

## 220 GHz 大功率同轴谐振腔回旋管

傅文杰, 关晓通, 陈 驰, 黎晓云, 鄢 扬

(电子科技大学 物理电子学院, 四川 成都 610054)

**摘要:**介绍了 220 GHz 同轴腔回旋管的设计, 工作模式为  $TE_{04}$  圆电模式. 采用自洽非线性理论对谐振腔的工作参数进行了参数优化, 选取工作电压 50 kV, 工作电流 10 A, 工作磁场 8.4 Tesla. 设计的同轴型双阳极磁控注入式电子枪, 电子注速度横纵比 1.5, 速度零散 5.2%. 并采用粒子模拟方法进行了整管仿真. 理论计算与粒子模拟结果表明, 设计的 220 GHz 同轴腔回旋管有望获得 200 kW 以上的输出功率与 40% 以上的互作用效率.

**关键词:**回旋管; 同轴谐振腔; 电子枪

**中图分类号:**TP129 **文献标识码:**A

## A 220 GHz high-power coaxial cavity gyrotron

FU Wen-Jie, GUAN Xiao-Tong, CHEN Chi, LI Xiao-Yun, YAN Yang

(School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

**Abstract:** The design of a 220 GHz high power coaxial gyrotron is presented. The device operates in the fundamental harmonic  $TE_{04}$  circular electric mode. The operation parameters for cavity were 50 kV, 10 A, and 8.4 Tesla which were optimized by self-consistent nonlinear theory. The electron beam is produced by a coaxial triode magnetron injection gun (MIG) with an average perpendicular-to-parallel velocity ratio 1.5 and perpendicular velocity spread of 5.2%. Particle-in-cell (PIC) simulations have been performed for the whole gyrotron. Both the results from theoretical analysis and PIC simulations show that the designed gyrotron can produce more than 200 kW output power with power conversion efficiency of more than 40%.

**Key words:** gyrotron, coaxial cavity, electron gun

**PACS:** 84.40. Ik

### 引言

回旋管是一种重要的毫米波-太赫兹真空电子学辐射源器件, 其原理是基于电子在磁场中的回旋谐振受激辐射机理, 是一种快波器件, 可实现高频率、大功率输出, 在远程探测、高分辨雷达和太赫兹辐射与物质非线性相互作用研究等方面有重要的应用前景<sup>[1-3]</sup>.

目前, 回旋管的发展方向是进一步提高工作频率, 增加输出功率. 传统的波导谐振腔工作在太赫兹频段后, 如果要想实现大功率输出, 必须采用高阶模式工作, 但工作在高阶模式会产生严重的模式竞争. 同轴谐振腔可通过调节内外导体的尺寸, 提高低阶模式的本征频率, 实现腔体几何尺寸的扩大, 使回旋管的输出功率获得提高. 德国卡尔斯鲁研究中心

(FZK) 率先进行了同轴谐振腔回旋管的研制, 当工作模式为  $TE_{28,16}$ , 工作频率为 140 GHz 时, 最大输出功率达到 1.17 MW, 效率 27.2%; 在此基础上又做了内开槽波导同轴谐振腔回旋管实验, 当工作模式为  $TE_{31,17}$ , 工作频率为 164.98 GHz 时, 最大功率达到 2.2 MW, 效率 28.2%<sup>[4-7]</sup>.

电子科技大学已研制出 220 GHz、40 kW 的太赫兹回旋管<sup>[8]</sup>. 为进一步提高输出功率, 本文研究了同轴谐振腔结构的 220 GHz 回旋管, 设计了其谐振腔结构与电子光学系统, 并采用非线性自洽相互作用理论以及粒子模拟进行了注波相互作用研究.

### 1 同轴谐振腔特性分析与设计

在圆柱坐标系下, 同轴波导中 TE 模式的特征

收稿日期: 2013-07-17, 修回日期: 2014-09-24

基金项目: 高等学校博士学科点专项科研基金(20130185120027)

Foundation items: Supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education(20130185120027)

作者简介 (Biography): 傅文杰(1981-), 男, 博士, 主要从事大功率电子回旋脉塞器件与太赫兹辐射源的研究. E-mail: fuwenjie@uestc.edu.cn

Received date: 2013-07-17, revised date: 2014-09-24

方程为<sup>[9]</sup>:

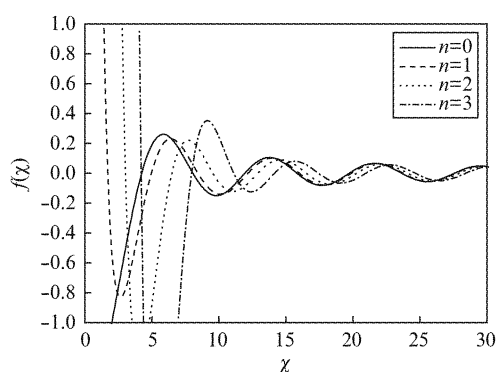
$$\begin{aligned} J'_n(k_{nm}a)N'_n(k_{nm}b) - \\ J'_n(k_{nm}b)N'_n(k_{nm}a) = 0 \end{aligned}, \quad (1)$$

式中  $J'_n, N'_n$  分别为  $n$  阶贝塞尔函数和诺依曼函数的导数,  $k_{nm}$  为截止波数,  $b, a$  分别为波导内外半径.

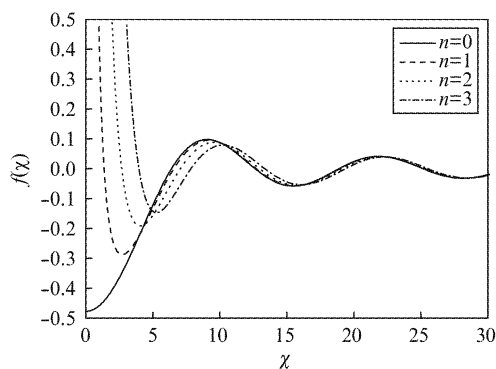
为便于讨论, 设  $b/a = c$ , 则式(1)可改写为:

$$\begin{aligned} J'_n(\chi_{nm})N'_n(c\chi_{nm}) - \\ J'_n(c\chi_{nm})N'_n(\chi_{nm}) = 0 \end{aligned}. \quad (2)$$

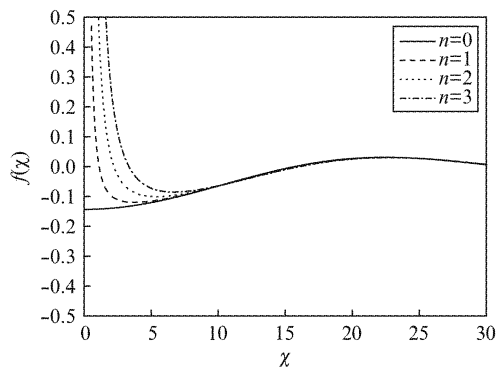
根据式(2), 通过函数  $f(\chi) = J'_n(\chi)N'_n(c\chi) - J'_n(c\chi)N'_n(\chi)$  分析 TE 模式的特征根特性, 如图 1 所示.



(a)



(b)



(c)

图 1 同轴波导特征根函数 (a)  $c = 0.2$ , (b)  $c = 0.5$ , (c)  $c = 0.8$

Fig. 1 Eigenvalue of coaxial waveguide (a)  $c = 0.2$ , (b)  $c = 0.5$ , and (c)  $c = 0.8$

图 1 中  $n$  阶  $f(\chi)$  曲线的第  $m$  个零点则为  $TE_{nm}$  模式对应的特征根  $\chi_{nm}$ , 从图 1 中可以看出在同轴腔体情况下, 同轴波导中模式的特征根  $\chi_{nm}$  与内外半径比  $c$  密切相关. 在  $m$  较大时,  $c$  值越小,  $\chi_{nm}$  与相邻模式特征根之间的差越大;  $c$  值越大,  $\chi_{nm}$  与相邻模式特征根之间的差越小. 因此当  $c$  较大时, 工作模式应选取  $m$  较低的模式较好, 而  $c$  值较小时, 工作模式可选取  $m$  较高的模式. 在  $m$  较小与  $c$  较小时,  $\chi_{nm}$  与相邻模式特征根的本征值差可通过改变  $c$  而改变, 因此通过调节  $c$  可降低相邻模式之间的模式竞争. 但当  $m$  较大或  $c$  较大时,  $\chi_{nm}$  与相邻模式特征根的本征值差通过改变  $c$  而产生的改变不大, 因此同轴谐振腔中的工作模式以及  $c$  值不宜选取过高. 根据以上原则, 为降低模式竞争, 选取同轴谐振腔的  $c \approx 0.2$ , 工作模式  $TE_{04}$  模式.

选取  $TE_{04}$  模式的另一个原因是该模式的欧姆损耗较小. 金属波导中电磁波的衰减常数为<sup>[9]</sup>:

$$\alpha = \frac{1}{4\sigma\delta} \frac{\int_l H_{\perp}^2 dl}{P}, \quad (3)$$

式中,  $l$  为波导横截面的闭合边界线;  $P$  为波导中传输的功率流;  $\sigma$  为波导壁材料的导电率;  $\delta$  为波导壁材料中的电磁波的趋肤深度. 在同轴波导中  $TE_{nm}$  模式的电磁场分布表达式为<sup>[9]</sup>

$$E_{\rho} = \frac{j\omega\mu n}{r} V [N'_n(k_{nm}b)J_n(k_{nm}r) - J'_n(k_{nm}b)N_n(k_{nm}r)] \sin n\phi e^{-j\omega t}, \quad (4)$$

$$E_{\theta} = j\omega\mu TV [N'_n(k_{nm}b)J'_n(k_{nm}r) - J'_n(k_{nm}b)N'_n(k_{nm}r)] \cos n\phi e^{-j\omega t}, \quad (5)$$

$$E_z = 0, \quad (6)$$

$$H_{\rho} = -jk_z TV [N'_n(k_{nm}b)J'_n(k_{nm}r) - J'_n(k_{nm}b)N'_n(k_{nm}r)] \cos n\phi e^{-j\omega t}, \quad (7)$$

$$H_{\theta} = \frac{jk_z n}{r} V [N'_n(k_{nm}b)J_n(k_{nm}r) - J'_n(k_{nm}b)N_n(k_{nm}r)] \sin n\phi e^{-j\omega t}, \quad (8)$$

$$H_z = T^2 V [N'_n(k_{nm}b)J_n(k_{nm}r) - J'_n(k_{nm}b)N_n(k_{nm}r)] \cos n\phi e^{-j\omega t}. \quad (9)$$

对于  $TE_{04}$  模式, 根据式(4) ~ (9), 其电场只有  $\theta$  分量, 而磁场只有  $\rho$  分量及  $z$  分量, 在波导壁即  $r = a$  和  $r = b$  处磁场只有  $z$  分量, 因此根据式(3)可知, 同轴波导中的  $TE_{0m}$  模式的衰减远小于其它模式, 且衰减随频率的升高而减小.

在同轴波导中, 半径与截止频率的关系为:

$$f_c = c\chi_{nm}/2\pi a. \quad (10)$$

根据上式计算出 220 GHz 同轴波导外导体半径  $a = 3.4$  mm, 内导体半径  $b = 0.66$  mm. 与 220 GHz 圆柱波导的半径  $r = 2.2$  mm 相比, 同轴波导的尺寸更大, 功率容积更高. 根据式(4)~(9)可得上述参数的归一化电场分布如图 2 所示, 其中  $r = 0.99$  mm、 $r = 1.67$  mm、 $r = 2.38$  mm 与  $r = 3.05$  mm 分别为电场强度最大的 4 个位置, 这些位置的电场与电子注的耦合强度较大.

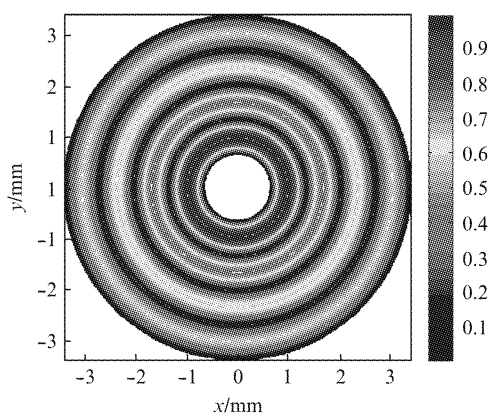


图2 同轴波导中  $TE_{04}$  模式电场分布  
Fig. 2 The profile of  $TE_{04}$  mode in coaxial waveguide

由于内导体的加工比外导体加工更为简单, 考虑到制造成本和加工方式, 采用如图 3 所示三段式同轴谐振腔结构.

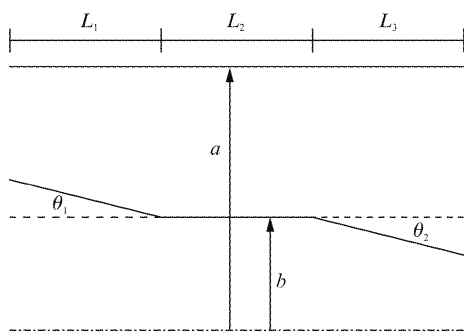


图3 腔体结构示意图  
Fig. 3 Structure of coaxial cavity

同轴外导体的直径不变, 内导体分为三段. 由图 3 可见, 采用这种结构的谐振腔, 由于内导体前端半径变大, 因此电子注的引导中心半径难以工作在电场强度最大的位置  $r = 0.99$  mm 处, 因此只能选择其它三个位置作为电子注的引导半径. 根据空间电荷波理论, 同轴波导中的空间电荷限制电流随电子注引导半径增大而增大, 即电子注的引导半径越大, 其

对应的空间电荷限制电流也越大<sup>[14-15]</sup>. 而当电子注的引导半径选取越大时, 电子注的空间电荷效应越小, 更容易获得大电流的高质量电子注, 因此本文选取  $r = 3.05$  mm 作为电子注的引导中心半径.

图 3 所示的谐振腔结构是一种缓变截面波导开放式谐振腔, 其纵向场分布满足以下不均匀驻方程<sup>[10]</sup>:

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - k_c^2(z) \right) f(z) = 0, \quad (11)$$

及其辐射边界条件:

$$\frac{df(z)}{dz} \pm j(\omega^2 - k_c^2)^{1/2} f(z) = 0. \quad (12)$$

式(11)与式(12)是复数方程, 求解其对应的  $\omega$  复数根, 即可求得其谐振频率、衍射损耗、以及冷腔归一化纵向场分布. 在设计过程中截止段  $L_1$  决定了场能否在入口端充分截止. 而电子注能否与电磁场充分交换能量以及腔体  $Q$  值主要取决于相互作用区段  $L_2$  的长度. 输出段  $L_3$  的设计对腔体  $Q_{\text{diff}}$  值的影响也较大, 同时它还和能量输出有关. 选取腔体参数为:  $L_1 = 10$  mm,  $L_2 = 10.5$  mm,  $L_3 = 10$  mm,  $\theta_1 = 4.8^\circ$ ,  $\theta_2 = 1^\circ$ , 求得其冷腔归一化纵向场分布如图 4 所示, 谐振频率为 220.76 GHz、 $Q_{\text{diff}}$  值 1 280. 谐振腔  $Q$  值的能量定义为<sup>[13]</sup>:

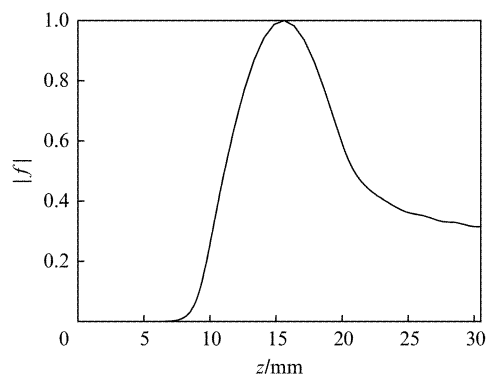


图4 归一化纵向场分布图  
Fig. 4 Profile of normalized axial field

$$Q_{\text{diff}} = \frac{2\pi f_0 W_f}{P_{\text{out}}}, \quad (13)$$

$$Q_{\text{ohm}} = \frac{2\pi f_0 W_f}{P_{\text{ohm}}}, \quad (14)$$

$$Q_{\text{total}} = \frac{2\pi f_0 W_f}{P_{\text{out}} + P_{\text{ohm}}} = \frac{Q_{\text{diff}} Q_{\text{ohm}}}{Q_{\text{diff}} + Q_{\text{ohm}}}. \quad (15)$$

采用铜 ( $\rho_{\text{cu}} = 1.72 \times 10^{-8}$   $\Omega\text{m}$ ) 作为导体材料, 联立式(13)、(14)与式(3)可求得设计谐振腔的  $Q_{\text{ohm}} \sim 18\,000$ , 其  $Q_{\text{total}} \sim 1\,200$ .

## 2 注波相互作用分析

根据有源 Maxwell 方程,谐振腔中的 TE 模式与回旋电子注的注波相互作用满足有源波动方程<sup>[10]</sup>.

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\right)\mathbf{E}_\perp = j\omega\mu_0\mathbf{J}_\perp(\mathbf{r}), \quad (16)$$

其中:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_\perp(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{J}_\perp(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega t} d(\omega t) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ -\frac{I_0}{u_z} \mathbf{u}_\perp(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega t} \right] d(\omega t) \end{aligned} \quad (17)$$

根据电子运动方程:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dz} = \frac{1}{m_e\gamma} \left[ -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}\mathbf{u} \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}) \right], \quad (18)$$

根据式(17)与式(18)导出稳态条件下的注波相互作用方程为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 f(z)}{dz^2} - \left[ \frac{\omega^2}{c^2} - k_c^2(z) \right] f(z) = \\ -j\omega\mu_0 \frac{I_0}{u_{z0}} \int_0^s \mathbf{u}_\perp(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}_\perp^* e^{j\omega t} ds \end{aligned} \quad (19)$$

式中:  $I_0$  为电子注电流;  $u_{z0}$  与  $\mathbf{u}_\perp$  分别为电子注归一化后的纵向速度与横向速度. 由式(19)加上电子注出入口处的边界式(12), 一起构成关于频率  $\omega$  和波导纵向分布函数的本征值问题. 在数值计算中, 将电子注进行离散化处理, 将冷腔结果作为初值代入式(19), 通过打靶法迭代求解, 最后计算出注波相互作用效率.

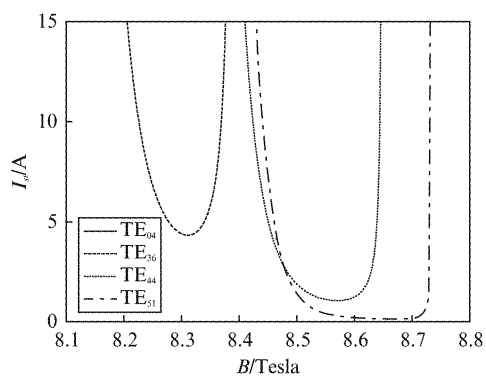


图5 起振电流与磁场的关系  
Fig. 5 Starting current versus magnet field

腔体中的主要竞争模式有  $TE_{36}$ 、 $TE_{44}$  和  $TE_{51}$ , 定义注波相互作用效率大于 1% 为自洽起振条件, 计算在电子注电压  $V_0 = 50$  kV、电子注速度纵横比  $a = 1.5$  时其自洽起振电流如图 5 所示. 由于同轴谐振腔中的多模模式竞争问题求解十分复杂, 为简便分析,

在设计工程中对各潜在竞争模式进行分别计算, 选取仅有  $TE_{04}$  模式起振的磁场范围作为  $TE_{04}$  的工作区间, 再在其中进行求解优化, 最终得到工作磁场  $B_0$  为 8.398 T. 此时根据自洽非线性理论进行数值计算获得注波相互作用效率随纵向位置的变化如图 6 所示, 输出功率约 215 kW, 效率 43%. 根据式(13)、(14)可得到欧姆损耗导致的功率损耗约为 15.3 kW, 因此, 考虑欧姆损耗后, 设计的谐振腔也能达到接近 200 kW 的输出.

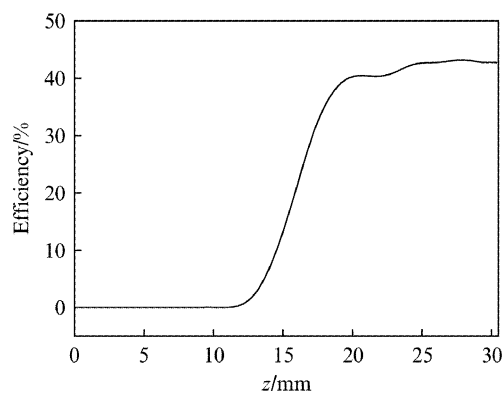


图6 纵向相互作用效率  
Fig. 6 Interaction efficiency along axis

## 3 电子枪设计

回旋管通常采用磁控注入式电子枪产生工作所需的回旋电子注. 为了便于安置同轴谐振腔内导体, FZK 提出了一种同轴结构的磁控注入式电子枪, 该结构采用环形阴极, 内外阳极分别安置于阴极内侧与外侧, 内外阳极均采用单阳极设计. 这种结构由于没有安置控制极, 因此难以调节电子枪的工作参数. 因此我们借鉴了传统双阳极磁控注入式电子枪的结构, 在上述同轴结构的磁控注入式电子枪的基础上, 在阴极发射带所处的阴极外侧安置一控制极, 这样即便于安置同轴谐振腔的内导体, 又可以通过改变控制极电压调整电子枪的输出参数, 其结构如图 7 所示.

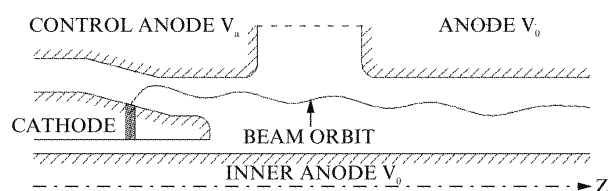


图7 同轴型双阳极磁控注入枪示意图  
Fig. 7 Structure schematic of a double-anode coaxial MIG

所设计的 220 GHz 大功率同轴谐振腔回旋管对电子注的主要参数要求见表 1.

表 1 电子注参数

Table 1 Electron beam parameters

Accelerating voltage, $U_c$	Beam current, $I_b$	Velocity ratio, $\alpha$	Magnetic field in the cavity, $B_{cav}$	Guiding center, $r_b$
50 kV	10 A	1.5	8.4 T	3.05 mm

电子在电子枪中的运动是绝热压缩过程,电子枪的初始设计参数可根据 Busch 定理<sup>[11]</sup>获得.

表 2 电子枪初始设计参数

Table 2 Initial design parameters of electron gun

Average radius of the emitter, $r_c$	Radial width, $\Delta r_c$	Axial width, $\Delta z_c$	Tilt angle of the emitter, $\phi_c$
16.7 mm	0.4 mm	1.4	15°
Emitter strip electric field, $E_c$	Compression ratio	Larmor radius	Control anode voltage, $U_{mod}$
59.7 kV/cm	30	0.074 mm	22.3 kV

电子枪的性能与结构有着很大关系,采用电子光学软件 EGUN<sup>[12]</sup>对其进行优化,磁场分布根据电子科技大学现有超导磁场的分布,经过设计优化得到几何参数及电子注轨迹,电子注轨迹见图 8.

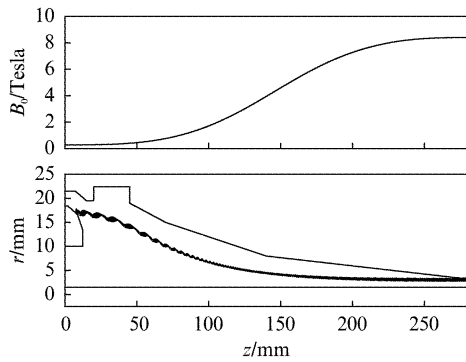


图 8 EGUN 模拟的电子注轨迹

Fig. 8 Electron beam trajectory simulated by the EGUN

优化后的电子枪参数见表 3.

表 3 优化设计后电子枪输出参数

Table 3 Optimized parameters of electron gun

Control anode voltage, $U_{mod}$	Magnetic field in the cathode, $B_c$	Velocity ratio, $\alpha$	Velocity spread, $v_{\perp}$ spread	Beam radius, $r_g$	Beam radial width, $\Delta r_g$
20.6 kV	0.28 T	1.51	5.20%	3.05 mm	0.1 mm

通过调整控制极的电压,可实现电子枪参数的调节,图 9 为仿真得到的速度纵横比以及横向速度

离散与控制极之间的关系.由图可见,随着控制极电压的升高,电子注的速度纵横比增大,但速度离散也随之增大.所设计电子枪的控制极电压在 19.5 ~ 20.5 kV 之间时速度纵横比的增长比速度离散的增长快,但在 20.5 ~ 21.5 kV 之间时速度纵横比的增长比速度离散的增长慢.通过调节电子枪的控制极电压,有可能在实验中实现更大的功率输出.

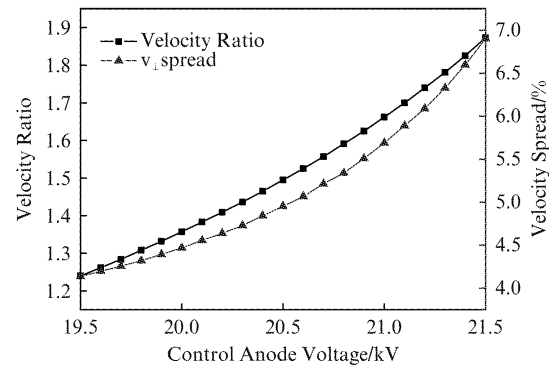


图 9 速度纵横比以及横向速度离散与控制极电压之间的关系

Fig. 9 Velocity ratio and  $v_{\perp}$  spread versus control anode voltage

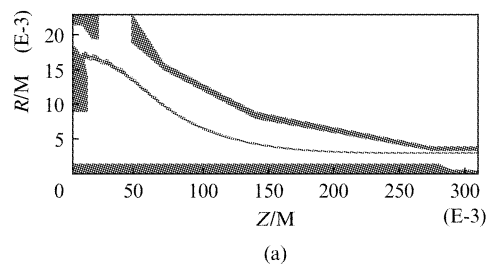
#### 4 粒子模拟

粒子模拟方法可对真空电子学器件进行仿真,是一种研究器件性能结构和优化参数的重要手段.采用电子科技大学研发的粒子模拟软件 CHIPIC 对以上设计进行了整管验证仿真,电子光学系统与谐振腔均考虑在其中,其仿真参数如表 4 所示,结果如图 10 所示.仿真结果表明,在考虑电子枪的情况下(即考虑了电子注的速度离散与厚度),整管仿真输出功率可达 200 kW 以上,频率 220.97 GHz,注波相互作用效率大于 40%,与自洽非线性理论的计算结果相一致.

表 4 CHIPIC 粒子模拟参数

Table 4 Parameters for CHIPIC simulation

Anode voltage, $U_0$	Inner anode voltage, $U_0$	Control anode voltage, $U_{mod}$	Cathode voltage, $U_c$	Magnetic field in the cathode, $B_c$	Magnetic field in the cavity, $B_{cav}$	Beam current, $I_b$
50 kV	50 kV	20.6 kV	0 kV	0.28 T	8.4 T	10 A



(a)

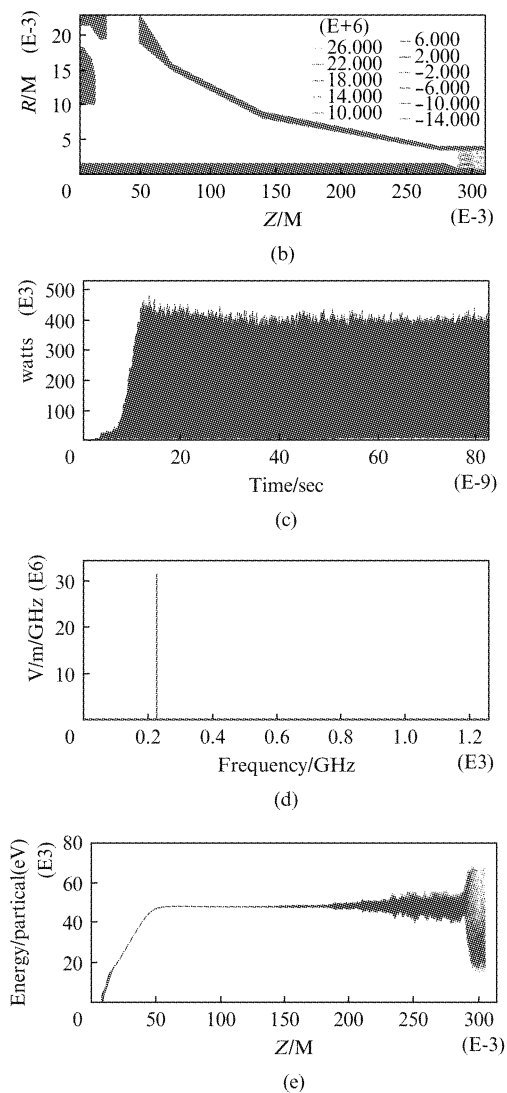


图 10 (a) 整管仿真中的电子注轨迹图, (b) 整管仿真中的角向电场分布, (c) 输出功率随时间变化图, (d) 电场频谱图, (e) 电子注相空间图

Fig. 10 (a) Electron beam trajectory in the gyrotron. (b) The distribution of azimuthal electric field in the gyrotron. (c) Output power versus time. (d) Spectrum of electric field, and (e) Phase space of electron beam

## 5 结论

设计和研究了一只 220 GHz 大功率同轴谐振腔回旋管的高频系统与电子光学系统, 通过非线性理论计算和 CHIPIC 粒子模拟仿真, 结果表明, 在设计电压 50 kV、电流 10 A、工作磁场 8.4 Tesla、速度纵横比 1.5 时, 该设计有望获得 200 kW 以上功率输出, 效率大于 40%。该设计与电子科技大学前期研制的圆柱波导 220 GHz 回旋管相比, 采用同轴谐振腔结构, 可获得更高的输出功率, 这也证明了同轴谐

振腔是一种有效提高回旋管输出功率的技术途径。

## References

- [1] Hong K D, Brand G F, Idehara T A. 150-600 GHz step-tunable gyrotron[J]. *J Appl Phys*, 1993, **74**(8): 5250 - 5258.
- [2] XU Shou-Xi, LIU Pu-Kun, XUE Qian-Zhong, et al. A W-band four-cavity gyrokystron amplifier[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (徐寿喜, 刘濮鲲, 薛谦忠, 等. W 波段四腔回旋速调管放大器. *红外与毫米波学报*), 2013, **32**(3): 205 - 209.
- [3] YUAN Xue-Song, YAN Yang, FU Wen-Jie, et al. Multi-mode high harmonic operation in a terahertz gyrotron[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (袁学松, 鄢扬, 傅文杰, 等. 高次谐波太赫兹回旋管的多模工作研究. *红外与毫米波学报*), 2012, **31**(4): 342 - 347.
- [4] Piosczyk B, Arnold A, Dammertz G, et al. Coaxial cavity gyrotron-recent experimental results [J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2002, **30**(3): 819 - 827.
- [5] Piosczyk B, Arnold A, Budig H, et al. A 2 MW, CW coaxial cavity gyrotron. Experimental and technical conditions [C]. *Proc. 5th Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas*, 2003, **1**: 104 - 110.
- [6] Piosczyk B, Budig H, Dammertz G, et al. Coaxial cavity gyrotron-recent results and ongoing development work [C]. *Conf Digest 28th Int Conf on Infrared and Millimeter Waves*, 2003: 167 - 168.
- [7] Piosczyk B, Dammertz G, Dumbrajs O, et al. 165-GHz coaxial cavity gyrotron[J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2004, **32**(3): 853 - 860.
- [8] YAN Yang, LIU Sheng-Gang, LI Xiao-Yun, et al. Design and demonstration of a 0.22 THz gyrotron oscillator [J]. *Chinese Science Bulletin* (鄢扬, 刘盛纲, 黎晓云, 等. 0.22 THz 回旋管振荡器的研制与实验. *科学通报*), 2009, **54**(4): 522 - 526.
- [9] ZHANG Ke-Qian, LI De-Jie. *Electromagnetic theory for microwaves and optoelectronics* [M]. Beijing: Publishing House of Electronics Industry (张克潜, 李德杰. *微波与光电子学中的电磁理论*. 北京: 电子工业出版社), 2001.
- [10] Chu K R. The electron cyclotron maser [J]. *Rev Modern Phys*, 2004, **76**(2): 489 - 540.
- [11] FU Wen-Jie, YAN Yang, YUAN Xue-Song, et al. Design and experimental study of pulsed magnet and electron gun of 220 GHz gyrotron [J]. *High Power Laser and Particle Beams* (傅文杰, 鄢扬, 袁学松, 等. 220 GHz 回旋管脉冲磁场系统和电子枪的设计与实验研究. *强激光与粒子束*), 2009, **21**(3): 395 - 398.
- [12] Herrmannsfeldt W B. Electron Trajectory Program [R]. SLAC - 226, 1979.
- [13] Kao S H, Chiu C C, Chu K R. A study of sub-terahertz and terahertz gyrotron oscillators [J]. *Physics of Plasmas*, 2012, **19**(2): 023112.
- [14] Correa R A, Barroso J J. Space charge effects of gyrotron electron beams in coaxial cavities [J]. *Int. J. Electron.*, 1993, **74**(1): 131 - 136.
- [15] Fu W J, Yan Y, Yuan X S, et al. Two-beam magnetron injection guns for coaxial gyrotron with two electron beams [J]. *Physics of Plasmas*, 2009, **16**(2): 023103.