

## 带状注速调管注波相互作用及其计算程序的研究\*

张小锋<sup>1)2)</sup> 阮存军<sup>1)</sup> 罗积润<sup>1)†</sup> 阮望<sup>1)</sup> 赵鼎<sup>1)</sup>

1) (中国科学院电子学研究所, 中国科学院高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2010年7月23日收到; 2010年10月30日收到修改稿)

针对带状注速调管中采用非轴对称性大宽高比带状电子注的特点, 建立了2.5维窄带宏粒子模型, 编写了注波相互作用模拟分析程序. 以一支百兆瓦级带状注速调管模拟设计为例, 对程序的计算能力和效果进行了检验, 结果与三维PIC软件有较好的可比性, 且计算效率有很大幅度提升, 适用于带状注速调管注波相互作用系统的初步设计和参数优化过程.

**关键词:** 速调管, 带状注, 窄带宏粒子模型, 注波相互作用

**PACS:** 84.40.-x, 84.40.Fe, 52.65.-y, 13.40.-f

## 1. 引言

现代高能粒子加速器和下一代电子直线对撞机(NLC)、超远程雷达和通信系统等大科学装置均需要一系列小型化和紧凑型的高频率和高功率的微波源<sup>[1,2]</sup>. 对于传统的轴对称的微波真空电子器件, 由于工作波长和器件几何尺寸的共渡性, 以及空间电荷力的限制, 使得在束流通道内无法传输并获得高功率的电子注, 因而也严重制约了高频段速调管的高功率输出. 通过采用宽高比很大的薄矩形或扁椭圆形电子注降低空间电荷力对强电子注电流的限制、增大电子注电流、结合非轴对称大尺寸高频结构, 带状注速调管(SBK)有效地提高了注波相互作用效率和功率容量, 从而突破了在高频段获得高功率输出的技术障碍, 已成为国际上微波真空电子器件向高频率、高功率、高效率、小型化和紧凑型发展的热点和重要方向<sup>[3-7]</sup>.

研制带状注速调管时, 为了进行器件的物理参数设计并预测其性能, 对其内部电子注与高频场的相互作用过程进行模拟计算非常重要. 对带状注速调管注波相互作用过程的分析, 通常可以采用三维PIC软件(比如MAGIC)进行模拟, 相关的文献资料已经进行了这方面的研究<sup>[8,9]</sup>. 但由于三维PIC软件对硬件要求较高, 计算耗时非常长, 实际的三维结构

中需要协调的参量很多, 使用该类软件进行带状注速调管设计非常低效. 近两年, 国外研究机构(SLAC, CPI等)发展出了基于一维矩形薄片宏粒子模型的软件(AJDISK)进行注波相互作用计算, 优化器件参数, 并成功应用于带状注器件的设计和研制<sup>[10,11]</sup>. 但是, 基于一维模型的软件虽然计算时间短, 但存在较大误差. 误差主要来源于以下几个方面: 1) 模型只考虑粒子之间的纵向电场力, 忽略了粒子的横向运动, 对于低能电子, 其横向速度可以和轴向速度相比拟, 而一维模型中刚性薄片的假设无法考虑横向速度; 2) 无法精确的描述谐振腔间隙电场, 因为矩形薄片的截面是不变的矩形, 它不能沿横向伸展, 这使得考虑横向电场分量或者轴向电场沿横向的变化没有意义; 3) 基于一维模型的程序无法考虑电子注截获问题; 4) 一维模型描述的只能是一种具有无穷大轴向磁场的理想聚焦情形, 不能考察聚焦磁场强度及结构对器件输出性能的影响, 而带状注速调管除了均匀磁场聚焦外, 也通常采用周期摇摆磁场(wiggler)和周期会切磁场(PCM)等聚焦结构<sup>[12-18]</sup>.

为了缩短器件的研制周期, 开发一套执行效率高且能够相对准确反映注波相互作用过程的软件对带状注速调管研制非常重要. 本文尝试提出一种适用于带状电子注的2.5维窄带宏粒子模型, 通过格林函数法求解各粒子之间的空间电荷力; 采用端口

\* 国家自然科学基金(批准号:10775139, 60971073, 60501019)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: luojirun@mail.ie.ac.cn

近似法(port-approximation method)求解谐振腔间隙电压;通过求解相对论洛伦茨方程得到粒子的横向和轴向位移、动量和相位等信息;引入粒子截获判定准则处理电子注截获问题.在此基础上编写用于带状注速调管非线性注波相互作用分析程序,对一支百兆瓦级带状注速调管进行分析,数值计算结果包括电子的运动轨迹、电子轴向动量随距离的变化、电子注运动电流沿轴向的变化趋势.最后计算器件输出功率及效率随输入功率的变化,并将结果与三维 PIC 软件的进行比较,希望计算时间大幅度减少,计算结果类似于三维 PIC 软件.

## 2. 物理模型

### 2.1. 2.5 维窄带宏粒子模型

矩形带状电子注宽高比大,具有中心平面对称性,可以用空间 2 维、速度 3 维( $y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$ )直角坐标系(2.5 维)描述.这里所说的 2.5 维窄带模型针对宏粒子的定义而言,首先沿  $z$  方向把带状电子注划分为一系列矩形薄片,然后再把每个矩形薄片沿  $y$  方向划分为若干个窄带,在  $x$  方向没有进行宏粒子划分,但在运动过程中考虑粒子在  $x$  方向的速度和位移.认为带状电子注沿  $x$  方向的空间电荷场较弱,不考虑  $x$  方向带电粒子之间的相互作用力,沿  $x$  方向运动被视为一个整体.具体模型如下:在宽和高分别为  $a$  和  $b$  的矩形漂移通道内(如图 1 所示),把一个电子波长  $\lambda_e$  ( $\lambda_e = u_0 T, u_0$  为电子的直流速度,  $T$  为高频波周期)范围内的电子注沿  $z$  方向等分为  $N_z$  个矩形薄片,每个矩形薄片的宽度为  $w$ ,厚度为  $d = \lambda_e / N_z$ ;然后把每个矩形薄片沿  $y$  方向( $y$  方向高度为  $h$ )划分为  $N_y$  个体积相等的窄带,每个窄带的高度为  $h / N_y$ (如图 2 所示),图中每一个小矩形块即代表一个宏粒子.沿  $y$  方向划分时,以中心平

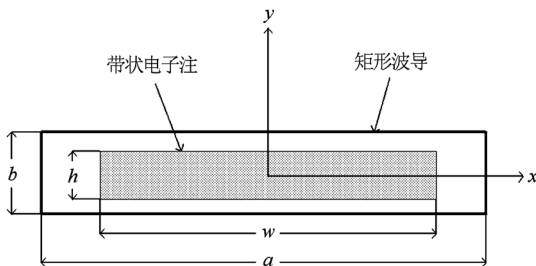


图 1 矩形通道中的带状注截面示意图

面( $x-z$  平面)为对称面,对称面上下部分电子注各划分为  $N_y/2$  个窄带,  $N_y$  为偶数,这样可以保证没有一个窄带是跨越中心平面的,以避免一个窄带的上下两个半带受到相反的  $x$  方向作用力.这里假设电子注在  $y-z$  截面上的电荷均匀分布,因此各窄带宏粒子携带的电量都相等.在运动过程中窄带的纵向厚度始终为  $d$  保持不变,但  $y$  方向高度可因受力而发生改变,窄带的截面始终为矩形.

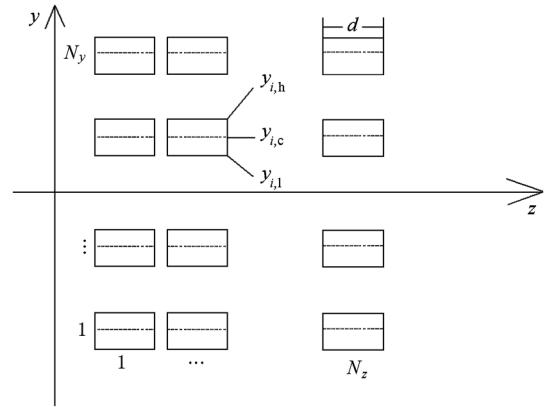


图 2 2.5 维窄带模型示意图

### 2.2. 空间电荷力

窄带宏粒子之间的空间电荷力可使用格林函数法计算.取源宏粒子携带的电量为  $q_i$ ,该宏粒子中心的坐标为  $(y_{i,c}, z_{i,c})$ ,  $y_{i,h}$  和  $y_{i,l}$  分别为其上沿和下沿  $y$  坐标;  $q_j$  为受力宏粒子携带的电量,  $(y_{j,c}, z_{j,c})$  为该宏粒子中心的坐标.我们先求出源宏粒子在点  $(y_{j,c}, z_{j,c})$  的标势  $V$  和矢势  $\mathbf{A}$ ,再由  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$  及  $\mathbf{E} = -\nabla V - \partial \mathbf{A} / \partial t$  求出点  $(y_{j,c}, z_{j,c})$  的电场  $E_y$  和  $E_z$ ,然后求出两粒子之间的  $y$  方向和  $z$  方向的作用力如下.

1) 源荷电窄带宏粒子与受力荷电窄带宏粒子在  $z$  方向不存在重叠,即  $|z_{j,c} - z_{i,c}| > d$  时,

$$F_z = \frac{32q_i q_j a^3 b^3}{\epsilon_0 k^2 m^2 \pi^6 \gamma^2 w^2 d^2} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (m^2 a^2 + k^2 b^2)^{-1} \times \sin^2\left(\frac{k\pi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{k\pi w}{2a}\right) \times c_{y1} c_{z1}, \quad (1)$$

$$F_y = \frac{32q_i q_j a^4 b^3}{\epsilon_0 k^2 m \pi^6 \gamma w^2 d^2} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (m^2 a^2 + k^2 b^2)^{-1} \times \sin^2\left(\frac{k\pi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{k\pi w}{2a}\right) \times c_{y2} c_{z1}. \quad (2)$$

2) 源荷电窄带宏粒子与受力荷电窄带宏粒子在  $z$  方向存在重叠,  $|z_{j,c} - z_{i,c}| \leq d$  时,

$$F_z = \frac{32q_i q_j a^3 b^3}{\epsilon_0 k^2 m^2 \pi^6 \gamma^2 w^2 d^2} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (m^2 a^2 + k^2 b^2)^{-1} \times \sin^2\left(\frac{k\pi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{k\pi w}{2a}\right) \times c_{y1} c_{z2}, \quad (3)$$

$$F_y = \frac{32q_i q_j a^4 b^3}{\epsilon_0 k^2 m \pi^6 \gamma w^2 d^2} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (m^2 a^2 + k^2 b^2)^{-1} \times \sin^2\left(\frac{k\pi}{2}\right) \sin^2\left(\frac{k\pi w}{2a}\right) \times c_{y2} c_{z3}, \quad (4)$$

式中  $\gamma$  为相对论因子,

$$c_{z1} = 2e^{\mu_n \gamma |z_{j,c} - z_{i,c}|} - e^{\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| + d)} - e^{\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| - d)}, \quad (5)$$

$$c_{z2} = -2 + 2e^{\mu_n \gamma |z_{j,c} - z_{i,c}|} - e^{\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| + d)} + e^{\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| - d)}, \quad (6)$$

$$c_{z3} = 2e^{\mu_n \gamma |z_{j,c} - z_{i,c}|} - e^{\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| + d)} - e^{-\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| - d)} - 2\mu_n \gamma (|z_{j,c} - z_{i,c}| - d), \quad (7)$$

$$\mu_n = -\frac{\pi(m^2 a^2 + k^2 b^2)^{\frac{1}{2}}}{ab}, \quad (8)$$

$$c_{y1} = c_y \sin\left(\frac{m\pi(y_{j,h} + y_{j,l} - b)}{2b}\right), \quad (9)$$

$$c_{y2} = c_y \cos\left(\frac{m\pi(y_{j,h} + y_{j,l} + b)}{2b}\right), \quad (10)$$

$$c_y = \sin\left(\frac{m\pi(y_{i,h} + y_{i,l} + b)}{2b}\right) \sin\left(\frac{m\pi(y_{i,h} - y_{i,l})}{2b}\right) \times \sin\left(\frac{m\pi(y_{j,h} - y_{j,l})}{2b}\right) / (y_{i,h} - y_{i,l}) \times (y_{j,h} - y_{j,l}), \quad (11)$$

作为一个实际的算例,在  $a$  和  $b$  分别为 110 mm 和 8 mm 的矩形漂移通道内,源宏粒子的中心  $y$  坐标为  $y_{i,c} = 0.2h$ ,作用于一个受力宏粒子上的空间电荷力如图 3 和图 4 所示. 电子波长  $\lambda_e$  约为 20.61 mm, 电子注高度为  $h = 6$  mm, 宽度为  $w = 100$  mm, 每个窄带厚度  $d$  约为 0.69 mm.

从图 3 可以注意到,两窄带在  $z$  向完全重叠时(即  $z_{j,c} - z_{i,c} = 0$ )  $z$  方向作用力  $F_z$  为零. 当两窄带中心  $y$  方向距离为  $0.1h$  时,  $F_z$  在两窄带  $z$  方向距离约为  $d$  处出现最大值;当两窄带中心  $y$  方向距离小于  $0.1h$  时,  $F_z$  的最大值增大,且两窄带  $z$  方向距离减小;当两窄带中心  $y$  方向距离大于  $0.1h$  时,  $F_z$  的最大值减小,且两窄带  $z$  方向距离增加. 图 4 给出了  $y$  方向的受力情况,窄带在  $z$  方向重叠时(即  $z_{j,c} - z_{i,c} = 0$ )  $F_y$  不等于零,且对应这一位置  $F_y$  出现极值,随着两宏粒子中心  $z$  方向距离的增加  $F_y$  减小;当受力宏粒子中心  $y$  方向坐标( $y_{j,c} = 0.1h$  和  $y_{j,c} = 0.3h$ ) 与

源宏粒子中心  $y$  方向坐标( $y_{i,c} = 0.2h$ ) 相差较小时,  $F_y$  的最大值较大;反之,  $F_y$  的最大值较小.

此外当受力宏粒子的中心  $y$  方向坐标  $y_{j,c}$  不同时,  $F_z$  的最大值也不同,当受力宏粒子中心  $y$  坐标( $y_{j,c} = 0.1h$  和  $y_{j,c} = 0.3h$ ) 与源宏粒子中心  $y$  坐标( $y_{i,c} = 0.2h$ ) 相差较小时,  $F_z$  的最大值较大;反之,  $F_z$  的最大值较小.

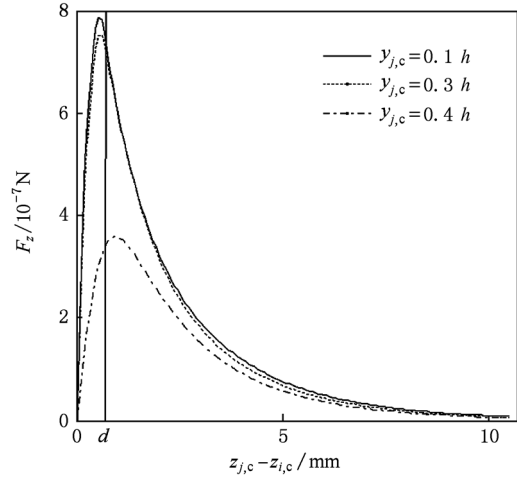


图 3  $z$  方向空间电荷力

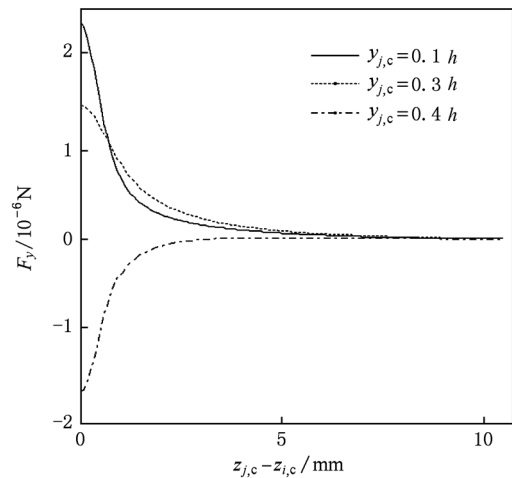


图 4  $y$  方向空间电荷力

### 3. 谐振腔间隙电磁场

带状注速调管采用“哑铃形”谐振腔,其结构如图 5 所示. 其中间部分为一段波导,波导末端为两个大小相同的耦合腔,当谐振腔的基模谐振频率等于中间波导相应于谐振腔基模的模式截止频率时,其间隙电场分布呈现较好的均匀性<sup>[19]</sup>.

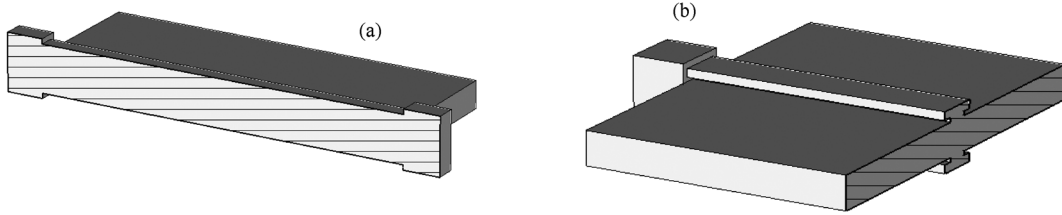


图5 “哑铃形”谐振腔 (a) x-y 截面图; (b) y-z 截面图

谐振腔中的电磁场可以通过端口近似法求解<sup>[20,21]</sup>. 将位于漂移管外部的谐振腔的作用由其间隙处建立的电压直接等效,如图6所示,将图左边的谐振腔等效为图右边的一个端口,其电压和相位分别为  $V_g$  和  $\phi_g$ ,此时谐振腔的具体结构没有被明显考虑,但其影响体现在间隙电场的分布函数中.  $V_g$  和  $\phi_g$  的值取决于电子注的运动状态及谐振腔的品质因数  $Q_0$ 、谐振频率  $\omega_0$  和特性阻抗  $R/Q$ . 同时,  $V_g$  和  $\phi_g$  又决定了谐振腔间隙电磁场的幅值和相位,近而对电子注的运动状态产生影响.

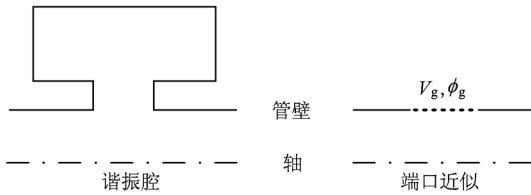


图6 “端口近似”的示意图

当我们知道了谐振腔中工作模式(比如  $TM_{110}$  模式)的电磁场分布情况后,假设  $y, z$  方向的电场分布函数分别为  $f_y(y, z)$  和  $f_z(y, z)$ ,  $x$  方向的磁场分布函数为  $f_x(y, z)$ , 谐振腔间隙电磁场表示为

$$E_z(y, z, t) = E_0 f_z(y, z) e^{j\omega t}, \quad (12)$$

$$E_y(y, z, t) = E_0 f_y(y, z) e^{j\omega t}, \quad (13)$$

$$B_x(y, z, t) = B_0 f_x(y, z) e^{j\omega t}, \quad (14)$$

其中  $E_0$  为电场的幅值,  $B_0$  为磁场的幅值.

电磁场分布函数可以采用解析形式,或者采用 CST 等软件计算的离散数值形式. 对于离散形式的分布函数,空间任一点的函数值可以通过网格点上的数值插值得到. 谐振腔的间隙电压根据 Ramo 的等效电路模型满足以下关系式<sup>[22,23]</sup>:

$$i_{\text{ind}}(t) \cdot V_{\text{gap}}(t) = - \int_V \mathbf{j}(t) \cdot \mathbf{E}_{\text{cav}}(t) dV, \quad (15)$$

其中  $i_{\text{ind}}(t)$  为感应电流,  $V_{\text{gap}}(t)$  为间隙电压,这里的  $V_{\text{gap}}$  可以定义为纵向电场  $E_z$  沿谐振腔轴线的积分,

即  $V_{\text{gap}}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_z(y=0, z, t) dz$ ; 在等式右边的积分符号内,  $\mathbf{j}(t)$  为电子注的运动电流,  $\mathbf{E}_{\text{cav}}(t)$  为谐振腔间隙电场,二者都是与位置有关的矢量.

感应电流的傅里叶(Fourier)分解形式为

$$i_{\text{ind}}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \cdot e^{jn\omega t} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (16)$$

$$c_n = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T i_{\text{ind}}(t) e^{-jn\omega t} dt, \quad (17)$$

其中  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  为器件的工作频率,  $T$  为高频周期,  $c_0$  为直流分量,  $i_n = 2c_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) 为各次谐波分量.

谐振腔的调制电压可由感应电流得到

$$V_{\text{gap}} = i_n \cdot Z_{\text{cav}}, \quad (18)$$

其中  $Z_{\text{cav}} = (R/Q) \cdot Q_L / (1 + jQ_L(f_s/f_r - f_r/f_s))$ ,  $f_s$  为器件的工作频率,  $f_r$  为腔的谐振频率,  $R/Q$  为谐振腔特性阻抗,  $Q_L$  为谐振腔有载品质因数.

#### 4. 电子注运动及注波互作用方程

速调管中电子的运动遵循相对论形式的洛伦兹方程

$$\frac{d(\gamma m_0 \mathbf{v})}{dt} = -q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (19)$$

其中  $q$  为粒子电荷量的绝对值,  $m_0$  为粒子的静止质量,  $\mathbf{v}$  为粒子的速度,  $\mathbf{E}$  为电子注内的空间电荷场和谐振腔中高频电场的线性叠加,  $\mathbf{B}$  为电子注内的自磁场、谐振腔中高频磁场和外加聚焦磁场的线性叠加. 上式描述了电子注内各粒子之间以及粒子与高频电磁波之间的相互作用过程. 在求得电子注内的空间电荷场  $\mathbf{E}_{\text{sc}}$  和自磁场  $\mathbf{B}_{\text{sc}}$  以及谐振腔内的高频电磁场  $\mathbf{E}_{\text{cav}}$  和  $\mathbf{B}_{\text{cav}}$  后,同时考虑聚焦磁场  $\mathbf{B}_{\text{Focus}}$ , (19)式可表示为

$$\frac{d(\gamma m_0 \mathbf{v})}{dt} = -q \cdot (\mathbf{E}_{\text{sc}} + \mathbf{E}_{\text{cav}} + \mathbf{v} \times (\mathbf{B}_{\text{sc}} + \mathbf{B}_{\text{cav}} + \mathbf{B}_{\text{Focus}})), \quad (20)$$

同时电子的位移  $x$  与速度  $v$  满足以下关系式:

$$\frac{dx}{dt} = v, \quad (21)$$

将方程(21)中的  $E_{sc}, E_{cav}, B_{sc}, B_{cav}, v$  和  $x$  展开成分量形式,可得到一个自洽的方程组,在电子注运动过程中,通过求解以上微分方程组来获得粒子在每一时间步的位移、动量、速度和相对论质量因子等信息.

### 5. 电子注截获

电子截获现象主要出现在速调管的输出段<sup>[24]</sup>,我们的模型和程序能够将电子注截获问题考虑在内,宏粒子是否因管壁截获而损失全部或部分电量取决于它的横向位置和横向速度<sup>[25]</sup>. 电子注所在矩形漂移通道的宽和高分别为  $a$  和  $b$ ,我们引入的用于判断粒子是否越界的边界线的宽和高分别为  $w_b = 0.95a$  和  $h_b = 0.95b$ . 当宏粒子中心越过边界线且运动方向背离矩形漂移通道中心时,我们认为该粒子被完全截获,损失全部电量;当宏粒子中心越过边界线但运动方向指向矩形漂移通道中心时,我们认为该宏粒子被部分截获,其剩余电量根据该宏粒子在边界线内部分的体积与其总体积的比例计算.

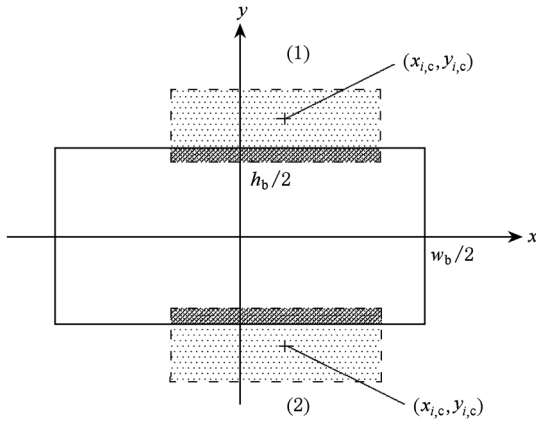


图7 宏粒子  $y$  方向越界示意图

当宏粒子处于图7中所示位置时,该宏粒子在  $y$  方向越界,图中黑色实线所示矩形为我们设定的边界线. 图7中情形(1)对应于粒子在  $y$  方向越过上边界,即宏粒子中心  $y$  坐标  $y_{i,c} \geq h_b/2$ , 图7中情形(2)对应于粒子在  $y$  方向越过下边界,即宏粒子中心  $y$  坐标  $y_{i,c} \leq -h_b/2$ . 该情况下宏粒子剩余电量  $q_1$  需要结合粒子  $y$  方向速度  $v_y$  的方向来判定,计算

结果如表1所示,  $q_0$  为该宏粒子携带的初始电量.

表1 宏粒子  $y$  方向越界时剩余电量计算

$y_{i,c}$	$v_y$	$q_1$
$y_{i,c} \geq h_b/2$	$v_y > 0$	0
$y_{i,c} \geq h_b/2$	$v_y \leq 0$	$q_0(h_b/2 - y_{i,c}) / (y_{i,h} - y_{i,l})$
$y_{i,c} \leq -h_b/2$	$v_y < 0$	0
$y_{i,c} \leq -h_b/2$	$v_y \geq 0$	$q_0(h_b/2 + y_{i,c}) / (y_{i,h} - y_{i,l})$

当宏粒子处于下图8中所示位置时,该宏粒子在  $x$  方向越界,图8中情形(1)对应于粒子在  $x$  方向越过右边界,即宏粒子中心  $x$  坐标  $x_{i,c} \geq w_b/2 - 0.95w/2$ , 图8中情形(2)对应于粒子在  $x$  方向越过左边界,即宏粒子中心  $x$  坐标  $x_{i,c} \leq -w_b/2 + 0.95w/2$ . 该情况下宏粒子剩余电量需要结合粒子  $x$  方向速度  $v_x$  的方向来判定,计算结果如表2所示.

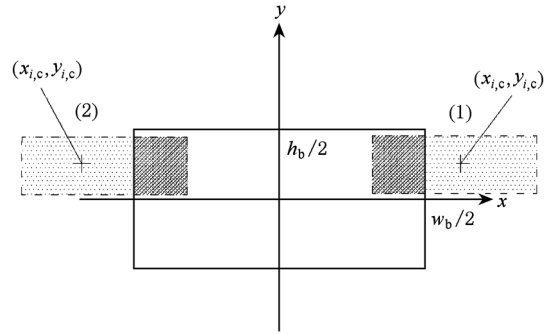


图8 宏粒子  $x$  方向越界示意图

表2 宏粒子  $x$  方向越界时剩余电量计算

$x_{i,c}$	$v_x$	$q_1$
$x_{i,c} \geq w_b/2 - w/2$	$v_x > 0$	0
$x_{i,c} \geq w_b/2 - w/2$	$v_x \leq 0$	$q_0(w/2 + w_b/2 - x_{i,c}) / w$
$x_{i,c} \leq -(w_b/2 - w/2)$	$v_x < 0$	0
$x_{i,c} \leq -(w_b/2 - w/2)$	$v_x \geq 0$	$q_0(w/2 + w_b/2 + x_{i,c}) / w$

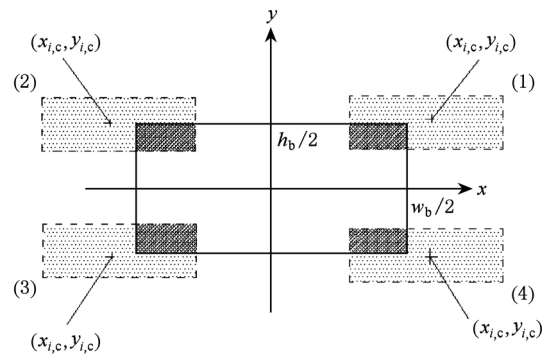


图9 宏粒子  $x$  和  $y$  方向越界示意图

当宏粒子处于图 9 中所示位置时,该宏粒子在  $x$  和  $y$  方向均越界,该情况下宏粒子剩余电量需要

结合粒子  $x$  和  $y$  方向速度  $v_x$  和  $v_y$  的方向来判定,计算结果如表 3 所示.

表 3 宏粒子  $x$  和  $y$  方向均越界时剩余电量计算

$x_{i,c}$	$y_{i,c}$	$v_x$ $v_y$	$q_i$
$x_{i,c} \geq w_b/2 - w/2$	$y_{i,c} \geq h_b/2$	$v_x > 0$ 或 $v_y > 0$	0
$x_{i,c} \geq w_b/2 - w/2$	$y_{i,c} \geq h_b/2$	$v_x \leq 0$ 且 $v_y \leq 0$	$q_0 \frac{w_b/2 + w/2 - x_{i,c} h_b/2 - y_{i,l}}{w y_{i,h} - y_{i,l}}$
$x_{i,c} \leq -(w_b/2 - w/2)$	$y_{i,c} \geq h_b/2$	$v_x < 0$ 或 $v_y > 0$	0
$x_{i,c} \leq -(w_b/2 - w/2)$	$y_{i,c} \geq h_b/2$	$v_x \geq 0$ 且 $v_y \leq 0$	$q_0 \frac{w/2 + w_b/2 + x_{i,c} h_b/2 - y_{i,l}}{w y_{i,h} - y_{i,l}}$
$x_{i,c} \leq -(w_b/2 - w/2)$	$y_{i,c} \leq -h_b/2$	$v_x < 0$ 或 $v_y < 0$	0
$x_{i,c} \leq -(w_b/2 - w/2)$	$y_{i,c} \leq -h_b/2$	$v_x \geq 0$ 且 $v_y \geq 0$	$q_0 \frac{w/2 + w_b/2 + x_{i,c} h_b/2 + y_{i,h}}{w y_{i,h} - y_{i,l}}$
$x_{i,c} \geq w_b/2 - w/2$	$y_{i,c} \leq -h_b/2$	$v_x > 0$ 或 $v_y < 0$	0
$x_{i,c} \geq w_b/2 - w/2$	$y_{i,c} \leq -h_b/2$	$v_x \leq 0$ 且 $v_y \geq 0$	$q_0 \frac{w/2 + w_b/2 - x_{i,c} h_b/2 + y_{i,h}}{w y_{i,h} - y_{i,l}}$

### 6. 计算结果及比较

基于前面获得的模型、公式和判定准则,我们编写了带状注速调管注波相互作用模拟分析程序.以一支 X 波段带状注速调管为例,对程序的可靠性进行验证.该速调管工作频率为 11.480 GHz,电子注直流电压  $V_0$  为 320 kV,直流电流  $I_0$  为 362 A,电子注的宽和高分别为 100 和 6 mm,漂移管的宽和高分别为 110 和 8 mm,使用均匀磁场聚焦,注波相互作用段包含 5 个单间隙谐振腔,各谐振腔的摆放位置及间隙宽度等参数如表 4 所示.

表 4 腔体的频率、间隙宽度和位置参数

腔体	频率/GHz	间隙宽度/mm	纵向位置/mm
1	11.480	5	40
2	11.480	5	150
3	11.592	5	260
4	11.592	5	370
5	11.480	5	480

计算中将一个电子波长的电子注做轴向 30 × 横向 4 的划分,即总共划分为 120 个宏粒子.在输入功率为 21.7 kW 时,计算得到以下图 10 至图 16 所示结果.

图 10 给出了荷电粒子在  $y$ - $z$  平面的运动轨迹,从图中可以看到每个腔高频电场对电子注的作用,第 1 腔最弱,第 5 腔最强,并且越靠近间隙边沿这种作用越强,较好地体现了电子注与谐振腔中高频场

之间的相互作用.

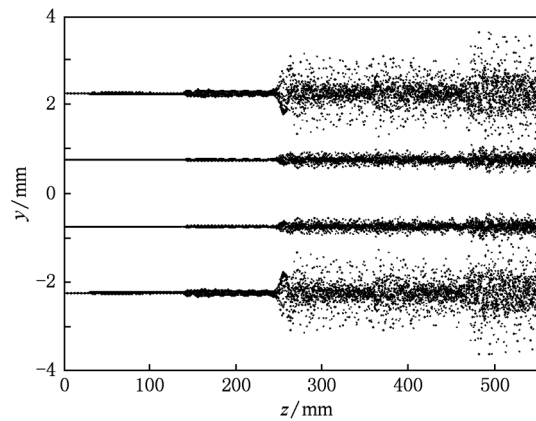


图 10 荷电粒子在  $y$ - $z$  平面的运动轨迹

图 11 为荷电粒子的相轨迹,反映了电子从均匀入射至依次受到各谐振腔的调制而逐渐出现群聚的变化过程.在速调管的设计阶段相轨迹图将为判断器件结构及参数选择是否合理提供重要参考.从图 11 中可以看出,电子注刚进入注波相互作用区时,图中共有 30 条相轨迹,是因为我们将电子注沿轴向划分为 30 个矩形薄片,每个矩形薄片沿  $y$  方向划分为 4 个窄带,其中每个矩形薄片上的 4 个窄带刚开始时相轨迹重合.随着轴向距离的增加,每一条重合的相轨迹开始分裂为两条,这反映出起始时刻由同一矩形薄片划分出的窄带的运动状态逐渐变得不同.每一条重合的相轨迹分裂为 2 条而不是 4 条,是因为位于上下半平面相同横向位置处的窄带的相轨迹由于对称性而重合(如图 12 中所示窄带 3 与

窄带 2 相轨迹重合,窄带 4 与窄带 1 相轨迹重合). 随着距离的增加,电子注群聚逐渐明显,在输出腔位置处出现强烈群聚.

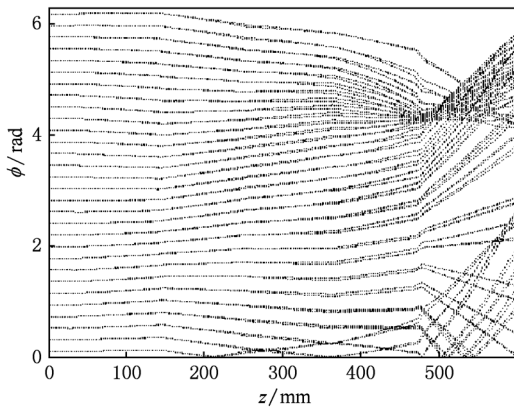


图 11 荷电粒子的相轨迹

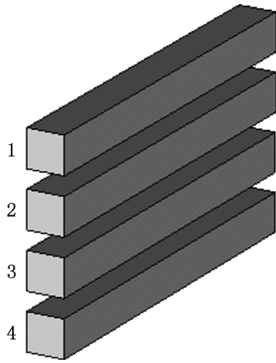


图 12 同一矩形薄片上的窄带示意图

图 13 为电子注归一化运动电流的前 5 次谐波分量随轴向距离的变化曲线. 电子注群聚的紧密程度可由运动电流来表征,其中基波分量的幅值直接决定了速调管在理论上可能达到的最大效率. 因此研究电子注运动电流沿轴向位置的变化趋势将有助于我们对器件的运行状态及性能做更深入的了解. 从图 13 中可以看出,运动电流基波分量最大,二阶及以上的谐波分量相对较小.

图 14 表示荷电粒子对光速  $c$  归一化的轴向速度  $v_z$  随运动距离  $z$  的变化,从图中可以看出,通过输出腔时粒子速度零散十分明显,大多数粒子被减速,运动速度在很短的距离内迅速下降,少数粒子速度增加. 这说明我们的设计参数较为合理,电子注经过前 4 个谐振腔后,实现了良好群聚,在输出腔处大多数粒子处于减速相位,能够把能量交给高频场.

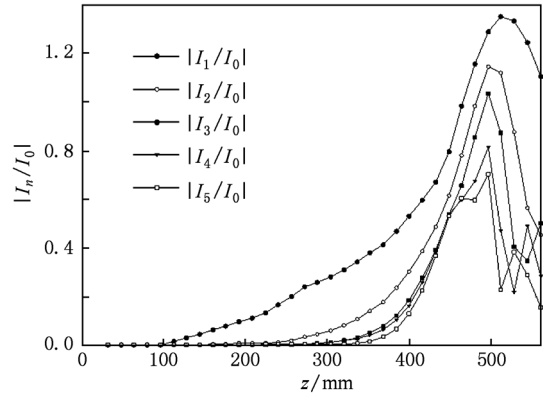


图 13 电子注归一化运动电流的谐波分量沿轴向距离的变化

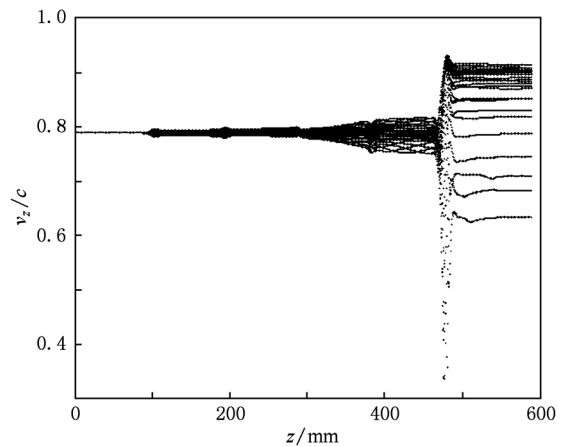


图 14 荷电粒子的归一化轴向速度随运动距离的变化

图 15 为器件的效率随工作频率的变化曲线. 从图 15 中可以看出,当工作频率偏离中心频率 (11.480 GHz) 较小时,器件的输出效率变化较为平稳;当工作频率小于 11.45 GHz 或者大于 11.50 GHz 时,器件的输出效率急剧下降. 在工作频率为 11.49 GHz 时,效率最大为 32.04%.

图 16 为器件的增益随工作频率的变化曲线. 从图 16 中可以看出,最大增益约为 32.33 dB,通过计算可以发现 3 dB 带宽为 64 MHz.

图 17 为同一工作电压下由 MAGIC 及我们的程序计算出的器件的输出功率和输入功率的关系曲线,输出功率随着输入功率的增加而逐渐增加,并达到饱和. 从图 17 中可以看出,前 4 个输入功率点处,我们的计算结果与 MAGIC 计算结果差别较大,在后面几个输入功率点处,我们的计算结果与 MAGIC 计算结果相差较小;在输出功率逐渐达到饱和的过程中,我们的程序给出的曲线斜率较大,这

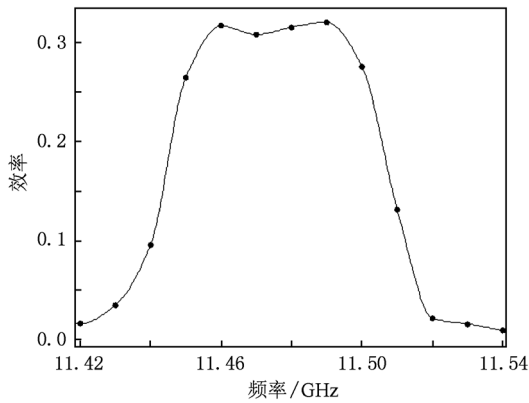


图 15 效率随频率的变化曲线

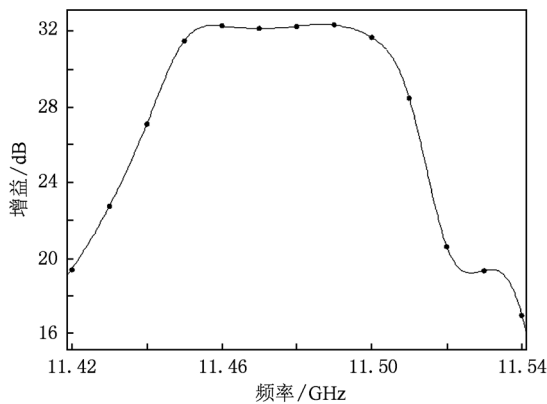


图 16 增益随频率的变化曲线

一过程变化较快,而 MAGIC 模拟结果对应这一过程变化较为平缓.但总体上二者反映了相同的变化趋势,我们的程序计算结果与 MAGIC 计算结果有较好的可比性.

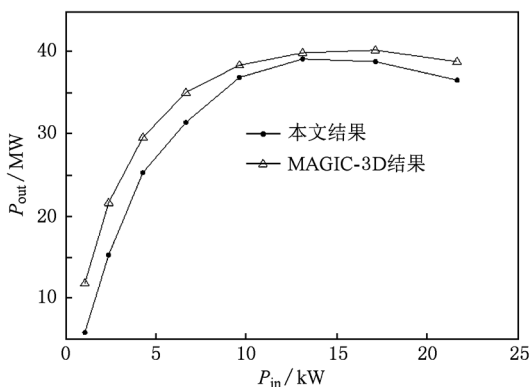


图 17 输出功率随输入功率的变化曲线

以上结果表明,在注电压和电流分别为 320 kV

和 362 A ,工作频率为 11.48 GHz,输入功率为 21.70 kW 时,计算获得了 36.57 MW 的输出功率, 31.52% 的效率和 32.27 dB 的增益. 能够获得的最大效率和增益分别为 32.04% 和 32.33 dB. 需要说明的是,该速调管是我们验证程序可靠性的一个算例,其设计参数并没有达到最优化. 设计中采用的单间隙输出腔由于间隙宽度仅为 5 mm, 这可能导致输出腔间隙电场强度过大,容易产生击穿,这是采用单间隙哑铃型谐振腔作为输出腔难以避免的问题;另外,对于带状注速调管来说,单间隙腔哑铃型谐振腔的特性阻抗  $R/Q$  和耦合系数  $M$  较低,这将导致注波互作用效率较低. 解决这些问题的有效办法是采用多间隙耦合腔.

本文讨论的 2.5 维模型假设沿电子注宽边方向的空间电荷场是均匀的,电子的运动满足层流性要求;在求解谐振腔间隙电磁场时采用了端口近似法,在此基础上开发的是频域稳态的程序. 基于以上假设和近似,我们的程序计算结果与能够反映真实情况的三维全时域软件 MAGIC 有一定差别. 但是,在用 MAGIC 模拟过程中,考虑到计算机内存容量和硬盘存储空间的限制,我们需要把整个互作用段分成若干段进行计算. 对于该 5 腔速调管,单频率点单功率点的一次计算, MAGIC 需要大约 100 h. 对计算机硬件和计算时间的高需求使得利用 MAGIC 来设计和优化带状注速调管非常的困难,而我们的程序对该速调管单频率点单功率点计算仅需要半个小时左右,约为 MAGIC 的 0.5%,使得利用该程序对器件的设计参数进行初选和优化非常的高效,最后可以用 MAGIC 对我们的设计参数进行验证.

## 7. 结 论

为了快速有效地分析带状注速调管中电子注与场的非线性互作用过程,提出一种适用于薄矩形带状电子注的 2.5 维宏粒子模型. 在此基础上自主编写了大信号注波互作用程序,并使用该程序对一支 X 波段百兆瓦级带状注速调管进行了模拟分析. 计算结果表明,本文的程序能够对器件内部电子注的群聚过程进行详细考查,且计算得到的器件输出特性与三维 PIC 软件 MAGIC 的计算结果有较好的可比性. 此外,本文设计的程序在计算时间上有大幅缩短.



- [1] Chen H T, Kersting R, Cho G C 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 3009
- [2] Federic J F, Gary D, Schulkin B, Huang F, Altan H, Barat R, Zimdars D 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2477
- [3] Nguyen K T, Pasour J A, Wright E L, Petillo J, Levush B 2008 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference* Monterey, USA, April 22—24, 2008 p179
- [4] Pasour J A, Wright E L, Nguyen K T, Balkcum A, Wood F, Atkinson J, Cusick M, Levush B 2010 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference*, Monterey, USA, May 18—20, 2010 p43
- [5] Wright E L, Pershing D E, Levush B 2009 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference*, Rome, Italy, April 28—30, 2009 p298
- [6] Russell S J, Wang Z F, Haynes W B, Wheat R M Jr, Carlsten B E, Earley L M 2005 *Phys. Rev. Spec. Top. -Accelerat. Beams* **8** 080401
- [7] Startsev E A, Davidson R C 2003 *Phys. Rev. Spec. Top. -Accelerat. Beams* **6** 044401
- [8] Colby E R, Caryotakis G, Fowkes W R, Smithe D N 1999 *Proceedings of American Institute of Physics Conference*, Pajaro Dunes, USA, October 5—8, 1998 p74
- [9] Shin Y M, Barnett L R, Luhmann N C 2009 *IEEE Trans.* ED **56** 3196
- [10] Jensen A J, Caryotakis G, Scheitrum G, Sprehn D, Steele B 2006 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference*, Monterey, USA, April 25—27, 2006 p489
- [11] Cusick M, Atkinson J, Balkcum A, Caryotakis G, Gajaria D, Grant T, Meyer C, Lind K, Perrin M 2009 *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference*, Rome, Italy, April 28—30, 2009 p296
- [12] Nguyen K T, Pasour J A, Antonsen T M, Jr, Larsen P B, Petillo J J, Levush B 2009 *IEEE Trans.* ED **56** 744
- [13] Carlsten B E, Early L M, Krawczyk F L, Russell S J, Potter J M, Ferguson P, Humphries S Jr 2005 *Phys. Rev. Spec. Top. -Accelerat. Beams* **8** 062001
- [14] Basten M A, Booske J H 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 6313
- [15] Wang Z L, Gong Y B, Wei Y Y, Duan Z Y, Gong H R, Lu Z G, Yue L N, Yin H R, Xu J, Li Y B, Liu P K, Park G S 2010 *IEEE Trans. Plasma* **38** 32
- [16] Booske J H, Kumbasar A H, Basten M A 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3979
- [17] Zhao D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1712 (in Chinese) [赵鼎 2010 物理学报 **59** 1712]
- [18] Du G X, Qian B L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4626 (in Chinese) [杜广星、钱宝良 2010 物理学报 **59** 4626]
- [19] Yu D, Wilson P 1993 *Proceedings of IEEE Particle Accelerator Conference*, Washington D C, USA, May 12—20, 1993 p2681
- [20] Zhao D, Ding Y G, Wang Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3324 (in Chinese) [赵鼎、丁耀根、王勇 2007 物理学报 **56** 3324]
- [21] Yu S S, Wilson P, Drobot A 1985 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 2918
- [22] Gewartowski J W, Watson H A 1965 *Principles of Electron Tubes* (Princeton: D. Van Nostrand Company, Inc.) p184—188
- [23] Zhao D, Ding Y G, Sun P, Wang J H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2390 (in Chinese) [赵鼎、丁耀根、孙鹏、王进华 2006 物理学报 **55** 2390]
- [24] Kosmahl H G, Albers L U 1973 *IEEE Trans.* ED **20** 883
- [25] Xie J L 1957 *Acta Phys. Sin.* **13** 16 (in Chinese) [谢家麀 1957 物理学报 **13** 16]

## Beam-wave interaction and simulation program for sheet beam klystron \*

Zhang Xiao-Feng<sup>1)2)</sup> Ruan Cun-Jun<sup>1)</sup> Luo Ji-Run<sup>1)†</sup> Ruan Wang<sup>1)</sup> Zhao Ding<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

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

(Received 23 July 2010; revised manuscript received 30 October 2010)

### Abstract

In this paper, a 2.5-dimensional macro-particle model is proposed for a nonaxisymmetrical and large width-height ratio sheet beam klystron (SBK) and a corresponding beam-wave interaction program is developed. An X-band 100-MW SBK is simulated for testing the computing capability of the program. The results are in good agreement with those from 3D PIC software, and the computation time can greatly be reduced, which is useful for the initial design and the optimization of the SBK beam-wave interaction structure.

**Keywords:** klystron, sheet beam, rod macro-particle model, beam-wave interaction

**PACS:** 84.40.-x, 84.40.Fe, 52.65.-y, 13.40.-f

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10775139, 60971073, 60501019).

† Corresponding author. E-mail: luojirun@mail.ie.ac.cn