文章编号:1001 -9014(2019)05-0613-08

DOI:10. 11972/j. issn. 1001 -9014. 2019. 05. 011

用于受控热核聚变的兆瓦级同轴腔回旋振荡器的注-波互作用分析

张 珊[1,2], 薛谦忠[1,2*], 刘高峰[1,2], 王雪微[1,2], 赵 鼎[1], 张连正[1]

(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国防重点实验室,北京 100140;
2. 中国科学院大学,北京 100039)

摘要:相对于高阶工作模式的单腔回旋管,同轴腔回旋管具有缓解模式竞争,提高单模工作的稳定性,以及增大功率容量的优点,宜用于受控热核聚变中的电子回旋共振加热和电子回旋电流驱动而受关注. 详细地研究了工作频率为 170 GHz,$TE_{34,11}$ 模同轴腔回旋管的结构参数、电子束参数及腔壁损耗对注-波互作用的影响. 首先对 170 GHz 兆瓦级功率模式选择进行分析,给出了工作模式. 再次,基于时域自洽非线性理论,编写了时域单模稳态注-波互作用程序,分析了电流、磁场强度和腔壁欧姆损耗对互作用的影响,并对工作参数进行了优化. 模拟结果表明:当电子束电流为 68 A,工作电压为 65 kV,引导磁场强度为 6. 58 T 时,可获得 2. 18 MW 的输出功率,49. 23 %的效率,外腔壁上的欧姆损耗密度峰值为 1. 94 kW/cm^2,内导体表面的小于 0. 15 W/cm^2;互作用效率随速度零散增大而降低,输出频率向下偏移;电子注厚度对互作用也有相似的影响.

关 键 词:物理电子学; 回旋管; 自洽非线性理论; 同轴腔; 注-波互作用

中图分类号:TN129 **文献标识码**: A

Beam-wave interaction analysis of a megawatt coaxial cavity gyrotron for controlled thermonuclear fusion

ZHANG Shan[1,2], XUE Qian-Zhong[1,2*], LIU Gao-Feng[1,2], WANG Xue-Wei[1,2], ZHAO Ding[1], ZHANG Lian-Zheng[1]

(1. Key Library of Science and Technology on High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100140, China;
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Relative to the single-cavity gyrotrons operating in high-order mode, the coaxial cavity gyrotrons have the advantages of reducing mode competition, improving the stability of single mode operation and increasing the power capacity. Therefore, the coaxial cavity gyrotrons are more suitable for electron cyclotron resonance heating and electron cyclotron current driving in controlled thermonuclear fusion and attract much attention. The effects of structure parameters, electron beam parameters and ohmic losses on the beam-wave interaction of a coaxial cavity gyrotron operating at 170 GHz, $TE_{34,11}$ mode were investigated in detail. Firstly, the mode selection of 170-GHz MW-class gyrotrons was analyzed and mode $TE_{34,11}$ was chosen as the operating mode. Secondly, based on the time-dependent self-consistent nonlinear theory, a time-domain single-mode steady-state code was written to study the beam-wave interaction. The influences of the beam current, the magnetic field and the ohmic losses on the cavity walls were analyzed and the operating parameters were optimized. The simulation results show that when the voltage, the beam current and the axial guiding magnetic field are designed

收稿日期:2019-03-03,**修回日期**:2019-07-05 **Received date**:2019-03-03,**Revised date**:2019-07-05

基金项目:国家自然科学基金(11475182).

Foundation items:Foundation item:Supported by the National Natural Science Foundation of China(11475182).

作者简介(Biography):张珊(1990—),女,辽宁大连人,在读博士生,博士,主要研究领域为高功率微波源,E-mail:zhangshan13@mails. ucas. ac. cn

[*] **通讯作者**(Corresponding author): E-mail:qianzhong_xue@mail. ie. ac. cn

to be 65 kV, 68 A and 6.58 T, an output with 2.18 MW power and 49.23 % efficiency can be obtained, the peak ohmic loss density on the outer wall of the cavity is 1.94 kW/cm^2, and the peak ohmic loss density on the insert is less than 0.15 W/cm^2. The interaction efficiency decreases with the increase of electron velocity spread, and the output frequency shifts downward. The thickness of electron beam has similar effects on the interaction.

Key words: physical electronics, gyrotron, self-consistent nonlinear theory, coaxial cavity, beam-wave interaction

PACS: 84.40.Ik

引言

高频率、高功率回旋管是用于受控热核聚变中电子回旋加热和电流驱动的理想功率源. 目前用于受控热核聚变的回旋管,频率在110 ~170 GHz,连续波输出可达1~2 MW. 进一步提高单支回旋管的输出功率和输出效率,将降低功率合成系统的复杂度,有利于提高受控热核聚变装置输入系统的集成[1].

提高回旋管功率容量的最直接的方法是选用高阶模式作为工作模式,增大回旋管谐振腔的半径. 然而,高阶模式工作,带来严重的模式竞争,注-波互作用的效率降低. 目前抑制竞争模式的一种有效的方法是采用同轴腔结构. 首先,引入内导体后模式谱会变稀疏,竞争模式数量变少;其次,内导体采用的是半径是逐渐变小的结构,所以内导体可以将辐射到它表面上竞争模式反射到输出端,减小这类竞争模式的品质因数,增大它们的起振电流,从而抑制这类竞争模式[2-3]. 因此,本文选择了同轴谐振腔作为回旋振荡器的互作用结构.

1 工作模式的选择

工作模式的选择主要基于两点:工作模式附近的模式谱要相对稀疏,可能产生竞争的模式要少;工作模式的横向电场的能量要集中在谐振腔内外导体的中间位置,降低电子束截获,有利于高效的注-波互作用,并可以减小腔壁欧姆损耗.

$TE_{m,n}$模式的截止频率可以近似地通过谐振腔的外波导内半径r_{out}(如图2所示)和特征值χ_{mn}求得

$$fre \approx c\chi_{mn}/\left(2\pi r_{out}\right) \quad . \quad (1)$$

当外半径和工作频率被预设为22 mm和170 GHz时,由式(1)可求得特征值应为χ_{mn} = 78.33,所以分析特征值在78.33附近($\chi_{mn} \in [77.5, 79.5]$)的模式,并从中选择合适模式作为工作模式.

焦散半径R_c是横向电场的一个近似的内边界,可由下式确定为[4]

$$R_c \approx mr_{out}/\chi_{mn} \quad . \quad (2)$$

高阶模式的横向电场场强最大处的半径略大于焦散半径,而在半径小于焦散半径的位置该模式的横向电场强度很小可以被忽略. 在内导体半径逐渐减小的同轴腔中,可通过选择合适电子注引导半径来抑制R_c比电子注引导半径大的竞争模式;而R_c小于内导体半径的模式将会被内导体反射到输出端,所以在同轴腔结构中,这类竞争模式的衍射损耗大,Q值小,难以起振[2]. 因此在设计内导体半径和电子注引导半径时,焦散半径R_c是一个很重要的参数. 内导体的最大半径应小于工作模式的焦散半径,最佳的电子注引导中心半径应等于工作模式横向场场强最大处半径,略大于工作模式的焦散半径. 这样工作模式的横向场分布几乎不受内导体的影响,工作模式可以高效地与电子注互作用,且有利于竞争模式的抑制.

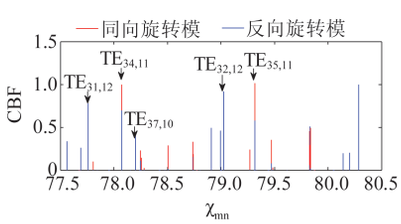


图1 模式谱($\chi_{mn} \in [77.5, 79.5], r_e$ = 10.1 mm)

Fig. 1 Mode spectrum in the region from 77.5 to 79.5 (r_e = 10.1 mm)

根据模式选择的第二条原则和焦散半径的物理意义,R_c和r_{out}的比值被设置在0.4到0.5的区间内($R_c/r_{out} \in [0.4, 0.5]$). 图1所示为特征值在77.5到79.5的模式以及它们的归一化注-波耦合系数(电子注引导中心半径r_e为10.1 mm). 从图中可以看出模式$TE_{34,11-}$附近竞争模式较少,电子注引导中心半径r_e为10.1 mm时$TE_{34,11-}$与电子注的耦合系数最大,且通过计算R_c/r_{out}= 0.435 481,满足上述条件,所

以选择$TE_{34,11-}$作为工作模式('-'代表同向旋转模,'+'代表反向旋转模).

2　谐振腔设计和冷腔分析

同轴谐振腔的结构示意图如图2所示,结构参数如表1所示. 为了减少腔壁突变的影响,我们设计了两种渐变段(*L*2段和*L*4段)的渐变结构. 不同的腔体结构和它们中的归一化场幅值分布如图3所示. 结构(a)中每一个渐变段都是两个对称的二次函数,结构(b)中两段被设计为正弦函数,结构(c)中渐变段为直线结构,作为参照结构. 图3中,实线代表结构(a),虚线代表结构(b),点线代表结构(c). 冷腔特性如表2所示.

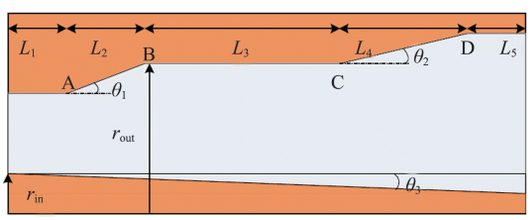


图2　光滑同轴谐振腔的结构示意图

Fig. 2　Axis-symmetric sketch of the coaxial cavity with smooth tapered insert

表1　同轴腔的结构参数

Table 1　Geometric parameters of the coaxial cavity

结构参数	值
输入波导长度L_1	2 mm
输入渐变段长度L_2	15 mm
互作用段长度L_3	11 mm
输出渐变段长度L_4	35 mm
输出波导长度L_5	2 mm
外波导半径r_{out}	21.93 mm
内导体半径r_{in}	7.3 mm
输入渐变角θ_1	2.5°
输出渐变角θ_2	2.5°
内导体倾斜角θ_3	1°

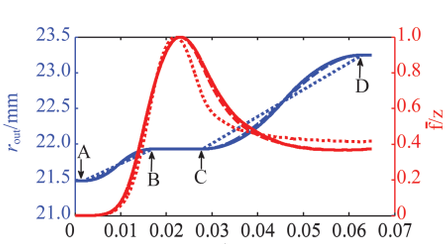


图3　谐振腔外腔体结构和归一化场幅值

Fig. 3　The structure of the cavity and the normalized field profile

表2　不同结构中的冷腔特性

Table 2　Cold-cavity results of different cavity structures

结构	工作频率	Q值	谐振腔有效长度
结构(a)	169.993 GHz	1 448.9	23.1 mm
结构(b)	170 GHz	1 415.1	22.5 mm
结构(c)	170.069 7 GHz	1 054.7	18.1 mm

从图3,我们可以看出在结构(a)的归一化场幅值在互作用段是三种结构中分布最宽的,是最有利于注-波互作用的. 这是因为结构(a)中互作用段两侧的外波导内半径变化是最慢的. 两侧缓慢变化的部分增大了互作用段的长度,如表2所示,谐振腔的有效长度变长[11],品质因数增大,工作频率降低并接近截止频率. 考虑到工作频率和归一化场幅值分布,结构(a)是最合适的腔体结构.

3　竞争模式的抑制

基于前文对焦散半径的分析,角向指数与工作模式相同的模式由于其散焦半径R_c与工作模式的散焦半径相差较大,所以在同轴谐振腔中可以被抑制,而其他竞争模式需要其他的方法进一步抑制. 由图1中可以看出,竞争模式除了与工作模式角向相邻的$TE_{33,11-}$和$TE_{35,11-}$,还有$TE_{31,12+}$、$TE_{37,10+}$和$TE_{32,12+}$. 这些竞争模式可以通过选择适合的工作参数来抑制.

3.1　电子注引导中心半径的设计

高阶模式的横向电场能量都集中在其焦散半径附近,因此合理地设计电子注引导中心位置可以使工作模式与电子注高效率地互作用,同时也降低竞争模式与电子注的耦合,以实现对竞争模式的抑制. 注-波耦合系数用于描述模式与电子注耦合能力的参数,可通过下式来计算[5]

$$C_{BF}=k_{mn}^2C_{mn}^2G_{mn}^2 \quad , \quad (3)$$

$$k_{mn}=\chi_{mn}/r_{out} \quad , \quad (4)$$

$$1/C_{mn}^2=\pi\left[\left(\chi_{mn}^2-m^2\right)Z_m^{\,2}(\chi_{mn})-\left(\chi_{mn}^2/C^2-m^2\right)Z_m^{\,2}(\chi_{mn}/C)\right] \quad , \quad (5)$$

$$Z_m(\chi)=N_m'(\chi_{mn})J_m(\chi)-J_m'(\chi_{mn})N_m(\chi), \quad (6)$$

$$G_{mn}=(\mp1)^s\left[N_m'(\chi_{mn})J_{m\pm s}(k_{mn}r_e)-J_m'(\chi_{mn})N_{m\pm s}(k_{mn}r_e)\right] \quad , \quad (7)$$

其中,k_{mn}是横向波数,χ_{mn}是模式的特征值,C_{mn}是归一化常数,可由式(5)求得,m是模式的角向指数,n是模式的径向指数,C是外波导内半径r_{out}与内导体半径r_{in}的比值,s是谐波次数,r_e是电子注引导中心

半径. 各模式的归一化注-波耦合系数随电子注引导中心半径的变化图4(a)所示. 由图可见当电子注引导中心半径为10.1 mm时,工作模式的注-波耦合系数是最大的. 图4(b)是当电子注引导中心半径10.1 mm时,各模式的归一化注-波耦合系数随同轴腔纵向位置的变化. 从图中可以看出,$TE_{37,10}$模式被抑制了,且工作模式的注-波耦合系数在互作用段是最大的,但其他的竞争模式需要其他方法来抑制.

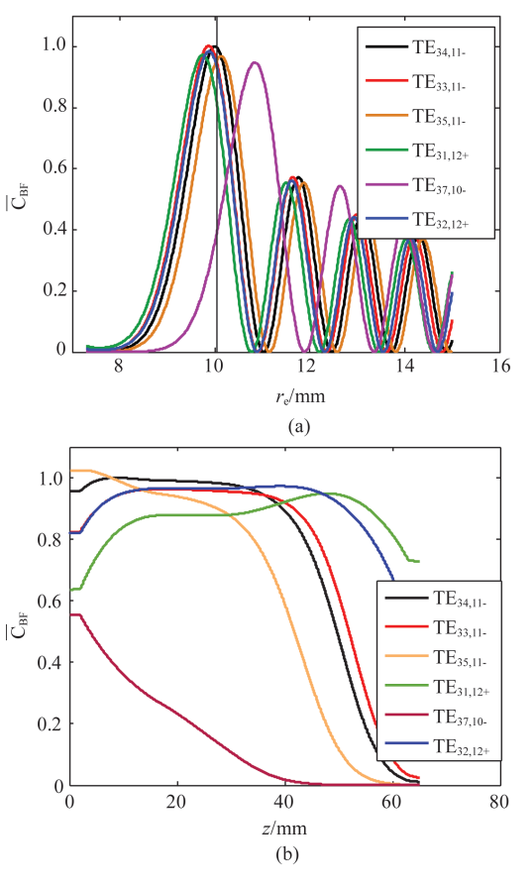


图4 注-波耦合系数:(a) 注-波耦合系数随电子注引导中心半径的变化;(b) 注-波耦合系数随纵向位置的变化.

Fig.4 The change of the coupling coefficient: (a) The change of the coupling coefficient with the guiding-center radius; (b) The change of the coupling coefficient with the longitudinal position.

3.2 起振电流和外加磁场

根据不同模式的起振电流不同,可以选择合适的外加磁场强度和工作电流来抑制竞争模式. 光滑同轴谐振腔中各模式的起振电流可由下式求得[4-6]

$$\frac{-1}{I_{st}}=\left(\frac{QZ_0e}{8\gamma_0 m_e c^2}\right)\left(\int_0^L|\bar{f}(z)|^2dz\right)^{-1}\left(\frac{k_{mn}C_{mn}G_{mn}}{\beta_{z0}(s-1)!}\right)^2\left(\frac{ck_{mn}\beta_{\perp 0}}{2\Omega_0}\right)^{2(s-1)}\left(s+\frac{1}{2}\frac{\omega\beta_{\perp 0}^2}{v_{z0}}\frac{\partial}{\partial\Delta_s}\right)\left|\int_0^L\bar{f}(z)e^{i\Delta_s z}dz\right|^2 \quad , \quad (8)$$

其中,Q谐振腔的品质因数,$Z_0=\sqrt{\mu/\varepsilon}\approx 377\Omega$是真空波阻抗,$\gamma_0$是初始的相对论因子,$m_e$是电子质量,$e$是电子电荷量的绝对值,$c$是光速,$\lambda$是电磁波的波长,$L$是谐振腔的长度,$\bar{f}(z)$是归一化场幅值,$\beta_{z0}=v_{z0}/c$和$\beta_{\perp 0}=v_{\perp 0}/c$分别是归一化的电子初始纵向速度和归一化的电子初始横向速度,$\Omega_0=eB/m_e$是初始电子回旋角频率,ω是电磁波的角频率,$\Delta_s=\frac{\omega}{v_{z0}}\left(1-\frac{s\Omega_0(z)}{\omega\gamma_0}\right)$是归一化的回旋共振失谐因子.

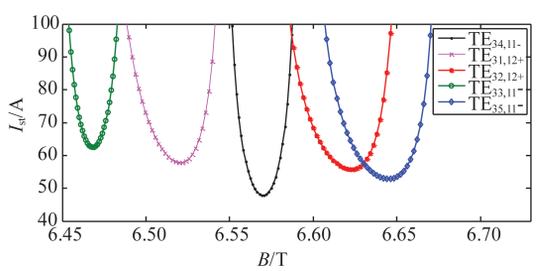


图5 各模式的起振电流随磁场的变化

Fig. 5 The change of the starting currents with the operating magnetic field

图5为工作电压为65kV时,各模式的起振电流随磁场的变化. 从图中可得当磁场强度在6.55 T到6.59 T之间时,工作模式都比竞争模式容易起振.

4 非线性自洽理论与注-波互作分析用

4.1 均匀电子速度分布情况下的互作用分析与欧姆损耗的影响

基于非线性自洽理论,光滑同轴谐振腔中注-波互作用方程[7]为:

$$\frac{du_t}{dt}=-\mathrm{Re}\left\{\eta_0 C_{mn}k_{mn}f(z)J_s'(k_{mn}r_L)Z_{m-s}(k_{mn}r_e)e^{is\Lambda}\right\} \quad , \quad (9)$$

$$\frac{d\Lambda}{dt}=\mathrm{Re}\left\{i\frac{\eta_0}{u_t}\frac{s}{r_L}C_{mn}f(z)J_s(k_{mn}r_L)Z_{m-s}(k_{mn}r_e)e^{is\Lambda}\right\}+\frac{\omega}{s}-\Omega_0/\gamma \quad , \quad (10)$$

$$\left[f''(z)+\left(\frac{\omega^2}{c^2}-k_{mn}^2\right)f(z)\right]=2i\omega\mu_0 C_{mn}^2k_{mn}I_b\sum_{i=1}^{N}W_iJ_s'(k_{mn}r_{Li})Z_{m-s}(k_{mn}r_e)\frac{v_{ti}}{v_{zi}}e^{-is\Lambda_i} \quad , \quad (11)$$

其中,$\Lambda=(\omega/s-\Omega)\tau+\omega t_0/s-\phi$,$\eta=e/m_e$是电子荷质比的绝对值,$r_L=v_\perp/\Omega$是电子回旋半径,$\Omega=$

Ω_0/γ是考虑相对论效应是的电子回旋角速度,t_0是电子进入谐振腔的时间,$\tau = t - t_0$电子在谐振腔运动的时间. 式(9)~(11)结合谐振腔的输入端和输出端的边界条件 $\frac{df(z)}{dz} + jk_z f(z)|_{z=z_{in}} = 0$, $\frac{df(z)}{dz} - jk_z f(z)|_{z=z_{out}} = 0$,就可以仿真计算注-波互作用.

实际情况中,腔体材料常采用无氧铜,在高功率高频率情况下谐振腔的腔壁欧姆损耗不可以忽略. 因为谐振腔内导体附近场强近似为0,所以可以忽略内导体表面欧姆损耗的影响,只考虑外导体的欧姆损耗,此时纵向波数k_z可修正为[8]

$$k_z^2 = k^2 - k_{mn}^2\left[1 - (1 - \mathrm{i})\frac{\delta}{R_{out}}\left(1 + \frac{m^2}{\chi_{mn}^2 - m^2}\frac{\omega^2}{\omega_c^2}\right)\right], \quad (12)$$

其中,$\delta = \sqrt{2\rho/(\omega\mu)}$趋肤深度,$\omega_c$为截止频率. ρ是腔壁材料的电阻率. 频率为170 GHz的电磁波在无氧铜中的趋肤深度与导体表面粗糙度在同一量级使得导体电阻率大幅增加,考虑趋肤深度与铜表面粗糙度后[12],取材料电阻率为$2.654\,4 \times 10^{-8}\,\Omega\cdot$m. 将式(11)中的$k_z$用式(12)代替就可以计算腔壁欧姆损耗对注-波互作用的影响. 图6至图11为理想导体以及考虑欧姆损耗时的注-波互作用在目标工作频率170 GHz附近(170 GHz ± 0.02 GHz)的仿真结果.

图6为不同磁场下工作电流对工作频率的影响. 由图可见,同一磁场条件下,随着工作频率的增大工作电流变大;当磁场强度降低时,需增大工作电流才能使输出频率保持不变;而腔壁欧姆损耗对工作频率影响较小,考虑欧姆损耗后工作频率下降幅度仅为几千赫兹.

图7和图8为工作电流对互作用效率和输出功率的影响. 在同一磁场条件下,随着工作电流的增加互作用效率先增大后变小,因此当电流达到一定数值时输出功率将会达到饱和;且磁场不变时,随着工作电流的增大,欧姆损耗对互作用的影响减小,不同电阻率材料电路的互作用效率也将逐渐趋同. 另外,磁场强度对互作用效率和输出功率影响较大. 磁场增大后,各磁场条件下的互作用效率最大值将会减小,并且不同磁场条件下的互作用效率随工作电流变化曲线的最大值向左移动,即在更小的工作电流处获得最大互作用效率. 从图7和图8可以看出,在保证工作模式单模工作的情况下,选择低磁场和高工作电流,可以得到较高的互作用效率和输出功率,但目前电子枪发射电流是有限的,一味追求高电流会使得电子注产生速度零散、厚度变大等问题,将降低注波互作用效率,影响回旋管的稳定性和可靠性,因此要选择适中的工作参数以使回旋管稳定高效地工作. 磁场强度为6.56 T和6.57 T时,虽然可以得到更高的互作用效率与输出功率,但为使工作频率接近170 GHz需要近90 A甚至超过100 A的电流,这无疑增加了电子枪的设计难度,所以这两磁场及相应的电流不适合作为工作参数.

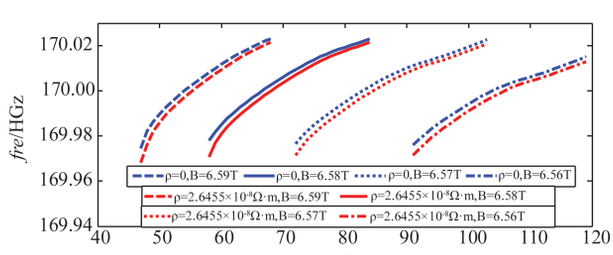


图6　不同磁场下工作电流对工作频率的影响

Fig. 6　The influence of beam current on operating frequency under different magnetic field

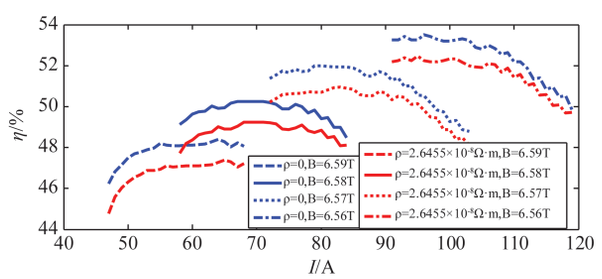


图7　不同磁场下工作电流对互作用效率的影响

Fig. 7　The influence of the beam current on efficiency under different magnetic field

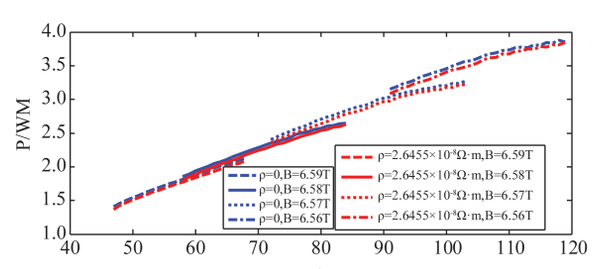


图8　不同磁场下工作电流对输出功率的影响

Fig. 8　The influence of the beam current on output power under different magnetic field

欧姆损耗密度对于高功率回旋管是一个重要的参数,受现有的冷却系统的限制,谐振腔的腔壁

最大欧姆损耗密度约为2-3 kW/cm^2[9]. 欧姆损耗密度可由下式计算[9-10]

$$\rho_{ohm} = \frac{R_S}{2}\left|\vec{H}_t\right|^2 \quad , \quad (13)$$

其中，$R_S = \sqrt{\rho\omega\mu_0/2}$ 是腔壁的波阻抗的实部，$\vec{H}_t = \vec{H}_z + \vec{H}_\theta$是腔壁的切向磁场.

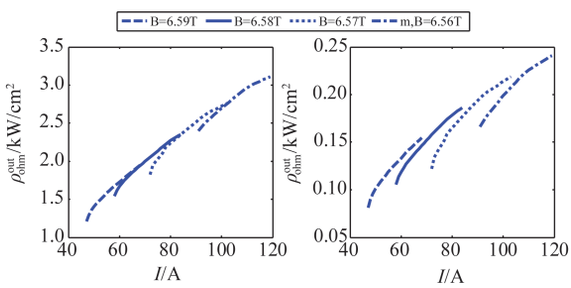


图9 不同磁场下工作电流对腔壁欧姆损耗密度峰值的影响：(a)外导体上的欧姆损耗密度峰值(b)内导体上的欧姆损耗密度峰值

Fig. 9 The influence of the beam current on peak ohmic loss density on cavity walls under different magnetic field: (a) (b) (a) The peak ohmic loss density on the outer wall (b) The peak ohmic loss density on insert

图9为不同磁场下工作电流对腔壁欧姆损耗密度峰值的影响. 从图(a)和图(b)可以看出在各磁场下，内外导体表面欧姆损耗密度峰值随电流的增大而增大，内导体表面的欧姆损耗密度峰值非常小，而外导体表面的欧姆损耗非常大，选择低磁场高电流工作参数时外导体表面欧姆损耗密度已超过2.5 kW/cm^2，甚至会超过3 kW/cm^2，这不利于回旋管连续波工作.

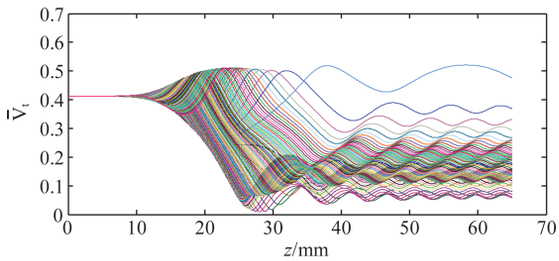


图10 归一化的横向电子速度在谐振腔内的变化

Fig. 10 The change of normalized electron transverse velocities with the longitudinal position

谐振腔内电子横向速度随纵向位置的变化如图10所示. 图中每一条曲线代表一类电子. 从此图可以看出：在互作用过程中，电子速度是波动变化的；经过互作用后，小部分的电子横向速度变大，大部分的电子横向速度减小，电子失去的能量大于电子吸收的能量，高频场被激励.

图11为不同工作电流(I=68 A 和 I=84 A)下的电子群聚过程图. 图中，每一个点代表一类电子，颜色代表归一化的电子横向速度. 颜色越红，速度越大；颜色越蓝，速度越小. 从图(a1)到图(a4)是工作电流为68 A时的群聚过程，图(b1)到图(b4)是工作电流为84 A时的群聚过程. 从图(a2)和 图(b2)可

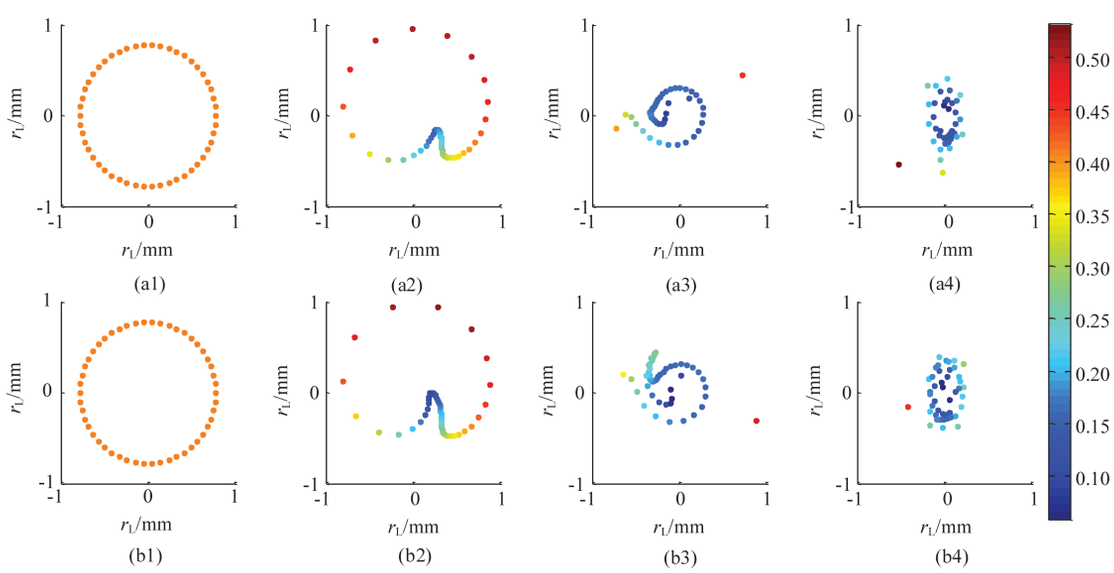


图11 不同工作电流时的电子群聚过程：(a1) I=68 A，z=0 mm；(a2) I=68 A，z=22.5 mm；(a3) I=68 A，z=35 mm；(a4) I=68 A，z=65 mm；(b1) I=84 A，z=0 mm；(b2) I=84 A，z=22.5 mm；(b3) I=84 A，z=35 mm；(b4) I=84 A，z=65 mm.

Fig. 11 The electron bunching processes under different currents: (a1) I=68 A, z=0 mm; (a2) I=68 A, z=22.5 mm; (a3) I=68 A, z=35 mm; (a4) I=68 A, z=65 mm; (b1) I=84 A, z=0 mm; (b2) I=84 A, z=22.5 mm; (b3) I=84 A, z=35 mm; (b4) I=84 A, z=65 mm.

以看出,在电子群聚的初始阶段,工作电流越大,越多的电子群聚,电子失去的能量越多. 随着群聚的进行,电流过大会导致一些横向速度较小的电子被电磁波加速,群聚效果变差,如图(b3)所示. 这种情况下,电流越大,群聚效果越差,电子失去的能量越少,互作用效率越小. 这就是互作用效率随工作电流增大先增大后减小的原因.

表 3　工作参数

Table 3　The operating parameters of the coaxial cavity

工作参数	值
工作电压 U_b	65 kV
工作电流 I_b	68 A
引导磁场 B	6.58 T
电子注横纵速度比 α	1.3
引导中心半径 r_e	10.1 mm

综上,考虑到现有电子枪和冷却系统的性能,结合图 6、图 7 和图 8 的仿真结果,将磁场强度和电流设置为 6.58 T 和 68 A. 此时在不考虑腔壁欧姆损耗的情况下,频率为 170.002 6 GHz,效率为 50.24 %,功率为 2.22 MW. 考虑腔壁欧姆损耗且取材料电阻率为 $2.654\,4\times10^{-8}\Omega\cdot$m 时,频率为 169.999 9 GHz,效率和功率下降至 49.23 %和 2.18 MW. 谐振腔工作参数如表 3 所示.

4.2　电子速度零散对注-波互作用的影响

采用高斯分布来描述电子速度离散,并引入速度权重系数 W_i[6]

$$W_i = A\exp\left[\frac{-(v_{zi}-\overline{v}_z)^2}{2(\Delta\overline{v}_z)^2}\right], \quad (14)$$

其中,A 可以通过等式 $\sum_i W_i = 1$ 求得;v_{zi} 代表不同的纵向电子速度;$\overline{v}_z$ 是平均纵向电子速度;$\Delta = \Delta v_z/\overline{v}_z$ 是差异系数,用来描述速度离散程度;Δv_z 是高斯分布的标准差. 所以考虑到电子速度零散后注-波互作用方程中的最后一个等式可被写为

$$\left[\frac{\partial^2 f(z)}{\partial z^2}+\left(\frac{\omega^2}{C^2}-k_{mn}^2\right)f(z)\right]= -i\omega\mu_0 I_0 C_{mn}k_{mn}Z_{m-s}(k_c r_e)\sum_i\left(\frac{v_{ti}}{v_{zi}}J_{s-1}(k_{mn}r_{Li})e^{-is\Lambda_l}\right). \quad (15)$$

电子速度零散对注-波互作用的影响如图 11 所示. 工作频率和互作用效率随电子速度零散增大而减小. 当速度零散不大于 10 %时,速度零散对互作用影响较小. 当速度离散从 0 增加到 10 %时,互作用效率下降了 1.2 %,工作频率降低了 5.7 MHz.

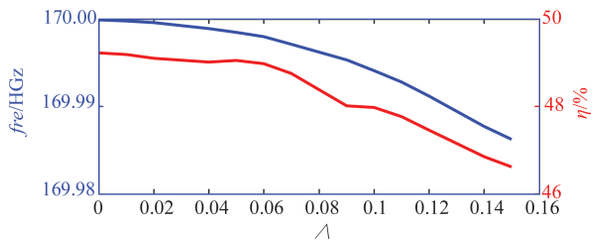


图 12　电子速度零散对互作用的影响

Fig. 12　The effect of electron beam velocity spread on the beam-wave interaction

4.3　电子注厚度对注-波互作用的影响

实际情况中电子注都是有一定的厚度,假定电子速度分布是均匀的,电子注厚度为 Δr_e,电子注的引导中心半径均匀分布在区间 $[r_e-\Delta r_e/2, r_e+\Delta r_e/2]$ 内. 其中,r_e 是电子注引导中心半径的平均值.

图 12 为电子注厚度对工作频率和互作用效率的影响. 从图 13 可以看出,随电子注厚度的增加,工作频率和互作用效率都减小. 当电子注的厚度小于 0.44 mm 时,工作频率和互作用效率变化较小,当电子注厚度从 0 mm 增大到 0.44 mm 时,互作用效率下降了 0.28 %,工作频率减小了 1.68 MHz.

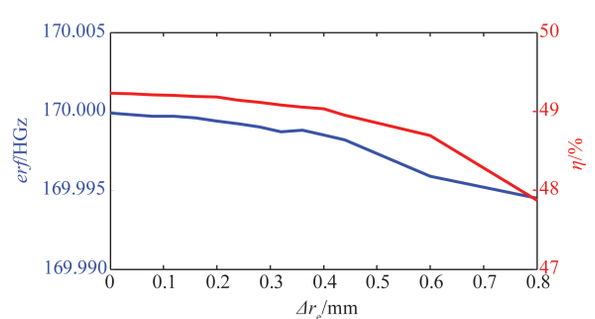


图 13　电子注厚度对互作用的影响

Fig. 13　The influence of beam width on the beam-wave interaction

5　结语

对 170 GHz 兆瓦级回旋管的工作模式选择进行分析,合理选择工作模式可以有效抑制模式竞争,提高稳定性. 系统地研究了工作频率为 170 GHz,$TE_{34,11}$ 模同轴腔回旋管的结构参数、电子束参数及

腔壁损耗对注波互作用的影响. 磁场强度不变时,随工作电流的增大工作频率缓慢提高,互作用效率先增而后减,因此,实现最大功率输出,工作电流需优化选择;引导磁场强度对注-波互作用效率的影响较大,磁场增大,各磁场下的互作用效率最大值将会减小,并且不同磁场的互作用效率随工作电流变化曲线的最大值向左移动,即在更小的工作电流处获得最大互作用效率;腔壁损耗会减小互作用效率和工作频率,内外导体表面欧姆损耗密度峰值随电流的增大而增大;速度零散不大于10 %时,速度零散对互作用影响较小,当速度零散从0增加到10 %时,互作用效率下降了1.2 %,工作频率降低了5.7 MHz ;当电子注的厚度小于0.44 mm时,工作频率和互作用效率变化较小,当电子注厚度从0 mm增大到0.44 mm时,互作用效率下降了0.28 %,工作频率减小了1.28 MHz. 通过工作参数的优化,当电子束电流为68 A,工作电压为65 kV,引导磁场强度为6.58 T时,可获得2.18 MW的输出功率,49.23 %的效率,外腔壁上的欧姆损耗密度峰值为1.94 kW/cm^2,内导体表面的小于0.15 W/cm^2. 本项工作为设计用于受控核磁聚变用的同轴腔兆瓦级回旋管提供了系统地分析方法和设计手段.

References

[1] Kumar Nitin, Singh Udaybir, Sinha T P, *et al*. A Review on the Applications of High Power, High Frequency Microwave Source: Gyrotron [J]. *Journal of Fusion Energy*, 2011, **30**(4): 257-276.

[2] Dumbrajs O, Nusinovich G S. Coaxial gyrotrons: past, present, and future (review) [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2004, **32**(3): 934-946.

[3] Iatrou C T, Braz O, Dammertz G, *et al*. Design and experimental operation of a 165-GHz, 1.5-MW, coaxial-cavity gyrotron with axial RF output [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1997, **25**(3): 470-479.

[4] Beringer, Matthias Hermann, S. Kern, *et al*. Mode Selection and Coaxial Cavity Design for a 4-MW 170-GHz Gyrotron, Including Thermal Aspects [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2013, **41**(4): 853-861.

[5] Beringer M H, Kern S, Thumm M. Gyrotrons - High-Power Microwave and Millimeter Wave Technology [M]. Germany (Berlin): Springer, 2004: 90-95.

[6] Yeddulla M, Nusinovich G S, Antonsen T M. Start currents in an overmoded gyrotron [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, **10**(11): 4513-4520.

[7] FLIFLET A W, READ M E, CHU K R, *et al*. A self-consistent field theory for gyrotron oscillators: application to a low Q gyromonotron [J]. *International Journal of Electronics*, 1982, **53**(6): 505-521.

[8] Jackson John David. Classical electrodynamics [M].3rd ed. (S.l]: Physics Today, 1999, 363-366.

[9] Ioannidis Z C, Dumbrajs O, Tigelis I G. Eigenvalues and Ohmic Losses in Coaxial Gyrotron Cavity [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006, **34**(4): 1516-1522.

[10] Chu K. R, Lin A. T. Gain and bandwidth of the gyro-TWT and CARM amplifiers [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1988, **16**(2): 90-104.

[11] Thumm M. Effective Cavity Length of Gyrotrons [J]. *Infrared Milli Terahz Waves*, 2014, **35**(12): 1011 - 1017.

[12] Xu Ao, Hu Linlin, Chen Hongbin, *et al*. S-parameter characteristics in THz-folded waveguide slow wave structure [J]. *High Power Laster and Particle Beams*(徐翱,胡林林,陈洪斌,等. 太赫兹折叠波导慢波结构S参数特性,**强激光与粒子束**), 2013, **25**(4): 968-972.