

螺旋线行波管三维频域非线性 注波相互作用的计算*

郝保良^{1)†} 肖 刘¹⁾ 刘濮鲲¹⁾ 李国超^{1)‡} 姜 勇^{1)‡} 易红霞^{1)‡} 周 伟^{1)‡}

1) 中国科学院电子学研究所, 北京 100190)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2008 年 4 月 14 日收到, 2008 年 9 月 21 日收到修改稿)

基于行波管中慢电磁行波的周期传输特性和能流坡印廷定理, 考虑高频结构的衰减、切断、螺距的渐变与跳变对相互作用的影响, 建立了螺旋线行波管三维场论非线性自治工作方程组. 通过傅里叶展式将时域中的电流变换为与频率相关的交流电流分量, 采用等离子体粒子模拟的方法, 求解离散化的亥姆霍兹方程获得空间电荷场的三维数值解. 计算三维电子轨迹, 得到精确的相互作用后的电子能谱结构, 为多级降压收集极的设计提供关键参数. 计算结果与电子所 Ku 波段的测试值比较具有较好的一致性, 并分析了相互作用后的电子能谱结构, 与多级降压收集极的实验基本符合.

关键词: 行波管, 非线性注波相互作用, 空间电荷场, 等离子体粒子模拟

PACC: 4110, 4180D, 5235M

1. 引 言

非线性相互作用的计算一直是行波管理论中最关键和最复杂的研究课题之一, 其理论模型从粒子和场的空间维度上可分为一维、二维和三维模型. 一维非线性注波相互作用模型是将电子束沿纵向划分为刚性圆盘或圆环, 仅考虑电子的纵向运动, 由于行波管中的能量交换是在满足同步条件的电子与慢电磁行波的纵向分量之间进行的, 在电子束半径变化不大时一维模型取得很好的计算结果; 二维模型中考虑了电子的径向运动, 体现了电子与高频结构距离的敏感性, 更准确的预测输出信号, 并能够计算截获电流; 三维模型中进一步引入了粒子的角向划分, 与实际电子运动状态更接近, 电子和电磁波的形式是三维的, 能够更精确地计算高次谐波和返波对相互作用的影响, 并为三维多级降压收集极的优化提供精确的电子轨迹. 此外, 一维、二维和三维之间如果忽略了某一维的位置或速度可以称之为半一维和半二维模型. 相互作用的研究又分为时域和频域两种, 相对时域代码^[1]而言, 频域代码虽然获取的信息量减少,

但计算的速度大幅度提升, 可以实现上千次的优化计算, 大大提高了行波管的性能和研制速度.

目前非线性相互作用研究主要源于 Pierce^[2]和 Rowe^[3]在上世纪 50 和 60 年代的两本专著. 其中后者在专著中详细论述了行波管的非线性相互作用分析方法, 在此基础上 Detweiler^[4]和 MacGregor^[5]等开发的频域二维计算代码成为了长久的工业标准. 另外一个重要工作是 Vainshtein^[6]建立的波导激励模型, 在此基础上电子科大采用有限尺寸宏粒子计算空间电荷场^[7], 开发的二维和三维相互作用代码在国内得到了广泛应用.

近年来, 两种新的非线性相互作用理论引起了人们的广泛关注, 一是 Freund 等开发的二维和三维时域代码 GATOR^[8]和三维频域代码 GENESIS^[9]; 另外一个 Antonsen 和 Chemin 等开发的一维频域代码 CHRISTINE1D^[10]和三维频域代码 CHRISTINE3D^[11]. 两种模型中电流和线路场的动力学方程具有类似的形式, 不同的是对空间电荷场的处理. Freund 的三维频域中分别采用了螺旋带和螺旋导电面两种模型给出了模式叠加形式的空间电荷场解析形式; CHRISTINE1D 中采用螺旋导电面模型给出了一维空

* 国家科技支撑计划和中国科学院电子学研究所知识创新工程青年人才领域前沿项目资助的课题.

† E-mail: bhao@mail.ie.ac.cn

间电荷降低因子,而在三维频域代码中采用等离子体粒子模拟(PIC)的方法,更精确的计算出空间电荷场,该代码已逐渐成为美国行波管设计标准程序,并处于不断完善中^[12]。

本文基于行波管中电磁行波的周期传输特性和能流坡印廷定理,将线路场写成具有缓变复振幅的高频系统中各模式的叠加,获得了三维多频场论非线性自治方程组;通过分析螺旋线行波管中的慢波特性,将三维线路场表示为与频率、谐波数、传播常数、耦合阻抗和耦合磁导纳相关的解析形式,采用类似的PIC方法,将粒子电流和电量权重在固定的网格上,通过求解离散化的亥姆霍兹方程得到精确的三维空间电荷场。以C波段行波管为例,验证了非线性自治方程组和空间电荷场的准确性,与文献结果保持了很好的一致性;与电子所Ku波段行波管进行比较,计算值和实验结果在整个工作频带内的最大偏差小于15%,并分析了相互作用后的电子能谱结构,与实验基本符合。

2. 自治工作方程组

由信号分析可知,任何连续的时域信号均可以通过傅里叶展式变换为一系列离散的频率信号的叠加。在螺旋线缓变慢波结构中,线路场可表示为

$$E_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\omega} i a_{\omega}(z) \frac{mc^2}{q} \frac{2}{\sqrt{\eta}} A_{\text{eff}, \omega}^{-1/2} \mathbf{e}_{\omega}(\mathbf{x}) \times \exp\left[i\left(\int_0^z k_{z\omega}(z') dz' - \omega t\right)\right], \quad (1)$$

$$H_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) = \sum_{\omega} i a_{\omega}(z) \frac{mc^2}{q} \frac{2}{\sqrt{\eta}} A_{\text{eff}, \omega}^{-1/2} \mathbf{h}_{\omega}(\mathbf{x}) \times \exp\left[i\left(\int_0^z k_{z\omega}(z') dz' - \omega t\right)\right], \quad (2)$$

这里 A_{ω} 是缓变复振幅, m, q, c 和 η 分别为电子的质量、电量和真空中光速与波阻抗, $a_{\omega}(z) = P \cdot \exp(i\varphi) P_{\text{flux}2}$ 为归一化场振幅, $P_{\text{flux}2} = 1.3862 \times 10^9 \text{ W}$, P 和 φ 为信号输入功率和信号相位, $\mathbf{e}_{\omega}(\mathbf{x})$ 和 $\mathbf{h}_{\omega}(\mathbf{x})$ 为无源条件下Maxwell方程组的解,所有频率分量均为最小公因子频率 ω_0 的整数倍, $k_{z\omega}$ 是高频结构纵向传播因子,并满足慢波结构缓变条件 $|\partial k_{z\omega} / \partial z| \ll |k_{z\omega}|^2$ 。

用Maxwell方程中的安培定理点乘 $\mathbf{e}_{\omega}^*(\mathbf{x})$ 加上法拉第定理点乘 $\mathbf{h}_{\omega}^*(\mathbf{x})$,代入到坡印廷定理中,在一个电子波长内和横截面上积分,得到行波管中电

流和线路场的动力学方程

$$\left(\frac{d}{dz} + \frac{\alpha_{\omega}(z)}{8.686}\right) a_{\omega}(z) = \frac{2\pi i}{I_A A_{\text{eff}, \omega}^{1/2} \sqrt{\eta}} \frac{1}{T} \iint \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_{\omega}^*(\mathbf{x}) \times \exp\left[-i\left(\int_0^z k_{z\omega}(z') dz' - \omega t\right)\right] dt d^2 \mathbf{x}_{\perp}, \quad (3)$$

式中, $A_{\text{eff}, \omega} = \frac{1}{2} \int d^2 \mathbf{x}_{\perp} z \cdot [\mathbf{e}_{\omega}(\mathbf{x}) \times \mathbf{h}_{\omega}^*(\mathbf{x}) + \mathbf{e}_{\omega}^*(\mathbf{x}) \times \mathbf{h}_{\omega}(\mathbf{x})]$ 是结构冷场功率流, $\alpha_{\omega}(z)$ 为行波管的衰减,单位为dB/m, $I_A = -1.7 \times 10^9 \text{ A}$, \mathbf{J} 为电子束的电流密度^[9]

$$\mathcal{J}(\mathbf{x}, t) = \sum_k q_k \mathbf{v}_k(t) \delta^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}(t)) \delta(z - z_k(t)), \quad (4)$$

其中, q_k 为第 k 个粒子所带的电荷量, $\mathbf{v}_k(t)$ 和 $\mathbf{x}_k(t)$ 为第 k 个粒子 t 时刻的速度和位置, $\delta^{(2)}$ 和 δ 函数表示了电流与空间坐标的关系。

与一维非线性理论相仿,引入电子的相位关系

$$\psi_k(z) = \omega(z/v_{z0} - t_k(z)), \quad (5)$$

v_{z0} 为电子的平均纵向速度, $t_k(z)$ 为第 k 个粒子到达 z 位置的时间,最终(3)式右边在一个电子周期内展开为

$$\frac{2\pi i}{\sqrt{\eta} I_A} \sum_k I_k \frac{\mathbf{v}_k(z) \cdot \mathbf{e}_{\omega}^*(r_k)}{v_{zk}(z) A_{\text{eff}}^{1/2}(z)} \times \exp\left[-i\left(\int_0^z \left(k_{z\omega}(z') - \frac{\omega}{v_{z0}}\right) dz' - n\theta - \psi_k(z)\right)\right], \quad (6)$$

$I_k = q_k / T$ 为第 k 个粒子的电流。在螺旋线行波管中的电磁波具有轴向周期性和螺旋对称性,所有电磁场分量均满足Floquet定理^[14]

$$F(r, \theta, z, t) = \sum_n F_n(r) \exp(-in(\theta - k_H z)) \times \exp(i(kz - \omega t)), \quad (7)$$

式中 $k_H = 2\pi/p$, p 为螺旋线的螺距。为了确定电场和磁场的三维分量形式,将由实验或电磁场计算软件(如HFSS和CST)获得的 n 次谐波轴向耦合阻抗 $K_n(0)$ 和耦合磁导纳 $L_n(0)$ 代入到无源条件下的波动方程得到三维线路场的解析表达式

$$\frac{e_{zn}(r_k)}{A_{\text{eff}}^{1/2}} = ik_n I_n (\gamma_n r_k \mathbf{I} K_n(0))^2,$$

$$\frac{h_{zn}(r_k)}{A_{\text{eff}}^{1/2}} = k_n I_n (\gamma_n r_k \mathbf{I} L_n(0))^2,$$

$$\frac{e_{\theta n}(r_k)}{A_{\text{eff}}^{1/2}} = \frac{k_n^2}{\gamma_n} I_n (\gamma_n r_k \mathbf{I} K_n(0))^2$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{n\omega k_n \mu_0}{\gamma_n^2 r} I_n(\gamma_n r_k \mathbf{I} L_n(0))^{1/2}, \\
\frac{e_{\theta n}(r_k)}{A_{\text{eff}}^{1/2}} &= -i \frac{nk_n^2}{\gamma_n^2 r} I_n(\gamma_n r_k \mathbf{I} K_n(0))^{1/2} \\
& + i \frac{\omega k_n \mu_0}{\gamma_n} I_n'(\gamma_n r_k \mathbf{I} L_n(0))^{1/2}, \\
\frac{h_m(r_k)}{A_{\text{eff}}^{1/2}} &= i \frac{n\omega k_n}{\gamma_n^2 r} I_n(\gamma_n r_k \mathbf{I} K_n(0))^{1/2} \quad (8) \\
& - \frac{ik_n^2}{\gamma_n} I_n'(\gamma_n r_k \mathbf{I} L_n(0))^{1/2}, \\
\frac{h_{\theta n}(r_k)}{A_{\text{eff}}^{1/2}} &= \frac{\omega \epsilon_0 k_n}{\gamma_n} I_n(\gamma_n r_k \mathbf{I} K_n(0))^{1/2} \\
& - \frac{n}{\gamma_n^2 r} k_n^2 I_n(\gamma_n r_k \mathbf{I} L_n(0))^{1/2},
\end{aligned}$$

这里, I_n 为 n 阶贝塞尔函数, $\gamma_n = \sqrt{k_n^2 - \omega^2/c^2}$, $k_n = k_{z0} + nk_{z0}$. 螺旋线行波管中电子主要是和电磁波的纵向电场发生作用, 交流磁场对注波互作用的影响很小, 因此耦合磁导纳的影响被忽略, 而在其他不具有轴对称的慢波结构中(如横向场行波管)耦合磁导纳是必须考虑的因素之一.

使用 $d/dt = v_z d/dz$ 的变换, 将物理量对时间的变化转换为对纵向位置的变化, 采用相对论洛伦兹方程计算三维电子(等效粒子团)运动, 得到电子的动量、能量、位置及电子相位变化的方程组

$$\begin{aligned}
\frac{dp_x}{dz} &= \frac{-e}{p_z} [\gamma m_0 E_x + (p_y B_z - p_z B_y)], \\
\frac{dp_y}{dz} &= \frac{-e}{p_z} [\gamma m_0 E_y + (p_z B_x - p_x B_z)], \\
\frac{dp_z}{dz} &= \frac{-e}{p_z} [\gamma m_0 E_z + (p_x B_y - p_y B_x)], \\
\frac{d\gamma}{dz} &= \frac{-e}{m_0 c^2 p_z} [p_x E_x + p_y E_y + p_z E_z]; \quad (9a) \\
\frac{dx}{dz} &= \frac{p_x}{p_z}, \\
\frac{dy}{dz} &= \frac{p_y}{p_z}, \\
\frac{d\psi}{dz} &= \omega \left(\frac{1}{v_{z0}} - \frac{\gamma m_0}{p_z} \right). \quad (9b)
\end{aligned}$$

3. 空间电荷场的计算

在电子与电磁波的相互作用过程中, 空间电荷场的计算一直都是相互作用计算的难点. 在一维圆盘模型中, 电子没有横向运动, 电子束的半径和横向电

子密度认为是不变的, 采用解析形式给出等效的等离子体降低因子. 而在三维理论中, 电子的运动是三维的, 解析形式的空间电荷场非常复杂并采用了很多近似. 本文采用 CHRISTINE3D 中类似的 PIC 方法, 将粒子电流和电量权重在固定的网格上, 求解离散化的亥姆霍兹方程得到行波管中的空间电荷场, 代替了一维场论中的等离子体降低因子, 假定所有物理量均有时间因子 $\exp(i(kz - \omega t))$, 电场和磁场的亥姆霍兹方程

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 - k^2)E_z = i\gamma(k_0 J_z + kc\rho), \quad (10)$$

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 - k^2)H_z = \nabla_{\perp} \cdot (z \times J_{\perp}), \quad (11)$$

这里, J 和 ρ 为电流密度和电荷密度, 由(4)式经傅里叶变换而来,

$$\begin{aligned}
J_z(z) &= \sum_{k \in T} I_k S^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}(z)) \\
& \quad \times \exp(i(kz - \omega t)) \exp(-i\psi_k(z_k)), \\
J_r(z) &= \sum_{k \in T} \frac{v_{kr}}{v_{kz}} I_k S^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}(z)) \\
& \quad \times \exp(i(kz - \omega t)) \exp(-i\psi_k(z_k)), \\
J_{\varphi}(z) &= \sum_{k \in T} \frac{v_{k\varphi}}{v_{kz}} I_k S^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}(z)) \\
& \quad \times \exp(i(kz - \omega t)) \exp(-i\psi_k(z_k)), \\
\rho(z) &= \sum_{k \in T} \frac{I_k}{v_{kz}} S^{(2)}(\mathbf{x}_{\perp} - \mathbf{x}_{\perp k}(z)) \\
& \quad \times \exp(i(kz - \omega t)) \exp(-i\psi_k(z_k)). \quad (12)
\end{aligned}$$

考虑在金属螺旋线面上的电场为零、磁场连续, 方程的近似等效边界为

$$\begin{aligned}
E_z|_{r=r_h} &= 0, \\
\frac{\partial H_z}{\partial r} \Big|_{r=r_h} &= 0. \quad (13)
\end{aligned}$$

将电流密度和电荷密度权重到固定的网格上, 方程(10)和(11)经过离散后的解是一个典型的求解大型稀疏矩阵的问题^[15]. 电场和磁场的纵向分量确定后, 代入到有源条件下的波动方程得到横向分量, 从而三维空间电荷场被确立. 在不考虑返波互作用的影响时, 角向粒子划分不影响计算结果, 因此, 目前开发的程序严格意义上为二维半程序. 通常为模拟准确的电子群聚, 空间电荷场计算的频率数大于线路场的频率数. 由于 PIC 方法计算空间电荷场需要求解大型稀疏矩阵, 消耗了大部分的相互作用时间, 这里要注意的是网格划分和粒子数问题. 综合考虑计算精度和消耗时间, 模拟经验是一个网格内有五个以上粒子, 计算的精度就能够得到保证.

4. 聚焦磁场

外加周期永磁聚焦磁场⁹ (PPM)

$$B_{ext} = B_w [I_0(k_w r) \cos(k_w z) \hat{e}_z + I_1(k_w r) \sin(k_w z) \hat{e}_r], \quad (14)$$

这里 B_w 为磁场峰值, $k_w = 2\pi/\lambda_w$, λ_w 为磁场周期. 选取 $\lambda_w \rightarrow \infty$, 聚焦磁场对应为直流磁场 $B_{ext} = B_0 \hat{e}_z$. 对于发射均匀的电子束, 磁场峰值小于三倍的布里渊磁场, 可采用近似的直流电场理论解⁹.

5. 计算结果和有效性验证

在行波管中电子与慢波相互作用满足同步条件 $\omega \approx k_z v_{z0}$, 而随着谐波次数的增加, 耦合阻抗迅速降低, 因此通常设计与基波分量相互作用. 采用横向均匀电荷密度的理想圆柱或圆环发射模型, 考虑外加旁轴近似磁场、电压降、衰减、切断、谐波输出及螺距的渐变与跳变编写半解析半粒子模拟的参数化程序, 所有的偏微分方程和方程组均采用四阶龙格库塔格式, 考虑六次空间电荷场在单信号输入的情况下运行时间小于 10 min.

5.1. C 波段行波管

采用文献 [11] 中的 C 波段行波管, 螺旋线工作电压 4000 V, 工作电流 130 mA, 磁场峰值 872.2 G ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$) 磁场周期 3.03 mm, 输入信号 4 GHz, 输入功率为 0.5 W, 全长 110 mm, 切断为 11—20 mm.

图 1 是电子在 PPM 中的径向位置变化, 输出端的电子束半径约为输入端的 1.5 倍. 图 2 显示了电子相位的演化过程, 随着电子在互作用空间的纵向运动, 电子群聚不断加深, 高频电流增加, 激发出的

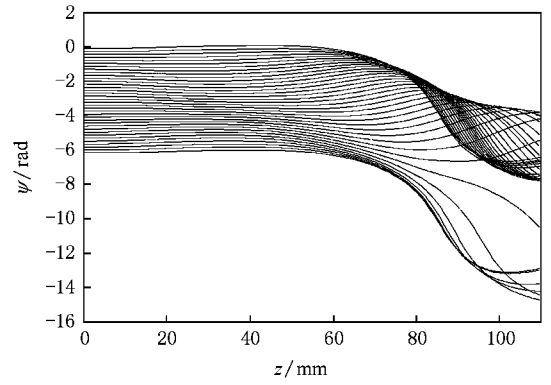


图 2 电子相位群聚

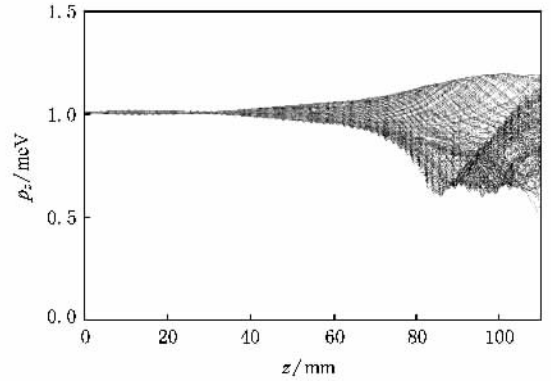


图 3 纵向动量变化

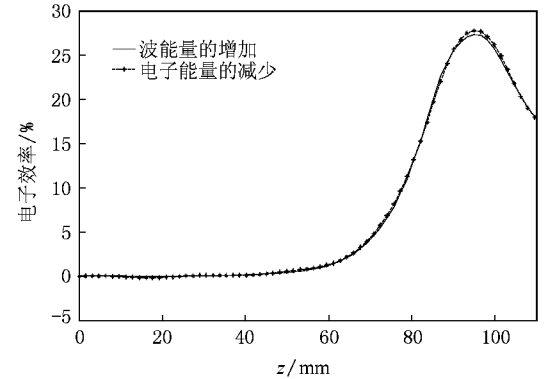


图 4 能量守恒的检验

高频电磁场, 进一步调制电子, 放大输入信号. 图 3 是电子的纵向动量变化图, 满足同步条件的电磁波与电子相互作用, 部分电子吸收电磁波的能量速度增加, 而大部分电子将能量传递给电磁波速度减小, 输入信号的平均功率流增加.

行波管的电子效率有两种计算方式, 一种是用功率除电压电流积 $\eta = \text{Power}/VI$; 另一种方式是电子

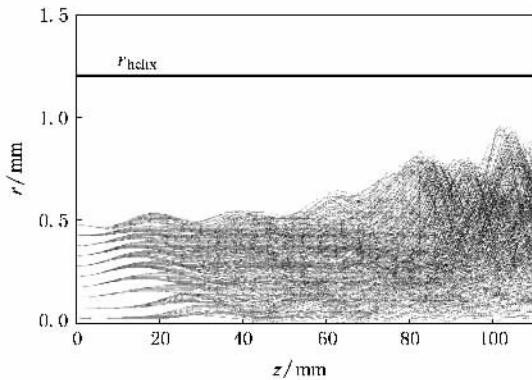


图 1 电子运动轨迹

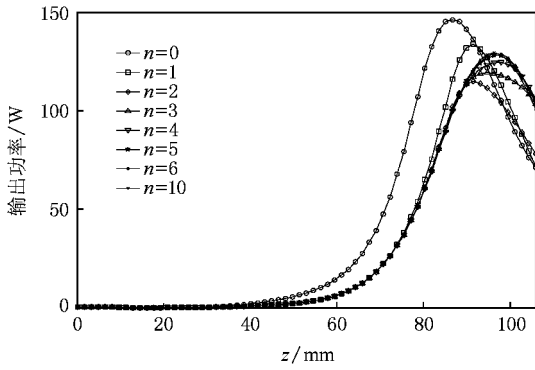


图 5 空间电荷效应

能量的变化比 $\eta_e = \sum_k (\gamma_k - 1) / \sum_k N(\gamma_{k0} - 1)$, 两种计算方式的统一, 即是否符合能量守恒定律是证明理论正确性的重要标志. 图 4 为考虑六次空间电荷场, 不考虑高频结构的衰减时两种方法计算行波管电子效率随轴向的变化图, 结果显示二者保持了很好的统一性, 考虑高频结构衰减时一部分能量被高频结构吸收掉, 第一种计算方法的电子效率小于第二种.

图 5 是采用 PIC 方法计算空间电荷效应的模拟结果, 考虑超过 5 次以上空间电荷场计算结果收敛, 基波输出与文献结果保持了很好的一致性, 谐波输出差别比较大, 这与模型的谐波线路场表达式有关. CHRISTINE 模型在单频计算中采用了空间谐波传播因子 $k_n = k_{z0} + nk_H$, 而本文的谐波场采用时间谐波传播因子 $k_n = k_{z0} + nk_{z0}$, 通常时间谐波的耦合阻抗大于空间谐波耦合阻抗, 饱和功率较大.

5.2. Ku 波段行波管

电子所正在研制的某 Ku 波段行波管, 采用双跳变技术电子效率从 9% 提高到 14%. 工作电压 7.8 kV、电流 310 mA, 输出功率大于 350 W. 采用 PPM 聚

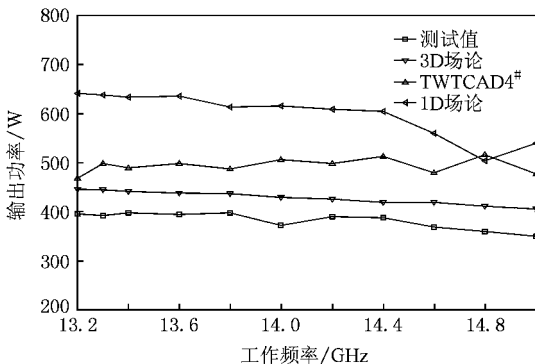


图 6 某 Ku 波段行波管饱和输出功率计算值与测试值的比较

焦, 峰值是布里渊磁场的 2.5 倍, 电子在三维空间内“摇摆”前进. 图 6 是三种软件计算值与测试结果比较, 1D 场论^[13,16]仅考虑电子的纵向运动, 采用螺旋导电面模型计算空间电荷场的解析解, 输出功率偏差较大; TWTCAD4# 采用了二维波导激励模型, 电子的径向粒子划分反映了线路场的径向敏感性, 与实际更接近; 3D 场论模型进一步考虑电子的角向运动, 描述了实际的工作状态, 采用 PIC 算法给出了空间电荷场的数值解, 计算值与测试值最大偏差小于 15%, 在整个工作频带内具有较好的一致性.

为提高行波管的总效率, 可采用多级降压收集极回收相互作用后的电子能量. 多级降压收集极的设计依赖于相互作用程序计算的准确性, 因此, 给出精确的注波相互作用后的电子能谱结构是多级降压收集极设计的重要研究内容和关键技术之一. 图 7 是采用电压电流形式相互作用后的电子能谱柱状分布图. 为更方便地将相互作用后的电子能谱用于多级降压收集极的设计, 收集极电压 V_j 与收集电流 I_j 的关系采用如下计算形式:

$$I_j = I_1 - \sum_{V_i > V_j} I_i, \quad (15)$$

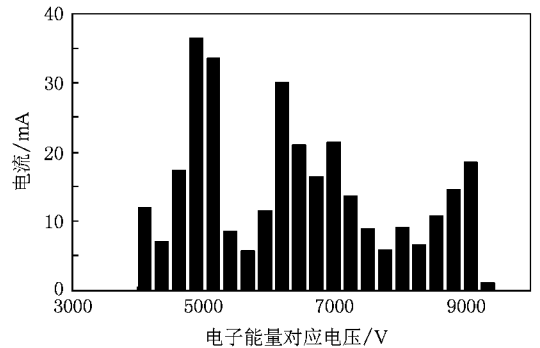


图 7 相互作用后的电子能谱

这里, I_1 为电子束总电流, I_i 为粒子团电流. 图 8 是 Ku 波段行波管的多级降压收集极收集能力分析图. 遗憾的是目前电子所不具备直接测量电子能谱的实验条件, 而是通过多级降压收集极的降压分析间接检验相互作用的计算结果. 实验发现, 当收集极降压超过 4 kV, 螺旋线截获电流增加, 出现返流, 与计算结果基本符合.

6. 结 论

基于场论模型建立了螺旋线行波管多频三维非

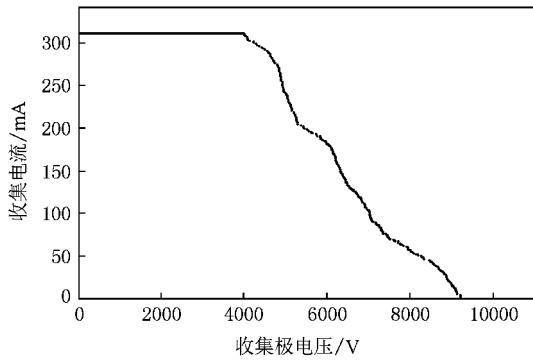


图 8 多级降压收集极收集能力分析图

线性自治方程,采用等离子体粒子模拟的方法研究

行波管中的空间电荷场,使得在频域下的参数化螺旋线行波管计算程序更精确、更符合实际,并为多级降压收集极的计算输出三维电子轨迹,给出相互作用后的电子能谱,从物理分析和模拟与实验结果比较上证明了自治方程组和空间电荷场计算方法的正确性.与电子所的多个管型比较,计算与实验结果具有很好的一致性,正在应用于新管型的研制中.

此模型还可扩展到其他微波管的非线性相互作用研究,如耦合腔行波管、扩展相互作用速调管和横向场行波管.诚然,模型仍有不完善的地方,如直流场的迭带计算、返波振荡、多频分析、精确的螺旋线边界条件等还需要进一步研究.

- [1] Weiland T 1984 *Particle Accel.* **15** 245
- [2] Pierce J R 1950 *Traveling Wave Tubes* (New York : Van Nostrand)
- [3] Rowe J E 1965 *Nonlinear Electron-Wave Interaction Phenomena* (New York : Academic Press)
- [4] Detweiler H K 1968 *Univ. Michigan Electron Physics Lab. Rep.* RADC-TR-68-433
- [5] MacGregor D M 1986 Ann Arbor , MI :Electrocon Int.
- [6] Vainshtein L A 1958 *Eng. Electron* **9** 116
- [7] Li J Q , Mo Y L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4117 (in Chinese) [李建清、莫元龙 2006 物理学报 **55** 4117]
- [8] Freund H P , Zaidman E G 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2292
- [9] Freund H P 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 748
- [10] Antonsen Jr. T M , Levush B 1997 *ADA* 327112
- [11] Chemin D P , Antonsen Jr. T M *et al IEEE Trans. Electron Devices* **48** 3
- [12] Dialetis D , Chemin D P *et al 2007 IEEE Trans. Electron Devices* **54** 888
- [13] Xiao L , Su X B , Liu P K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5151 (in Chinese) [肖 刘、苏小保、刘濮鲲 2006 物理学报 **55** 5151]
- [14] [张克潜、李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论(北京:电子工业出版社)]
- [15] [吕英华 2006 计算电磁学的数值方法(北京:清华大学出版社)]
- [16] Xiao L , Su X B and Liu P K 2007 *Journal of Electronics & Information Technology* **29** 751 (in Chinese) [肖 刘、苏小保、刘濮鲲 2007 电子与信息学报 **29** 751]

Calculations of three-dimensional frequency-domain nonlinear beam-wave reaction for helix traveling wave tubes^{*}

Hao Bao-Liang^{1,2)†} Xiao Liu¹⁾ Liu Pu-Kun¹⁾ Li Guo-Chao^{1,2)}

Jiang Yong^{1,2)} Yi Hong-Xia^{1,2)} Zhou Wei^{1,2)}

1) *Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

2) *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

(Received 14 April 2008 ; revised manuscript received 21 September 2008)

Abstract

Considering the attenuation, severing, taper and magnetic admittance, the self-consistent working equations are presented, which describe the operation of 3D nonlinear beam-wave interaction for helix traveling wave tube based on periodic structure characteristic and Poynting's theorem. Using Fourier transform from time-dependent current to ac current consisting of a series of wave frequencies, the space fields are obtained through weighing charge particles to fixed meshes with the help of particle-in-cell technique. The model also computes 3D electronic tracks and helix interception current, the electronic energy spectrum of spent beam are represented, which is helpful for designing multistage depressed collector (MDC). Calculation of Ku-band TWT in IECAS was shown to be in better agreement with experiment, including output power and analysis of MDC.

Keywords : traveling-wave tube, nonlinear beam-wave interaction, space field, particle-in-cell

PACC : 4110, 4180D, 5235M

^{*} Project supported by the National Key Technology R&D Program of China, and the Knowledge Innovation Program of the Chinese Academy of Sciences.

[†] E-mail: blhao@sina.com.cn