

## 回旋速调管放大器时域非线性理论与模拟\*

马俊建 朱小芳 金晓林 胡玉禄 李建清 杨中海 李斌†

(电子科技大学物理电子学院, 微波电真空器件国家级重点实验室, 成都 610054)

(2012年1月10日收到; 2012年4月5日收到修改稿)

研究了一种回旋速调管放大器时域非线性理论模型. 该模型由广义电报方程来表示回旋速调管内的电磁场, 采用引导中心近似的电子运动方程来推动粒子, 由粒子更新得到的电流密度为源激励电磁场. 基于上述理论模型, 从回旋速调管电子注横向速度满足高斯分布出发, 建立了速度分散的分布模型. 编写了相应的时域非线性注波相互作用模拟程序, 对回旋速调管放大器的注波相互作用进行了深入分析和研究, 并应用粒子模拟软件与自洽非线性模拟程序进行对比验证, 两者结果基本一致.

**关键词:** 回旋速调管放大器, 非线性理论, 效率, 速度分散

**PACS:** 84.47.+w, 84.40.IK

## 1 引言

回旋速调管放大器是一种具有重要发展前景的高功率相干毫米波源, 能在毫米波、亚毫米波段产生高功率、高效率和增益. 其磁场装置紧凑, 并有一定的带宽, 而且性能较稳定, 在微波武器、高功率雷达、高能粒子加速器等方面具有重要的应用前景, 因此国际上受到特别的重视<sup>[1]</sup>.

回旋速调管放大器的理论与模拟主要是致力于解决基本问题和设计计算. 回旋速调管放大器的非线性理论有两类<sup>[2]</sup>: 一类是近似的非线性理论, 以给定场近似为基础发展起来的轨道理论; 另一类是自洽非线性理论, 电子注作为电磁场的源, 场作为驱动电子注的力, 既考虑了场对电子注的作用, 又考虑电子注对场的影响.

随着计算机模拟在微波管设计和生产中逐渐广泛应用, 国内外学者花费大量的时间和精力来开发可用于微波管模拟和优化设计的软件程序. 美国海军实验室开发了专门的程序 MAGYKL<sup>[3]</sup>,

并与马里兰大学联合开发了回旋速调管的专业软件 MAGY<sup>[4]</sup>, 成功应用于回旋速调管的设计中<sup>[5,6]</sup>. 中国科学院电子学研究所开发了回旋速调管自洽非线性模拟程序 GKLSC<sup>[7-9]</sup>, 电子科技大学进行了  $K\alpha$  波段回旋速调管、太赫兹回旋速调管等研究<sup>[10-13]</sup>, 也形成了专用回旋速调管注波相互作用程序 GKER. 国内研发的回旋速调管注波相互作用程序多为稳态模拟程序, 可以模拟各腔注波相互作用的稳态结果, 但是不能模拟其瞬态特性. 大型三维通用计算软件 MAGIC, CST 等能够应用于真空电子器件的模拟设计, 并具有一定优势, 但需要在三维空间内跟踪大量带电粒子的运动轨迹与电磁场随时间的演化过程, 计算量大, 运算时间长, 受硬件条件限制较大. 因此, 采用一定近似的时域粒子模拟软件在回旋速调管的模拟计算中得到了更为广泛的应用.

本文建立了回旋速调管放大器的时域自洽非线性理论模型, 对回旋速调管放大器的注波相互作用进行了分析. 在时域非线性理论的基础上, 根据回旋电子注横向速度分散的分布形式, 采用矩形分布

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60931001, 61071030, 10905009) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2011J040, ZYGX2010J052) 资助的课题.

† E-mail: libin@uestc.edu.cn

近似代替, 结合归一化条件, 建立了回旋速调管数值模拟中的速度分散模型. 利用编写的自洽非线性模拟程序对  $K\alpha$  波段两腔回旋速调管放大器进行了数值模拟, 同时利用粒子模拟软件 MAGIC 与自洽非线性程序的计算结果进行对比, 验证了时域非线性理论模型的正确性.

## 2 时域非线性理论模型

回旋速调管放大器的时域自洽非线性理论模型主要由广义电报方程、电子运动方程、电流源方程结合边界条件组成. 用广义电报方程来表示回旋速调管内的电磁场, 采用引导中心近似的电子运动方程来推动粒子, 由粒子更新得到的电流密度为源激励电磁场, 由此完成自洽注波相互作用过程的完整描述.

### 2.1 广义电报方程

广义电报方程采用同截面波导模式的叠加来表示复合波导和复合腔的电磁场, 将波导系统中的电磁场分为横向场和纵向场两部分, 代入采用高斯单位制的麦克斯韦方程组, 得到横向场

$$\frac{\partial \mathbf{E}_T}{\partial z} = ik_0 (\mathbf{B}_T \times \mathbf{e}_z) + \nabla_T E_z, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_T}{\partial z} = ik_0 (\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_T) + \nabla_T B_z - \frac{4\pi}{c} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{J}_T), \quad (2)$$

纵向场

$$E_z = -\frac{1}{ik_0} \nabla_T \cdot (\mathbf{B}_T \times \mathbf{e}_z) + \frac{4\pi}{i\omega} J_z, \quad (3)$$

$$B_z = -\frac{1}{ik_0} \nabla_T \cdot (\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_T), \quad (4)$$

其中  $\nabla_T$  是横向导数算子,  $\mathbf{J}_T$  和  $J_z$  是横向和纵向的电流密度,  $k_0 = \omega/c$  是波数,  $\omega$  是角频率,  $c$  是真空中光速.

横向场用同截面波导模式的展开表示为

$$\mathbf{E}_T = \sum_{mn} V_{mn}(z, t) \mathbf{e}_{mn}(\mathbf{r}_T, z), \quad (5)$$

$$\mathbf{B}_T = \sum_{mn} I_{mn}(z, t) \mathbf{b}_{mn}(\mathbf{r}_T, z), \quad (6)$$

其中  $V_{mn}$ ,  $I_{mn}$  是复电压电流振幅, 假设模式振幅随时间缓慢变化;  $\mathbf{e}_{mn}$ ,  $\mathbf{b}_{mn}$  是正交归一化的波导本征模式.

将 (5) 和 (6) 式代入 (1)—(4) 式, 由波导模式的正交归一化特性和缓变振幅近似, 得到广义电报方程<sup>[4,14]</sup>:

对 TM 模式

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{k_{c,mn}'^2}{k_0^2}\right) \frac{\partial I_{mn}'(z, t)}{c \partial t} \\ &= ik_0 \left(1 - \frac{k_{c,mn}'^2}{k_0^2}\right) I_{mn}'(z, t) - \frac{\partial V_{mn}'(z, t)}{\partial z} \\ &+ \sum_{ml} K_{mn,ml} V_{ml}(z, t) - S_{z,mn}' \\ &+ \int_C dl \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_{mn}^* (E_z + r_{\omega}' \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_T), \quad (7) \\ & ik_0 V_{mn}'(z, t) \\ &= \frac{\partial I_{mn}'(z, t)}{\partial z} + \sum_{ml} K_{ml,mk} I_{ml}(z, t) + S_{T,mn}', \quad (8) \end{aligned}$$

对 TE 模式

$$\begin{aligned} & ik_0 I_{mn}''(z, t) \\ &= \frac{\partial V_{mn}''(z, t)}{\partial z} - \sum_{ml} K_{mn,ml} V_{ml}(z, t) \\ &- \int_C dl \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_{mn}^* (E_z + r_{\omega}' \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_T), \quad (9) \\ & \left(1 + \frac{k_{c,mn}''^2}{k_0^2}\right) \frac{\partial V_{mn}''(z, t)}{c \partial t} \\ &= ik_0 \left(1 - \frac{k_{c,mn}''^2}{k_0^2}\right) V_{mn}''(z, t) \\ &- \frac{\partial I_{mn}''(z, t)}{\partial z} - \sum_{ml} K_{ml,mk} I_{ml}(z, t) - S_{T,mn}'' \\ &- \frac{1}{ik_0} \int_C dl \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{b}_{mn}^* \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_T \times \mathbf{e}_z), \quad (10) \end{aligned}$$

其中, 单撇和双撇是模式的区分, 单撇表示 TM 模式, 双撇表示 TE 模式;  $C$  是局部横截面的周界;  $k_{c,mn}'$  和  $k_{c,mn}''$  分别是 TM 和 TE 模式的横向波数;  $K_{mn,ml}$  是由变化的波导壁半径引起的模式耦合系数,  $S_{T,mn}'$  和  $S_{z,mn}'$  是电流密度与模式的耦合.

回旋速调管放大器相互作用区包括突变结构和渐变结构. 对渐变结构的高频场可以用上面的广义电报方程直接处理; 对突变结构,  $K_{mn,ml}$  在突变处具有  $\delta$  函数的特征, 使得场在这些位置上不连续, 在突变处用模式匹配耦合矩阵来代替  $K_{mn,ml}$ <sup>[15]</sup>.

## 2.2 电子运动方程

回旋速调管中的电子运动满足相对论运动方程, 其中驱动力为高频电磁场与引导磁场. 互作用区域电子的运动方程为

$$\frac{d(\gamma\mathbf{v})}{dt} = \frac{-e}{m} \left[ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times (\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}_0(r, z)) \right], \quad (11)$$

其中,  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$  是高频场,  $\mathbf{B}_0(r, z)$  是引导磁场, 满足

$$\mathbf{B}_0(r, z) = B_0(z) \mathbf{e}_z - \frac{\partial B_0}{\partial z} \frac{r}{2} \mathbf{e}_r, \quad (12)$$

其中,  $B_0(z)$  是轴向磁场分布.

将 (11) 式波导轴坐标系下的电子运动方程, 利用坐标系转化关系, 转化到引导中心坐标系下, 将 (3)—(6) 式的横向场、纵向场代入, 假设轴向磁场很强, 将时间变量  $t$  变成轴向坐标  $z$ , 由能量变化率引入相对论因子随位置的变化, 经过化简, 得到下面方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\gamma\beta_\perp)}{\partial z} &= \frac{1}{\beta_z} \text{Re} \left\{ (\gamma\beta_\perp)^{s-1} \exp(-is\psi) \right. \\ &\quad \times \sum_{mn} (V_{mn} - \beta_z I_{mn}) F_{\perp mn, s} \left. \right\} \\ &\quad + \frac{\gamma\beta_\perp}{2} \frac{\partial \ln B_0}{\partial z}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\gamma\beta_z)}{\partial z} &= \frac{1}{\beta_z} \text{Re} \left\{ (\gamma\beta_\perp)^s \exp(-is\psi) \right. \\ &\quad \times \sum \left( I_{mn} - \frac{ik_0}{k'_{c, mn}} S'_{z, mn} \right) F_{\parallel mn, s} \left. \right\} \\ &\quad - \frac{\gamma\beta_\perp^2}{2\beta_z} \frac{\partial \ln B_0}{\partial z}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial\psi}{\partial z} &= \frac{1}{\beta_z} \left( \frac{k_0}{s} - \frac{\Omega_0}{\gamma c} \right) \\ &\quad + \frac{1}{\gamma\beta_\perp\beta_z} \text{Im} \left\{ (\gamma\beta_\perp)^{s-1} \exp(-is\psi) \right. \\ &\quad \times \sum_{mn} (V_{mn} - \beta_z I_{mn}) F_{\perp mn, s} \left. \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial\gamma}{\partial z} &= \frac{1}{\gamma\beta_z} \text{Re} \left( \sum_{mn} V'_{mn} \gamma\beta_\perp \right. \\ &\quad \times \left[ (\gamma\beta_\perp)^{s-1} \exp(-is\psi) F'_{\perp mn, s} \right] \\ &\quad + \sum_{mn} V''_{mn} \gamma\beta_\perp \\ &\quad \times \left[ (\gamma\beta_\perp)^{s-1} \exp(-is\psi) F''_{\perp mn, s} \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ (\gamma\beta_z) \left[ \sum_{mn} \left( I'_{mn} - \frac{ik_0}{k'_{c, mn}} S'_{z, mn} \right) \right. \\ &\quad \times \left. \left. \left[ (\gamma\beta_\perp)^s \exp(-is\psi) F'_{\parallel mn, s} \right] \right] \right], \end{aligned} \quad (16)$$

其中,  $\beta_\perp$ ,  $\beta_z$  是用光速归一化的电子横向纵向速度,  $V_{mn}$ ,  $I_{mn}$  是用  $q/mc^2$  归一化的电压电流振幅,  $\Omega_0 = -eB_0(z)/mc$  是非相对论回旋频率,  $\psi = \xi + \omega t/s + \theta_0$  是相位,  $s$  是互作用谐波数,  $F_{\perp mn, s}$ ,  $F_{\parallel mn, s}$  是电磁场和电子注的耦合系数.

引入归一化动量  $\tilde{p}_x + i\tilde{p}_y = \gamma\beta_\perp \exp(i\psi)$ ,  $\tilde{p}_z = \gamma\beta_z$ , 将 (13)—(16) 式进一步表示为

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{p}_x}{dz} &= \text{Re} \left\{ \frac{(\tilde{p}_x - i\tilde{p}_y)^{s-1}}{\tilde{p}_z} \gamma W_{VI} \right\} \\ &\quad - \frac{\tilde{p}_y}{\tilde{p}_z} \left( \frac{\gamma k_0}{s} - \frac{\Omega_0}{c} \right) \\ &\quad + \frac{\tilde{p}_x}{2} \frac{\partial \ln B_0}{\partial z}, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{p}_y}{dz} &= \text{Im} \left\{ \frac{(\tilde{p}_x - i\tilde{p}_y)^{s-1}}{\tilde{p}_z} \gamma W_{VI} \right\} \\ &\quad + \frac{\tilde{p}_x}{\tilde{p}_z} \left( \frac{\gamma k_0}{s} - \frac{\Omega_0}{c} \right) \\ &\quad + \frac{\tilde{p}_y}{2} \frac{\partial \ln B_0}{\partial z}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{p}_z}{dz} &= \text{Re} \left\{ \frac{(\tilde{p}_x - i\tilde{p}_y)^s}{\tilde{p}_z} \gamma (Q_I + Q_J) \right\} \\ &\quad - \frac{\tilde{p}_x^2 + \tilde{p}_y^2}{2\tilde{p}_z} \frac{\partial \ln B_0}{\partial z}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dz} &= \text{Re} \left( \frac{(\tilde{p}_x - i\tilde{p}_y)^s}{\tilde{p}_z} W_V \right. \\ &\quad + \left. \left[ \sum_{mn} \left( I'_{mn} - \frac{ik_0}{k'_{c, mn}} S'_{z, mn} \right) \right. \right. \\ &\quad \times \left. \left. \left[ (\tilde{p}_x - i\tilde{p}_y)^s F'_{\parallel mn, s} \right] \right] \right), \end{aligned} \quad (20)$$

其中,

$$\begin{aligned} W_{VI} &= W_V - \beta_z W_I, \\ W_V &= \sum_{mn} (V'_{mn} F'_{\perp mn, s} + V''_{mn} F''_{\perp mn, s}), \\ W_I &= \sum_{mn} (I'_{mn} F'_{\perp mn, s} + I''_{mn} F''_{\perp mn, s}), \\ Q_I &= \sum_{mn} (I'_{mn} F'_{\parallel mn, s} + I''_{mn} F''_{\parallel mn, s}), \\ Q_J &= \sum_{mn} \frac{-ik_0}{k'_{c, mn}} S'_{z, mn} F'_{\parallel mn, s}. \end{aligned}$$

(17)—(20) 式组成了相互作用区的电子轨迹方程.

### 2.3 电流源方程

电流密度由所有轨迹的求和表示

$$J_T = qc \sum_j \beta_{\perp j} \delta(r - r_j) \delta(\theta - \theta_j) \delta(z - z_j) \hat{l}_{\perp}, \quad (21)$$

$$J_z = qc \sum_j \beta_{zj} \delta(r - r_j) \delta(\theta - \theta_j) \delta(z - z_j), \quad (22)$$

式中,  $\hat{l}_{\perp}$  是旋转单位矢量.

将 (21) 和 (22) 式代入下面的电流源项:

$$S'_{T,mn} = \frac{4\pi}{c} \int J_T \cdot e'^*_{mn} da, \quad (23)$$

$$S'_{z,mn} = \frac{4\pi}{i\omega} \int J_z \nabla \cdot e'^*_{mn} da, \quad (24)$$

$$S''_{T,mn} = \frac{4\pi}{c} \int J_T \cdot e''^*_{mn} da, \quad (25)$$

取电流密度的谐波形式, 并对所有轨迹取平均, 得到电流源方程:

$$S''_{Tmn} = 8\pi \frac{I}{I_A} F''^*_{\perp mn} \left\langle \frac{(\tilde{p}_x + i\tilde{p}_y)^s}{\tilde{p}_z} \right\rangle, \quad (26)$$

$$S'_{Tmn} = 8\pi \frac{I}{I_A} F'_{\perp mn} \left\langle \frac{(\tilde{p}_x + i\tilde{p}_y)^s}{\tilde{p}_z} \right\rangle, \quad (27)$$

$$S'_{zmn} = 8\pi \frac{I}{I_A} F'_{\parallel mn} \langle (\tilde{p}_x + i\tilde{p}_y)^s \rangle, \quad (28)$$

其中,  $I$  是电子注电流,  $I_A = mc^3/q$ .

### 2.4 边界条件

回旋速调管放大器相互作用区的入口满足消逝波边界条件, 防止高频场向电子枪区辐射, 出口满足向外行波边界条件, 保证相互作用后的高频场无反射的传输, 边界条件如下<sup>[16]</sup>:

$$\frac{dV_{mn}}{dz} - \gamma_{mn} V_{mn} \Big|_{z=z_{in}} = 0, \quad (29)$$

$$\frac{dV_{mn}(z)}{dz} - j\beta_{mn} V_{mn}(z) \Big|_{z=z_{out}} = 0, \quad (30)$$

其中  $\gamma_{mn}(z_{in}) = \sqrt{k_{c,mn}^2(z_{in}) - k_0^2}$ ,  $\beta_{mn}^2 = k_0^2 - k_{c,mn}^2$ .

## 3 速度分散模型

基于上面的时域非线性理论模型, 对回旋速调

管放大器注波相互作用进行数值模拟. 在粒子初始条件的设置中往往采用均匀分布形式, 而在回旋速调管实际的工作过程中, 由电子枪发射出来的回旋电子注并不是完全按照给定的横纵向速度运动的, 而是存在一定的速度分散. 由回旋速调管的工作原理可知, 磁控注入式电子枪提供的电子注与腔内的高频场发生相互作用, 引起横向速度调制, 从而引起角向群聚. 因此, 在考虑回旋速调管的速度分散时, 以电子注横向速度分散为主要研究对象. 速度分散的分布函数通常由引起速度分散的最主要原因来决定<sup>[17,18]</sup>. 磁控注入式电子枪的速度分散主要是由电子的初始速度分散、阴极表面的不均匀和电场、磁场分布的不均匀引起的, 在这里采用高斯分布函数来描述. 假设电子注的横向速度  $\beta_{\perp}$  满足高斯分布, 对随机变量  $\beta_{\perp}$ ,

$$f(\beta_{\perp}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\beta_{\perp}} \exp\left\{-\frac{(\beta_{\perp} - \bar{\beta}_{\perp})^2}{2(\Delta\beta_{\perp})^2}\right\}, \quad (31)$$

其中,  $f(\beta_{\perp})$  满足归一化条件  $\int f(\beta_{\perp}) d\beta_{\perp} = 1$ ,  $\bar{\beta}_{\perp}$  是  $\beta_{\perp}$  的平均值, 是高斯分布的期望,  $\Delta\beta_{\perp}$  是电子注横向速度分散的均方根, 表示电子注的速度分散程度, 其平方值是高斯分布的方差.

在回旋速调管的数值模拟中, 电子注是由按照一定规律分布的宏粒子来表示. 为了使电子注能够体现出速度分散的影响, 对 (31) 式中的高斯分布  $f(\beta_{\perp})$  用五个矩形分布来代替, 如图 1 所示. 五个分布区间的横向速度在间隔  $[\bar{\beta}_{\perp} - 1.5a; \bar{\beta}_{\perp} + 1.5a]$  内, 对应的横向速度和权重系数为

$$\begin{aligned} \beta_{\perp(0)} &\in [\bar{\beta}_{\perp} - 0.3a, \bar{\beta}_{\perp} + 0.3a], \\ f_0 &= f(\beta_{\perp(0)}), \\ \beta_{\perp(-1)} &\in [\bar{\beta}_{\perp} - 0.9a, \bar{\beta}_{\perp} - 0.3a], \\ f_{-1} &= f(\beta_{\perp(-1)}), \\ \beta_{\perp(1)} &\in [\bar{\beta}_{\perp} + 0.3a, \bar{\beta}_{\perp} + 0.9a], \\ f_1 &= f(\beta_{\perp(1)}), \\ \beta_{\perp(-2)} &\in [\bar{\beta}_{\perp} - 1.5a, \bar{\beta}_{\perp} - 0.9a], \\ f_{-2} &= f(\beta_{\perp(-2)}), \\ \beta_{\perp(2)} &\in [\bar{\beta}_{\perp} + 0.9a, \bar{\beta}_{\perp} + 1.5a], \\ f_2 &= f(\beta_{\perp(2)}), \end{aligned} \quad (32)$$

其中,  $a$  是相应的分布宽度,  $a = \sqrt{2}\Delta\beta_{\perp}$ . 上面的权

重系数和横向速度的分布区间将归一化条件重新表示为

$$\int f(\beta_{\perp}) d\beta_{\perp} \cong \sum_i \Delta\beta_{\perp(i)} f_i \approx 1. \quad (33)$$

在回旋速调管注波相互作用的数值模拟中, 对初始粒子分配平均值为  $\bar{\beta}_{\perp}$  的横向速度, 使其满足 (33) 式的归一化条件即可引入速度分散. 对横向速度的分配方法在许多论文中都有描述 [9,10], 根据 (32) 式的横向速度分布原则, 下面给出了横向速度的分布形式:

$$\beta_{\perp} = \bar{\beta}_{\perp} \pm \Delta\beta_{\perp} k \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (34)$$

其中  $\Delta\beta_{\perp} = S \cdot \bar{\beta}_{\perp}$ ,  $S$  是横向速度分散值.

假设存在一定速度分散的电子注中的每个电子的初始动能都相等, 即电子速度方面的零散不仅存在于电子的横向速度, 还存在于电子的纵向速度. 纵向速度由下面关系式得到:

$$\beta_{z(i)}^2 = 1 - \frac{1}{\gamma_0^2} - \beta_{\perp(i)}^2. \quad (35)$$

按照 (34) 式的速度分布原则, 对考虑速度分散的粒子进行速度分配. 即在相互作用的入口处, 对于同一相位, 存在多个速度级, 而每一个速度级, 又有多个粒子来表征.

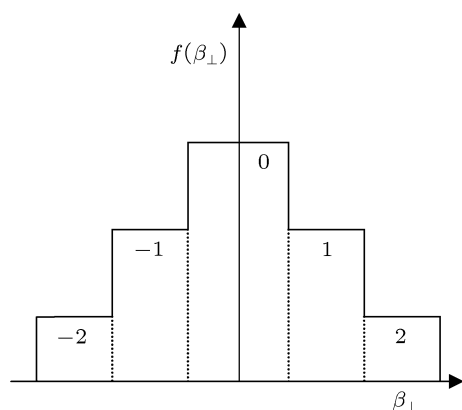


图1 横向速度高斯分布的等效

### 4 数值模拟结果

以  $K\alpha$  波段两腔回旋速调管放大器为例进行了注波相互作用数值模拟, 两腔回旋速调管结构如图 2 所示, 表 1 为两腔回旋速调管的结构参数.

为了清晰地表示电子注与高频场的相互作用情况, 图 3 给出了不同位置处归一化电子能量的分布. 在输入腔入口处, 电子均匀分布在选取的回旋圆周

系统上, 电子按照初始给定的分布规律分配能量, 经过输入腔内高频场对电子注的相位调制和能量调制, 在输入腔出口处, 电子开始群聚, 电子注能量得到调制, 如图 3(b); 经过漂移段的相位调制, 角向群聚加深, 在输出腔, 电子注与高频场相互作用加强, 大部分电子将能量交出高频场, 电子的能量降低, 如图 3(d) 所示.

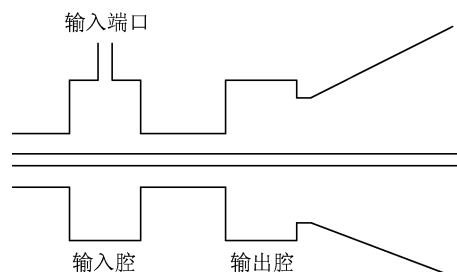


图2 两腔回旋速调管结构示意图

表1 两腔回旋速调管的结构参数

结构参数	参数值/cm
输入腔半径	0.57
输出腔半径	0.53
漂移管半径	0.40
输出波导半径	1.36
输入腔长度	1.20
输出腔长度	2.20
漂移管长度	1.72

图 4 是一个回旋系统上归一化电子能量随轴向位置的变化. 从图 4 中可以看出, 电子能量在输出腔前变化较小, 注波相互作用比较弱, 在输出腔中, 电子注将直流能量交给高频场, 电子注能量变化很大, 在渐变段电子能量变化基本结束.

图 5 给出了在电子注电压 72 kV 时, 电流从 10 A 变化到 14 A, 效率随频率的变化情况. 从图 5 可以看出, 随着电流的增大, 效率也在增大, 中心工作频率也有增大的趋势. 图 6 是在不同磁场下效率随频率的变化. 在磁场为 1.30 T 时, 获得 21% 的效率, 对应的 3-dB 带宽为 410 MHz; 当磁场为 1.325 T 时, 3-dB 带宽达到 550 MHz, 效率最大为 20%. 输出腔工作磁场的变化影响回旋速调管放大器输出功率 (效率) 和带宽之间的平衡关系, 增加磁场, 带宽也在增加, 但放大器的最大饱和输出功率 (效率) 在降低.

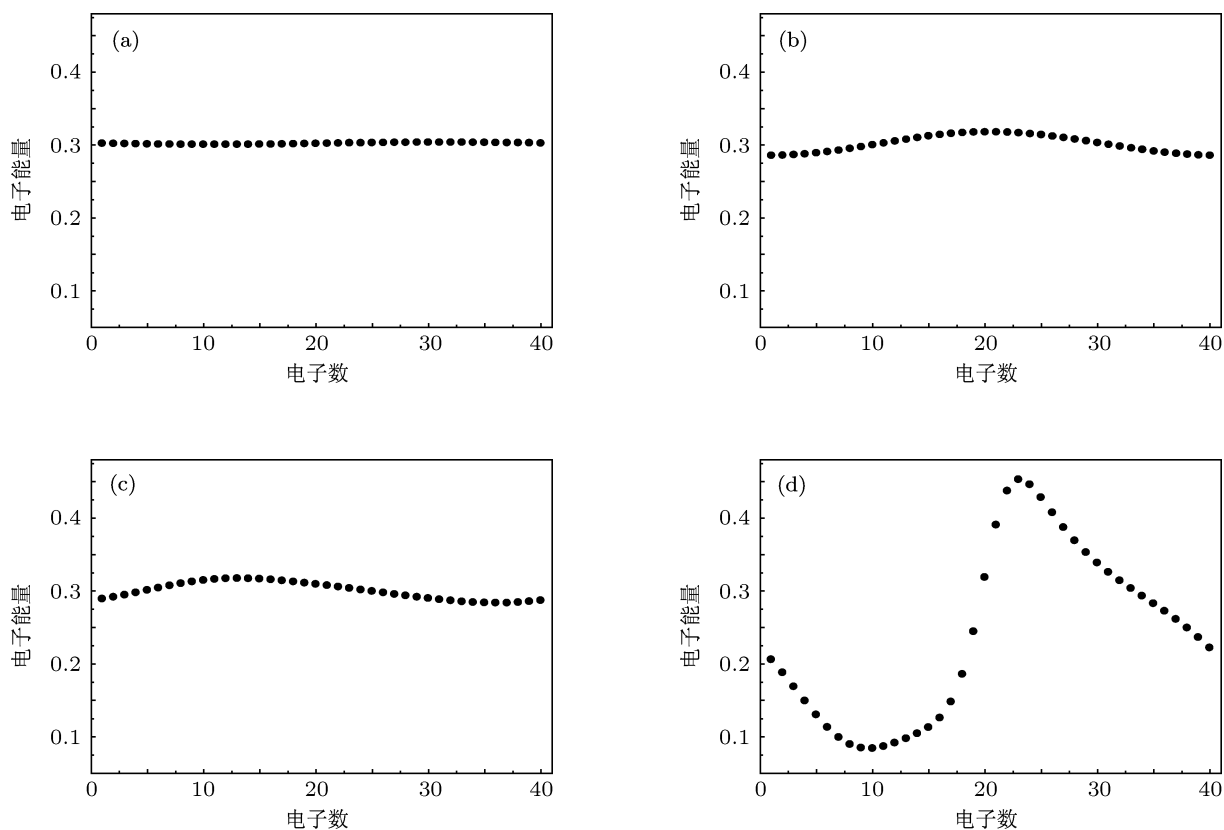


图3 不同位置处归一化电子能量分布 (a) 输入腔入口处; (b) 输入腔出口处; (c) 输出腔入口处; (d) 输出腔出口处

为了与非线性理论的计算结果进行比较, 利用粒子模拟软件 MAGIC 对图 2 所示结构进行了模拟计算.

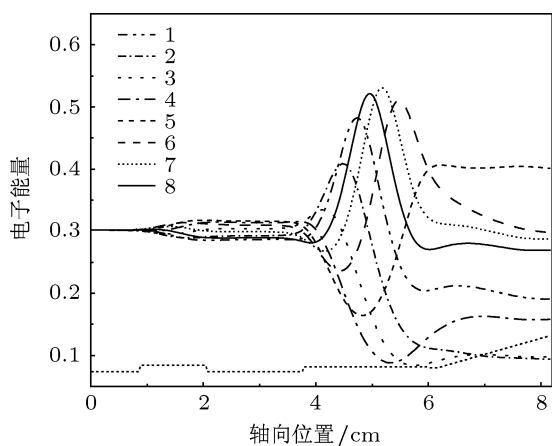


图4 一个回旋系统上归一化电子能量随轴向位置的变化

图 7 是效率与输入功率的关系. 输入功率的大小决定了电子回旋速度调制的深度, 因此, 只有输入功率适当时, 才能在输出腔形成最佳群聚, 得到最大效率. 在输入功率为 0.2—0.4 kW 时, 数值模拟

结果与 MAGIC 结果的效率都比较高. 图 8 表示电子注电压对效率的影响, 当电子注电压较低时, 效率也比较低; 随着电压的增大, 效率增大, 最大效率为 26.3%, 但随着电子注电压继续增大, 电子注速度分散比较明显, 效率反而下降, MAGIC 粒子模拟结果比数值计算结果下降更快.

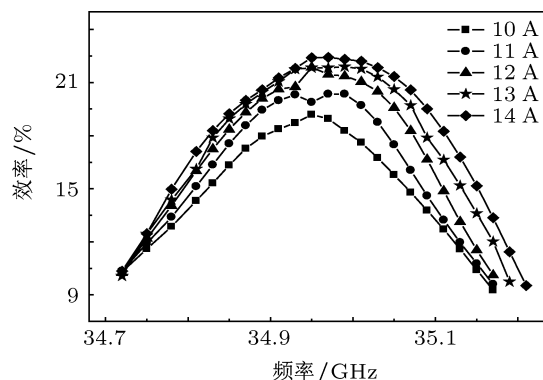


图5 效率在不同电流下随频率的变化

图 9 表示效率随工作磁场的变化关系. 从图 9 可以看出, 在工作磁场 13.15 kG ( $1 G = 10^{-4} T$ ) 时效率达到了峰值, 磁场在 13.0—13.2 kG 内变化效

率大于 21%, 随着磁场继续增大, 效率下降很快, 可见, 相互作用效率对磁场变化很敏感, 因为放大器的工作磁场决定了电子的回旋谐振频率, 从而决定了注-波相互作用的强度. 图 10 为电子注横纵速度比  $\alpha$  对相互作用效率的影响. 从  $\alpha$  为 1.2 开始, 相互作用效率随着  $\alpha$  的增大快速上升, 在  $\alpha$  为 1.5 时, 相互作用效率达到最大, 随后相互作用效率下降. 从图 10 可以看出, MAGIC 粒子模拟的结果与数值模拟结果在最大值点的相对误差为 11.9%.

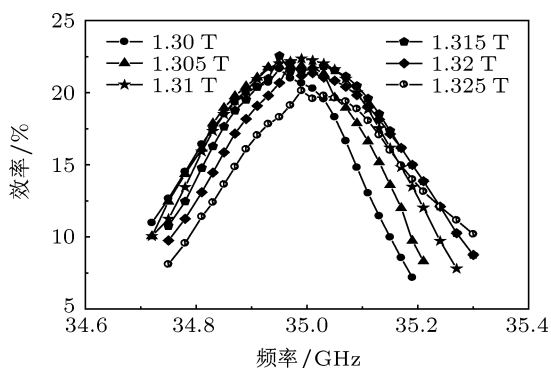


图 6 效率在不同磁场情况下随频率的变化

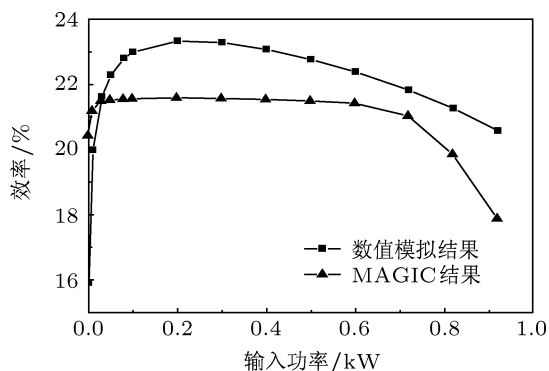


图 7 效率随输入功率的变化

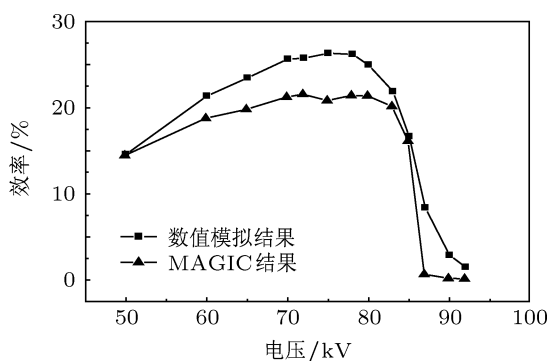


图 8 效率随电子注电压的变化

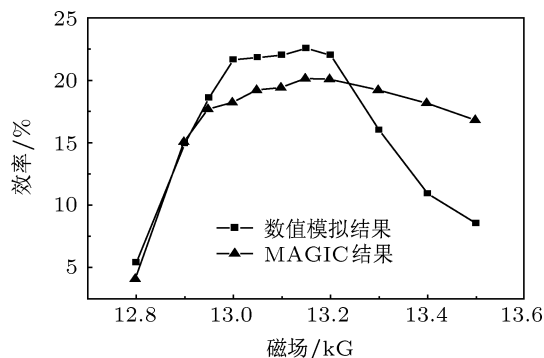


图 9 电子注电压为 72 kV, 电子注电流为 13 A 时, 效率随工作磁场的变化

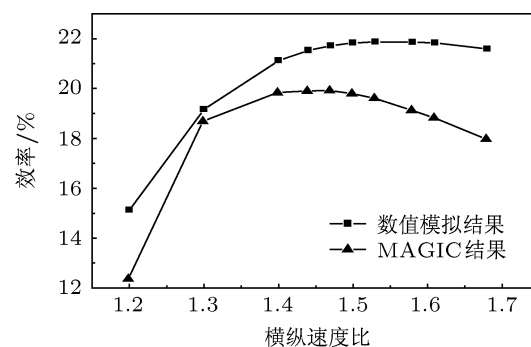


图 10 效率随横纵速度比的变化

采用给出的速度分散模型, 研究了速度分散对回旋速调管放大器效率的影响. 由于 MAGIC 目前还不能直接在回旋电子注中引进速度分散模型, 图 11 只给出了数值模拟结果. 如图 11 所示, 效率随速度分散的增大而逐渐降低, 当横向速度分散超过 4% 时, 效率下降较快, 在横向速度分散 4% 时效率下降了近 22.3%. 分析说明相互作用过程对速度分散很敏感.

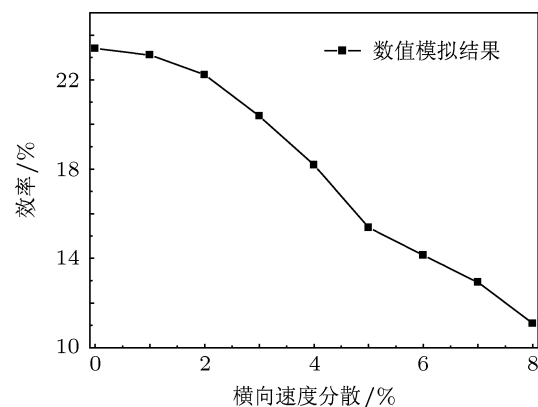


图 11 横向速度分散对效率的影响

总体来看,数值模拟结果与MAGIC粒子模拟结果有偏差,原因是多方面的.首先,MAGIC粒子模拟考虑了空间电荷效应,而本文的时域非线性理论模型忽略了空间电荷的影响;其次,MAGIC粒子模拟考虑了腔体和注通道内的损耗,本文的时域非线性理论模型只在腔体中通过 $Q$ 值来考虑腔的损耗,注通道内的损耗没有考虑;最后,MAGIC属于纯数值的粒子模拟技术,而本文所建立的非线性理论模型属于半解析半数值的方法,两者在模拟电子注与高频场的相互作用方面有着本质的不同.这些因素都有可能引起结果的偏差,但是,由于两者都可以反映器件内主要的注波相互作用过程,所以其趋势是基本一致的,都能反映器件内部基本的物理规律.

## 5 结论

本文研究了一种回旋速调管放大器时域非线性理论模型,在此模型的基础上,考虑了速度分散对注波相互作用的影响.应用自行编制的注波相互作用自洽非线性模拟程序,对 $K\alpha$ 波段两腔回旋速调管进行了数值计算与模拟,分析了注波相互作用中的能量变化,应用粒子模拟软件MAGIC与自洽非线性程序对比分析了输入功率、电子注电压、工作磁场、横纵速度比等对效率的影响.MAGIC粒子模拟结果与时域非线性理论结果基本一致,从而验证了时域非线性理论的正确性.数值模拟结果与MAGIC粒子模拟结果有偏差,除了上述影响因素外,时域非线性理论模型中电子运动方程未列出空间电荷的影响项,也可能带来一定的偏差.

- [1] Liu P K, Xu S X 2003 *J. Electron. Inform. Technol.* **25** 683 (in Chinese) [刘濮鲲, 徐寿喜 2003 电子与信息学报 **25** 683]
- [2] Liu S G 1987 *Theory of Relativity Electronics* (Beijing: Science Press) p324 (in Chinese) [刘盛纲 1987 相对论电子学 (北京: 科学出版社) 第 324 页]
- [3] Latham P E, Lawson W, Irwin V 1994 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22** 804
- [4] Botton M, Antonsen Jr T M, Levush B, Nguyen K T, Vlasov A N 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 882
- [5] Choi J J, McCurdy A H, Wood F N, Kyser R H, Calame J P, Nguyen K T, Danly B G, Antonsen Jr T M, Levush B, Parker R K 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 416
- [6] Garven M, Calame J P, Nguyen K T, Danly B G, Levush B, Wood F N 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 882
- [7] Xu S X 2004 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [徐寿喜 2004 博士学位论文 (北京: 中国科学院电子学研究所)]
- [8] Liang X F 2004 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [梁显锋 2004 博士学位论文 (北京: 中国科学院电子学研究所)]
- [9] Geng Z H 2005 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [耿志辉 2005 博士学位论文 (北京: 中国科学院电子学研究所)]
- [10] Liu Y H 2008 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [刘迎辉 2008 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [11] Liu Y H, Li H F, Li H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1718 (in Chinese) [刘迎辉, 李宏福, 李浩 2006 物理学报 **55** 1718]
- [12] Xu Y, Luo Y, Xiong C D, Li H F, Deng X, Pu Y L, Wang H, Wang J X, Yan R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 757 (in Chinese) [徐勇, 罗勇, 熊彩东, 李宏福, 邓学, 蒲友雷, 王晖, 王建勋, 鄢然 2011 物理学报 **60** 757]
- [13] Liu D W 2009 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [刘頔威 2009 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [14] Reiter G 1959 *Convention on Long Distance Transmission by Waveguide* (Philadelphia: Institution of Electrical Engineers) pp54-57
- [15] Neilson J M, Latham P E, Caplan A, Lawson W G 1989 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **37** 1165
- [16] Kartikeyan M V, Edith B, Manfred K A T 2004 *Gyrotrons: High Power Microwave and Millimeter Wave Technology* (New York: Springer) p33
- [17] Gregory S N, Hai L 1992 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **20** 170
- [18] Khanh T N, Gun S P, Jin J C, Soo Y P, Robert K P 1996 *IEEE Trans. Electron Dev.* **43** 655



# A time-dependent nonlinear theory and simulation for gyrokystron amplifier\*

Ma Jun-Jian Zhu Xiao-Fang Jin Xiao-Lin Hu Yu-Lu  
Li Jian-Qing Yang Zhong-Hai Li Bin<sup>†</sup>

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

(Received 10 January 2012; revised manuscript received 5 April 2012)

## Abstract

A time-dependent nonlinear theory for gyrokystron amplifier is presented. The theory includes a time-dependent description of the electromagnetic fields and a self-consistent analysis of the electrons. The generalized telegrapher equations represent the electromagnetic fields. The equations of motion of the electrons are described in the framework of the guiding-center approximation. All trajectories are calculated and used as current sources for the fields. The nonlinear theory of interaction is investigated in which mode coupling is taken into account in varying wall radius. Transverse velocity of the electrons from the gyrokystron amplifier satisfies Gaussian distribution. Distribution model of the velocity spread in the gyrokystron amplifier beam-wave interaction is established. A code for the self-consistent nonlinear beam-wave interaction is developed based on the presented theory. The electron beam-wave interaction of a  $K\alpha$  band gyrokystron amplifier is thoroughly studied and analyzed by the code. Numerical verification using MAGIC simulation is also given. The numerical results are in good agreement with the self-consistent nonlinear simulations.

**Keywords:** gyrokystron amplifier, nonlinear theory, efficiency, velocity spread

**PACS:** 84.47.+w, 84.40.IK

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60931001, 61071030, 10905009) and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant Nos. ZYGX2011J040, ZYGX2010J052).

<sup>†</sup> E-mail: libin@uestc.edu.cn