

改进的行波管三维非线性理论

李 斌, 杨中海, 朱小芳, 廖 莉, 肖 礼, 曾葆青

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

【摘要】研究了行波管中直流空间电荷场导致的电位下沉效应, 计算了谐波与电子注的相互作用, 并利用三维“塑性”宏粒子模型计算了交变空间电荷场, 同时考虑了有限聚焦磁场。基于上述改进的行波管三维非线性理论, 开发了可动态实时显示行波管工作状态的可视化科学计算软件, 并利用该软件分析了电位下沉效应、空间电荷力、谐波对行波管性能的影响, 得到了与实验测试更吻合的计算结果。

关键词 行波管; 三维; 非线性理论; 模拟

中图分类号 TN124.2 文献标识码 A

Improved Three Dimensional Nonlinear Theory of Traveling Wave Tubes

LI Bin, YANG Zhong-hai, ZHU Xiao-fang, LIAO Li, XIAO Li, ZENG Bao-qing

(School of Physical Electronics, UEST of China Chengdu 610054)

Abstract A three-dimensional (3D) nonlinear theory of traveling wave tubes (TWTs) is developed, which includes fundamental radio frequency (RF) and harmonic. When the instantaneous bandwidth exceeds octave, the harmonic is generated and the mutual coupling between harmonic and fundamental RF can be observed in TWTs due to nonlinear interaction between electron beam and RF. At low frequencies the harmonic has an obvious effect. Based upon Tien's disc model, a plastic 3D super-particle model is proposed to improve the nonlinear analysis of TWT. Numerical results by employing a periodic magnetic focusing field are presented including voltage sinking.

Key words traveling wave tubes; three dimension; nonlinear theory; simulation

宽带大功率行波管在瞬时带宽为倍频程以上时, 非线性注波相互作用将导致谐波的产生以及基波与谐波相互作用现象的出现^[1-3]。谐波对于大信号相互作用计算结果有较大的影响, 尤其在低频端影响最大。关于谐波的计算方法, 文献[3]曾提到按群聚电流的展开来求谐波相互作用大信号方程组, 群聚电流的展开是按相位 $\Phi = -\omega t + \beta z$ 进行的。由于 β 是频率的函数, 其大小由色散方程决定, 当频率线性变化时, 该频率的相位并不呈线性变化, 所以按 $K\Phi$ 展开是不合理的。为避免这一矛盾, 本文以相位 $\Phi_e = -\omega t + \beta_e z$ 展开高频电压和电流, 同时考虑了周期有限聚焦磁场; 考虑了直流空间电荷场效应(电位下沉); 采用三维“塑性”宏粒子模型计算了交变空间电荷场。

1 三维非线性理论

考虑谐波相互作用的行波管注波相互作用三维大信号非线性理论, 将螺旋线慢波结构处理为等效电路, 把

收稿日期: 2003-05-23

基金项目: 国防科技重点实验室基金资助项目(51440020203DZ02; 51440040204DZ0203)

作者简介: 李 斌(1974-), 男, 博士, 副教授, 主要从事微波管非线性理论与CAD技术方面的研究。

连续的电子注划分为分立的电荷扇梯形台, 然后采用拉格朗日分析方法, 导出行波管三维大信号的工作方程组^[2-7]。

1.1 电路方程

考虑 n 次谐波时, 沿传输线的高频电压的二阶微分方程为:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - v_{0k}^2 \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + 2\omega C_1 d_k \frac{\partial V}{\partial t} = v_{0k} z_{0k} \left[\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} + 2\omega C_1 d_k \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right] \quad (1)$$

将线路场 $V(z, r, t)$ 和体电荷密度 ρ 按 Φ_e 作傅里叶展开后作归一化处理。经过繁琐的运算便得到了以下两个电路方程:

$$\frac{d^2 A_{1k}}{dy^2} - k^2 A_{1k} \left[\frac{1}{C_1^2} - \left(\frac{1+C_1 b_k}{C_1} \right)^2 \right] + \frac{2k}{C_1} \frac{dA_{2k}}{dy} + 2kd_k A_{2k} \frac{(1+C_1 b_k)^2}{C_1} = -\frac{Z_{0k}}{Z_{01}} \frac{(1+C_1 b_k)}{C_1 \pi^2 x_b^2} k^2 \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_b} \frac{\psi_k x_0 \cos(k\Phi_{e0})}{1+2C_1 u_y} dx_0 d\Phi_{e0} d\phi_0 + 2 \frac{C_1}{k} d_k \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_b} \frac{\psi_k x_0 \sin(k\Phi_{e0})}{1+2C_1 u_y} dx_0 d\Phi_{e0} d\phi_0 \right\} \quad (2)$$

$$\frac{d^2 A_{2k}}{dy^2} - k^2 A_{2k} \left[\frac{1}{C_1^2} - \left(\frac{1+C_1 b_k}{C_1} \right)^2 \right] - \frac{2k}{C_1} \frac{dA_{1k}}{dy} - 2kd_k A_{1k} \frac{(1+C_1 b_k)^2}{C_1} = -\frac{Z_{0k}}{Z_{01}} \frac{(1+C_1 b_k)}{C_1 \pi^2 x_b^2} k^2 \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_b} \frac{\psi_k x_0 \sin(k\Phi_{e0})}{1+2C_1 u_y} dx_0 d\Phi_{e0} d\phi_0 + 2 \frac{C_1}{k} d_k \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_b} \frac{\psi_k x_0 \cos(k\Phi_{e0})}{1+2C_1 u_y} dx_0 d\Phi_{e0} d\phi_0 \right\} \quad (3)$$

式中 $k=1, 2, \dots, n$ 表示相应次谐波($k=1$ 表示基波); C_1 为基波增益参量; b_k 、 d_k 和 Z_{0k} 为基波和任意次谐波的相应的非同步参量、分布损耗参量和耦合阻抗。

1.2 力方程

电子在电磁场中的运动可以用Lorentz力方程来描述。在圆柱坐标系, 非相对论情况下, 外加磁场为周期聚焦磁场, 可以得出下面3个方向的力方程:

轴向力方程:

$$\left[1+2C_1 u_y \right] \frac{\partial u_y}{\partial y} = C_1 \sum_{k=1}^{\infty} \psi_k \left\{ \left[\frac{\sqrt{d} A_{1k}}{dy} + \frac{k}{C_1} A_{2k} \right] \cos(k\Phi_e - \theta_{kx}) + \left[\frac{dA_{2k}}{dy} - \frac{k}{C_1} A_{1k} \right] \sin(k\Phi_e - \theta_{kx}) \right\} + \frac{1}{2} \frac{\omega_{c1}}{C_1 \omega} \frac{2\pi}{y_L} x \sin\left(\frac{2\pi}{y_L} y + \phi_m\right) u_\phi - \frac{|\eta|}{2C_1 \omega u_0} E_{sc-z} \quad (4)$$

径向力方程:

$$\left[1+2C_1 u_y \right] \frac{\partial u_x}{\partial y} = C_1 \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \left[A_{1k} \frac{d\psi_k}{dx} - A_{2k} \psi_k \frac{d\theta_{kx}}{dx} \right] \cos(k\Phi_e - \theta_{kx}) + \left[A_{2k} \frac{d\psi_k}{dx} + A_{1k} \psi_k \frac{d\theta_{kx}}{dx} \right] \sin(k\Phi_e - \theta_{kx}) \right\} + \frac{1}{4C_1^3} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{x_0^2}{x} + \frac{2C_1}{x} u_x^2 - \frac{\omega_{c1}}{C_1 \omega} \cos\left(\frac{2\pi}{y_L} y + \phi_m\right) u_\phi - \frac{|\eta|}{2C_1 \omega u_0} E_{sc-r} \quad (5)$$

角向力方程:

$$\left[1+2C_1 u_y \right] \frac{\partial u_\phi}{\partial y} = \frac{\omega_{c1}}{C_1 \omega} \cos\left(\frac{2\pi}{y_L} y + \phi_m\right) u_x - \frac{1}{4} \frac{\omega_{c1}}{C_1^2 \omega} \frac{2\pi}{y_L} x \sin\left(\frac{2\pi}{y_L} y + \phi_m\right) \left(1+2C_1 u_y \right) - \frac{4C_1}{x} u_x u_\phi - \frac{|\eta|}{2C_1 \omega u_0} E_{sc-\phi} \quad (6)$$

速度相位方程:

$$\frac{\partial \Phi_e}{\partial y} = \frac{2u_y}{1+2C_1 u_y} \quad (7)$$

径向位置方程:

$$\frac{\partial x}{\partial y} = \frac{2C_1 u_x}{1+2C_1 u_y} \quad (8)$$

角向位置方程:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{2C_1 u_\varphi}{x(1+2C_1 u_y)} \quad (9)$$

式(4)~(6)中有关空间电荷力的计算在下一节有详细的讨论。

1.3 电位下沉

当电子注入螺旋线内部时,将引起电位下沉效应。如果螺旋线的长度远大于它的直径,则对于螺旋线终端影响可以忽略的区段,电子注为轴对称电子注,电位将只是径向坐标的函数: $U=U(r)$ 。假定电子注内边界半径 r_1 和外边界 r_2 (对于螺旋线行波管常用的实心电子注 $r_1=0$, $r_2=r_b$ 电子注半径)为已知。由高斯定理,可以获得电子注内部及电子注和螺旋线(r_a)之间的电位分布电子注外部的径向电位分布:

$$U(r) = U_a - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{r_a}{r}\right) \quad (10)$$

电子注横截面上的电位分布具有如下形式:

$$U(r) = U_b + \frac{\rho_0}{4\epsilon_0} (r_b^2 - r^2) \quad (11)$$

2 空间电荷力

行波管大信号分析中,连续的电子注可以用电荷不连续的有限个三维宏粒子来代表,因而群聚问题的研究就归结为对这些宏粒子的运动状态的分析。

假定电子注的径向划分数为 M ,角向划分数为 N ,单个扇梯形的总电荷为 Q 。对于注入半径为 b' 的电子注,扇梯形的面积 $\pi b'^2/(MN)$ 。利用电荷守恒,同时把电荷的空间分布转换为电荷的时间分布,可得到归一化的空间电荷位,因此 (r, φ, z) 处空间电荷场的3个分量为:

轴向空间电荷场:

$$E_{sc-z} = -\left(\frac{u_0}{\omega}\right) \frac{\omega_p^2}{|\eta|} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_{b'}} \frac{\chi'_0 d\chi'_0 d\varphi'_0 d\Phi'_{e0}}{2\pi\chi_a^2} F_{3-z} \text{sgn}(\Phi_e - \Phi'_e) \quad (12)$$

径向空间电荷场:

$$E_{sc-r} = -\left(\frac{u_0}{\omega}\right) \frac{\omega_p^2}{|\eta|} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_{b'}} \frac{\chi'_0 d\chi'_0 d\varphi'_0 d\Phi'_{e0}}{2\pi\chi_a^2} F_{3-r} \quad (13)$$

角向空间电荷场:

$$E_{sc-\varphi} = -\left(\frac{u_0}{\omega}\right) \frac{\omega_p^2}{|\eta|} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{x_{b'}} \frac{\chi'_0 d\chi'_0 d\varphi'_0 d\Phi'_{e0}}{2\pi\chi_a^2} F_{3-\varphi} \quad (14)$$

3 数值计算与结果讨论

三维大信号方程组的数值计算采用空间步长积分方法,从互作用输入端开始,逐步求解大信号工作方程组,一直算到输出端,迭代采用四阶龙格库塔法,可以满足精度要求。对于空间电荷场的计算,通过建立空间电荷场权函数表格,采用四次线性插值法,计算出每个电子所受到的合空间电荷力。通过判断每步的能量是否守恒,计算精度可以得到有效的控制。

3.1 谐波的影响

图1、2所示为未采用和采用谐波抑制技术后,行波管工作于高频、中频和低频时,基波和二次谐波归一化场幅值与归一化轴向距离的关系图。

在瞬时带宽为倍频程以上时,非线性相互作用导致了谐波的产生,而且谐波与基波发生了相互耦合的现象,从而对行波管的特性产生了重要的影响。尤其在低频端,此时2次谐波恰好等于高端频率,低频端的2次谐波吸收了较多的电子能量,从而得到放大。如果不采取有效的谐波抑制技术,谐波输出功率甚至有可能大于基波输出功率。

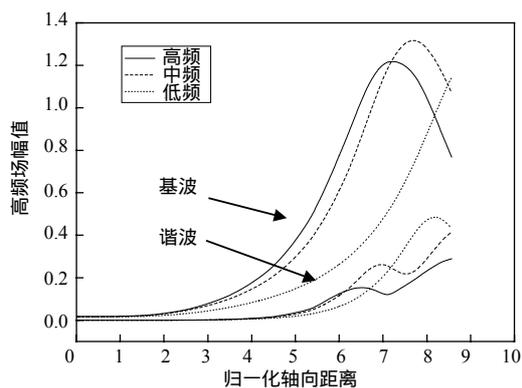


图1 未采用谐波抑制技术时基波和谐波高频场幅值

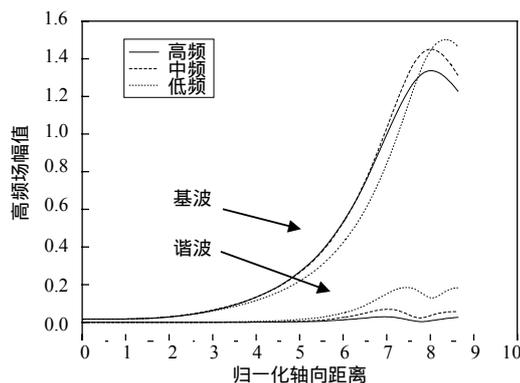


图2 采用谐波抑制技术时基波和谐波高频场幅值

3.2 空间电荷力的影响

行波管三维大信号工作方程组的数值求解,主要的计算机时将用于空间电荷力的计算。如图3所示空间电荷力主要起散焦作用,它能推迟电子群聚,使饱和长度增加,增益下降。在保证计算精度的同时如何有效地减少计算时间也是需要研究的一个主要问题。计算结果表明;1) 只加径向、轴向空间电荷力和同时加上3个方向空间电荷力,结果几乎没有差别,而计算时间却减少了90%以上;2) 采用三维宏粒子模型,只考虑轴向一维空间电荷力的计算不可行,此时计算结果接近于不加空间电荷力情况。导致该现象的原因,还需要进一步进行研究。因此,在三维大信号的数值计算中,可以忽略角向空间电荷力的计算,以换取更快的计算速度。

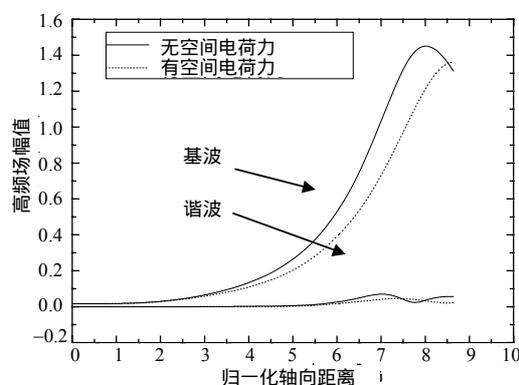


图3 空间电荷力的影响

参 考 文 献

- [1] 莫元龙, 谢仲怜. 考虑谐波相互作用的行波管自治非线性理论和重要结果[J]. 电子科技大学学报, 1996, 25(6):625-630
- [2] Li Bin, Yang Zhonghai. Three-dimensional nonlinear theory of traveling wave tubes and simulation [J]. Chinese Physics, 2003, 12(11):1 235-1 240
- [3] Rowe J E. Nonlinear electron-wave interaction phenomena [M]. New York: Academic Press, 1965
- [4] 刘盛纲. 微波电子学导论[M]. 北京:国防工业出版社,1985
- [5] Detweiler H K. Calculation of space-charge force in the analysis of traveling wave tubes [C]. JPL Quart. Tech. Rev., 1971,1:106-115
- [6] Freund H P. Three-dimensional theory of helix traveling-wave tubes [J]. IEEE Trans on Plasma Science, 2000, 28(3): 748-759
- [7] Xu L, Yang Z H, Mo Y L. Improved three-dimensional model for the nonlinear analysis of helix traveling-wave tubes[J]. International Journal of Electronics,2000, 187(3):377-384