

螺旋线行波管三维返波相互作用理论与数值模拟

胡玉禄 胡权 朱小芳 李斌 邱海舰 高鸾凤

Study of three-dimensional nonlinear backward-wave interaction model and numerical simulation for helical traveling wave tube

Hu Yu-Lu Hu Quan Zhu Xiao-Fang Li Bin Qiu Hai-Jian Gao Luan-Feng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 028401 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.028401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.028401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2017/V66/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

新型全腔输出半透明阴极相对论磁控管的理论和数值研究

Theoretical and numerical investigations of the novel relativistic magnetron using all-cavity output and semi-transparent cathode

物理学报.2016, 65(24): 248401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.248401>

传输矩阵法在行波管内部反射引起的增益波动计算中的应用

Application of transfer matrix method to calculating the effect of multiple internal reflections on the small signal gain ripple of TWT

物理学报.2016, 65(12): 128401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.128401>

Ka 波段带状注相对论扩展相互作用速调管放大器的分析与设计

Analysis and design of a Ka-band sheet beam relativistic extended interaction klystron amplifier

物理学报.2015, 64(10): 108404 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.108404>

长脉冲 X 波段多注相对论速调管放大器的初步实验研究

Experimental study on a long pulse X-band coaxial multi-beam

物理学报.2015, 64(1): 018401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.018401>

螺旋线行波管三维返波相互作用理论与数值模拟*

胡玉禄[†] 胡权 朱小芳 李斌 邱海舰 高鸾凤

(电子科技大学, 微波电真空器件国家级重点实验室, 成都 610054)

(2016年5月31日收到; 2016年9月12日收到修改稿)

建立了三维非线性返波相互作用模型, 用于精确分析大功率螺旋线行波管中返波振荡非线性过程问题, 并提出了计算返波振荡功率的方法及磁场抑制手段. 该理论模型包括三维线路场方程、三维运动方程以及三维空间电荷场. 首先比较三维模型与原有一维模型之间的差异, 发现一维空间电荷场的径向交流电流分布模型与三维模型的差异是导致振荡频率偏大及起振长度缩短的主要原因. 然后计算返波饱和输出功率大小并揭示返波饱和功率和振荡频率与相互作用长度的关系, 并探讨了磁场对返波振荡的抑制影响. 最后以某一毫米波行波管为例, 实验对比了一维与三维模型计算的振荡频率与热测的差异, 其中三维模型的相对误差小于4.8%.

关键词: 返波振荡, 饱和振荡功率, 磁场抑制振荡, 螺旋线行波管

PACS: 84.40.Fe, 07.85.Qe

DOI: 10.7498/aps.66.028401

1 引言

螺旋线行波管是工作在微波毫米波频段的宽频带、高增益功率放大器^[1], 在雷达、通信和电子对抗等领域有着广泛的应用. 然而大功率螺旋线行波管往往面临寄生振荡的问题. 寄生振荡会破坏行波管的工作稳定性并限制其功率的提升, 其中返波振荡尤为明显. 产生返波振荡的原因是群速与电子注方向相反的电磁波(即反向电磁波), 其 -1 次空间谐波与电子注同步并相互作用, 使得电磁波能量沿着与电子注相反的方向反馈放大. 在一定电流及相互作用长度条件下, 导通电子注的行波管在未加信号时就能形成点频的自激振荡使行波管不稳定. 这种振荡限制了电流和相互作用长度的增大, 从而限制了输出功率的提升^[2].

为研究行波管内电子与波的相互作用, 需要建立注波相互作用理论, 包括线性与非线性理论^[1,3-5]. 而返波电磁波与电子相互作用现象的研究必须建

立返波相互作用理论. 对于返波的不稳定研究最早由Heffner^[6]于1954年开始. 1955年Johnson^[7]利用小信号理论全面分析了返波振荡现象, 计算得到了不同空间电荷参量下的不同同步参量与归一化起振长度的关系, 进而得到振荡频率与起振长度, 同时也可以得到起振电流, 从而奠定了小信号线性理论研究返波振荡的基础. 2001年起Belyavskiy等^[8,9]分析了圆形螺旋线行波管及脉冲行波管中周期永磁场(period permanent magnet, PPM)磁场周期对起振长度以及振荡频率的影响. 最近几年, 一些学者在非线性理论的基础上对返波振荡进行了研究^[10-12], 相对于小信号理论, 非线性理论研究可以更为准确地计算分析行波管的起振电流和起振长度, 还可以研究大信号输入下的功率跌落等问题. 文献^[13]在一维场论注波相互作用理论的基础上, 引入磁场对角向速度的影响, 建立二维非线性返波注波相互作用理论, 并与实际测试管进行比较, 实验测试的工作电压随频率的变化趋势与理论值基本一致, 且理论值具有一定的计算精度^[14]. 但是

* 国家自然科学基金(批准号: 61201003, 61301054)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yuluhu@uestc.edu.cn

该模型建立在一维理论上, 无法分析磁场对径向电子注波动的影响, 且一维空间电荷场模型过于理想, 与实际情况有所偏差. 本文采用三维返波场分布、三维运动方程及三维空间电荷场方程共同构建了三维返波相互作用模型, 利用该模型可以研究大信号状态下的返波振荡非线性过程. 同时还对比分析了一维、三维空间电荷场模型的差异及其原因, 揭示了返波饱和振荡功率与起振长度、振荡频率的关系, 讨论了磁场对返波振荡抑制的影响, 最后进行了实验结果与理论值的对比.

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\text{rf}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_{n,m}(z) \phi_{n,m}(r) \exp[i m(\beta_H z - \theta)] \cdot \exp\left[i\left(\int_0^z \beta_{zn} dz - \omega_n t\right)\right] + \text{c.c.}, \\ \mathbf{H}_{\text{rf}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_{n,m}(z) \boldsymbol{\vartheta}_{n,m}(r) \exp[i m(\beta_H z - \theta)] \cdot \exp\left[i\left(\int_0^z \beta_{zn} dz - \omega_n t\right)\right] + \text{c.c.}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 n 表示时间谐波次数, m 表示空间谐波次数, β_{zn} 是第 n 次谐波的零次空间谐波纵向传播常数, $\beta_H = 2\pi/p$, p 表示螺距, c.c. 是场的共轭. 由于行波管内磁场相对于电场强度较弱, 所以只对电场进行推导建立电场激励方程. 为简单起见, 只考虑基波频率下 -1 次空间谐波问题, 所以电场公式可以化简为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{rf}} &= f_{-1}(z) \phi_{-1}(r) \\ &\times \exp\left[i\left(\beta_H z - \theta - \int_0^z \beta_0 dz - \omega t\right)\right] \\ &+ \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (2)$$

需要注意的是返波振荡分析反向波 -1 次空间谐波与电子注的同步问题, 所以反向波波数 β_{-1} 为

$$\beta_{-1} = -(\beta_0 - \beta_H) = \frac{2\pi - \Phi_0}{p} \approx \frac{\omega}{v_0}, \quad (3)$$

式中 Φ_0 为零次空间谐波的相移, v_0 为电子注初速度.

同时空间谐波横向分布函数 $\phi_m(r)$ 的三个方向分量可以表示为

$$\begin{cases} \phi_{-1,z} = I_1(\kappa_{-1}r), \\ \phi_{-1,r} = -i \frac{\beta_{-1} I_0(\kappa_{-1}r) + I_2(\kappa_{-1}r)}{\kappa_{-1}}, \\ \phi_{-1,\theta} = -\frac{\beta_{-1}}{r\kappa_{-1}^2} I_1(\kappa_{-1}r), \end{cases} \quad (4)$$

式中 $\kappa_{-1} = \sqrt{\beta_{-1}^2 - \omega^2/c^2}$, I_0, I_1, I_2 分别表示 0 次、1 次和 2 次修正贝塞尔函数.

2 理论模型

2.1 场方程

根据电磁波在周期性慢波结构中的 Floquet 定理, 线路场可以表示为各谐波的展开形式. 由于行波管注波相互作用场变化缓慢, 可以将射频电场 \mathbf{E}_{rf} 和磁场 \mathbf{H}_{rf} 分别写成缓变复振幅 $f_{n,m}(z)$ 、空间谐波横向分布函数 $\phi_{n,m}(r)$, $\boldsymbol{\vartheta}_{n,m}(r)$ 和指数相位因子乘积的线性叠加:

根据耦合阻抗定义

$$K_c(r) = \frac{|E_z|^2}{2\beta_{-1}^2 P} = \frac{|f_{-1}|^2 I_1^2(\gamma_{-1}r)}{2\beta_{-1}^2 P}, \quad (5)$$

定义归一化耦合阻抗为

$$K_c^0 = \frac{K_c(r)}{I_1^2(\gamma_{-1}r)} = \frac{|f_{-1}|^2}{2\beta_{-1}^2 P}, \quad (6)$$

归一化场幅值分量为 F_{-1} , 使得 $P = |F_{-1}(z)|^2$, 则有

$$F_{-1}(z) = \frac{f_{-1}(z)}{\beta_{-1} \sqrt{2K_c^0}}. \quad (7)$$

将场方程代入有源 Maxwell 方程并利用 Poynting 定理, 最后得到返波的场激励方程为

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial}{\partial z} - \alpha\right) F_{-1} \\ &= -\beta_{-1} I \sqrt{\frac{kc_{-1}^0}{2}} \left\langle \frac{\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\phi}_{-1}^*}{v_z} \exp(-i\psi + i\theta) \right\rangle_k \\ &\times \exp(-i\Lambda_z), \end{aligned} \quad (8)$$

式中 ψ 表示电子相位, $\langle \cdot \rangle$ 为电子平均算子符号, k 表示电子索引号, I 表示电子注电流, α 为衰减系数, Λ_z 为场与电子的累积相位差,

$$\Lambda_z = \int_0^z \beta_{-1} dz' - \frac{\omega z}{v_0}. \quad (9)$$

2.2 相位方程

电子的相位为 $\psi = \omega(z/v_0 - t)$, 求导可得

$$\frac{d\psi_k}{dz} = \omega [1/v_0 - 1/v_{z,k}(z)], \quad (10)$$

式中 $v_{z,k}$ 表示第 k 个电子在 z 轴的纵向速度.

2.3 运动方程

由洛伦兹力方程和能量守恒定律可以得到:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -q\text{Re}[\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (11)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{q}{m_0 c^2} \text{Re}[\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}], \quad (12)$$

式中电子动量 $\mathbf{p} = m_0 \gamma \mathbf{v}$, γ 为相对论因子. 将线路场表达式代入可以得到各个方向的运动方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{p}_z}{dz} = & -\frac{q}{m_0} \text{Re} \left\{ \frac{\gamma \beta_{-1}}{\bar{p}_z} \sqrt{2K_c^0} F_{-1} I_1(\kappa_{-1} r) \right. \\ & \times \exp[i(\Lambda_z + \psi - \theta)] \\ & \left. + E_{\text{sc},z} - \frac{\bar{p}_\theta}{\bar{p}_z} B_r \right\}, \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{p}_r}{dt} = & \frac{q}{m_0} \text{Re} \left\{ i \frac{\gamma \beta_{-1}^2}{\bar{p}_z \kappa_{-1}} \sqrt{\frac{K_c^0}{2}} F_{-1} \right. \\ & \times [I_0(\kappa_{-1} r) + I_2(\kappa_{-1} r)] \\ & \times \exp[i(\Lambda_z + \psi - \theta)] \\ & \left. + E_{\text{sc},r} - \frac{\bar{p}_\theta}{\bar{p}_z} B_z \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{p}_\theta}{dt} = & \frac{q}{m_0} \text{Re} \left[\frac{\gamma \beta_{-1}^2}{r \bar{p}_z \kappa_{-1}^2} \sqrt{2K_c^0} F_{-1} I_1(\kappa_{-1} r) \right. \\ & \times \exp[i(\Lambda_z + \psi - \theta)] + E_{\text{sc},\theta} \\ & \left. - \left(B_r - \frac{\bar{p}_r}{\bar{p}_z} B_z \right) \right], \quad (15) \end{aligned}$$

式中归一化动量 $\bar{p}_z = \gamma v_z$, $\bar{p}_r = \gamma v_r$, $\bar{p}_\theta = \gamma v_\theta$, E_{sc} 表示空间电荷场, 磁场仅考虑外加磁场, 角向磁场分量为零.

目前线路场只考虑了反向波的 -1 次空间谐波对电子注的作用. 尽管由于边界条件的制约, 反向波的零次空间谐波分量也与 -1 次空间谐波的场相当, 但是反向波零次空间谐波的相速完全与电子注相反, 能调制电子注但并未发生能量交换, 调制的电子部分可视为不相干的空间电荷波, 尽管这种调制引起的电子疏密变化有可能导致空间电荷场的变化, 但考虑到这部分场没有直接参与注波相互作用过程, 为了简单起见, 忽略反向波零次空间谐波的影响.

同时模型并未考虑前向波相互作用的影响, 因为本文考虑的是没有输入信号下的静态振荡, 除非相互作用电路不连续导致两者耦合, 否则前向波与反向

波是完全独立的, 本文模型也暂不考虑电路不连续的影响.

2.4 三维交流空间电荷场

交流空间电荷场借鉴前向波的三维空间电荷场模型^[3], 是对螺旋线为半径的圆波导内的有源 Helmholtz 方程进行求解:

$$\left(\nabla_\perp^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - \beta_e^2 \right) \mathbf{E}_{\text{sc}} = -\frac{4\pi i}{c} \left(\frac{\omega}{c} \mathbf{J} + i c \nabla \rho \right), \quad (16)$$

$$\left(\nabla_\perp^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - \beta_e^2 \right) \mathbf{B}_{\text{sc}} = -\frac{4\pi}{c} (\nabla \times \mathbf{J}), \quad (17)$$

式中 $\beta_e = \omega/v_0$ 为电子波数, \mathbf{E}_{sc} 和 \mathbf{B}_{sc} 分别表示电场和磁场的交流空间电荷场, \mathbf{J} 和 ρ 分别表示电流和电荷密度. 由于电子注受到 -1 次空间谐波的调制, 其分布形态接近 -1 次空间谐波形式, 因此将电流密度 \mathbf{J} 表达式展开为各次谐波形式:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(x_\perp, z, t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_n(x_\perp) \exp \left[i \left(\frac{\omega_n}{v_0} z - \theta - \omega_n t \right) \right] \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_n(x_\perp) \exp(i n \psi - \theta). \quad (18) \end{aligned}$$

这里电流纵向分布采用 n 次谐波拟合, 而角向运动受射频场角向调制, 只采用一次变化. 同时宏电子构建的电流分布可以用有限大小的粒子表示:

$$\mathbf{J}(x_\perp, z, t) = \sum_k \frac{q_k}{d_k} S_k(x_\perp) \mathbf{v}_k \delta[z - z_k(t)], \quad (19)$$

式中 d_k 为有限大小粒子的面积, $S_k(x_\perp)$ 为粒子 k 所在区域的分布函数. 在分布区域内 $S_k(x_\perp)$ 函数值为 1, 否则为 0.

将空间电荷场按照电流谐波形式展开:

$$E_{\text{sc},z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{\text{sc},n,z} \exp(i n \psi - \theta), \quad (20)$$

$$B_{\text{sc},z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_{\text{sc},n,z} \exp(i n \psi - \theta), \quad (21)$$

代入 (16) 式和 (17) 式中, 最终谐波展开的纵向空间电荷场分量为

$$\begin{aligned} & \left(\nabla_\perp^2 + \kappa_n'^2 \right) E_{\text{sc},n,z}(x_\perp) \\ &= -\frac{4\pi i I_0}{c} \left\langle \left(\frac{\omega}{c} - \frac{c}{v_{z,k} v_0} \right) \frac{S(x_\perp)}{d_k} \right. \\ & \quad \left. \times \exp(-i n \psi_k + \theta_k) \right\rangle_k, \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (\nabla_{\perp}^2 + \kappa_n'^2) B_{sc,n,z}(x_{\perp}) \\ = & -\frac{4\pi i I_0}{c} \left\langle \frac{\nabla_{\perp} \times v_k S(x_{\perp})}{v_{z,k}} \frac{d}{dk} \exp(-in\psi_k - \theta_k) \right\rangle_k, \end{aligned} \quad (23)$$

式中 $\kappa_n'^2 = \sqrt{\omega_n^2/v_0^2 - \omega_n^2/c^2}$. 上述方程的求解是采用 PIC 方法实现的. 对横截面进行网格划分, 右边项每个有限大小宏电子谐波展开分量分配到网格上, 实施电边界条件, 并构建矩阵进行求解. 一旦求出纵向分量, 空间电荷场的横向分量可以利用纵向场分量获得.

2.5 计算方法

返波相互作用过程是反向波的 -1 次空间谐波与电子相互作用的过程, 电子注行进方向与电磁波群速相反, 即 $v_g = \partial\omega/\partial\beta_{-1} < 0$ (假设电子注方向为正), 因此与电子注相互作用过程中电磁波被激励的同时能量回传, 反过来调制电子注之前状态, 这是一个分布式反馈迭代的过程, 最终在相互作用区域开始位置 (电子注入口端) 返波功率最大 (图 1, A_i 为反馈分量).

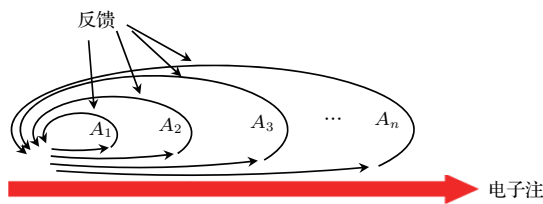


图 1 返波振荡示意图

Fig. 1. Sketch of backward wave oscillation.

如果以离散的方式分析这一过程, 计算非常复杂且计算时间长, 造成这一问题的原因是电磁波传

播方向与电子注运动方向相反. 为简化返波振荡的迭代计算过程, 通常采用同向试探的方法. 即假设在稳定状态下返波功率已经收敛, 则沿电子注方向看返波与电子注相互作用, 但功率逐渐降低, 直到出口功率降低到噪声水平. 因此可以预设一返波输出功率与电子注同向计算并进行试探, 直到出口功率满足条件为止.

对于上述模型, 计算一次注波相互作用过程需要联立 (8) 式、(10) 式及 (13) 式—(15) 式, 并利用龙格库塔法数值积分求解这些微分方程组, 从相互作用入口到出口每一步微分方程的求解都需要利用 (22) 式和 (23) 式求一次空间电荷场. 上述计算是在一定的工作频率下进行的, 由于返波振荡频点非常窄, 除非是在振荡频率附近, 否则返波增益非常小, 因此通过频率扫描寻找最大返波增益的方式, 可以快速确定振荡频率范围, 然后再调整饱和功率和微调振荡频率, 使得最终结果既满足最大返波增益要求又满足饱和功率要求.

需要注意的是, 这里的返波振荡计算是在返波稳定收敛的情况下进行的, 如果振荡非常剧烈, 出现分岔和混沌, 上述方法将不再适用.

3 数值分析

3.1 一维模型与三维模型对比

以某 Ka 波段行波管为例, 数值分析了该行波管下的返波振荡情况. 图 2 和图 3 所示为一维模型与三维模型在有无空间电荷场条件下的最小增益扫描频率图以及在振荡频率点下的增益分布图. 图中蓝色线为一维模型计算结果, 红色线为三维模型计算结果, 预设返波输出功率为 1 W. 可以看到,

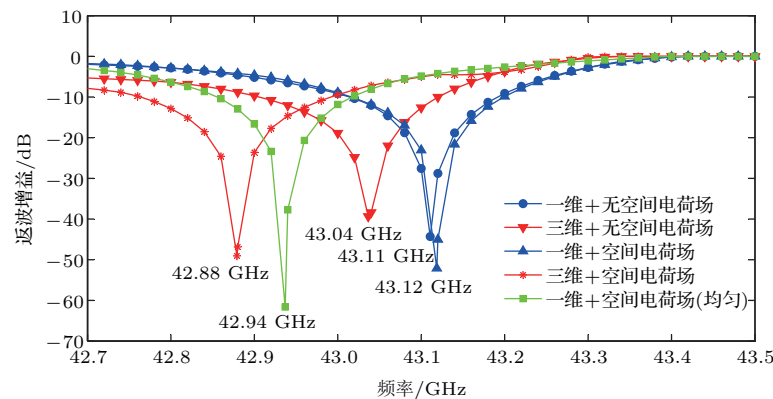


图 2 (网刊彩色) 有无空间电荷场条件下一维模型与三维模型的最小增益频率扫描图

Fig. 2. (color online) Backward wave gain versus frequency with or without space charge field in 1D and 3D models.

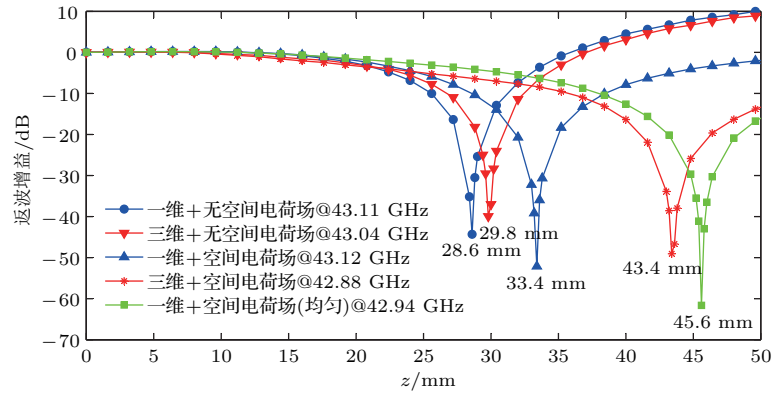


图3 (网刊彩色) 有无空间电荷场条件下一维模型与三维模型中返波增益随轴分布图

Fig. 3. (color online) Backward wave gain versus axis distance with or without space charge field in 1D and 3D models.

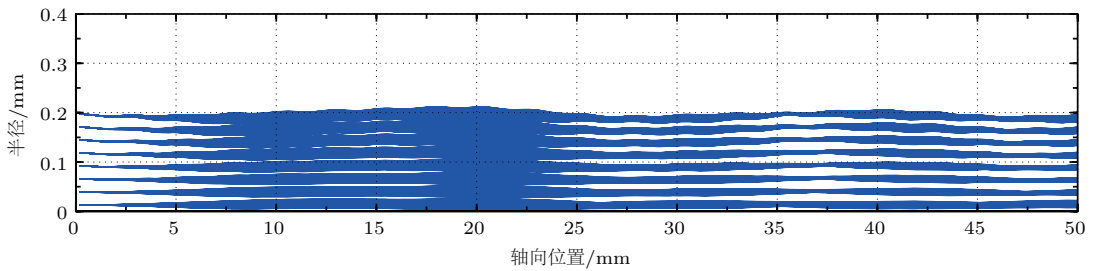


图4 三维模型下电子轨迹曲线 (输出功率 1 W, 频率 42.88 GHz)

Fig. 4. The trajectory curves of electrons in 3D model (output power is 1 W at 42.88 GHz).

忽略空间电荷场作用时, 一维模型与三维模型较为接近, 频率相差 0.05 GHz (一维模型振荡频率为 43.11 GHz, 三维模型为 43.04 GHz), 起振长度相差 1.2 mm (一维模型起振长度为 28.6 mm, 三维模型为 29.8 mm). 一维模型与三维模型的空间电荷场分布差异影响了振荡频率以及起振长度. 采用文献 [13] 中的一维空间电荷场分布时, 振荡频率与无空间电荷场的一维模型振荡频率差别不大, 为 43.12 GHz, 起振长度由 4.8 mm 延长为 33.4 mm. 而包含空间电荷场的三维模型计算的振荡频率为 42.88 GHz, 起振长度为 43.4 mm, 其轨迹波动曲线如图 4 所示.

需要注意的是由于相互作用沿电子注方向计算, 所以增益为负, 最小增益的绝对值即为最大返波增益.

比较可知, 显然一维模型与三维模型结果差异较大, 其原因是文献 [13] 中计算一维空间电荷场所用的交流电流分布 $j_{z,n}$ 采用半径的一次变化 (正比例变化):

$$j_{z,n} = \frac{I}{\pi b^2} \left(\frac{r}{\bar{r}} \right) \langle \exp(-in\psi) \rangle, \quad (24)$$

其中 \bar{r} 为积分平均半径, 归一化系数, 见文献 [7]. 事

实上在多数预设输出功率情况下, 电流密度分布并未按照一维模型设想的径向正比例变化. 三维模型中电荷分布如图 5 所示. 初始位置处电荷均匀分布, 随着互作用的进行, 径向分布范围逐渐增大, 但增大不如一维模型所设想的那么明显. 因而一维空间电荷场模型得到的结果偏小, 如直接采用均匀分布的交流电流分布, 得到修正的返波增益曲线如图 2 和图 3 中绿色方块符号线所示, 其结果与三维模型结果更接近.

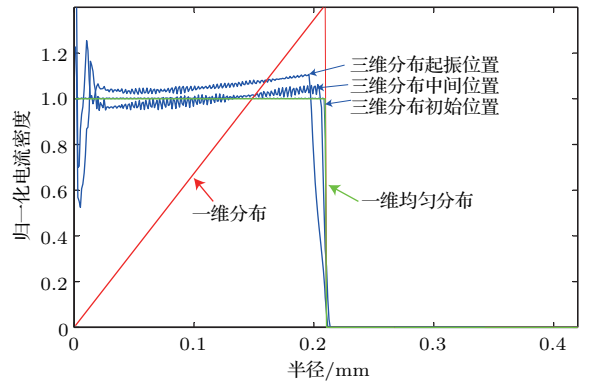


图5 (网刊彩色) 一维模型与三维模型在不同位置的径向电流分布图

Fig. 5. (color online) The current distribution in the radial direction in 1D and 3D models.

3.2 返波饱和功率计算

通过电子注径向分析判断, 三维空间电荷场更为合理. 利用三维模型计算得到管内不同返波饱和功率下的返波增益随轴分布以及对应的振荡频率变化情况(图6—图9). 显然振荡功率的变化与相互作用长度直接相关, 相互作用长度的延长增加了返波饱和功率(图8), 同时振荡频率也略有下降(图9, 图中频率变化范围较小). 然而返波饱和功率不可能无限制增加, 随着相互作用长度延长, 饱和功率增加, 对电子轨迹的调制影响迅速加强, 当功率增加至一定程度, 大量轨迹被截获. 同时饱和功率太大无法使出口功率下降至噪声水平. 另外, 随着功率的增加, 调制电子注在相互作用初期平均速度逐渐降低(相互作用初期电子吸收能量), 因而需要更低相速

的返波与之同步, 根据返波色散的相位-频率图, 频率随相速降低而降低, 这也说明了振荡频率下降的原因.

3.3 磁场分布抑制振荡

磁场能影响电子轨迹径向波动以及角速度, 以此来影响返波振荡. 文献[13]在考虑一维模型的基础上增加磁场对角速度的作用, 但磁场引起的轨迹径向波动对返波振荡抑制更明显(图10), 当周期磁场峰值大于布里渊磁场的 $\sqrt{2}$ 倍(实际采用2倍布里渊磁场)时, 电子轨迹明显被压制而向下波动, 电磁场相互作用有效面积减小, 同时径向半径小的-1次空间谐波耦合阻抗也迅速减小, 导致返波相互作用的抑制效果更明显, 从而进一步延长了起振长度, 抑制了返波振荡(图11).

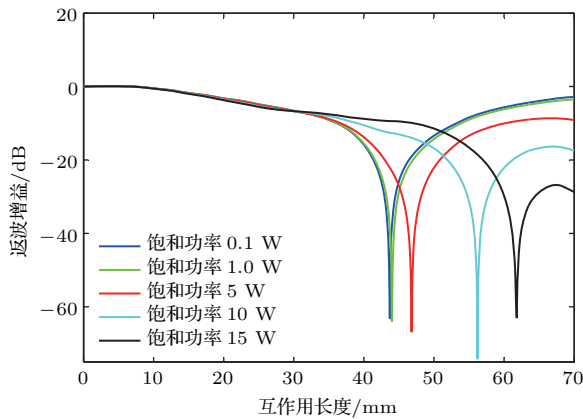


图6 (网刊彩色) 不同饱和功率下的返波增益随轴分布曲线
Fig. 6. (color online) The backward wave gain curves under different saturation powers.

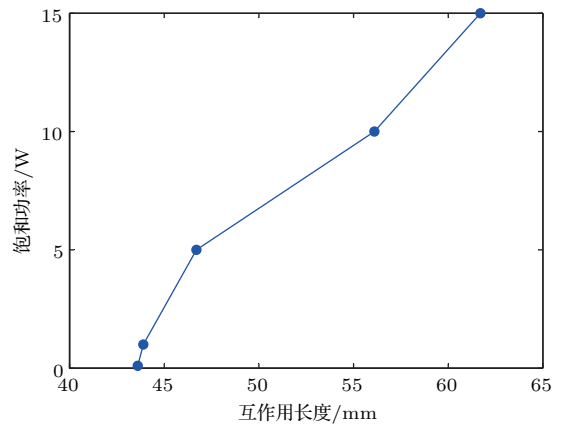


图7 返波相互作用长度与饱和功率关系图
Fig. 7. The saturation power versus interaction length of backward wave.

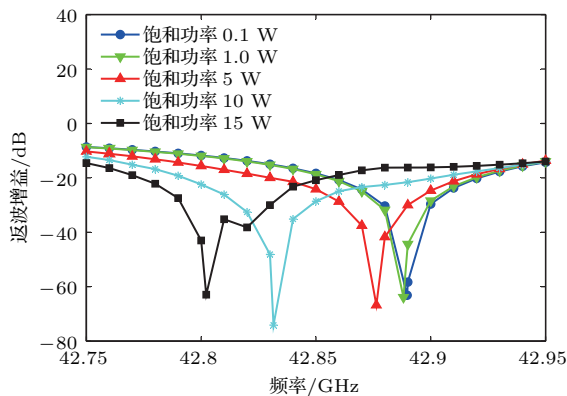


图8 (网刊彩色) 不同饱和功率下返波增益随频率分布曲线
Fig. 8. (color online) The backward wave gain curves under different saturation powers and frequencies.

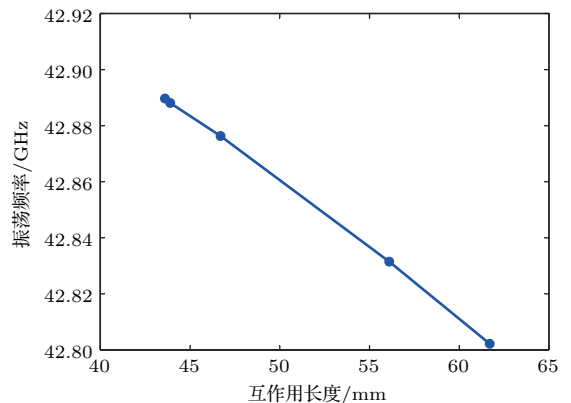


图9 返波相互作用长度与振荡频率的关系
Fig. 9. The oscillation frequency of backward wave versus interaction length.

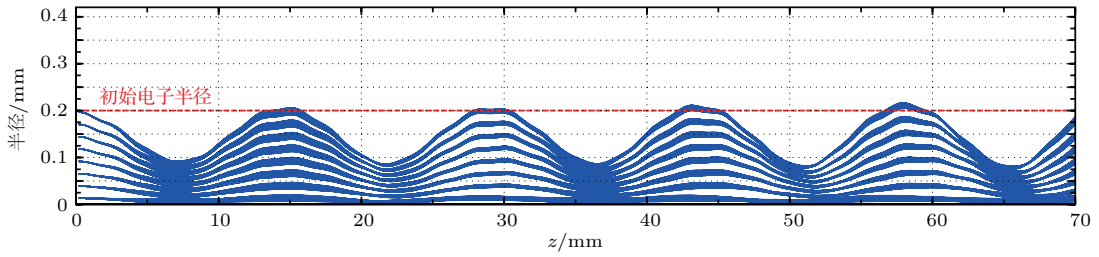


图 10 存在强磁场时三维模型电子轨迹曲线 (输出功率 1 W, 频率 42.88 GHz)

Fig. 10. The ripple curves of the trajectories of electrons in 3D model with a strong magnetic field (output power is 1 W at 42.88 GHz).

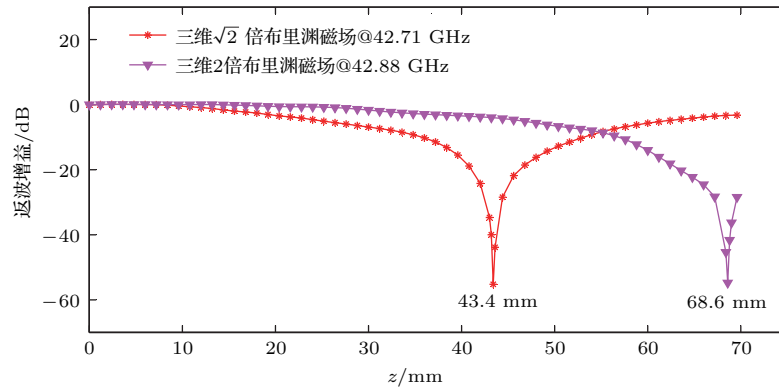


图 11 不同磁场强度下三维模型返波增益随轴分布图

Fig. 11. The backward wave gain curves in different magnetic fields in 3D model.

3.4 实验验证

以某一毫米波行波管为例, 对比了实验测试的振荡频率与一维和三维模型计算结果 (图 12 和图 13), 发现振荡频率随电压的变化趋势一致, 且呈现频率上升趋势, 一维模型计算的振荡频率相对误差在 6.7% 以内, 三维模型的相对误差在 4.8% 以内, 因而三维模型结果更接近实际值. 频率随电压上升的原因是电子注能量增加, 需要更高相速的返波频率与之匹配.

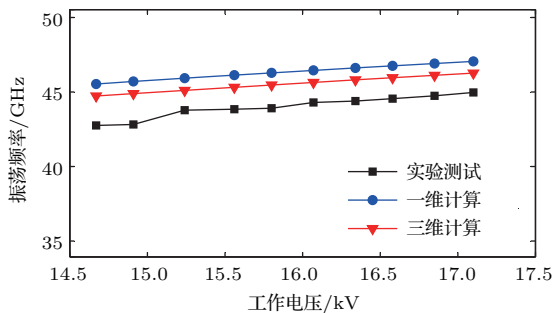


图 12 一维模型和三维模型振荡频率计算结果与实验结果的对比

Fig. 12. The oscillation frequency comparison among computation results of 1D and 3D models and experiment results.

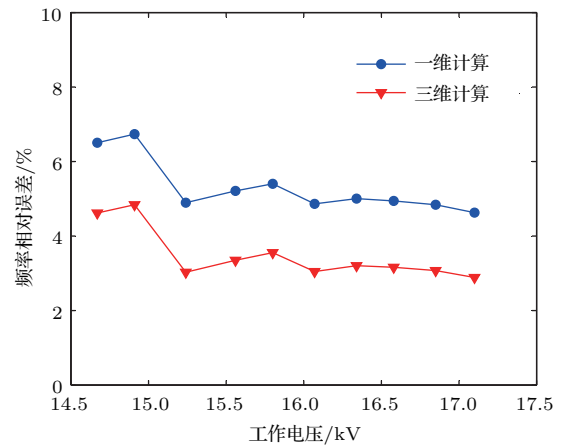


图 13 一维模型和三维模型振荡频率计算结果与实验结果的相对误差对比

Fig. 13. The relative error of oscillation frequency computation results of 1D and 3D models compared with experimental results.

4 结论

本文建立了三维非线性返波激励模型, 可以精确分析三维轨迹波动状态下的大功率螺旋线行波管返波振荡问题, 同时提出了返波饱和功率的迭代计算方法. 首先对比了一维模型与三维模型结果,

发现一维电流解析的径向分布模型与三维轨迹的实际分布差异较大, 使得空间电荷场模型不一致, 从而影响结果. 然后讨论了返波饱和功率的影响因素, 发现在一定范围内相互作用长度的延长增加了返波饱和功率激励, 且振荡频率略有降低, 分析了磁场对返波振荡的抑制作用, 最后通过与实验结果对比可得, 一维模型振荡频率与实测结果相比相对误差最大为6.7%, 而三维模型的相对误差在4.8%以内. 三维计算模型比一维模型更接近实际情况.

感谢中国电子科技集团第12研究所陈波老师提供的实验数据.

参考文献

- [1] Pierce J R 1950 *Traveling-Wave Tubes* (New York: Van Nostrand) pp1–248
- [2] Gilmour A S J 1994 *Principles of Traveling Wave Tubes* (Norwood: Artechhouse) pp94–132
- [3] Chernin D P, Antonsen T M J, Levush B, Whaley D R 2001 *IEEE trans. Electron Devices* **48** 3
- [4] Hao B L, Xiao L, Liu P K, Li G C, Jiang Y, Yi H X, Zhou W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3118 (in Chinese) [郝保良, 肖刘, 刘濮鲲, 李国超, 姜勇, 易红霞, 周伟 2009 物理学报 **58** 3118]
- [5] Hu Y L, Yang Z H, Li J Q, Li B, Gao P, Jin X L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6665 (in Chinese) [胡玉禄, 杨中海, 李建清, 李斌, 高鹏, 金晓林 2009 物理学报 **58** 6665]
- [6] Heffner H 1954 *Proc. IRE* **42** 930
- [7] Johnson H R 1955 *Proc. IRE* **43** 684
- [8] Belyavskiy E D, Goncharov I A, Martynyuk A E, Svirid V A, Khotiaintsev S N 2001 *IEEE trans. Electron Devices* **48** 1727
- [9] Belyavskiy E D, Chasnyk V I, Khotiaintsev S N 2006 *IEEE trans. Electron Devices* **53** 2830
- [10] Antonsen T M J, Safier P, Chernin D P, Levush B 2002 *IEEE trans. Plasma Sci.* **30** 1089
- [11] Chernin D P, Antonsen T M J, Levush B 2003 *IEEE trans. Electron Devices* **50** 2540
- [12] Gong Y B, Duan Z Y, Wang Y M, Wei Y Y, Wang W X 2011 *IEEE trans. Electron Devices* **58** 1556
- [13] Hu Y L, Yang Z H, Li B, Li J Q, Huang T, Jin X L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5439 (in Chinese) [胡玉禄, 杨中海, 李斌, 李建清, 黄桃, 金晓林 2010 物理学报 **59** 5439]
- [14] Hu Y L, Yang Z H, Li J Q, Li B 2011 *IEEE trans. Electron Devices* **58** 1562

Study of three-dimensional nonlinear backward-wave interaction model and numerical simulation for helical traveling wave tube*

Hu Yu-Lu[†] Hu Quan Zhu Xiao-Fang Li Bin Qiu Hai-Jian Gao Luan-Feng

(National Key Laboratory of Science and Technology on Vacuum Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 31 May 2016; revised manuscript received 12 September 2016)

Abstract

The wide band high power traveling wave tubes (TWTs) employed in radar, communication systems, etc. are always facing the backward wave oscillation (BWO) problem. However, it takes much time and computer resource to simulate BWO by the large electromagnetic software. Thus, several parametric models are developed to solve the problem faster. Most of those models do not discuss the saturated oscillation power. In this paper, a three-dimensional (3D) nonlinear backward-wave interaction model is presented, by which the BWO phenomenon can be accurately studied in TWTs and the oscillation power is also analyzed. This model is established with the equation of 3D excitation fields combined with 3D motion equations and 3D space charge force. The oscillation frequencies and the start-oscillation lengths are calculated by one-dimensional (1D) and 3D models, respectively, and they are carefully compared in the cases of with and without the space charge force, indicating that the space charge force in 1D model is much weaker than in 3D model. The reason for that is the model of current density for space charge model in 1D model is supposed to be proportional to particle radius, but the one in 3D model is almost uniform, which is indicated by 3D beam trace distribution analysis. The BWO saturated powers and the oscillation frequencies are studied by this nonlinear 3D backward-wave interaction model. The simulation results show that the BWO saturated power increases as the beam-wave interaction length extends before many trajectories intercept the helix. While the oscillation frequencies decrease, the large saturated power supplies more energy to the beam at the very beginning in beam-wave interaction starting region. Then the BWO suppression induced by the magnetic field effect of the beam ripple is also under consideration. As the magnetic force increases, not only some cross area of interaction beam is suppressed, but also the interaction impedance of -1 space harmonic decreases. So increasing magnetic field strength can obviously reduce BWO, while the effect on forward wave interaction should be balanced. Finally, a Ka-band tube is used to validate the 1D and 3D nonlinear backward-wave interaction models. The BWO frequencies at different voltages are compared among the experimental results and the calculations by 1D and 3D models. The results from the 3D model in the test voltage range are 4.8% lower than the experimental data, while the difference from the results of the 1D model is 6.7%. The 3D model seems to be more accurate than the 1D model.

Keywords: backward wave oscillation, saturated oscillation power, oscillation induced by magnetic field, helical traveling wave tubes

PACS: 84.40.Fe, 07.85.Qe

DOI: 10.7498/aps.66.028401

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61201003, 61301054).

† Corresponding author. E-mail: yuluhu@uestc.edu.cn