺旋线中填充了等离子体以后, 螺旋线的结构波模式与等离子体模式在两者相速相同的频率处发生了耦合, 形成了一种新的混合模式<sup>[10, 12]</sup>, 螺旋线的色散特性与耦合阻抗都发生了很大的变化, 行波管的放大能力显著提高.

## 2. 物理模型

如图 1 所示, 在螺旋角为  $\phi$ 、半径为  $r_h$  的螺旋线内填充了一半径为  $r_p$  的均匀冷等离子体柱, 螺旋

线外有一个半径为  $r_w$  的金属圆筒, 在圆筒与螺旋线间填满了介质, 其介电常量  $\epsilon_d = \epsilon_0 \epsilon_r$ , 导磁率为  $\mu_d$ . 一束相对论电子注穿过该慢波结构, 其位置与等离子体重合. 整个系统置于强引导磁场中.

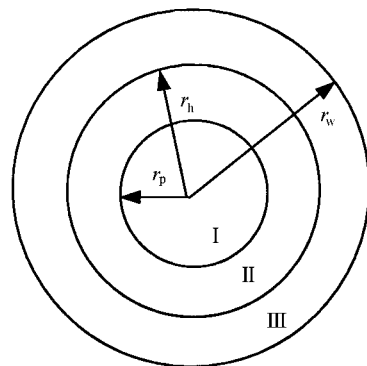


图 1 系统内的径向结构

为了使我们的分析变得较为清晰简明, 突出引入等离子体所带来的影响, 我们假定引导磁场为无限大, 这样等离子体的介电张量可表示为<sup>[3]</sup>

$$[\epsilon] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中  $\epsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3(\omega - k_z v)^2}$ ,  $\omega_p = (e^2 n_p / \epsilon_0 m)^{1/2}$  为等离子体振荡频率,  $\omega_b = (e^2 n_b / \epsilon_0 m)^{1/2}$  为电子注等离子体振荡频率,  $\gamma$  为相对论因子,  $k_z$  为波数,  $v$  为电子注速度.

### 3. 色散方程

采用螺旋导电面模型, 利用纵向场分量法, 可得到系统各区域的场分布(以下各场分量中均略去了因子  $\exp[i(k_z z - \omega t)]$ ).

I 区( $0 \leq r \leq r_p$ ):

$$\begin{aligned} E_z &= A_1 I_0(T_1 r), \\ E_r &= \frac{-ik_z T_1}{T_2^2} A_1 I_1(T_1 r), \\ E_\theta &= \frac{i\omega\mu_0}{T_2} A_2 I_1(T_2 r), \\ H_z &= A_2 I_0(T_2 r), \\ H_r &= \frac{-ik_z}{T_2} A_2 I_1(T_2 r), \\ H_\theta &= \frac{-i\omega\epsilon_0 T_1}{T_2^2} A_1 I_1(T_1 r), \end{aligned} \quad (2)$$

式中  $T_1^2 = (k_z^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0) \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3 (\omega - k_z v)^2} \right]$ ,

$$T_2^2 = k_z^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0;$$

II 区( $r_p \leq r \leq r_h$ ):

$$\begin{aligned} E_z &= A_3 I_0(T_2 r) + A_4 K_0(T_2 r), \\ E_r &= \frac{-ik_z}{T_2} [A_3 I_1(T_2 r) - A_4 K_1(T_2 r)], \\ E_\theta &= \frac{i\omega\mu_0}{T_2} A_2 I_1(T_2 r), \\ H_z &= A_2 I_0(T_2 r), \\ H_r &= \frac{-ik_z}{T_2} A_2 I_1(T_2 r), \\ H_\theta &= \frac{-i\omega\epsilon_0}{T_2} [A_3 I_1(T_2 r) - A_4 K_1(T_2 r)]; \end{aligned} \quad (3)$$

III 区( $r_h \leq r \leq r_w$ ):

$$\begin{aligned} E_z &= A_5 I_0(T_3 r) + A_6 K_0(T_3 r), \\ E_r &= \frac{-ik_z}{T_3} [A_5 I_1(T_3 r) - A_6 K_1(T_3 r)], \\ E_\theta &= \frac{i\omega\mu_d}{T_3} [A_7 I_1(T_3 r) - A_8 K_1(T_3 r)], \\ H_z &= A_7 I_0(T_3 r) + A_8 K_0(T_3 r), \\ H_r &= \frac{-ik_z}{T_3} [A_7 I_1(T_3 r) - A_8 K_1(T_3 r)], \\ H_\theta &= \frac{-i\omega\epsilon_d}{T_3} [A_5 I_1(T_3 r) - A_6 K_1(T_3 r)], \end{aligned} \quad (4)$$

式中  $T_3^2 = k_z^2 - \omega^2 \epsilon_d \mu_d$ .

利用边界条件

$$\begin{aligned} E_z(r = r_p^-) &= E_z(r = r_p^+), \\ H_\theta(r = r_p^-) &= H_\theta(r = r_p^+), \\ E_z(r = r_h^-) &= E_z(r = r_h^+), \\ E_z(r = r_h^-) + E_\theta(r = r_h^-) \cot \alpha &= 0, \\ E_z(r = r_h^+) + E_\theta(r = r_h^+) \cot \alpha &= 0, \\ H_z(r = r_h^-) + H_\theta(r = r_h^-) \cot \alpha &= \\ &= H_z(r = r_h^+) + H_\theta(r = r_h^+) \cot \alpha, \\ E_z(r = r_w) &= 0, \\ E_\theta(r = r_w) &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

可求得各场分量的相对幅值

$$\begin{aligned} A_2 &= \frac{i T_2 \tan \phi}{\omega \mu_0} \frac{A_3 I_0(T_2 r_h) + A_4 K_0(T_2 r_h)}{I_1(T_2 r_h)}, \\ A_3 &= \frac{A_1}{T_2} \frac{T_2 I_0(T_1 r_p) K_1(T_2 r_p) + T_1 I_1(T_1 r_p) K_0(T_2 r_p)}{I_0(T_2 r_p) K_1(T_2 r_p) + I_1(T_2 r_p) K_0(T_2 r_p)}, \\ A_4 &= \frac{A_1}{T_2} \frac{T_2 I_0(T_1 r_p) I_1(T_2 r_p) - T_1 I_1(T_1 r_p) I_0(T_2 r_p)}{I_0(T_2 r_p) K_1(T_2 r_p) + I_1(T_2 r_p) K_0(T_2 r_p)}, \\ A_5 &= \frac{A_3 I_0(T_2 r_h) + A_4 K_0(T_2 r_h)}{I_0(T_3 r_h) - I_0(T_3 r_w) K_0(T_3 r_h) \gamma K_0(T_3 r_w)}, \\ A_6 &= -\frac{I_0(T_3 r_w)}{K_0(T_3 r_w)} A_5, \\ A_7 &= \frac{i T_3 \tan \phi}{\omega \mu_d} \frac{A_5 I_0(T_3 r_h) + A_6 K_0(T_3 r_h)}{I_1(T_3 r_h) - I_1(T_3 r_w) K_1(T_3 r_h) \gamma K_1(T_3 r_w)}, \\ A_8 &= \frac{I_1(T_3 r_w)}{K_1(T_3 r_w)} A_7, \end{aligned}$$

从而可求得色散方程为

$$\begin{aligned} T_2^2 \tan^2(\phi) &\left\{ \frac{I_0(T_2 r_h)}{I_1(T_2 r_h)} [A_3 I_0(T_2 r_h) + A_4 K_0(T_2 r_h)] \right. \\ &- \frac{T_3}{T_2} \frac{\mu_0}{\mu_d} \left[ I_0(T_3 r_h) + \frac{I_1(T_3 r_w)}{K_1(T_3 r_w)} K_0(T_3 r_h) \right] \\ &\times \frac{A_5 I_0(T_3 r_h) + A_6 K_0(T_3 r_h)}{I_1(T_3 r_h) - I_1(T_3 r_w) K_1(T_3 r_h) \gamma K_1(T_3 r_w)} \left. \right\} \\ &= \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left\{ A_3 I_1(T_2 r_h) - A_4 K_1(T_2 r_h) - \frac{T_2}{T_3} \right. \\ &\times \frac{\epsilon_d}{\epsilon_0} [A_5 I_1(T_3 r_h) - A_6 K_1(T_3 r_h)] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

### 4. 功率流和耦合阻抗

耦合阻抗是慢波系统的一个重要工作参量, 它表征了系统中传输的功率流与纵向电场之间的关系. 被用来描述行波管中电子注与行波场的相互作用强度. 按耦合阻抗的定义

$$K_c = E_z^2(r) / (2k_z^2 P), \quad (7)$$

式中  $P$  为通过整个系统的功率流,它等于流过三个区域的功率流之和

$$P = P_1 + P_2 + P_3. \quad (8)$$

利用前面得到的各场分量,可积分求出各区域功率流的表达式

$$P_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_p} (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) r dr d\theta = \frac{\pi \omega k_z \varepsilon_0 T_1^2 A_1^2 r_p^2}{2 T_2^4} [I_1^2(T_1 r_p) - I_0(T_1 r_p) I_2(T_1 r_p)] \\ - \frac{\pi \omega k_z \mu_0 A_2^2 r_p^2}{2 T_2^2} [I_1^2(T_2 r_p) - I_0(T_2 r_p) I_2(T_2 r_p)],$$

$$P_2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^{2\pi} \int_{r_p}^{r_h} (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) r dr d\theta = \frac{\pi \omega k_z \varepsilon_0}{2 T_2^2} \{ A_3^2 r_h^2 [I_1^2(T_2 r_h) - I_0(T_2 r_h) I_2(T_2 r_h)] \\ - A_3^2 r_p^2 [I_1^2(T_2 r_p) - I_0(T_2 r_p) I_2(T_2 r_p)] + A_4^2 r_h^2 [k_1^2(T_2 r_h) - k_0(T_2 r_h) k_2(T_2 r_h)] \\ - A_4^2 r_p^2 [k_1^2(T_2 r_p) - k_0(T_2 r_p) k_2(T_2 r_p)] - A_3 A_4 r_h^2 [2I_1(T_2 r_h) k_1(T_2 r_h) \\ + I_0(T_2 r_h) k_2(T_2 r_h) + I_2(T_2 r_h) k_0(T_2 r_h)] + A_3 A_4 r_p^2 [2I_1(T_2 r_p) k_1(T_2 r_p) \\ + I_0(T_2 r_p) k_2(T_2 r_p) + I_2(T_2 r_p) k_0(T_2 r_p)] \} - \frac{\pi \omega k_z \mu_0 A_2^2}{2 T_2^2} \{ r_h^2 [I_1^2(T_2 r_h) \\ - I_0(T_2 r_h) I_2(T_2 r_h)] - r_p^2 [I_1^2(T_2 r_p) - I_0(T_2 r_p) I_2(T_2 r_p)] \},$$

$$P_3 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_0^{2\pi} \int_{r_h}^{r_w} (E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^*) r dr d\theta = \frac{\pi \omega k_z \varepsilon_d}{2 T_3^2} \{ A_5^2 r_w^2 [I_1^2(T_3 r_w) - I_0(T_3 r_w) I_2(T_3 r_w)] \\ - A_5^2 r_h^2 [I_1^2(T_3 r_h) - I_0(T_3 r_h) I_2(T_3 r_h)] + A_6^2 r_w^2 [k_1^2(T_3 r_w) - k_0(T_3 r_w) k_2(T_3 r_w)] - A_6^2 r_h^2 [k_1^2(T_3 r_h) \\ - k_0(T_3 r_h) k_2(T_3 r_h)] - A_5 A_6 r_w^2 [2I_1(T_3 r_w) k_1(T_3 r_w) + I_0(T_3 r_w) k_2(T_3 r_w) + I_2(T_3 r_w) k_0(T_3 r_w)] \\ + A_5 A_6 r_h^2 [2I_1(T_3 r_h) k_1(T_3 r_h) + I_0(T_3 r_h) k_2(T_3 r_h) + I_2(T_3 r_h) k_0(T_3 r_h)] \} - \frac{\pi \omega k_z \mu_d}{2 T_3^2} \{ A_7^2 r_w^2 [I_1^2(T_3 r_w) \\ - I_0(T_3 r_w) I_2(T_3 r_w)] - A_7^2 r_h^2 [I_1^2(T_3 r_h) - I_0(T_3 r_h) I_2(T_3 r_h)] + A_8^2 r_w^2 [k_1^2(T_3 r_w) - k_0(T_3 r_w) k_2(T_3 r_w)] \\ - A_8^2 r_h^2 [k_1^2(T_3 r_h) - k_0(T_3 r_h) k_2(T_3 r_h)] - A_7 A_8 r_w^2 [2I_1(T_3 r_w) k_1(T_3 r_w) + I_0(T_3 r_w) k_2(T_3 r_w) \\ + I_2(T_3 r_w) k_0(T_3 r_w)] + A_7 A_8 r_h^2 [2I_1(T_3 r_h) k_1(T_3 r_h) + I_0(T_3 r_h) k_2(T_3 r_h) + I_2(T_3 r_h) k_0(T_3 r_h)] \},$$

上述各式中带“\*”的量为其对应的共轭复数。

## 5. 增 益

行波管是利用电子注中的慢空间电荷波与系统中的前向行波产生同步相互作用来实现高频信号放大的.在小信号分析中,常用增益作为重要的参量指标来衡量行波管的放大能力.在引入电子注以后,色散方程(6)式中所包含的波数  $k_z$  为复数,其虚部  $k_{zi}$  就是增益因子,可通过数值求解色散方程而得到.未考虑系统的初始损耗时,螺旋线单位长度的增益由下式给出:

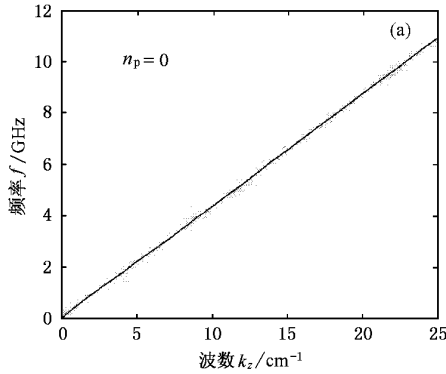
$$G = 10 \log [\exp(2k_{zi})]. \quad (9)$$

## 6. 数值计算与分析

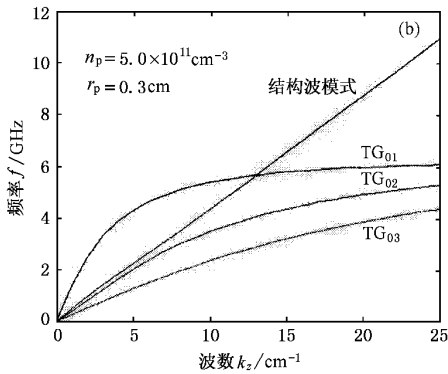
冷腔时,无电子注,  $\omega_b = 0$ , 数值求解色散方程

(6)式,可以分析该慢波结构的色散特性<sup>[13]</sup>.在计算中,所选取的参量为:  $r_h = 0.6 \text{ cm}$ ,  $r_w = 1.0 \text{ cm}$ ,  $\phi = 6.5^\circ$ ,  $\varepsilon_r = 2.0$ ,  $\mu_d = \mu_0$ .从图 2(a)可看出,未填充等离子体时,螺旋线最低模式的色散关系近似为一根直线,且满足  $\omega/c \approx k_z \tan \phi$ ,其斜率与  $\tan \phi$  大致成正比.图 2(b)~(e)分别给出了在不同的等离子体填充密度和填充半径的情况下,螺旋线的色散关系.充有等离子体以后,螺旋线的结构波模式与低频等离子模(T-G模,  $\omega \leq \omega_p$ )<sup>[14,15]</sup>在两者相速相同的频率处发生了耦合,形成了新的混合模式.以图 2(b)中最上端的两根色散曲线为例,它们就是结构波模式与  $\text{TC}_{01}$  模耦合所形成的.在波数较低处,上面的色散曲线对应着  $\text{TC}_{01}$  模,下面的对应着结构波模式,而在波数较高处这种情况正好相反.在图 2(c)中,  $\text{TC}_{01}$  模与  $\text{TC}_{02}$  模均参与了和结构波模式的耦合.图 2(d)表

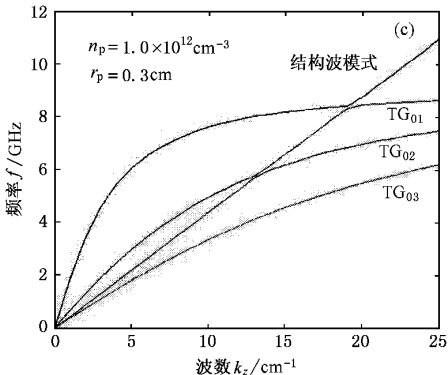
明了随着等离子体填充半径的增大,等离子体模与结构波模式的耦合将会变得更加强烈.在图 2(e)中,  $TG_{0s}$  ( $S=1, 2, 3$ ) 模与结构波模式均产生了强烈的耦合并在不同频率处形成了多个混合模式.从图 2(b)–(e) 相互比较可知,随着填充的等离子体的密度愈高,半径愈大,其参与耦合的等离子体模式还将进一步增多.



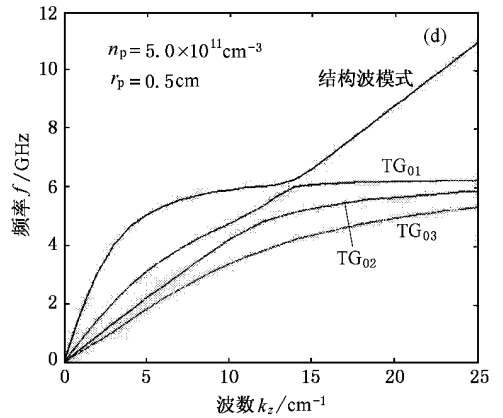
(a) 为结构波模式的色散关系



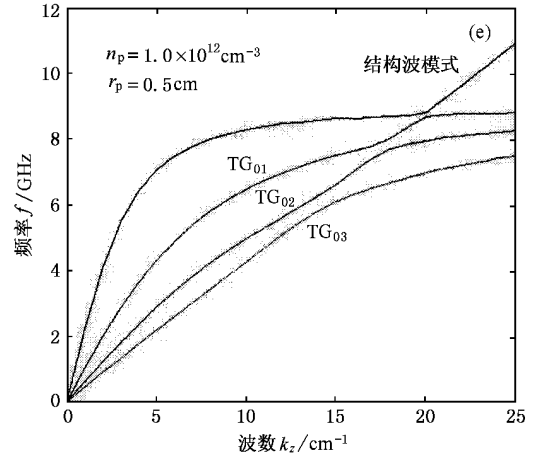
(b) 为结构波模式与  $TG_{01}$  模的耦合



(c) 为结构波模式与  $TG_{01}$  模、 $TG_{02}$  模的耦合



(d) 为结构波模式与  $TG_{01}$  模、 $TG_{02}$  模形成较强的耦合,但与  $TG_{03}$  模的耦合较弱



(e) 为结构波模式与  $TG_{0s}$  ( $S=1, 2, 3$ ) 模形成了很强的耦合

图 2 在等离子体填充的不同情况下,螺旋线的冷色散曲线

图 3 给出了在前述几种等离子体填充情况下,螺旋线轴心上的耦合阻抗随频率的变化关系.图 2 中的 1—5 五根耦合阻抗曲线分别依次对应着图 2 中(a)–(e)的 5 种等离子体填充情况.在这里,我们仅画出了与图 2 中每一幅图里的最上端色散曲线相对应的耦合阻抗.由图 3 可知,填充了等离子体以后,其耦合阻抗显著增大,耦合阻抗的峰值所对应的频率随着等离子体的密度增大而升高,且与图 2(b)–(d)中混合模式所在的频率相对应.随着填充半径的增大,耦合阻抗反而下降,这表明对于填充等离子体的螺旋线而言,要增大耦合阻抗,部分填充优于全填充.

图 4 给出了在有无等离子体的两种不同情况下,耦合阻抗  $K_c$  随径向位置  $r$  的变化关系.未充等

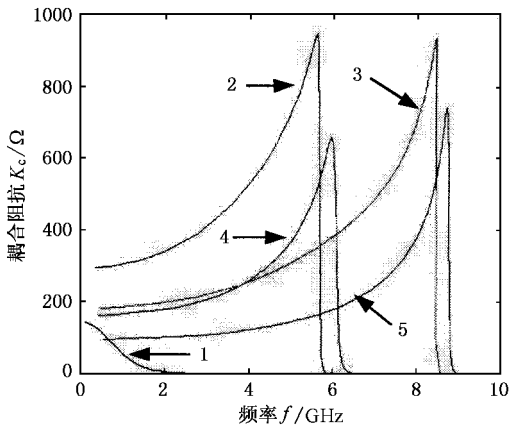


图3 在等离子体填充的不同情况下,轴上的耦合阻抗  $K_c$  随频率  $f$  的变化关系

离子体时,在一确定的色散点( $f = 3.07\text{GHz}$ ,  $k_z = 7.00\text{cm}^{-1}$ )螺旋线的耦合阻抗随着径向距离的增大而增大,当充有等离子体以后,其情况却正好相反.究其原因在于,在未填充等离子体的情况下, $k_z^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 > 0$ ,螺旋线中的场分布按变态贝塞尔函数变化,其特性是场集中在系统表面附近.而充有等离子体以后,如果等离子体密度较大且满足  $\epsilon_p > \omega$  的情况下,将导致  $T_1^2 = (k_z^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0)(1 - \omega_p^2/\omega^2) < 0$ ,这时螺旋线中的场分布将按贝塞尔函数变化,从而使得场集中在系统的轴线附近.这两种截然不同的情况导致了耦合阻抗也相应改变.这表明在充有等离子体以后,应该采用实心电子注,且电子注的半径应尽可能小一些,这样才能获得更大的注波相互作用效率,这一点与未充等离子体的情况是有区别的.计算中采用的等离子体的密度为  $n_p = 5.0 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ ,填充半径为  $r_p = 0.3\text{cm}$ ,所选取的色散点的参量为: $f = 5.00\text{GHz}$ ,  $k_z = 7.50\text{cm}^{-1}$ .

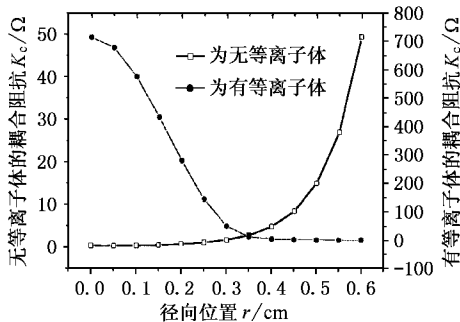


图4 耦合阻抗  $K_c$  随径向位置  $r$  的变化关系

图5给出了在等离子体填充的几种不同情况下,螺旋线行波管单位长度上的小信号增益随频率的变化关系.图5中的1—5五根增益曲线分别依次对应着图2(a)—(e)的五种等离子体填充情况.在计算中,螺旋线慢波结构的参量与前面冷腔计算所选相同,电压的选取是使得在给定的频率点5.8GHz处有尽可能大的增益,这要求电压在2.7—3.6kV之间改变.对于填充等离子体的情况,电流  $I = 1\text{A}$ ,电子注的半径  $r_b = r_p$ ;对于未填充等离子体的情形, $I = 2.84\text{A}$ ,  $r_b = 0.5\text{cm}$ .由图5可知,随着等离子体密度的增大,峰值增益(在给定的条件下行波管增益随频率变化的最大值)及其所对应的频率也随之增大,而且峰值增益所在的频率恰好是前面冷色散关系中混合模式所对应的频率值.若增大等离子体和电子注的半径,峰值增益将下降,其所对应的频率有较小的提高.在计算中,我们还发现,对于未充等离子体的情况而言,减小电子注的半径或者电流都将使增益进一步降低.

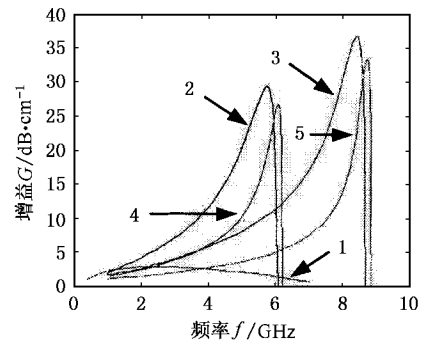


图5 在等离子体填充的不同情况下,螺旋线行波管单位长度上的小信号增益  $G$  随频率  $f$  的变化关系

## 7. 结 语

通过对等离子体加载螺旋线慢波系统的理论分析,可以得到一些有用的结论:1)在螺旋线中填充等离子体以后,在一定的频率范围内,螺旋线结构中的电磁波与等离子体中的静电波发生了耦合,形成了一种新的混合模式,螺旋线的色散特性产生了很大的变化;2)等离子体的密度和填充半径愈大,参与耦合的等离子体模式愈多;3)与未填充等离子体相比,耦合阻抗显著增大,但当增大填充半径时,耦合阻抗将减小;4)加载等离子体后,如等离子体的密度足够

大,将会使螺旋线中的场主要集中在轴线附近,耦合阻抗将随径向距离的增大而减小,这与无等离子体的情形正好相反; 5)螺旋线行波管的峰值增益及其

所在的频率随着等离子体密度的增大而升高,且与耦合模式所在的频率相对应.

- [ 1 ] Pierce J R and Field L M 1947 *Proc. IRE* **35**( 2 ) 108
- [ 2 ] Liu S G , Li H F , Wang W X *et al* 1985 *Introduction to Microwave Electronics* ( Beijing : National Defence Industry Press ) 193 ( in Chinese ) [ 刘盛纲、李宏福、王文祥等 1985 微波电子学导论 ( 北京 : 国防工业出版社 ) 第 193 页 ]
- [ 3 ] Minami K , Carmel Y , Victor L *et al* 1990 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **18**( 3 ) 537
- [ 4 ] Wu J Q , Liu S G and Mo Y L , 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 324 ( in Chinese ) [ 吴坚强、刘盛纲、莫元龙 1997 物理学报 **46** 324 ]
- [ 5 ] Liu P K , Xiong C D , Liu S G *et al* 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 892 ( in Chinese ) [ 刘濮鲲、熊彩东、刘盛纲等 1997 物理学报 **46** 892 ]
- [ 6 ] Gao H and Liu S G 2000 *Chin. Phys.* **9** 274
- [ 7 ] Liu S G , Barker R J , Zhu D J *et al* 2000 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **28** 2135
- [ 8 ] Liu S G , Barker R J , Yan Y *et al* 2000 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **28** 2152
- [ 9 ] Xie H Q , Yan Y and Liu S G 2001 *High Power Laser and Particle Beams* **13**( 3 ) 345 ( in Chinese ) [ 谢鸿全、鄢 扬、刘盛纲 2001 强激光与粒子束 **13**( 3 ) 345 ]
- [ 10 ] Kobayashi S , Antonsen T M , Jr *et al* 1998 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **26**( 3 ) 669
- [ 11 ] Nusinovich G S , Carmel Y , Antonsen T M *et al* 1998 *IEEE Trans. Plas. Sci.* **26**( 3 ) 628
- [ 12 ] Zavjalov M A , Mitin L A , Perevodchicov V I *et al* 1994 *IEEE Trans Plas. Sci.* **22**( 5 ) 600
- [ 13 ] Xie H Q , Yan Y and Liu S G 2001 *High Power Laser and Particle Beams* **14** 111 ( in Chinese ) [ 谢鸿全、鄢 扬、刘盛纲 2001 强激光与粒子束 **14** 111 ]
- [ 14 ] Trivelpiece A W , Gould R W 1959 *J. Appl. Phys.* **30** 1784
- [ 15 ] Lou W R , Carmel Y , Antonsen T M *et al* 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2481

## Study on characteristics of helix-type traveling wave tube filled with plasma

Xie Hong-Quan<sup>1 2)</sup> Li Cheng-Yue<sup>2)</sup> Yan Yang<sup>2)</sup> Liu Sheng-Gang<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> College of Science , Southwest University of Science and Technology , Mianfang 621002 , China )

<sup>2)</sup> Institute of High Energy Electronics , University of Electronic Science and Technology of China , Chengdu 610054 , China )

( Received 6 February 2002 ; revised manuscript received 9 July 2002 )

### Abstract

A helix-type slow wave structure filled partially with plasma is immersed in a strong longitudinal magnetic field. By means of sheath model and linear field theory , the dispersion relation of the slow wave structure is derived. Hybrid modes which are formed at frequencies at which the phase velocities of electromagnetic and electrostatic waves coincide are found. The trend of change for dispersion characteristic , interaction impedance and gain is analyzed in detail in the cases of various densities of plasma and filling radius by numerical computation. Some useful results are obtained on the basis of the discussion.

**Keywords :** helix type traveling wave tube , Plasma , Hybrid modes

**PACC :** 5275 , 5240D