

Ka回旋行波管自洽非线性注-波相互作用研究

鄢 然, 罗 勇

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

【摘要】通过利用场的正交模式展开法求解有源的Maxwell方程,给出了电子对行波场的激励方程,并结合回旋行波管的具体结构与小回旋电子注的特点,在引导中心系中展开场方程,耦合电子运动方程,从而给出了自洽的回旋行波管的非线性方程。给出了速度离散、介质加载、分布加载对回旋行波管自洽方程的修正。编制了非线性程序,通过数值计算给出电流、速度离散、介质加载、分布加载对回旋行波管输出功率的影响;结合小信号理论对自激振荡的研究,利用非线性理论,可以得出在稳定工作条件下回旋行波管的最优化参数,为制管实际提供理论指导与设计参数。

关键词 注-波相互作用分析; 介质加载; Ka波段回旋行波管; 自洽非线性大信号理论; 速度离散
中图分类号 TN11/15 **文献标识码** A **doi:**10.3969/j.issn.1001-0548.2011.06.013

Nonlinear Self-Consistent Beam-Wave Interaction Analysis of the Ka Band Gyro-Twt

YAN Ran and LUO Yong

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

Abstract The performance of the Ka-band gyro-TWT has been evaluated using the self-consistent nonlinear particle-tracing. The normal mode expansion is used to solve the Maxwell equation with source. Through expand the electromagnetic field in guider-center coordinate, and combing with the electron motion equation, the self-consistent nonlinear equation is induced. The velocity spread, dielectric loading, distributed dielectric loading are taken into consideration to modify the self-consistent equation. The relation of output power with current, velocity spread, dielectric loading, and distributed dielectric loading is given through the numerical calculation. Combining the small signal analysis of self-oscillation, the optimum parameter under stable working point can be got from the nonlinear analysis.

Key words beam-wave interaction; dielectric loaded; Ka band gyro-twt; nonlinear self-consistent analysis; velocity spread

1 注-波相互作用自洽分析

1.1 电子注对行波场的激发

回旋行波管的高频研究方法主要有线性小信号分析^[1-4]、自洽大信号分析^[5-7]与PIC模拟^[7-10]。

自洽非线性理论包含两方面的问题: 1) 电子注对高频场的激发; 2) 电子注在高频场的扰动下的运动。这两方面相互作用, 当电子注运动与高频场满足一定的同步条件时, 电子运动的直流能量能有效地转化为电磁场的高频能量, 从而有效地放大高频场。建立自洽方程首先要建立通过求解有源的波动方程, 从而建立电子注运动与行波场幅值的关系。

将行波场与扰动电流分量利用傅里叶级数展开, 则某单一频率对应的表达式为:

$$E_{\omega} = \sum_s (C_s E_s + C_{-s} E_{-s}) e^{j\omega t} \quad (1)$$

$$H_{\omega} = \sum_s (C_s H_s + C_{-s} H_{-s}) e^{j\omega t} \quad (2)$$

$$J = J_{\omega} e^{j\omega t} \quad (3)$$

式中, E_s 、 H_s 代表正向传播的正交模式横向场分量; E_{-s} 、 H_{-s} 代表反向传播的正交模式横向均分量; C_s 、 C_{-s} 分别代表正向与反向传播波的幅值。将式(1)~式(3)代入有源的Maxwell方程, 并忽略空间电荷作用和电流对纵向场分量的扰动, 并进行一系列矢量运算可得:

$$\sum_s \left(\frac{dC_s}{dz} H_{-s} \times E_s + \frac{dC_{-s}}{dz} H_s \times E_{-s} \right) z = -i \frac{4\pi}{\omega} \nabla \times (J_{\omega, z} z_0) g H_{-s} \quad (4)$$

$$\sum_s \left(\frac{dC_s}{dz} E_{-s} \times H_s z + \frac{dC_{-s}}{dz} E_{-s} \times H_{-s} z \right) = \frac{4\pi}{c} J_{\omega \perp} \times E_{-s} \quad (5)$$

将上两式相加可得:

$$\int_{s_{\perp}} \sum_s \left(\frac{dC_s}{dz} E_{-s} \times H_s z + \frac{dC_{s'}}{dz} H_{-s'} \times E_s z \right) ds = \frac{4\pi}{c} \int_{s_{\perp}} J_{\omega \perp} E_{-s} ds - i \frac{4\pi}{\omega} \int_{s_{\perp}} \nabla \times (J_{\omega, z} z_0) H_{-s} ds \quad (6)$$

由模式正交性可得:

$$\int_{s_{\perp}} (E_{s'} \times H_s z + H_{s'} \times E_s z) ds = 0 \quad s' = -s$$

代入式(6)有:

$$\frac{dC_s}{dz} = \frac{1}{N_s} \int_{s_{\perp}} J_{\omega \perp} E_{-s} ds - i \frac{4\pi}{\omega} \int_{s_{\perp}} \nabla \times (J_{\omega, z} z_0) H_{-s} ds \quad (7)$$

式中, $N_s = \frac{c}{4\pi} \int_{s_{\perp}} (E_{-s} \times H_s z + H_{-s} \times E_s z) ds$ 。

由 $\nabla \times (J_{\omega, z} z_0) H_{-s} = \nabla \times (J_{\omega, z} H_{-s}) Z_0 + J_{\omega, z} z_0 \nabla \times H_{-s}$ 可得:

$$\frac{dC_s}{dz} = \frac{1}{N_s} \left[\int_{s_{\perp}} J_{\omega} g E_{-s} ds - i \frac{4\pi}{\omega} \oint_l (J_{\omega, z} H_{-s}) z_0 ds \right]$$

利用边界条件, 可得正向波场场幅值与电子注的关系为:

$$\frac{dC_s}{dz} = \frac{1}{N_s} \int_{s_{\perp}} J_{\omega} E_{-s} ds = -\frac{1}{N_s} \int_{s_{\perp}} J_{\omega} E_s^* ds \quad (8)$$

在圆柱坐标系有:

$$N_s = \frac{ckk_z}{2k_{\perp}^4} J_m^2(v_{mn})(v_{mn}^2 - m^2)$$

对于TE模, $J_{\omega} E_{-s} = J_{\omega \perp} E_{-s}$ 。根据电荷守恒可得

$J_{\perp} d\omega t = \frac{J_{\perp}}{j_z} j_{z,0} d\omega t_0$, 电流密度定义为 $J = pv$, 及纵

横动量与其初值的关系 $p_{\perp} = p_{\perp 0}(1-w)^{1/2}$, $p_z = p_{z0}(1-bw)$ 。其中, $w = \frac{2}{\beta_{z0}^2}(1-n\beta_{z0})(1-\frac{\gamma}{\gamma_0})$, $b =$

$$\frac{\beta_{\perp 0}^2 n}{2(1-n\beta_{z0})\beta_{z0}}$$

在引导中心坐标系中展开正交场为:

$$E_{-s} = -\frac{k}{k_{\perp}^2} \frac{\partial \sum_l \phi_l e^{i\theta}}{\partial r} e^{ik_z z} =$$

$$\frac{k}{k_{\perp}} J'_s(k_{\perp} a) L_s(X.Y) e^{i\omega t + ik_z z - is\theta}$$

可得小回旋情况下电子注对行波场的激励方程:

$$\frac{dC}{dz} = \frac{p_{\perp 0} I_b}{N_s n p_{z0}} \int_{s_{\perp}} f(\mathbf{R}_{\perp 0}) \times \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(1-w)^{1/2}}{(1-bw)} J'_s(k_{\perp} a) L_s(X.Y) e^{iv} dv_0 \right] ds$$

式中, $v = -\omega t + k_z z + s\theta$, $n = k_z/k$, $f(\mathbf{R}_{\perp 0})$ 为电子在引导中心圆的初始分布; a 为电子回旋拉姆半径, $b = \frac{\beta_{\perp 0}^2 n}{2(1-n\beta_{z0})\beta_{z0}}$; $L_s(X.Y)$ 为引导中心函数。

在圆柱坐标系中有:

$$L_s = e^{-i(m\pm s)\psi} J_{m\pm s}(k_{\perp} R)$$

做如下归一化处理有:

$$z' = \frac{\omega}{c} z$$

$$F = C' J_{m\pm s}(k_{\perp} R) e^{i\Delta z}$$

$$\Delta = \frac{\omega - k_z v_{z0} - s\Omega_0}{\omega}$$

$$C' = \frac{eC(1-n\beta_{z0})}{mc\omega k \gamma_0 \beta_{\perp 0} \beta_{z0}}$$

$$v' = (v + \Delta z' - (m \pm s)\psi)$$

$$I_0' = \frac{eI_b(1-n\beta_{z0})4n}{mc^3 \gamma_0 \beta_{z0}^2} \frac{J_{m\pm s}^2(k_{\perp} R)}{J_m^2(v_{mn})(v_{mn}^2 - m^2)}$$

$$I_0'' = -\left[\frac{1}{(s-1)! 2^s} (\xi_0)^{s-1} \right]^2 \frac{1}{\mu^2} I_0'$$

$$\zeta = \mu' z' = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1-n^2)}{2\beta_{z0}(1-n\beta_{z0})} \frac{\omega}{c} z \quad \mu' = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1-n^2)}{2(1-n\beta_{z0})\beta_{z0}}$$

则最终可得归一化的场方程:

$$\frac{dF'}{d\xi} - i\Delta F' = -I_0'' \frac{1}{2\pi} \int_{s_{\perp}} f(\mathbf{R}_{\perp 0}) \left[\int_0^{2\pi} \frac{(1-w)^{s/2}}{(1-bw)} e^{iv'} dv_0 \right] ds \quad (9)$$

1.2 电子在行波场下的运动

电子运动受到工作磁场及电子运动自身产生的高频电磁场的共同作用, 电子运动的相对论Lorentz方程为:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v) = -e(E + vB) \quad (10)$$

在电子运动坐标系中展开运动方程:

$$\frac{d p_{\perp}}{dz} = -\frac{e}{v_z} \text{Re}(CG_{\theta} e^{i(\omega t - k_z z)}) \quad (11)$$

$$p_{\perp} \frac{d\theta}{dz} = \text{Re}(CG_r e^{i(\omega t - k_z z)}) \quad (12)$$

$$\frac{d p_z}{dz} = -\frac{e}{v_z} \text{Re}(CG_z e^{i(\omega t - k_z z)}) \quad (13)$$

式中, G_{θ} 和 G_r 为Lorentz力 G 的角向与径向分量, 在回旋电子注中是Lorentz力 G 的电子回旋角度 θ 的周期函数, 即电子回旋一周场后感受到场周期变化, 则可以将其用Fourier级数展开:

$$G = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} G_k e^{-ik\theta} \quad (14)$$

可得如下的运动方程:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{e}{v_z} \text{Re}(C \sum_{k=-\infty}^{+\infty} G_k e^{-i(k\theta - \omega t + k_z z)}) \quad (15)$$

令 $v = s\theta - \omega t$ (s 为电子回旋谐波次数)。根据利用回旋谐波的同步条件, 当 s 次谐波满足同步条件时, 可以近似忽略其他谐波的影响, 缓变量 v 满足的运动方程为:

$$p_{\perp} \frac{dv}{dz} = (-\frac{\omega}{v_z} + s \frac{\Omega_c}{v_z}) + s(-\frac{e}{v_z} \text{Re}(CG_{sr} e^{-iv})) \quad (16)$$

式中, $\Omega_c = \frac{eB_0}{m\gamma_0}$ 为外加磁场造成的回旋运动。

对于TE波, 由纵向场法可得:

$$e_r = \frac{k}{k_{\perp}^2 a} \sum_l (-il) \phi_l e^{-il\theta} e_{\theta} = -\frac{k}{k_{\perp}^2} \sum_l \frac{d\phi_l}{dr} e^{-il\theta} e_z = 0$$

$$h_r = -\frac{k_z}{k} e_{\theta} \quad h_{\theta} = \frac{k_z}{k} e_r$$

$$h_z = i \sum_l \phi_l e^{il\theta}$$

则Lorenz力各分量在引导中心系展开为:

$$G_r = e_r + [\frac{v_{\perp}}{c} h_z - \frac{v_z}{c} h_{\theta}] =$$

$$i \sum_l [\beta_{\perp} - \frac{l}{\kappa \xi} (1 - n\beta_z)] J_l(k_{\perp} a) L_l(X.Y) e^{-il\theta} \quad (17)$$

$$G_{\theta} = e_{\theta} + \frac{v_z}{c} h_r = -\frac{1}{\kappa} \sum_l (1 - n\beta_z) J_l'(k_{\perp} a) L_l(X.Y) e^{-il\theta} \quad (18)$$

$$G_z = \frac{v_{\perp}}{c} h_r = -\frac{n\beta_{\perp}}{\kappa} \sum_l J_l'(k_{\perp} a) L_l(X.Y) e^{-il\theta} \quad (19)$$

式中, $\kappa = k_{\perp} / k$; $n = k_z / k$; $\xi = k_{\perp} a$ 。则在不考虑引导中心漂移的情况下, 归一化的运动方程为:

$$\frac{dv'}{dz'} = \frac{1}{(1-bw)} \{ \mu'w + \frac{1}{(1-w)^{1/2}} \frac{d}{d\xi} [\xi J_s'(\xi)] \text{Im}[F e^{-iv'}] \} \quad (20)$$

$$\frac{dw}{dz'} = -\frac{2(1-w)^{1/2}}{(1-bw)} J_s'(\xi) \text{Re}(F e^{-iv'}) \quad (21)$$

$$p_{\perp} = p_{\perp 0} (1-w)^{1/2} \quad (22)$$

$$p_z = p_{z0} (1-bw) \quad (23)$$

式中, $\zeta = \mu'z' = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1-n^2)}{2\beta_{z0} (1-n\beta_{z0})} \frac{\omega}{c} z$; $b =$

$$\frac{\beta_{\perp 0}^2 n}{2(1-n\beta_{z0})\beta_{z0}}; \quad F = C' J_{m\pm s}(k_{\perp} R_0) e^{i\Delta z}; \quad \Delta =$$

$$\frac{\omega - k_z v_{z0} - s\Omega_0}{\omega}; \quad C' = \frac{e(1-n\beta_{z0})}{mc\omega\gamma_0\beta_{\perp 0}\beta_{z0}} C; \quad v' = (v +$$

$$\Delta z' - (m \pm s)\psi); \quad v = -\omega t + k_z z + s\theta; \quad \mu' =$$

$$\frac{\beta_{\perp 0}^2 (1-n^2)}{2(1-n\beta_{z0})\beta_{z0}}; \quad F' = \left(\frac{1}{(s-1)! 2^s} \xi_0^s \right)^{s-1} F \frac{1}{\mu} =$$

$$\frac{1}{(s-1)! 2^s} \left[\frac{\kappa s \beta_{\perp 0}}{(1-n\beta_{z0})} \right] \frac{1}{\mu} F。$$

1.3 自洽方程

联立场方程与电子运动可得自洽方程为:

$$\frac{dw}{d\xi} = -\frac{2(1-w)^{s/2}}{(1-bw)} \text{Re}[F' e^{-iv'}] \quad (24)$$

$$\frac{dv'}{d\xi} = \frac{1}{(1-bw)} \{ w + s(1-w)^{s/2-1} \text{Im}[F' e^{-iv'}] \} \quad (25)$$

$$p_{\perp} = p_{\perp 0} (1-w)^{1/2} \quad (26)$$

$$p_z = p_{z0} (1-bw) \quad (27)$$

$$\frac{dF'}{d\xi} - i\Delta F' = -I_0'' \frac{1}{2\pi} \int_{s_1} f(\mathbf{R}_{\perp 0}) \times$$

$$\left[\int_0^{2\pi} \frac{(1-w)^{s/2}}{(1-bw)} e^{iv'} dv_0 \right] ds \quad (29)$$

1.4 速度离散时的回旋行波管自洽非线性方程:

以上方程是在没有考虑初始速度离散所得自洽方程, 而实际使用磁控注入枪不可避免地由于种种原因会带来初始速度离散。下面给出了考虑速度离散情况下自洽方程为:

$$\frac{dw}{d\xi} = -2 \frac{(1-w)^{s/2}}{1-b_0 \kappa_b w} \text{Re}(\kappa_F F e^{-iv}) \quad (30)$$

$$\frac{dv}{d\xi} = \frac{1}{1-b\kappa_b w} [k_{\mu} \omega + \Delta(1-k_{\Delta} - b_0 k_{\Delta} w) -$$

$$\frac{h}{\mu_0} (k_{\Delta} - 1) + s(1-w)^{s/2-1} \text{Im}(\kappa_F F e^{-iv})] \quad (31)$$

$$\frac{dF}{d\xi} - i\Delta F = -I_0 \int W(\beta_{\perp}) \frac{k_F k_b}{k_{\Delta}} \times$$

$$\left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{w^{s/2}}{1-bw} e^{iv} dv \right\} d\beta_{\perp 0} \quad (32)$$

式中, $k_b = k_{\mu} = \frac{\bar{\beta}_z}{\beta_{z0}} \frac{1-h\bar{\beta}_z}{1-h\bar{\beta}_{z0}} \left(\frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^2}{\bar{\beta}_{\perp}^2} \right)$; $k_F =$

$$\frac{\bar{\beta}_z}{\beta_{z0}} \left(\frac{\bar{\beta}_{\perp 0}}{\bar{\beta}_{\perp}} \frac{1-h\bar{\beta}_z}{1-h\bar{\beta}_{z0}} \right)^{s-2}; \quad k_{\Delta} = \frac{\bar{\beta}_z}{\beta_{z0}}。$$

电子速度离散分布为高斯分布时有:

$$W(\beta_{\perp}) = A \exp \left[\frac{-(\beta_z - \bar{\beta}_z)^2}{2(\Delta\beta_z)^2} \right]$$

$$\int W(\beta_{\perp}) d\beta_{\perp 0} = 1$$

1.5 介质加载回旋行波管自洽非线性方程

在回旋行波管中通过介质加载可以有效地抑制自激振荡, 当考虑介质加载时, 根据场匹配方程式(33)得出加载条件下的行波传播与衰减函数修正自洽方程为:

$$\begin{aligned} & [yJ'_m(x)G_m(y) - xJ_m(x)G'_m(y)] \times \\ & \left[\frac{\varepsilon_{r1}}{\varepsilon_{r2}} yJ'_m(x)F'_m(y) - xJ_m(x)F'_m(y) \right] + \\ & \frac{(\gamma m)^2 (y^2 - x^2)^2 J_m^2(x) F_m(y) G_m(y)}{\varepsilon_{r2} x^2 y^2 k^2} = 0 \end{aligned} \quad (33)$$

式中, $x^2 = (k^2 \varepsilon_{r1} + \gamma^2) r_{b1}^2$; $y^2 = (k^2 \varepsilon_{r2} + \gamma^2) r_{b2}^2$;
 $F_m(k_{c2}r) = J_m(k_{c2}r) - \frac{J_m(k_{c2}r_{b2})}{Y_m(k_{c2}r_{b2})} Y_m(k_{c2}r)$; $G_m(k_{c2}r) =$
 $J_m(k_{c2}r) - \frac{J'_m(k_{c2}r_{b2})}{Y'_m(k_{c2}r_{b2})} Y_m(k_{c2}r)$; ε_{r1} 、 ε_{r2} 分别为真空
 与介质的相对介电常数; r_{b2} 为波导半径; $r_{b2} - r_{b1}$ 为
 介质加载厚度。通过求解场匹配方程可以得出介质
 加载条件下的传播常数 $k_z = k'_z - jk''_z$, k'_z 为传播损
 耗, k''_z 为传播常数。并令 $n' = \frac{k'_z c}{\omega}$, $d = \frac{k''_z c \mu_0}{\omega}$,

$\Delta = \frac{(1 - n'^2 \beta_z^2 - s \Omega_0 / \omega)}{\mu_0 \beta_z}$, 可得考虑介质损耗的回旋行
 波管非线性方程:

$$\frac{dw}{d\zeta} = -2 \frac{(1 - \omega)^{s/2}}{1 - b_0 k_b w} \text{Re}(\kappa_F F e^{-iv}) \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv}{d\zeta} &= \frac{1}{1 - b_0 k_b w} [k_\mu \omega + \Delta(1 - k_\Delta - b_0 k_\Delta w) - \\ & \frac{h}{\mu_0} (k_\Delta - 1) + s(1 - \omega)^{s/2-1} \text{Im}(\kappa_F F e^{-iv})] \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} & \frac{dF}{d\zeta} - i\Delta F + dF = \\ & -I_0 \int W(\beta_\perp) \frac{k_F k_b}{k_\Delta} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{w^{s/2}}{1 - bw} e^{iv} dv \right\} d\beta_{\perp 0} \end{aligned} \quad (36)$$

1.6 使用分布式加载回旋行波管的自洽非线性计算

一般介质加载回旋行波管中通常采用的是两段
 分布式加载, 前一段使用介质加载的结构, 后一段
 采用光滑波导结构。采用这样的结构能有效地抑制
 自激振荡, 在光滑段得到很高的输出功率。非线性
 计算对于这种结构的处理分为两段计算, 对于介质
 加载段采用考虑了介质损耗的非线性计算公式, 并
 代入初始条件。通过数值计算可以得出加载末段的
 相关的计算结果(波的幅值 F , 电子的相对能量 W ,
 电子的瞬时相位 V)。可以将上述结果作为最后未加
 载段的初值带入未考虑介质加载的非线性计算公式
 中, 最终得出整个结构的非线性特性。

2 数值计算

对自洽方程组的数值求解给出了输出功率随互

作用长度的变化曲线如图1所示, 相同参数条件下
 PIC模拟的结果如图2所示。 $V=65 \text{ kV}$, $I=10 \text{ A}$, 横
 纵速度比 $\alpha=1.1$ 。两相比较, 自洽方程所得出的结论与
 PIC模拟的结论一致, 说明自洽计算模拟的精度上有
 保障, 同时与PIC模拟相比其时间效率高出很多, 为
 回旋行波管优化的设计提供了一个更好的选择。

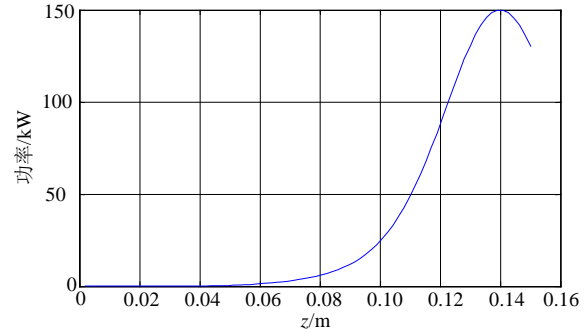


图1 工作模式(TE₀₁)输出功率随高频结构的变化曲线

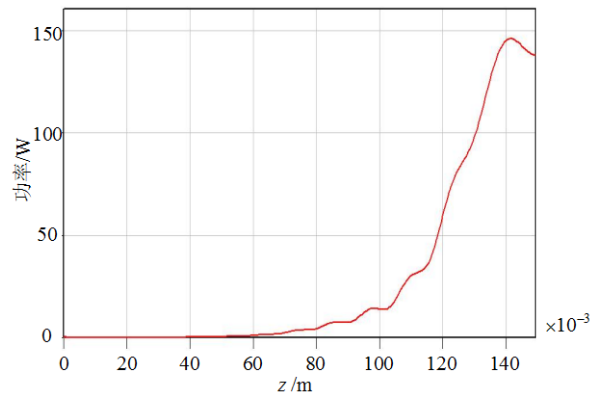


图2 相同工作参数条件下利用Magic仿真结果

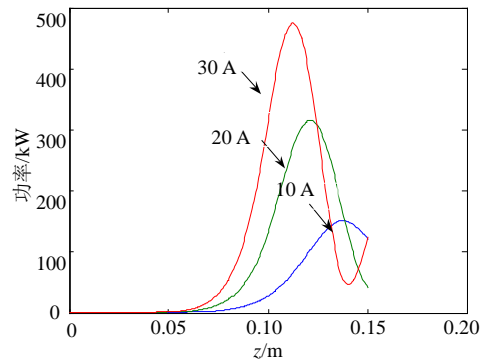


图3 不同工作电流下回旋行波管输出功率随电流的变化

不同工作电流下回旋行波管输出功率随电流的
 变化如图3所示。由图可知, 增大工作电流可以有效地
 提高回旋行波管的饱和输出功率, 其所对应的最佳群
 聚点也相应前移。但随着电流的提高会带来自激振
 荡的问题, 当回旋行波管的工作电流大于其起振电
 流值时, 会出现自激振荡现象。所以实际设计中需
 要在保证稳定性的前提下与电子枪发射特性条件
 下, 选择尽可能高的工作电流以提高回旋行波管的
 输出功率。

不同速度离散条件下, 回旋行波管的输出功率如图4所示。由图可知, 随着速度离散的增加, 回旋行波管的输出功率会随之下降。所以通过对电子枪的优化设计来降低速度离散, 可以有效地提高回旋行波管的输出功率。

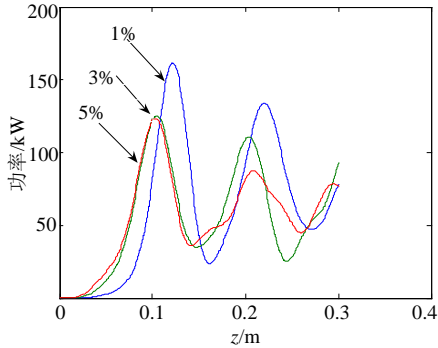


图4 速度离散对输出功率的影响

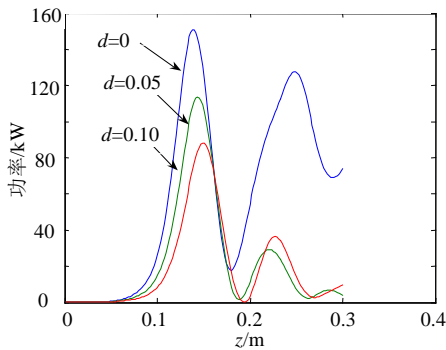


图5 介质加载对输出功率的影响 (d为场匹配得出的介质损耗参数)

介质加载对输出功率的影响如图5所示。由图可知, 随介质厚度的增加回旋行波管的输出功率会随之下降。但由小信号分析可知, 随行波损耗的增加回旋行波管的起振电流会增大, 所以在实际制管过程中需要选择合适的衰减量, 从而使回旋行波管在没有自激振荡发生的情况下能输出尽可能高的功率。

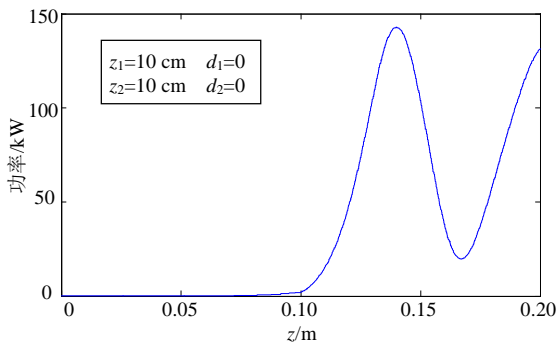


图6 使用两段结构的回旋行波管输出功率随相互作用长度的变化(加载段 $z_1=10\text{ cm}$, 未加载段 $z_2=10\text{ cm}$)

使用两段结构的回旋行波管输出功率随相互作用长度的变化如图6所示。由图可知, 在加载段由于引入了行波损耗的影响, 回旋行波管的增益不大, 而

未加载段回旋行波管的输出功率快速增加。所以, 在实际制管中稳定工作状态下选取尽量长的未加载段, 可以有效地提高回旋行波管的输出功率。

3 结论

通过自洽求解有源的Maxwell方程与运动方程, 本文给出了回旋行波管高频注波相互作用的非线性模拟方程, 该方程与PIC模拟相比精确性有保障, 时间效率显著提高。利用该方程并结合回旋行波管的小信号稳定性分析, 可以给出回旋行波管稳定工作条件下最优化的设计参数, 为回旋行波的输出功率提高、带宽展宽、效率提高提供了有效的分析与模拟手段。

参 考 文 献

- [1] SEFTOR J L, GRANATSTEIN V L, CHU K R, et al. The electron cyclotron cyclotron maser as a high power traveling-wave amplifier of millimeter waves[J]. IEEE Quantum Electron, 1979, 15: 848-853.
- [2] BARNETT L R, CHU K R, BAIRD J M, et al. Saturation, and bandwidth measurements of the NRL gyrotron traveling wave amplifier[C]//Proc Tech Dig Int Electron Devices Meeting. New York: IEEE, 1979.
- [3] BARNETT L R, BAIRD J M, LAU Y Y, et al. A high gain single stage gyrotron traveling-wave amplifier[C]//Proc Tech Dig Int Electron Devices Meeting. New York: IEEE, 1980.
- [4] SYMONS R S, JORY H R, HEGJI S J, et al. An experimental Gyro-TWT[J]. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 1981, 29: 181-184.
- [5] CHU K R, BARNETT L R, LAU W K, et al. Recent development in millimeter wave Gyro-TWT research at NTHU[C]//Proc Tech Dig Int Electron Devices Meeting. New York: IEEE, 1990.
- [6] PARK G S, PARK S Y, KYSER R H, et al. Gain broadening in an inhomogeneous gyrotron traveling wave amplifier [C]//Proc Tech Dig Int Electron Device Meeting. New York: IEEE, 1990.
- [7] PARK G S, CHOI J J, PARK S Y, et al. Broadband operation of a two-stage tapered gyro-TWT amplifier[C]//Proc Tech Dig Int Electron Device Meeting. New Jersey: IEEE, 1993.
- [8] WANG Q S, LEOU K C, CHONG C K, et al. Gyro-TWT amplifier development at UCD[C]//Proc Dig 19th Int Conf. Sendai, Japan: [s.n.], 1994.
- [9] LEOU K C, MCDERMOTT D B, BALKCUM A J, et al. Stable high power TE01 gyro-TWT amplifiers[J]. IEEE Trans Plasma Sci, 1994, 22: 585-592.
- [10] CHU K R, BARNETT L R, CHEN H Y, et al. Stabilizing of absolute instabilities in gyrotron traveling-wave amplifier[J]. Phys Rev Lett, 1995, 74: 1103-1106.