

文章编号: 100124322(2004)1121429205

等离子体2腔混合模耦合腔行波管 非线性注2波相互作用分析^X

李建清, 江丽军, 莫元龙

(电子科技大学 物理电子学院, 四川 成都 610054)

摘 要: 用模式展开的方法分析了等离子体2腔混合模耦合腔行波管的非线性注2波相互作用过程,导出了其考虑相对论效应的非线性注2波相互作用自治工作方程组。用格林函数法求解各向异性背景等离子体(介电常数张量)下的空间电荷场。编写了计算机模拟软件,用来分析等离子体2腔混合模耦合腔行波管的增益、效率、输出功率、瞬时带宽等重要非线性特性,计算结果表明:工作在等离子体2腔混合模式下的耦合腔行波管,瞬时带宽达到 20%~30%,效率达到 50%以上。

关键词: 耦合腔行波管; 等离子体2腔混合模; 空间电荷场; 非线性注2波相互作用; 各向异性等离子体

中图分类号: TN128

文献标识码: A

在等离子体填充的耦合腔行波管中,当等离子体密度达到或超过一定值后,腔模和周期不均匀波导内的等离子体模相互重叠而耦合出等离子体2腔混合模^[1~3]。工作在等离子体2腔混合模式下的耦合腔行波管,工作特性大大优于真空时的情况。文献[1]和[2]利用 . . . 的谐波展开法分析了等离子体填充的耦合腔行波管的空间电荷场效应,研究结果表明:在等离子体填充情况下,空间电荷场前面的降低因子可能为负值,因此本质上改变了空间电荷场对电子注群聚的影响,使得空间电荷场有利于注2波相互作用,引起输出效率饱和位置提前,饱和值增加。本文从泊松方程出发,用格林函数法分析耦合腔行波管中填充各向异性背景等离子体时的空间电荷场效应。

1 非线性相互作用方程组

当耦合腔行波管的电子通道内填充等离子体并形成混合模 G_1 和 G_2 后^[3],它们是沿着电子注通道传播的,所以注2波相互作用过程是连续地而非周期性地进行的,因此其非线性相互作用的理论分析可借鉴连续相互作用行波管的分析方法来进行^[4~6]。

1.1 归一化和运动坐标系

为了方便后面的分析和讨论,采用以电子注平均直流速度 v_0 运动的坐标系为运动坐标系,引入如下的归一化变量: $\bar{z} = C \frac{z}{v_0} = C e z$, $\bar{t} = t - 2 f t$, $\bar{e} = \frac{e E}{C}$, $F = \frac{1}{C^2} \frac{e E}{m v_0} e^{j/C}$, $I = \frac{j}{I_0} e^{j/C}$, $\bar{\omega} = \omega - \omega_0 + j \gamma_0$, $C^3 = \frac{I_0 K_0}{4 V_0}$, $r = b - j d$, $b = \frac{1}{C} (\frac{v_0}{v_{p0}} - 1)$, $d = \frac{\omega_0}{e C}$,其中 \bar{z} 为轴向归一化距离, \bar{e} 为直流电子相位(波相位), F 为归一化慢变电场幅值, I 为归一化慢变电流幅值, $\bar{\omega}_0$ 为冷传播常数, C, b, d 分别为皮尔斯增益参量、非同步参量和衰减常数, V_0 为电子注直流电压, I_0 为直流电流。

1.2 激发方程

令第 n 次本征模式轴向电场为 $E_{n,z} = E_{n,z}^0(r, \bar{z}) e^{-j \bar{\omega} \bar{z}}$, 并且有 $\bar{\omega}_n = \bar{\omega} - \bar{\omega}_0$, 由洛伦兹引理, 可得由扰动电子注激励的电场^[4]

$$E_z = \frac{1}{2} \int_{-r}^r R_n^0(r, \bar{z}) \left[e^{-j \bar{\omega}_n \bar{z}} \int_0^{\bar{z}} e^{-j \bar{\omega}_n i} d i + e^{j \bar{\omega}_n \bar{z}} \int_{\bar{z}}^0 e^{-j \bar{\omega}_n i} d i \right] - \frac{1}{j \bar{\omega}_0 S} (r, \bar{z}) i(z) \quad (1)$$

式中: $R_n^0 = 2(E_{n,z}^0)^2 / N_n$; (r, \bar{z}) 为电子流的横向分布函数; $\bar{\omega}_n = \frac{1}{S} \int_{S_p} (r, \bar{z}) \bar{\omega}_n(r, \bar{z}) d S$; 第二个积分为扰动

X 收稿日期:2003207214; 修订日期:2004206217

基金项目:大功率微波电真空器件技术重点实验室基金项目资助课题(2000S10.5.2.DZ0244)

作者简介:李建清(1975—),男,博士,主要从事大功率/高功率微波管研究;E-mail:lijq@uestc.edu.cn.

动电子注激发的反向辐射场。

不同本征模式 n 的传播常数 k_n 不同,其中只有一个或两个模式与电子注同步,设同步模式传播常数为 k_0 ,则具有外加激励源 $E_0 e^{-i\omega z}$ 的同步场 E_c 为

$$E_c = E_0 e^{-i\omega z} + \frac{1}{2} R^0(x, y) \left[e^{-i\omega z} e^{i(k_0 - k)z} + e^{i\omega z} e^{-i(k_0 - k)z} \right] \quad (2)$$

式中 (x, y) 为同步场本征模式的横向分布。方程两边同时对 z 求两阶导数,并利用 $K_{c0} = |R^0|^2 / \epsilon_0$, 可得

$$\frac{d^2 E_c}{dz^2} - k_0^2 E_c = -k_0^2 K_{c0} e^{i\omega z} \quad (3)$$

归一化后的激发方程为

$$C \frac{d^2 F_c(\zeta)}{d\zeta^2} - j2 \frac{dF_c(\zeta)}{d\zeta} + r(2 + Cr) F_c(\zeta) = -j2(1 + Cr)(1 + Cb)^2 I(\zeta) \quad (4)$$

式中归一化的电子流复振幅 $I(\zeta)$ 可由傅里叶级数理论和电荷守恒定律求得

$$I(\zeta) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^{\zeta} I_0 e^{-j\zeta} d\zeta \quad (5)$$

1.3 运动方程

电子在电磁场中的运动可以用洛伦兹力方程来描述,洛伦兹力方程及能量守恒方程为

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{m_0} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

$$c^2 \frac{d}{dt} = \frac{e}{m} \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} \quad (7)$$

式中相对论因子 $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, c 为真空中光速。由(6)和(7)式可得到一维情况下的电子运动方程:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{m} (E_z + E_{sc}) \gamma^{-3} \quad (8)$$

E_z, E_{sc} 分别为轴向高频电场和轴向空间电荷场。归一化后为

$$\frac{5^2}{5^2} \frac{e}{m} = - (C \frac{5}{5} + 1)^3 \gamma^{-3} \text{Re} \{ F_c e^{j\zeta} + F_{sc} e^{-j\zeta} \} \quad (9)$$

式中: F_c, F_{sc} 分别为归一化的轴向高频电场和归一化的轴向空间电荷场;

$$= \frac{1}{\sqrt{1 - (v_0/c)^2 / (C \frac{5}{5} + 1)^2}} \quad (10)$$

2 磁化等离子体填充的空间电荷场

在磁化等离子体中,介电参数张量为

$$= \begin{bmatrix} r_r & j r_r & 0 \\ 0 & -j r_r & 0 \\ 0 & 0 & z_z \end{bmatrix} \quad (11)$$

式中: $r_r = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$, $r_r = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$, $z_z = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, ω_p 为等离子体频率, ω_c 为回旋频率。利用 $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$ 和 $\mathbf{E} = -\nabla \phi$, 在圆柱坐标系下得

$$r_r \frac{5^2}{r^2} + r_r \frac{1}{r} \frac{5}{5r} + \frac{1}{r^2} \frac{5^2}{5^2} + z_z \frac{5^2}{5z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (12)$$

利用分离变量法解上式,求出本征函数,然后利用本征函数,即可获得格林函数的展开式。格林函数的展开式存在两种情况,即

$$G_s(p_0, p) = \begin{cases} \int_0^{\infty} \frac{1}{z} \frac{1}{a} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{m0}) e^{-\frac{u_{mn}}{a} \sqrt{z-z_0}} \frac{J_m(u_{mn}r/a) J_m(u_{mn}r/a)}{u_{mn} [J_{m+1}(u_{mn})]^2} \cos m(\phi - \phi_0), & \frac{-\alpha}{z} > 0 \\ \text{Re} \left[-j \sqrt{\frac{-\alpha}{z}} \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} (2 - \delta_{m0}) e^{-j \frac{u_{mn}}{a} \sqrt{\frac{-\alpha}{z}} |z-z_0|} \frac{J_m(u_{mn}r/a) J_m(u_{mn}r/a)}{u_{mn} [J_{m+1}(u_{mn})]^2} \cos m(\phi - \phi_0) \right], & \frac{-\alpha}{z} < 0 \end{cases} \quad (13)$$

式中: p_0 为受力点坐标 (r_0, ϕ_0, z_0) , p 为施力点坐标 (r, ϕ, z) , J_m 为 m 阶贝塞尔函数, u_{mn} 为 m 阶贝塞尔函数的第 n 个根, a 为腔体半径。在一维情况下利用格林函数,并借鉴田炳耕的荷电圆盘模型所用的方法来计算空间

电荷场^[7], 得到的磁化等离子体填充的圆盘模型空间电荷场权函数为

$$F_{1-z} = \begin{cases} \exp\left(\frac{u_{0n}}{a} \sqrt{\frac{r}{z}} / |z - z_0|\right) \left[\frac{2 J_1(u_{0n}b/a)}{u_{0n} J_1(u_{0n})} \right]^2 \operatorname{sgn}(z - z_0), & \frac{-r}{z} > 0 \\ \cos\left(\frac{u_{0n}}{a} \sqrt{\frac{r}{z}} / |z - z_0|\right) \left[\frac{2 J_1(u_{0n}b/a)}{u_{0n} J_1(u_{0n})} \right]^2 \operatorname{sgn}(z - z_0), & \frac{-r}{z} < 0 \end{cases} \quad (14)$$

式中: $\operatorname{sgn}(z - z_0) = \begin{cases} 1 & (z > z_0) \\ -1 & (z < z_0) \end{cases}$; b 为电子注半径, b/a 为电子注填充比。

未填充等离子体即真空时, (14) 式第一式中的 $r = z = 1$ 。图 1 是一维空间电荷场权函数随施力圆盘和受力圆盘轴向距离的变化曲线。可以看出, 当 $r = z > 0$ 时 (见图(a)), $|z - z_0| \rightarrow 0$ 则 $F_{1-z} \rightarrow 1$, 即彼此无限接近的荷电圆盘之间的空间电荷场权函数趋于一个常数; 当 $r = z < 0$ 时 (见图(b)), 漂移管内的空间电荷场为振荡形式且向远处传播。第二种情况可以理解为荷电圆盘在等离子体内将激发静电波, 此即为填充背景等离子体的空间电荷场对相互作用的影响与真空时不同的根本原因。

由 (14) 式, 利用电荷守恒定律可得 $r = z < 0$ 时的归一化空间电荷场

$$F_{sc} = \frac{v_0}{2} \left(\frac{p}{\epsilon_0} \right)^2 \cos \left[\frac{u_{0n}}{a} \sqrt{\frac{r}{z}} \left(\frac{v_0}{C_1 \frac{d}{d} + 1} \right) / e - e \right] \left[\frac{2 J_1(u_{0n}b/a)}{u_{0n} J_1(u_{0n})} \right]^2 d_0 \operatorname{sgn}(e - e) \quad (15)$$

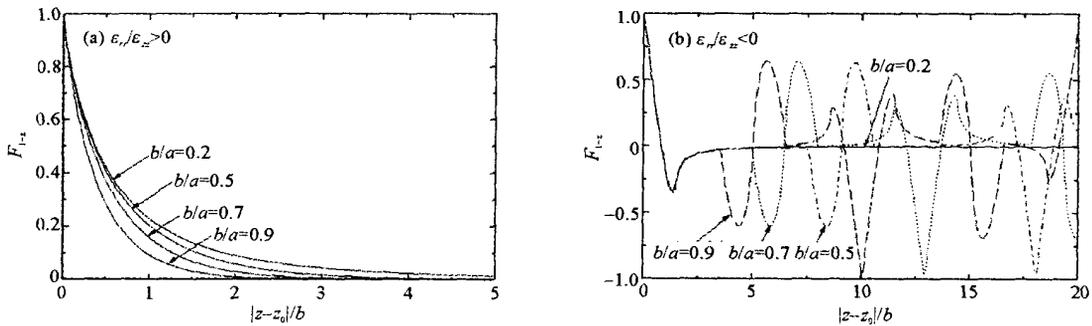


Fig. 1 Dependence of the one dimensional space charge field weight functions on the axial coordinate

图 1 一维空间电荷场权函数与 z 的关系

3 模拟结果与讨论

图 2 是休斯结构的耦合腔行波管的一个耦合腔单元, $S_i (i = 0, 1, \dots, 5)$ 为各区域的边界面。计算中, 采取如下的归一化变量: $x = x/d, w = d/c, w_p = \omega_p d/c, k = kd$, 式中 x 为腔体的任一尺寸。耦合腔慢波结构参量为: $2h/d = 1.6667, 2g/d = 0.16917, 2l/d = 0.17083, a/d = 0.7083, D/d = 3.0, F/d = 2.375, R/d = 0.625, 2_0 = 86$ 。在文献[3]中对如图 2 所示的耦合腔行波管的色散特性和耦合阻抗进行了详细的分析, 本文不再叙述。在我们的模拟计算中, 电子注直流电压为 $V_0 = 60\text{kV}$, 直流电流 $I_0 = 30\text{A}$, 等离子体频率 $\omega_p = 1.3$, 回旋频率 $\omega_c = 1.0$, 其中 ω_p 和 ω_c 均为归一化量。

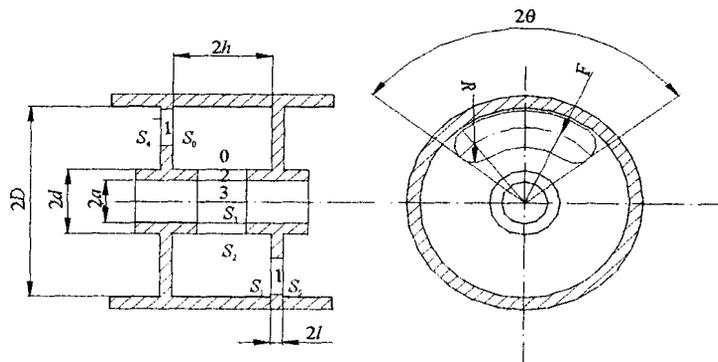


Fig. 2 Illustration of a cell of the coupled cavity chain

图 2 耦合腔单元示意图

在等离子体填充的耦合腔行波管中,当等离子体浓度大于某一阈值时,将形成等离子体2腔混合模^[3],此时 $m/z < 0$,空间电荷场不再是随轴向距离成指数衰减,而是以波的形式向外传播,且值有正有负,如图 1(b)和方程(15)所示。在真空中,考虑空间电荷场时的饱和位置比不考虑空间电荷场时推后,效率等参量饱和值降低^[6]。而在图 3 的模拟结果中,空间电荷场的影响相反,其作用是使饱和位置提前,效率等参量饱和值提高,该结果与参考文献[2]中用谐波展开法所得的结果相符合。这是因为在填充各向异性背景等离子体的耦合腔行波管中,电子注群聚电荷在各向异性等离子体内激发了静电波,它与电子注发生同步相互作用,从而提供了一个附加效率,使得电子注与波互作用增强,因此饱和位置提前,饱和值增加。图 4 是归一化空间电荷场随轴向位置的变化曲线,每一条线曲线对应一个模拟的宏粒子。

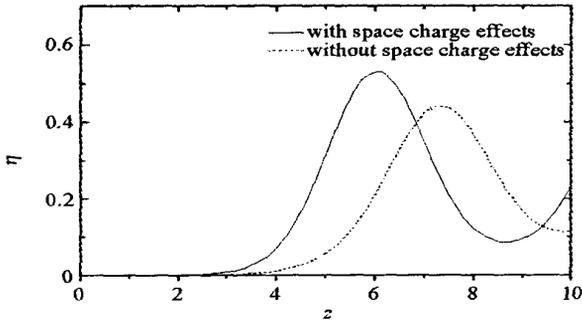


Fig. 3 Axial dependence of the efficiency with and without space charge effects

图 3 有无空间电荷场时效率与轴向位置的关系

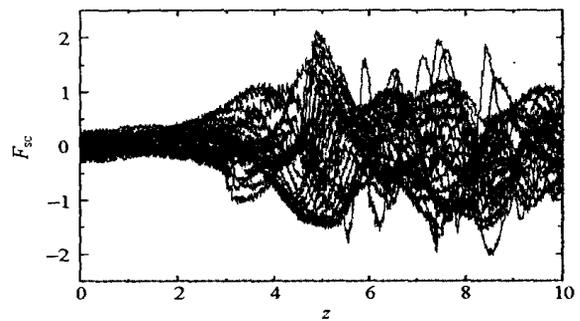


Fig. 4 Axial dependence of the normalized space charge field

图 4 归一化空间电荷场与轴向位置的关系

从图 5 可以看出,在电流、电压、信号频率以及结构参量固定的情况下,随着填充的等离子体浓度的增加 ($w_p = 1.2 \sim 1.35$),输出效率在增加,这是因为等离子体浓度增加,耦合阻抗相应增加,因此输出效率也会相应增加。但当浓度增加到一定值后,再继续增加浓度 ($w_p > 1.45$),输出效率反而会降低,这是因为随着等离子体浓度进一步增加,混合模 G_1 模和 G_2 重叠的频率范围逐渐加大,稳定工作区变窄,在频率不变的情况下,远离了最佳注2波同步条件,因此效率反而降低。

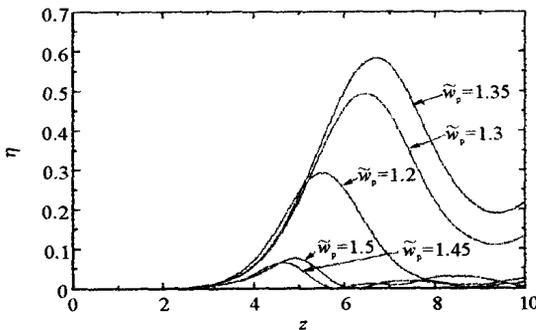


Fig. 5 Axial dependence of the efficiency while changing the plasma density

图 5 改变等离子体浓度时的效率

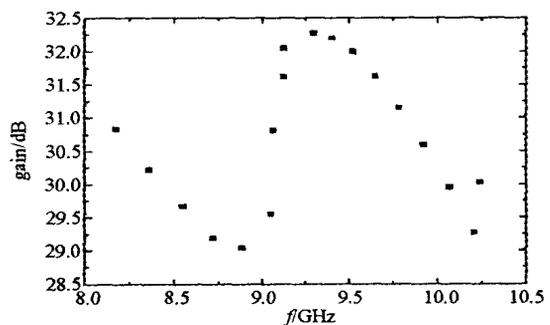


Fig. 6 Dependence of the gain on frequency

图 6 增益随频率的变化

由于填充等离子体后耦合阻抗成倍地增加,因此相应地效率也应该有显著的增加,从图 5 也可以看出,填充等离子体后效率能达到 58%,显然比未填充等离子体耦合腔行波管的效率有很大的提高。

由于 G_1 模和 G_2 模两组模式在频率上相互重叠,中间没有禁带^[3],如果允许耦合腔跳模工作在这两个模式上,则耦合腔的频率工作范围就大大增加,展宽工作频带的目的也就得以实现,但是在 G_1 和 G_2 模互相重叠的范围内可能存在模式竞争。虽然普通耦合腔行波管是窄带放大器,一般瞬时带宽只能达到 10%左右,但是从图 6 可以看出,等离子体填充之后的等离子体2腔混合模耦合腔行波管的瞬时带宽能够达到 20% ~ 30%。

4 结 论

在等离子体填充的耦合腔行波管中,当等离子体密度达到和超过一定浓度后,腔模和周期不均匀波导内的等离子体模相互重叠而耦合出等离子体2腔混合模。工作在等离子体2腔混合模式下的耦合腔行波管,瞬时带宽达到 20% ~ 30%,效率能达到 50%以上,大大优于真空时的特性,因此等离子体2腔混合模耦合腔行波管可应

用到高效率、宽频带耦合腔行波管的研制中。研究还发现,电子通道填充背景等离子体后,其空间电荷场与真空中的有本质的差别:真空中的空间电荷场随距离成指数衰减,而填充背景等离子体的空间电荷场以振荡形式向远处传播,其效应是使转换效率饱和位置提前,饱和值增加。

参考文献:

- [1] Zavjalov M A, Mitin L A, Perevodachikov V I, et al. Powerful wideband amplifier based on hybrid plasma cavity slow wave structure[J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 1994, **22**(5): 600—607.
- [2] Nusinovich G S, Mitin L A, Vlasov A N. Space charge effects in plasma filled traveling wave tubes[J]. *Phys Plasma*, 1997, **4**(12): 4394—4403.
- [3] 李建清, 肖舒, 莫元龙. 等离子体填充耦合腔链特性研究[J]. *强激光与粒子束*, 2003, **15**(11): 1117—1122. (Li J Q, Xiao S, Mo Y L. Study on characteristics of coupled cavity chain filled with plasma. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(11): 1117—1122)
- [4] Vaninstin L A. Waveguide excited by the electron beam[J]. *Journal of Technology Physics*, 1953, **4**: 654.
- [5] Tien P K. Theory of the large signal behavior of traveling wave amplifiers[J], *PIRE*, 1955, **43**: 260.
- [6] Li J Q, Mo Y L, Zhang Y. The beam wave interaction in a Ka band relativistic coupled cavity TWT[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2002, **23**(9): 1371—1383.
- [7] 谢家麟, 赵永翔. 速调管群聚理论[M]. 北京: 科学出版社, 1996. 180—186. (Xie J L, Zhao Y X. Klystron bunching theory. Beijing: Science Press, 1996. 180—186.)

Nonlinear beam wave interaction in coupled cavity TWT working in plasma cavity hybrid mode

LI Jianqing, JIANGLiJun, MO Yuanlong

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

Abstract: The nonlinear beam wave interaction in coupled cavity TWT working in plasma cavity hybrid mode, was studied using the theory of mode expansion, and the nonlinear beam wave interaction self-consistent working equations have been obtained. The space charge field with plasma background was analyzed using the Green's function. A simulation program has been programmed to analyze the nonlinear characteristics in the plasma cavity hybrid mode coupled cavity TWT, such as the gain, efficiency, output power. The results show that the warm bandwidth can reach (20 ~ 30) % and the efficiency can be more than 50 % in coupled cavity TWT working in plasma cavity hybrid mode.

Key words: Coupled cavity TWT; Plasma cavity hybrid mode; Space charge field; Nonlinear beam wave interaction; Nonisotropic plasma