

螺旋线行波管注波相互作用时域理论*

彭维峰 胡玉禄 杨中海 李建清 陆麒如 李 斌†

(电子科技大学大功率微波电真空器件技术国防科技重点实验室, 成都 610054)

(2010 年 1 月 12 日收到; 2010 年 7 月 6 日收到修改稿)

研究了螺旋线行波管中电子注与高频场相互作用的时域理论. 电子对场的作用由高频场方程和空间电荷场方程模拟, 场对电子注的作用由运动方程模拟. 在螺旋导电面模型下利用安培环路定理和法拉第电磁感应定律得到了时域高频场方程. 利用空间电荷波模型处理空间电荷场, 得到了空间电荷场方程. 将高频场和空间电荷场代入洛伦兹力方程, 得到了运动方程. 利用耦合阻抗处理高频场方程的激励源, 使得高频场方程的求解能够借助诸如 HFSS 或 HFCS 等高频模拟软件来实现, 增强了时域理论的灵活性. 基于上述理论, 编写软件数值模拟某螺旋线行波管, 验证了时域理论的可行性.

关键词: 螺旋线行波管, 注波相互作用, 时域理论, 耦合阻抗

PACC: 4110F, 4110H

1. 引 言

螺旋线行波管可以工作在倍频程以上, 兼顾高增益和高功率的特点, 广泛应用于通信和军事领域, 是当前真空电子器件领域中研究和发展的最活跃的器件^[1-3], 对其注波互作用的研究是优化其结构和改善其工作性能的关键^[4,5]. 现阶段使用较多的行波管互作用理论主要有两大类, 分别是以 CHRISTINE 软件^[6-8]为代表的频域理论和以 GATOR 软件^[9-11]为代表的时域理论.

在时域理论中电子分布于整个相互作用轴向区间, 利用时间和位置交替迭代的办法处理电子与场之间的互作用过程. 时域理论的计算时间比频域理论长, 但时域理论可以深入分析空间电荷场和返波振荡. 同时随着计算机技术的发展, 在工程应用上时域理论的计算时间已经可以接受.

本文给出了基于螺旋导电面模型的时域高频场方程, 结合频域理论在处理高频场方程时引入耦合阻抗的技巧, 将高频场方程中需要解析求解的变量转换成能利用仿真软件(如微波管模拟器套装 MTSS 软件^[12]中的高频电路模拟器 HFCS 软件^[13]或商用 HFSS 软件^[14])求解的物理量. 从而实现了时域互作用模拟和其他软件的结合. 编写基于上述

理论的一维程序来模拟互作用, 验证了本文时域理论的可行性.

2. 理论模型

2.1. 高频场表达式

本文采用螺旋导电面模型处理螺旋线慢波结构, 该模型满足周期性边界条件和角向对称条件, 适用于弗洛奎定理. 考虑输入信号为正弦信号, 结合纵向场法将螺旋线行波管中的高频电场和低频磁场分别写为

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = & \delta \hat{E}(z, t) \exp[i(k_z z - \omega t + \delta\varphi)] \\ & \times [-iR(r) \hat{r} - \beta\Theta(r) \hat{\theta} \\ & + Z^{(e)}(r) \hat{z}], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = & \delta \hat{E}(z, t) \exp[i(k_z z - \omega t + \delta\varphi)] \\ & \times [\Theta(r) \hat{r} - i\beta R(r) \hat{\theta} \\ & + iZ^{(b)}(r) \hat{z}], \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $R(r)$, $\Theta(r)$, $Z^{(e)}(r)$ 和 $Z^{(b)}(r)$ 为随径向位置 r 变化的归一化高频场本征分量函数, $\beta = \omega / (ck_z)$ 为归一化相速度, $\delta \hat{E}$ 为随轴向位置 z 和时间 t 变化的场幅值, ω 和 k_z 分别为信号的角频率和轴向波

* 国家自然科学基金(批准号:61071030, 60801029, 10876005, 60931001)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: libin@uestc.edu.cn

数, $\varphi = k_z z - \omega t$ 为信号相位, $\delta\varphi$ 为由于电子注加载导致的轴向波数变化所引起的相位变化. 注意到冷腔(即没有电子注加载的高频结构)中 $\delta\hat{E}$ 不变, 且 $\delta\varphi = 0$. 取(1)和(2)式的实部, 利用三角函数积化和差表达式得

$$\delta\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \delta\hat{E}^{(1)}\mathbf{e}(\mathbf{x}, t) + \delta\hat{E}^{(2)}\mathbf{e}^*(\mathbf{x}, t), \quad (3)$$

$$\delta\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \delta\hat{E}^{(1)}\mathbf{b}(\mathbf{x}, t) + \delta\hat{E}^{(2)}\mathbf{b}^*(\mathbf{x}, t),$$

其中本征矢量函数为

$$\begin{aligned} \mathbf{e}(\mathbf{x}, t) &= R(r)\hat{r}\sin\varphi_n \\ &\quad - [\beta\Theta(r)\hat{\theta} - Z^{(e)}(r)\hat{z}]\cos\varphi, \\ \mathbf{b}(\mathbf{x}, t) &= \Theta(r)\hat{r}\cos\varphi_n \\ &\quad + [\varepsilon(r)\beta R(r)\hat{\theta} - Z^{(b)}(r)\hat{z}]\sin\varphi, \\ \mathbf{e}^*(\mathbf{x}, t) &= R(r)\hat{r}\cos\varphi_n \\ &\quad + [\beta\Theta(r)\hat{\theta} - Z^{(e)}(r)\hat{z}]\sin\varphi, \\ \mathbf{b}^*(\mathbf{x}, t) &= -\Theta(r)\hat{r}\sin\varphi \\ &\quad + [\varepsilon(r)\beta R(r)\hat{\theta} - Z^{(b)}(r)\hat{z}]\cos\varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

本征矢量函数之间存在下列关系:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{e} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} &= \nabla \times \mathbf{e}^* + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{b}^*}{\partial t} \\ &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{b} - \varepsilon(r) \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t} &= \nabla \times \mathbf{b}^* - \varepsilon(r) \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{e}^*}{\partial t} \\ &= 0. \end{aligned}$$

场幅值分量表达式为

$$\begin{aligned} \delta\hat{E}^{(1)} &= \delta\hat{E}\cos\varphi, \\ \delta\hat{E}^{(2)} &= \delta\hat{E}\sin\varphi. \end{aligned} \quad (6)$$

场幅值分量之间存在下列关系:

$$\delta\hat{E}^2 = \delta\hat{E}^{(1)2} + \delta\hat{E}^{(2)2}. \quad (7)$$

2.2. 功率、储能密度和群速度

功率 p 表示电磁波在高频结构横截面内功率流的时间平均值, 其表达式为

$$p = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{T} \int_T dt \iint_s \delta\mathbf{E} \times \delta\mathbf{H} \cdot \hat{z} ds, \quad (8)$$

其中时间积分范围 T 表示信号的时间周期, 面积积分范围 s 表示高频结构的横截面. 令

$$p = S\delta\hat{E}^2, \quad (9)$$

则功率参数为

$$S = \frac{c}{8\pi} \beta_{ph} \iint_s [\varepsilon(r)R^2(r) + \Theta^2(r)] ds. \quad (10)$$

储能密度 W 表示电磁波在高频结构横截面上单位长度内能量密度的时间平均值, 其表达式为

$$W = \frac{1}{T} \int_T dt \frac{1}{8\pi} \iiint_v (\delta\mathbf{H} \cdot \delta\mathbf{B} + \delta\mathbf{E} \cdot \delta\mathbf{D}) dV. \quad (11)$$

令

$$W = U\delta\hat{E}^2, \quad (12)$$

则储能密度参数为

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{16\pi} \left\{ \iint_s [\Theta^2(r) + \varepsilon^2(r)\beta^2 R^2(r) + Z^{(b)2}(r)] ds \right. \\ &\quad \left. + \iint_s \varepsilon(r) [R^2(r) + \beta^2 \Theta^2(r) + Z^{(e)2}(r)] ds \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

群速度 v_g 为电磁波的能量传播速度, 具体的表达式为

$$v_g = p/W = S/U. \quad (14)$$

2.3. 高频场方程

利用(10)式中的功率参数 S 定义归一化的高频场幅值为

$$\hat{a} = S^{1/2} \delta\hat{E} = p^{1/2}, \quad (15)$$

归一化的高频场幅值分量为

$$\begin{aligned} \hat{a}^{(1)} &= \hat{a}\cos\delta\varphi, \\ \hat{a}^{(2)} &= \hat{a}\sin\delta\varphi, \end{aligned} \quad (16)$$

则(3)式可以写为

$$\begin{aligned} \delta\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &= \hat{a}^{(1)}\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)/S^{1/2} + \hat{a}^{(2)}\mathbf{e}^*(\mathbf{x}, t)/S^{1/2}, \\ \delta\mathbf{H}(\mathbf{x}, t) &= \hat{a}^{(1)}\mathbf{b}(\mathbf{x}, t)/S^{1/2} + \hat{a}^{(2)}\mathbf{b}^*(\mathbf{x}, t)/S^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

场幅值表达式(6)和关系式(7)可分别写为

$$\delta\hat{E}^{(1)} = \hat{a}\cos\delta\varphi/S^{1/2} = \hat{a}^{(1)}/S^{1/2}, \quad (18)$$

$$\delta\hat{E}^{(2)} = \hat{a}\sin\delta\varphi/S^{1/2} = \hat{a}^{(2)}/S^{1/2},$$

$$\hat{a}^2 = \hat{a}^{(1)2} + \hat{a}^{(2)2}. \quad (19)$$

下面利用(17)–(19)式求高频场方程. 将(17)和(18)式分别代入安培环路定理和法拉第电磁感应定律后可得

$$\begin{aligned} \nabla \times [\hat{a}^{(1)}\mathbf{b}/S^{1/2} + \hat{a}^{(2)}\mathbf{b}^*/S^{1/2}] \\ - \frac{\varepsilon(r)}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\hat{a}^{(1)}\mathbf{e}/S^{1/2} + \hat{a}^{(2)}\mathbf{e}^*/S^{1/2}] \\ = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \nabla \times [\hat{a}^{(1)}\mathbf{e}/S^{1/2} + \hat{a}^{(2)}\mathbf{e}^*/S^{1/2}] \\ + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\hat{a}^{(1)}\mathbf{b}/S^{1/2} + \hat{a}^{(2)}\mathbf{b}^*/S^{1/2}] = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

利用 $\mathbf{e}(\mathbf{x}, t)$ 和 $\mathbf{e}^*(\mathbf{x}, t)$ 点乘 (20) 式, $\mathbf{b}(\mathbf{x}, t)$ 和 $\mathbf{b}^*(\mathbf{x}, t)$ 点乘 (21) 式可得

$$\begin{aligned} & \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{b}) \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \mathbf{b} \cdot \mathbf{b} \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(1)}}{S^{1/2}} \\ & + \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{e}^* \times \mathbf{b}) \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \mathbf{b}_m \cdot \mathbf{b}_n^* \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(2)}}{S^{1/2}} = 0, \\ & \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{e}_n \times \mathbf{b}^*) \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \mathbf{b}^* \cdot \mathbf{b} \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(1)}}{S^{1/2}} \\ & + \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{e}^* \times \mathbf{b}^*) \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \mathbf{b}^* \cdot \mathbf{b}^* \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(2)}}{S^{1/2}} = 0; \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{e}) \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\varepsilon(r)}{c} \mathbf{e} \cdot \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(1)}}{S^{1/2}} \\ & + \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{b}^* \times \mathbf{e}) \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\varepsilon(r)}{c} \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}^* \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(2)}}{S^{1/2}} \\ & = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}, \\ & \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{e}^*) \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\varepsilon(r)}{c} \mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e} \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(1)}}{S^{1/2}} \\ & + \left[\hat{z} \cdot (\mathbf{b}^* \times \mathbf{e}^*) \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\varepsilon(r)}{c} \mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e}^* \frac{\partial}{\partial t} \right] \frac{\hat{a}^{(2)}}{S^{1/2}} \\ & = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}^*. \end{aligned} \quad (23)$$

将 (22) 和 (23) 式的对应项相减, 在一个波长范围内对等式两端积分并做平均, 将 (9), (12) 和 (14) 式代入其中并利用三角函数的正交性可得高频场方程

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}^{(1)} &= - \frac{k_z S^{1/2} z^{+\pi/k_z}}{4\pi U} \int_{z-\pi/k_z} dz' \iint_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{e} ds, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}^{(2)} &= - \frac{k_n S^{1/2} z^{+\pi/k_z}}{4\pi U} \int_{z-\pi/k_z} dz' \iint_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}^* ds, \end{aligned} \quad (24)$$

其中面积范围 A 表示螺旋线横截面. 高频场方程描述的是电子注加载时高频场与电子注之间的能量交换情况.

2.4. 耦合阻抗

半径 r 处的轴向耦合阻抗 $Z_c(r)$ 为

$$\begin{aligned} Z_c(r) &= \frac{|E_z(r)|^2}{2k_z^2 p} \\ &= \frac{|\delta \hat{E} \cdot Z^{(e)}(r)|^2}{2k_z^2 S \delta \hat{E}_n^2} \\ &= \frac{|Z^{(e)}(r)|^2}{2k_z^2 S}. \end{aligned} \quad (25)$$

因为螺旋线内部的高频场轴向分量 $Z^{(e)}(r) = I_0(\gamma r)$ 呈零阶贝塞尔函数分布^[6,9] (其中波动因子为 $\gamma = \sqrt{k_z^2 - \omega^2/c^2}$), 所以 (25) 式可以写为

$$Z_c(r) = Z_c(0) |I_0(\gamma r)|^2, \quad (26)$$

其中 $Z_c(0)$ 表示轴上 $r=0$ 的耦合阻抗. 于是高频场轴向分量表达式可以写为

$$\begin{aligned} \hat{z} \cdot \mathbf{e} &= Z^{(e)}(r) \cos\varphi \\ &= k_z \sqrt{2Z_c(r)S} \cos\varphi, \\ \hat{z} \cdot \mathbf{e}^* &= -Z^{(e)}(r) \sin\varphi \\ &= -k_z \sqrt{2Z_c(r)S} \sin\varphi. \end{aligned} \quad (27)$$

同时对于 (24) 式右边的积分项有

$$\begin{aligned} \iint_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{e} ds &= \sqrt{2Z_c(0)} J_z k_z S^{1/2} \cos\varphi s_b \iint_A \frac{I_0(\gamma r)}{s_b} ds, \\ \iint_A \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}^* ds &= -\sqrt{2Z_c(0)} J_z k_z S^{1/2} \sin\varphi s_b \iint_A \frac{I_0(\gamma r)}{s_b} ds, \end{aligned} \quad (28)$$

其中 s_b 表示电子注横截面积. 将关系式

$$\iint_A \frac{I_0(\gamma_n r)}{s_b} ds = \frac{2\gamma_n r_b I_1(\gamma_n r_b)}{\gamma_n^2 r_b^2} \quad (29)$$

代入到 (28) 式得

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}^{(1)} &= - \frac{k_z^2}{4\pi} v_g \sqrt{2Z_c(0)} \frac{2\gamma_n r_b I_1(\gamma_n r_b)}{\gamma_n^2 r_b^2} \\ &\quad \times \int_{z-\pi/k_z}^{z+\pi/k_z} s_b J_z(z, t) \cos\varphi dz, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{a}^{(2)} &= \frac{k_z^2}{4\pi} v_g \sqrt{2Z_c(0)} \frac{2\gamma_n r_b I_1(\gamma_n r_b)}{\gamma_n^2 r_b^2} \\ &\quad \times \int_{z-\pi/k_z}^{z+\pi/k_z} s_b J_z(z, t) \sin\varphi dz. \end{aligned} \quad (30)$$

方程 (30) 即为最终的高频场方程. 利用 HFCS 软件或 HFSS 软件计算得到轴上耦合阻抗 $Z_c(0)$ 、轴向波数 k_z 和群速度 v_g 就可以求解高频场方程. 这样就避免了解析求解功率参数 S 和储能密度参数 U , 从而可以模拟各种螺旋线行波管相互作用, 提高了时域理论的准确性和实用性.

2.5. 空间电荷场方程

空间电荷场 $\mathbf{E}^{(sc)}$ 由电子注产生, 满足电流连续性方程^[10,11]

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^{(sc)} = -4\pi \mathbf{j}. \quad (31)$$

因为其径向分量和轴向分量之间满足纵向场法关系,同时在螺旋导电面模型角向对称结构下可以忽略其角向分量,所以空间电荷场表达式可以写为

$$\mathbf{E}^{(\text{sc})}(r, z, t) = \left(-i \frac{1}{k_z} \frac{\partial}{\partial r} \hat{E}_z^{(\text{sc})} \hat{e}_r + \hat{E}_z^{(\text{sc})} \hat{e}_z \right) \times \exp[i(k_z z - \omega t + \delta\varphi^{(\text{sc})})]. \quad (32)$$

取(32)式的实部得

$$\mathbf{E}^{(\text{sc})}(r, z, t) = \hat{E}_1^{(\text{sc})}(z, t) \mathbf{e}_1^{(\text{sc})}(r, z, t) + \hat{E}_2^{(\text{sc})}(z, t) \mathbf{e}_2^{(\text{sc})}(r, z, t), \quad (33)$$

其中空间电荷场幅值分量为

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^{(\text{sc})}(z, t) &= \hat{E}^{(\text{sc})}(z, t) \cos\delta\varphi^{(\text{sc})}, \\ \hat{E}_2^{(\text{sc})}(z, t) &= \hat{E}^{(\text{sc})}(z, t) \sin\delta\varphi^{(\text{sc})}. \end{aligned} \quad (34)$$

利用空间电荷波模型^[15,16]处理的空间电荷场得到的矢量函数为

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1^{(\text{sc})}(r, z, t) &= -R^{(\text{sc})}(r) \hat{e}_r \sin\varphi + Z^{(\text{sc})}(r) \hat{e}_z \cos\varphi, \\ \mathbf{e}_2^{(\text{sc})}(r, z, t) &= -R^{(\text{sc})}(r) \hat{e}_r \cos\varphi - Z^{(\text{sc})}(r) \hat{e}_z \sin\varphi, \end{aligned} \quad (35)$$

其中 $R^{(\text{sc})}(r)$ 和 $Z^{(\text{sc})}(r)$ 为归一化的空间电荷场本征分量. 将(35)式代入(31)式,利用螺旋线半径 r_h 处空间电荷电势为零的边界条件可得

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty} T_m J_1(\tau_m r) &= R^{(\text{sc})}(r), \\ \sum_{m=1}^{\infty} k_z J_0(\tau_m r) &= Z^{(\text{sc})}(r), \end{aligned} \quad (36)$$

其中 $\tau_m = \chi_{0m}/r_h$, χ_{0m} 为 $J_0(\chi_{0m}) = 0$ 的第 m 个根, J_0 和 J_1 分别为零阶和一阶贝塞尔函数.

在电子注横截面内对(33)式积分并在一个波长范围平均,利用贝塞尔函数的正交性解得空间电荷场幅值分量为

$$\begin{aligned} \hat{E}_1^{(\text{sc})} &= -\frac{4}{\pi} \frac{k_z}{\omega^2 r_h} \\ &\times \sum_{m=1}^{\infty} \int_{z-\pi/k_z}^{z+\pi/k_z} dz' \iint ds \frac{-j_z k_z J_0(\tau_m r) \cos\varphi}{(\tau_m^2 + k_z^2) J_1^2(\tau_m r_h)}, \\ \hat{E}_2^{(\text{sc})} &= -\frac{4}{\pi} \frac{k_z}{\omega^2 r_h} \\ &\times \sum_{m=1}^{\infty} \int_{z-\pi/k_z}^{z+\pi/k_z} dz' \iint ds \frac{j_z k_z J_0(\tau_m r) \sin\varphi}{(\tau_m^2 + k_z^2) J_1^2(\tau_m r_h)}, \end{aligned} \quad (37)$$

其中 j_z 表示电子注轴向电流密度. 将(37)式计算得出的 $\hat{E}_1^{(\text{sc})}$ 和 $\hat{E}_2^{(\text{sc})}$ 代入(33)和(35)式就得到空间电

荷场.

2.6. 运动方程

由洛伦兹力方程得到的电子一维运动方程为

$$\frac{d}{dt} P_z = -e \hat{z} \cdot [\delta\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{E}^{(\text{sc})}], \quad (38)$$

其中 m_e 和 e 分别为电子的轴向动量和电荷.

3. 数值模拟结果

3.1. 模拟实现过程

数值模拟的步骤如下:首先利用电荷分布求解高频场方程和空间电荷场方程都需要的电流激励源,然后求解空间电荷场并利用麦考马克方法求解高频场方程得到高频场,从而得到运动方程(38). 利用四阶龙格-库塔方法求解运动方程,就得到了在场作用下的电子轨迹. 在整个相互作用长度和时间内重复上述过程,就实现了时域相互作用模拟.

3.2. 数值模拟结果

本文以 Northrop-Grumman 公司生产的测试用管为例进行相互作用数值模拟. 该螺旋线行波管的高频结构参数如下:螺旋线平均半径为 1.2446 mm,螺距为 0.801 mm,螺旋线宽度和厚度分别为 0.356 和 0.152 mm;螺旋线外没有翼片加载;三块矩形夹持杆尺寸均为 0.508 mm×1.473 mm,等效介电常数为 6.5;管壳半径为 2.798 mm.

在模拟中输入 5 GHz 的高频信号,对应的输出结果如图 1—图 4 所示,图中 V_b 和 I_b 分别为电子注的电压和电流, p_{in} 和 p_{out} 分别为输入功率和输出功率, t 和 z 分别为互作的时刻和位置.

3.2.1. 输出功率与相互作用位置的关系

图 1 为时域理论模拟不同输入功率对应的稳定输出功率随位置的变化情况. 由图 1 可以看出,随着输入功率的增大,饱和功率不变而饱和位置靠前,这是合乎物理规律的. 图 2 为时域理论模拟不同电子注电压对应的稳定输出功率随位置的变化情况. 由图 2 可以看出,时域理论可以模拟电压扫描时的输出功率.

3.2.2. 输出功率与相互作用时间的关系

图 3 为时域理论模拟不同时刻输出功率随位置的变化情况. 在高频信号从输入端以群速度 v_g 传播到输出端的时间段内,相互作用区不同位置处的功率

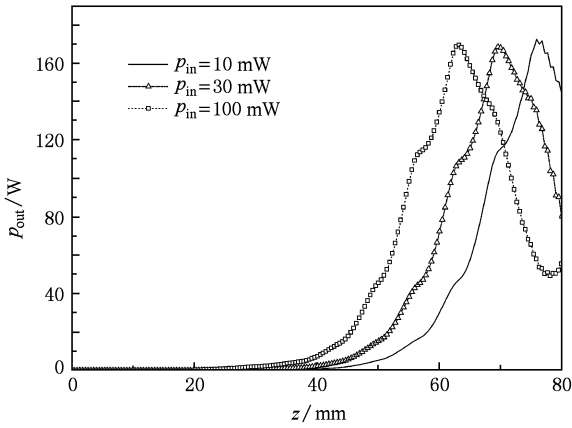


图 1 当输入功率 $p_{in} = 10, 30, 100$ mW 时, 稳定输出功率 p_{out} 随位置 z 的变化 V_b 和 I_b 分别为 2.84 kV 和 170 mA

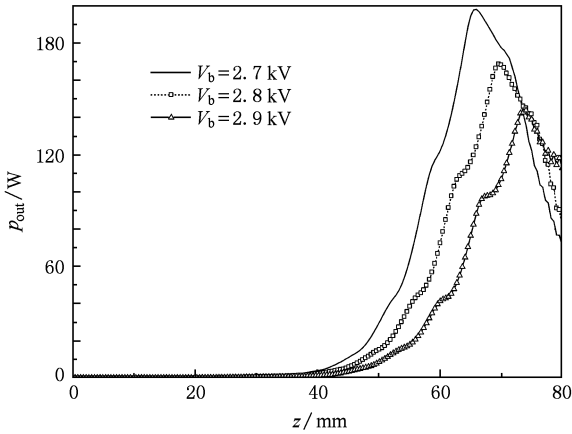


图 2 当电子注电压 $V_b = 2.7, 2.8, 2.9$ kV 时, 稳定输出功率 p_{out} 随位置 z 的变化 p_{in} 和 I_b 分别为 30 mW 和 170 mA

因注波相互作用而变化; 当相互作用稳定后, 输出功率也稳定下来. 图 4 为时域理论模拟不同位置输出功率随时间的变化情况, 描述了在不同位置处输出功率随着时间推移的放大及稳定过程.

将本文时域理论与另一时域理论 GATOR^[9-11] 进行比较. 当输入功率 $p_{in} = 30$ mW 时, 采用本时域模型计算得到的饱和输出功率为 165 W, 这与 GATOR 使用均匀聚焦磁场模型时得到 167 W 的饱和输出功率基本相符^[9]. 对于饱和位置, 两种时域模型计算得到的结果^[9,11] 均为 70 mm. 本文时域理论比实验获得的 120 W 饱和输出功率^[7-9] 的增益大 1.5 dB, 这是由于本文没有考虑谐波、反射等其他影响相互作用的因素.

时域理论不但可以分析功率稳定后的互作用

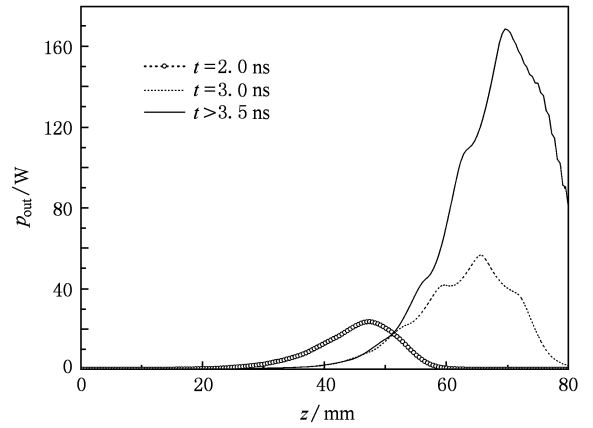


图 3 当相互作用时刻 $t = 2.0, 3.0$ ns 以及 $t > 3.5$ ns 时, 输出功率 p_{out} 随位置 z 的变化 p_{in}, V_b 和 I_b 分别为 30 mW, 2.84 kV 和 170 mA

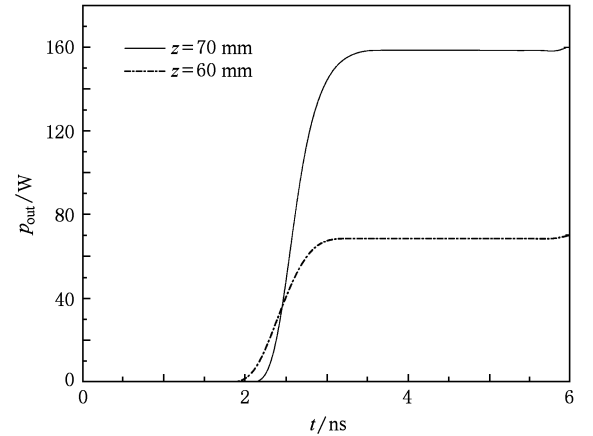


图 4 当相互作用位置 $z = 60, 70$ mm 时, 输出功率 p_{out} 随时间 t 的变化 p_{in}, V_b 和 I_b 分别为 30 mW, 2.84 kV 和 170 mA

状态, 而且可以分析不同时刻、不同位置处的互作用过程, 能够为行波管互作用的研究提供帮助.

4. 结 论

本文对螺旋线行波管一维注波相互作用时域理论进行了初步研究, 为后续深入研究注波相互作用时域理论打下了基础. 利用耦合阻抗处理高频场方程激励源项, 充分发挥了 HFSS 软件和 HFCS 软件在计算高频参数上的方便性和准确性, 避免了解析求解功率、储能密度和群速度的复杂过程, 使得时域理论的实现更加简单.

- [1] Liao F J 2008 *Technology of Vacuum Electronics* (Beijing: National Defense Industry Press) p48 (in Chinese) [廖复疆 2008 真空电子技术(北京:国防工业出版社)第 48 页]
- [2] Liu S G, Li H F, Wang W X, Mo Y L 1985 *Introduction to Microwave Electronics* (Beijing: National Defense Industry Press) p542 (in Chinese) [刘盛纲、李宏福、王文祥、莫元龙 1985 微波电子学导论(北京:国防工业出版社)第 542 页]
- [3] Pierce J R 1950 *Traveling Wave Tubes* (New York: Van Nostrand)
- [4] Hu Y L, Yang Z H, Li J Q, Li B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6665 (in Chinese) [胡玉禄、杨中海、李建清、李斌 2009 物理学报 **58** 6665]
- [5] Liu P K, Xiong C D, Liu S G 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 892 (in Chinese) [刘濮鲲、熊彩东、刘盛纲 1997 物理学报 **46** 892]
- [6] Xiao L 2006 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [肖刘 2006 博士学位论文(北京:中国科学院电子学研究所)]
- [7] Chernin D P, Antonsen T M Jr 2001 *IEEE Trans. Electron Dev.* **48** 3
- [8] Chernin D P, Antonsen T M Jr, Levush B 2003 *IEEE Trans. Electron Dev.* **50** 2540
- [9] Freund H P, Zaidman E G, Antonsen T M Jr 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3145
- [10] Freund H P, Zaidman E G 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2292
- [11] Freund H P 1999 *Phys. Plasmas* **6** 3633
- [12] Li B, Yang Z H, Li J Q 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 919
- [13] Xu L, Yang Z H, Li B 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 1141
- [14] Lee J F, D K Sun, Cendes Z J 1991 *IEEE Trans. Magn.* **27** 4032
- [15] Li B, Yang Z H 2003 *Chin. Phys.* **12** 1235
- [16] Li J Q, Mo Y L 2007 *Chin. Phys.* **16** 2716

A time-dependent theory for helix traveling wave tubes in beam-wave interaction*

Peng Wei-Feng Hu Yu-Lu Yang Zhong-Hai Li Jian-Qing Lu Qi-Ru Li Bin[†]

(Key Laboratory of National Defense of Science and Technology for High Power Microwave Electronics Vacuum Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 12 January 2010; revised manuscript received 6 July 2010)

Abstract

A time-dependent theory for helix traveling wave tubes in beam-wave interaction is presented. The effect of wave on electrons is described by radio frequency (RF) field equations and space charge (SC) field equations, while the effect of electrons on waves is described by electron dynamic equations. The RF field equations are achieved from Ampere's law and Faraday law, combined with sheath helix model RF field. The SC field equations are achieved from a space charge wave model. The electron dynamic equations are achieved by substituting the RF field equations and the SC field equations into the Lorenz force equation. Using coupling impedance to treat exciting sources of RF field equations, the RF and the SC field equations can be solved with the help of high frequency simulation software, such as HFSS or HFCS, which makes this time-dependent theory more flexible. The feasibility of this theory is proved by numerical simulation.

Keywords: helix traveling wave tubes, beam-wave interaction, time-dependent theory, coupling impedance

PACC: 4110F, 4110H

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61071030, 60801029, 10876005, 60931001).

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