



·高功率微波技术·

连续调谐太赫兹回旋管非稳定振荡状态研究*

赵其祥¹, 冯进军², 吕游¹, 郑树泉¹, 张天钟³

(1. 桂林电子科技大学 信息与通信学院, 广西 桂林 541004;

2. 北京真空电子技术研究所 微波电真空器件国家级重点实验室, 北京 100015;

3. 电子科技大学 电子科学与工程学院, 成都 611731)

摘 要: 太赫兹回旋管可实现高功率输出, 并具有一定的频率调谐范围, 是核磁共振波谱系统理想的高功率太赫兹辐射源。设计了 263 GHz, TE_{5,2} 基波连续调谐回旋管, 通过磁场调节实现频率调谐范围为 1.39 GHz, 利用时域多模多频自洽非线性理论对设计的连续调谐回旋管非稳定振荡状态进行了研究。结果表明, 在低次纵向谐波模式工作磁场范围内, 当工作电流大于起振电流时, 连续调谐回旋管先进入稳定状态, 高次纵向谐波模式被抑制, 工作模式 TE_{5,2} 的输出功率随时间不变; 当电流增大, 纵向谐波模式间的竞争引起回旋管由稳定状态进入到非稳定振荡状态, 工作模式 TE_{5,2} 的输出功率随时间呈振荡变化且互作用效率大大降低; 随着电流的进一步增大, 回旋管又回到与低电流不同的稳定状态, 互作用效率进一步降低。同时发现非稳定振荡状态的起始电流随着磁场增加而增大。本研究对需工作于稳定状态的面向 DNP-NMR 应用的连续调谐太赫兹回旋管的研制具有一定指导意义。

关键词: 太赫兹; 回旋管; 非稳定工作状态; 连续调谐

中图分类号: TN129

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202133.210205

Study on nonstationary oscillation in continuous frequency tunable terahertz gyrotron

Zhao Qixiang¹, Feng Jinjun², Lü You¹, Zheng Shuquan¹, Zhang Tianzhong³

(1. School of Information and Communication, Guilin University of Electronic Technology, Guilin 541004, China;

2. National Key Laboratory of Science and Technology on Vacuum Electronics, Beijing

Vacuum Electronics Research Institute, Beijing 100015, China;

3. School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology, Chengdu 611731, China)

Abstract: Terahertz gyrotron can achieve high output power and has a certain frequency tuning range, thus it is an ideal high power terahertz radiation source for NMR spectroscopy system. A 263 GHz, TE_{5,2} fundamental harmonic frequency continuously tunable gyrotron is designed, the corresponding frequency tuning range can reach 1.4 GHz through adjusting the magnetic field. The unstable oscillation state of the designed gyrotron is studied by using the time domain multi-mode multi frequency self-consistent nonlinear theory. The results show that in the magnetic field range of low order axial mode, when the operating current is greater than the starting current, the continuously tuned gyrotron enters the stable state, where the high order axial mode is suppressed, and the output power of TE_{5,2} remains unchanged with time. When the current increases, the competition between axial modes causes the gyrotron to enter the unstable oscillation state from the stable state, the output power of TE_{5,2} oscillates with time and the interaction efficiency decreases greatly. With the further increase of current, the gyrotron returns to another stable state different from that of low current. It is also found that the initial current increases with the increase of magnetic field. The research of this paper has a certain guiding significance for the development of continuously tuned THz gyrotron for DNP-NMR applications.

Key words: terahertz; gyrotron; nonstationary oscillation; continuously frequency tuning

* 收稿日期: 2021-05-29; 修订日期: 2021-07-22

基金项目: 国家自然科学基金项目(62001131); 广西自然科学基金项目(2019GXNSFBA245066); 广西科技基地与人才专项(桂科 AD19245042); 广西无线宽带通信与信号处理重点实验室项目(GXKL06190102)

联系方式: 赵其祥, zxqi1105@163.com.

通信作者: 张天钟, tz.zhang@uestc.edu.cn.

波推动的动态核极化(DNP)技术不仅使核磁共振(NMR)灵敏度提高1~2个量级,缩短信息获取时间,还能够提供微观电子结构的信息,在生物学、医学、材料学、物质谱学等许多科学领域具有重要的应用前景^[1-7]。回旋管作为理想的DNP-NMR实验所必须的高功率太赫兹波的器件,成为近几年来太赫兹回旋管研究的热点^[8-12]。目前,美国麻省理工学院、日本福井大学、瑞士洛桑联邦理工学院等研究机构对面向DNP-NMR应用的连续调谐太赫兹回旋管进行了大量的研究,并取得了一定的进展^[13-16]。

连续调谐太赫兹回旋管采用长度远大于波长($l \approx 20\lambda$)的开放式谐振腔作为互作用高频结构,通过调节工作磁场、电压及电流等参数,使其工作于不同纵向谐波模式 $TE_{m,n,p}$ ($p \geq 1$),从而实现输出功率和频率连续可调,以满足DNP-NMR实验对太赫兹源的需求(功率稳定度5%,频率稳定度2 MHz,输出功率 > 20 W)。近年来,学者们发现回旋管在参数调节过程中会出现稳定状态和非稳定振荡状态。由于非稳定振荡状态输出功率不稳定和频谱多样性,不利于连续调谐回旋管在DNP-NMR实验的应用,因此很有必要对连续调谐回旋管非稳定状态注-波相互作用进行研究。赫尔辛基工业大学的O. Dumbrajs较早建立简化的理论模型对非稳定振荡状态注-波相互作用过程进行研究^[17]。在此基础上,洛桑联邦理工学院的F. Braunmueller建立了一维PIC(Particle In Cell)时域单模理论对263 GHz, $TE_{7,2}$ 连续调谐太赫兹回旋管非稳定振荡状态展开了理论研究^[18],结果表明非稳定谐波状态与纵向谐波模式竞争有关,而且非稳定状态有多种表现形式,如频谱等距分布、相位锁定、随机振荡等^[19];同时实验也证实稳定状态和非稳定状态的存在,基于仿真结果,实验上获得了1.2 GHz的调谐带宽,该回旋管被应用于400 MHz DNP-NMR系统。但是,他们的研究都是基于时域单模非线性理论模型,无法对连续调谐回旋管多种竞争模式参与注-波相互作用展开研究,特别是高次纵向谐波模式与特征根相近模式间的竞争。

基于此,本论文建立时域多模多频自洽非线性理论模型对连续调谐回旋管非稳定振荡状态注-波相互作用过程进行研究,分析多种因素如磁场、电流、欧姆损耗等对非稳定振荡状态区域和工作条件的影响。针对设计的263 GHz, $TE_{5,2}$ 连续调谐回旋管的研究,结果表明,非稳定振荡状态处于软起振区,随着工作电流的逐步增加,连续调谐回旋管先进入稳定状态,然后进入非稳定振荡状态区域,最后又回到不同的稳定状态。而且低电流时非稳定状态场幅值随时间呈周期变化,频谱有多个频率点;而高电流时非稳定状态场幅值随时间呈类周期变化或随机振荡,其频谱近似连续,同时在不同条件下非稳定振荡状态的分布和工作条件不同。通过对非稳定振荡状态的研究,为高稳定性连续调谐太赫兹回旋管的研制提供了方向,为其应用于DNP-NMR奠定了基础。

1 时域多模多频自洽非线性理论模型

由有源麦克斯韦方程组出发,得到谐振腔中横向电场 E_t 满足

$$\nabla^2 E_t - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 E_t}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial J_t}{\partial t} \quad (1)$$

式中: J_t 为横向电流密度; μ_0 为真空磁导率; c 为真空中的光速。

谐振腔的横向电场可用均匀圆波导的归一化矢量波函数展开

$$E_t = \sum_k \widehat{F}_k(z, t) e_k(r, \varphi; z) e^{j\omega_k t} \quad (2)$$

式中: $\widehat{F}_k(z, t)$ 为第 k 个模式的场幅值; e_k 为相应的波型函数; $\omega_{k,0}$ 为参考频率。选择合适的参考频率 $\omega_{k,0}$,可使 $\widehat{F}_k(z, t)$ 为时间缓变量,即

$$\left| \frac{\partial \widehat{F}_k(z, t)}{\partial t} \right| \ll \omega_{k,0} \left| \widehat{F}_k(z, t) \right| \quad (3)$$

基于上述条件,将式(2)代入式(1)并利用波型函数的正交性,得到 $\widehat{F}_k(z, t)$ 满足^[20]

$$\frac{\partial^2 \widehat{F}_k(z, t)}{\partial z^2} - \frac{2j\omega_{k,0}}{c^2} \frac{\partial \widehat{F}_k(z, t)}{\partial t} + k_{k,\parallel}^2 \widehat{F}_k(z, t) = \mu_0 \int \left[\frac{\partial J_t}{\partial t} \cdot e_k^*(r, \varphi; z) e^{-j\omega_{k,0} t} \right] ds \quad (4)$$

当考虑欧姆损耗时,纵向波数 $k_{k,\parallel}$ 可表达为

$$k_{k,\parallel}^2 = \frac{\omega_k^2}{c^2} - k_{k,\perp}^2 \left[1 + (1+j) \frac{\delta_k}{R(z)} \left(1 + \frac{m_k^2}{v_{m_k, n_k}^2 - m_k^2} \frac{\omega_k^2}{\omega_{k,\perp}^2} \right) \right] \quad (5)$$

式中: $\delta_k = \sqrt{\frac{2}{\omega_k \mu_0 \sigma}}$ 为趋肤深度(σ 为壁导电率); m_k, n_k 分别为模式的角向和径向指数; v_{m_k, n_k} 为模式的特征根;

$k_{k,\perp} = \frac{v_{m,n}}{R(z)}$ 为截止波数; $R(z)$ 为相互作用腔的半径; $\omega_{k,\perp} = k_{k,\perp}c$ 为截止频率。

横向电流密度 \mathbf{J}_t 可表达为

$$\mathbf{J}_t = \sum_i \frac{I_{B,i} \mathbf{u}_{\perp,i}}{\mu_{z,i}} \delta(r-r_i) \frac{1}{r_i} \delta(\varphi-\varphi_i) \quad (6)$$

式中: $\mathbf{u}_{\perp,i} = \gamma_i \mathbf{v}_{\perp,i}$ 为宏粒子的横向速度; $\mu_{z,i}$ 为纵向速度; $I_{B,i}$ 为每个宏粒子的电量; $\sum_i I_{B,i} = I_0$ (I_0 为电子注电流)。

自洽场 $\widehat{F}_k(z,t)$ 满足如下边界条件^[20]

$$\frac{\partial \widehat{F}_k}{\partial z} \Big|_{z_{in}/z_{out}} = \pm j \sqrt{\frac{\omega_{k,0}^2 - \omega_{k,\perp}^2}{c^2}} \widehat{F}_k(z_{in}/z_{out}) \quad (7)$$

电子的运动满足考虑相对论效应的洛伦兹方程

$$\frac{d\mathbf{m}_0 \mathbf{u}}{dt} = -e \left[\mathbf{E} + \frac{1}{\gamma} \mathbf{u} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0) \right] \quad (8)$$

式中: γ 为相对论因子; \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别为高频电场和磁场; \mathbf{B}_0 为外加稳定磁场。式(4), 式(7), 式(8)构成了回旋管时域多模多频自洽非线性理论模型。若场幅值随时间不变, $\partial \widehat{F}_k(z,t)/\partial t = 0$, 时域多模多频自洽非线性理论变为稳态自洽非线性理论。稳态自洽非线性理论只能研究单模、稳定状态下注-波互作用, 但无法准确研究多模注-波互作用随时间变化过程及模式竞争问题。基于理论模型, 利用 MATLAB 编制程序对时域多模多频自洽非线性理论模型进行数值求解, 研究连续调谐太赫兹回旋管非稳定状态的注-波互作用过程。

2 连续调谐太赫兹回旋管非稳定状态

为了研究连续调谐太赫兹回旋管非稳定振荡状态, 本研究设计了工作频率 263 GHz, 工作模式 $\text{TE}_{5,2}$ 的相互作用高频结构, 如图 1 所示, 其中中间段的半径为 1.910 mm, 长度为 22 mm ($l \approx 19\lambda$)。

采用起振电流公式^[21], 线性分析设计的高频结构注-波互作用。利用图 1 的冷腔场幅值分布, 计算得到如图 2 所示的各纵向谐波模式起振电流, 其中电导率 $\sigma = 2.9 \times 10^7$ S/m, 电压 $U_0 = 20$ kV, 引导中心半径 $R_g = 1.4$ mm, 横纵速度比 $\alpha = 1.75$ 。从图中可以看出, 当磁场 B_0 处于 9.66~9.84 T 之间, $\text{TE}_{5,2,p}$ 模 ($p=1, 2, 3$) 的起振电流均小于 100 mA, 而且随着指数 p 的增加, 模式的起振电流也会增加, 这是由于品质因数随着 p 的增加而降低, 同时发现 $\text{TE}_{5,2,1}$ 模处于 $\Delta_0 > 0$ ($\Delta_0 = 2(1 - s\Omega_0/\omega\gamma_0)/\beta_{\perp 0}^2$) 的区域, 由文献 [22] 可知, 此时 $\text{TE}_{5,2,1}$ 模工作于前向波状态 ($k_{\parallel} < 0$), 而 $\text{TE}_{5,2,3}$ 模处于 $\Delta_0 < 0$ 的区域, 即该模式工作于反向波状态 ($k_{\parallel} > 0$), $\text{TE}_{5,2,2}$ 模既工作于前向波又工作于反向波状态。基于文献 [23] 可知, 前向波工作频率可调范围较小, 功率可调范围较大, 而反向波状态工作频率可调范围较大, 而功率可调范围较小, 因此合理调节工作磁场使回旋管工作在不同的纵向谐波模式, 实现功率和频率的连续调谐。

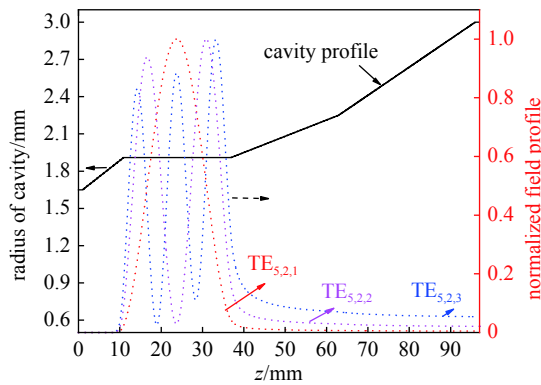


Fig. 1 Interaction circuit and the normalized field profile of high order axial modes

图 1 相互作用高频结构及归一化纵向谐波模式场幅值分布

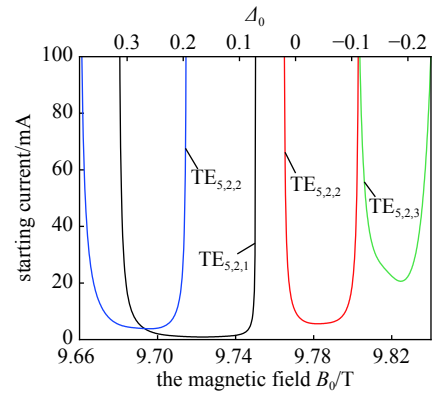


Fig. 2 Starting currents of different order axial modes (wall conductivity $\sigma = 2.9 \times 10^7$ S/m, beam voltage $U_0 = 20$ kV, beam guiding center $R_g = 1.4$ mm, pitch angle $\alpha = 1.75$)

图 2 不同纵向谐波模式起振电流 ($\sigma = 2.9 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$)

本文编制了时域多模多频自洽非线性模拟程序,并对设计的连续调谐太赫兹回旋管工作状态进行研究。当 $\sigma = \infty$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $I_0 = 25$ mA, $B_0 = 9.65$ T时,模拟结果如图3和图4所示,考虑的主要竞争模有TE_{0,3}, TE_{2,3}和TE_{9,1}。从图3(a)可以看出,工作模TE_{5,2}被激励起来,特征根相近的竞争模处于被抑制状态,当 $t > 90$ ns时工作模TE_{5,2}(频率为262.877 GHz)在输出端($z = z_{out}$)的场幅值 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)|$ 随时间稳定不变,说明此时回旋管工作于稳定状态。图3(c)和(d)分别为 $t = 150$ ns时各模式的场幅值纵向分布和工作模相位纵向变化,可以看出工作模TE_{5,2}工作于 $q = 1$ 的状态。图4(a)为互作用过程电子效率和高频场效率随时间的变化,可以看出两者大小相等,符号相反,分别为21.5%和-21.5%,说明互作用过程遵守能量守恒,证明了模型和模拟程序的准确性。对比图4(b)和图4(c)发现,在注-波互作用过程中,纵向谐波模式间存在明显的模式竞争,当 $t = 37.5$ ns时,高次纵向模式TE_{5,2,3}(263.500 GHz)首先被激励起来并参与注-波互作用,而当 $t = 67.5$ ns时,TE_{5,2,2}模(263.108 GHz)被激励,TE_{5,2,3}由于TE_{5,2,2}的起振而被抑制。从图3(b)也可以看出,TE_{5,2}的场幅值频谱存在3个频率点:262.877, 263.108, 63.500 GHz,它们分别对应TE_{5,2,1}, TE_{5,2,2}, TE_{5,2,3}的谐振频率。

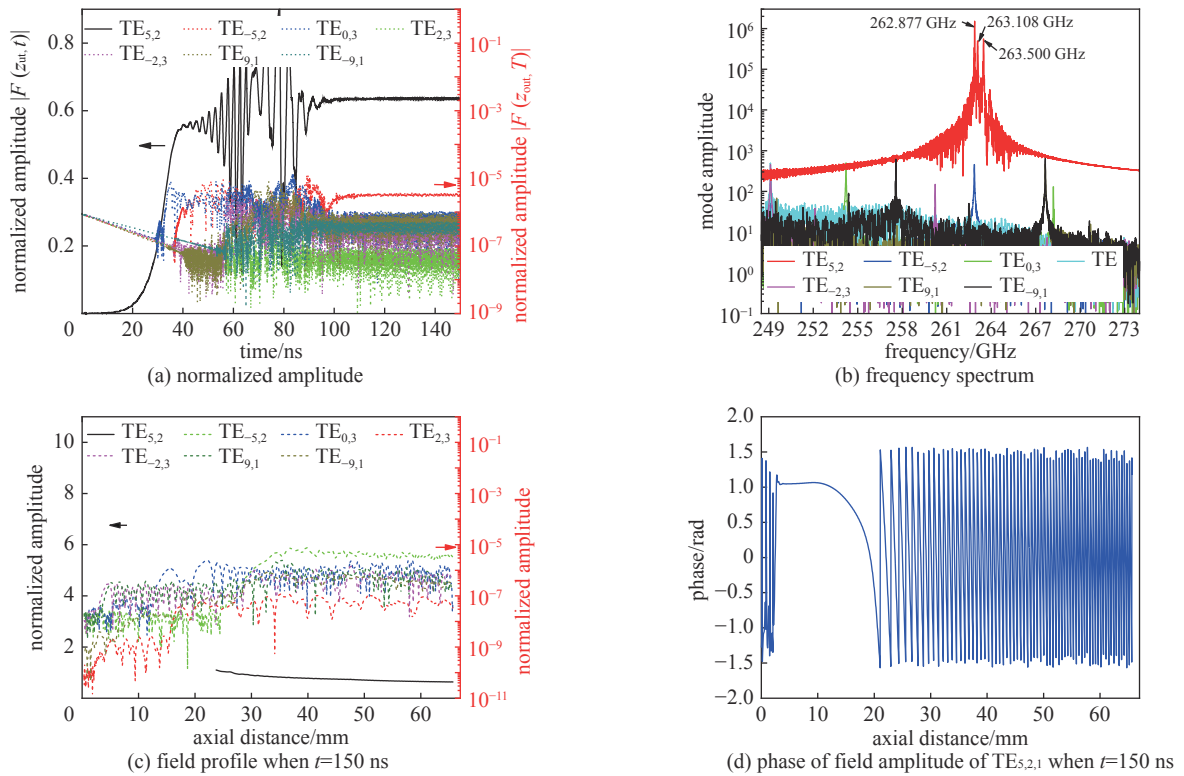
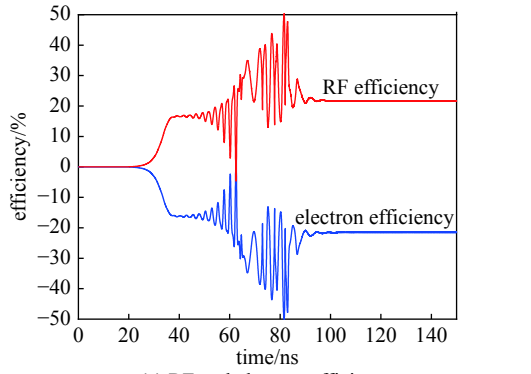


Fig. 3 Stationary oscillation when $\sigma = \infty$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.65$ T, $I_0 = 25$ mA

图3 稳定工作状态($\sigma = \infty$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.65$ T, $I_0 = 25$ mA)

当工作电流 $I_0=25$ mA, 磁场增加到9.74 T时,注-波互作用的模拟结果如图5所示。从图5(a)可以看出工作模TE_{5,2}在较短的时间内($t \approx 5$ ns)被激励,竞争模式的幅值处于抑制状态。同时发现输出端幅值 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)|$ 随时间呈周期性振荡变化,说明此时连续调谐回旋管工作于非稳定振荡状态。非稳定振荡状态的归一化幅值在0.073~0.218内变化,其均值小于稳定状态时幅值,说明非稳定振荡状态的相互作用效率要低于稳定状态的效率。根据起振电流的计算结果,发现当 $B_0=9.74$ T时,该回旋管工作于 $\Delta_0 > 0$ 和 $\Delta_0 < 0$ 的过渡区域,在此区域内前向波和反向波都能够参与注-波互作用,所以其频谱呈现多样性,同时前向波和反向波与电子注的耦合能力不同或者存在叠加,导致了非稳定状态的幅值比稳定状态小,相应的相互作用效率降低^[23]。图5(b)和图5(c)分别为 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)| = \text{Max}$ 和 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)| = \text{Min}$ 时的场幅值纵向分布,可以看出此时工作模TE_{5,2}工作于基次纵向谐波 $p = 1$ 状态,而且当 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)| = \text{Min}$ 时,场幅值纵向分布在输出端接近截止状态,此时辐射功率非常小。

当工作磁场增加至35 mA, 磁场为9.74 T时,注-波互作用模拟结果如图6所示。可以看出,随着工作电流地增加,工作模TE_{5,2}的幅值 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)|$ 随时间不再呈周期变化,而是呈类周期性变化,幅值的相对值进一步降低;同时竞争模的幅值也表现出类周期变化,这是由于电子被类周期性变化的工作模调制的同时与竞争模式进行互作



(a) RF and electron efficiency

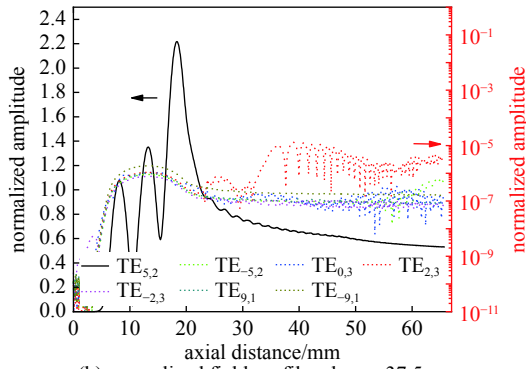
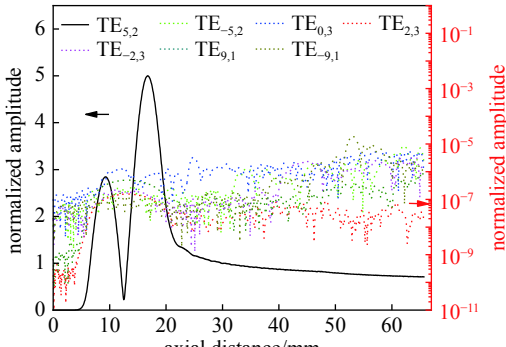
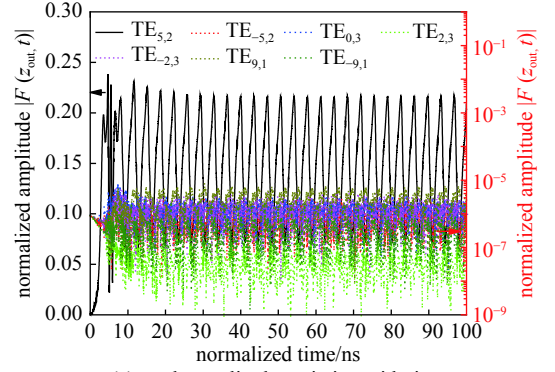

 (b) normalized field profile when $t=37.5$ ns

 (c) normalized field profile when $t=67.5$ ns

 Fig. 4 Stationary oscillation when $\sigma = \infty$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.65$ T, $I_0 = 25$ mA

 图 4 稳定工作状态 ($\sigma = \infty$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.65$ T, $I_0 = 25$ mA)


(a) mode amplitude variation with time

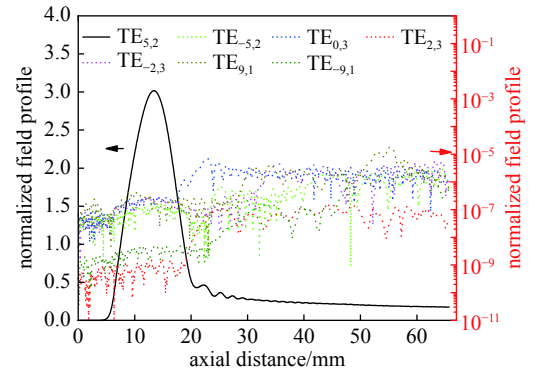
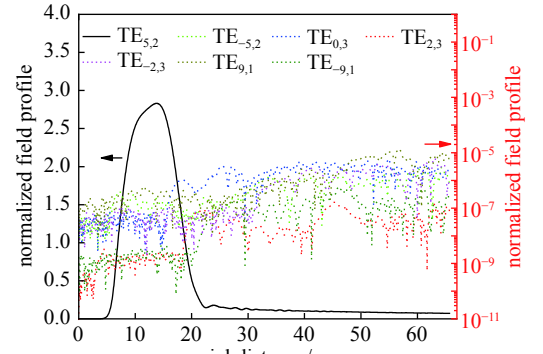

 (b) normalized field profile when $t=142.5$ ns

 (c) normalized field profile when $t=157.5$ ns

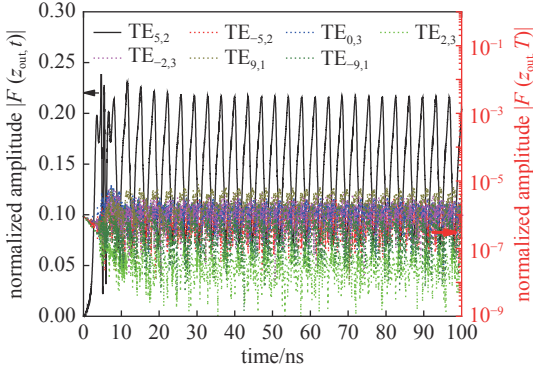
 Fig. 5 Nonstationary oscillation when $\sigma = 2.9 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.74$ T, $I_0 = 25$ mA

 图 5 模拟得到的连续调谐回旋管非稳定工作状态, 其中 $\sigma = 2.9 \times 10^7$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.74$ T, $I_0 = 25$ mA

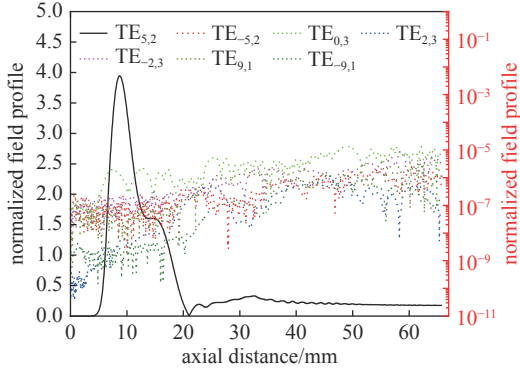
用, 从而导致竞争模也表现出相应的类周期特征。对比图 5 发现, 工作模式幅值随时间的振荡更加明显, 这是由于电流增加导致前向波和反向波与电子注的耦合能力差异性变大。同时从图 6(b) 和图 6(c) 可以看出, 回旋管的工作状态正由低次纵向基波模式 ($TE_{5,2,1}$) 向高次纵向谐波模式 ($TE_{5,2,2}$) 转换, 谐振腔中存在不同纵向谐波模式间的竞争。

当工作磁场 $B_0=9.74$ T, 工作电流 $I_0=85$ mA 时, 注-波互作用的模拟结果如图 7 所示。对比图 5 和图 6 发现, 随着工作电流的增加, 回旋管的工作状态由非稳定振荡状态回到了稳定状态, 工作模为 $TE_{5,2,1}$ 。对比图 6 发现, 随着工作电流的增加, 工作模 $TE_{5,2}$ 的幅值 $|\widehat{F}_k(z_{out}, t)|$ 进一步降低, 互作用效率下降, 而模式到达稳定状态的时间缩短 (170 ns \rightarrow 20 ns), 这是由于模式达到稳定状态的时间 τ 与电流的满足关系 $\tau \propto (I_0 - I_{start})^{-1}$, 进一步发现由于工作电流的增加, 工作模 $TE_{5,2,1}$ 的谐振频率也相应增加 (262.972 GHz \rightarrow 263.135 GHz)。

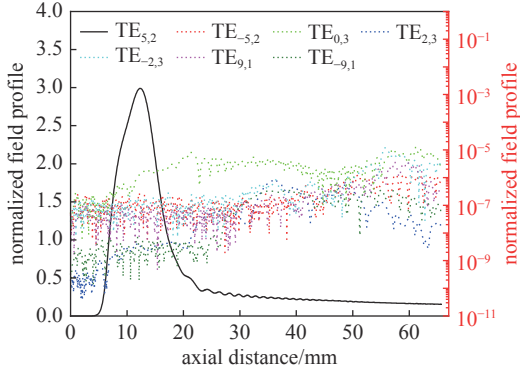
设计的连续调谐回旋管的工作状态在电流和磁场平面的分布如图 8 所示, 其中电压为 20 kV, 引导中心为 1.4 mm。可以看出随着工作电流的变化, 回旋管将工作于不同状态。发现非稳定振荡状态区的起始电流远大于起振电流,



(a) normalized amplitude variation with time



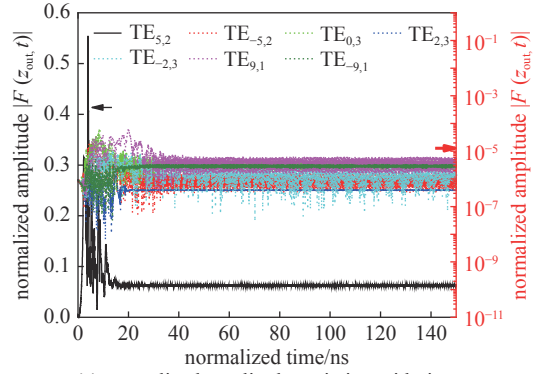
(b) normalized field profile when $t=150$ ns



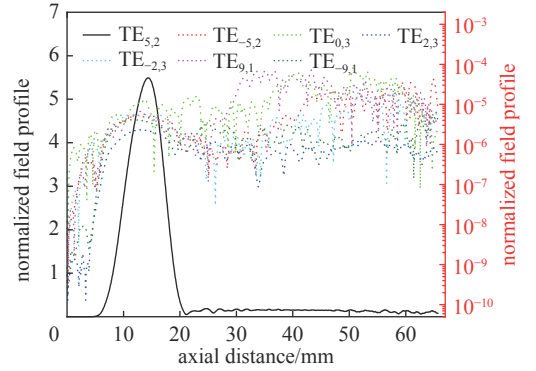
(c) normalized field profile when $t=145.5$ ns

Fig. 6 Nonstationary oscillation when $\sigma = 2.7 \times 10^7$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.74$ T, $I_0 = 35$ mA;

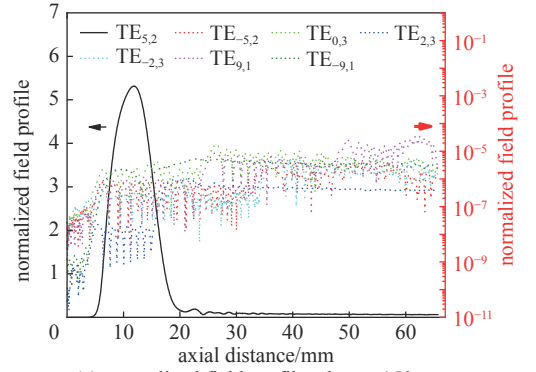
图 6 连续调谐回旋管非稳定工作状态 ($\sigma = 2.7 \times 10^7$, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.74$ T, $I_0 = 35$ mA)



(a) normalized amplitude variation with time



(b) normalized field profile when $t=4.5$ ns



(c) normalized field profile when $t=150$ ns

Fig. 7 Stationary oscillation when $\sigma = 2.7 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.74$ T, $I_0 = 85$ mA;

图 7 连续调谐回旋管稳定工作状态 ($\sigma = 2.7 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$, $B_0 = 9.74$ T, $I_0 = 85$ mA)

而且当磁场一定时,随着工作电流的增加,非稳定振荡状态又回到与低电流不同的稳定状态,但效率会大大降低,同时不同磁场点非稳定状态区的位置和大小不同。因此对于特定的工作条件和高频结构,需深入研究非稳定状态区的分布以及起始条件,为连续调谐太赫兹回旋管获得高功率、宽频率调谐范围奠定基础。

经过大量的模拟分析,得到设计的 263 GHz, $TE_{5,2}$ 连续调谐太赫兹回旋管的最佳工作方案如表 1 所示,相应的功率和频率调谐范围随磁场的变化如图 9 所示。从图 9 中可以看出,当磁场 B_0 在 9.64~9.84 T 变化时,回旋管由 $TE_{5,2,1}$ 模首先过渡到 $TE_{5,2,2}$ 模,然后再过渡到 $TE_{5,2,3}$ 模,相应的连续调谐频率范围能够达到 1.39 GHz,输出功率调谐范围达到了 80 W,能够满足 DNP-NMR 实验对辐射源的需求。

表 1 263 GHz, $TE_{5,2}$ 基波连续调谐回旋管工作参数

Table 1 Operating parameters for 263 GHz, $TE_{5,2}$ fundamental harmonic frequency continuously tunable gyrotron

operating mode	beam current/mA	beam voltage/kV	guiding center radius/mm	pitch factor	operating frequency/GHz	wall conductivity/($S \cdot m^{-1}$)	frequency tunable range/GHz	power tunable range/W
$TE_{5,2}$	20	20	1.40	1.75	263	2.7×10^7	1.39	80

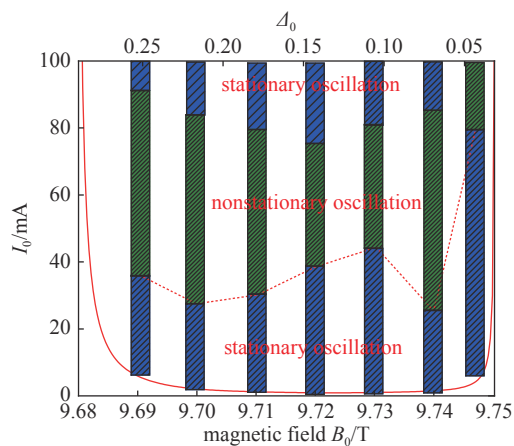


Fig. 8 Categorization of non-stationary oscillation on plane of beam current and magnetic field ($\sigma = 2.7 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$)

图 8 非稳定振荡状态在磁场和电流平面上的分布 ($\sigma = 2.7 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $\alpha = 1.75$)

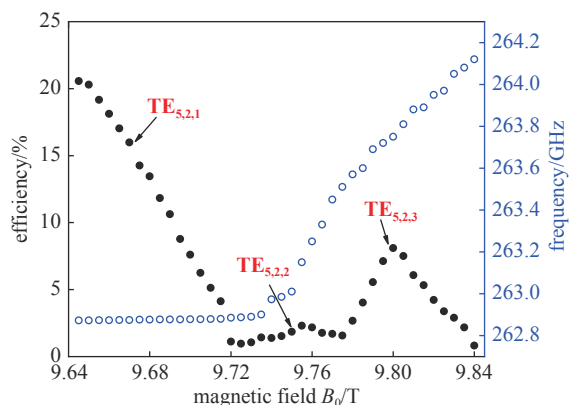


Fig. 9 Beam wave interaction efficiency and oscillation frequency variation with magnetic field when $\sigma = 2.7 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $I_0 = 20$ mA

图 9 相互作用效率和谐振频率随磁场的变化 ($\sigma = 2.7 \times 10^7$ S/m, $U_0 = 20$ kV, $R_g = 1.4$ mm, $I_0 = 20$ mA)

3 结论

连续调谐回旋管作为理想的 DNP-NMR 实验所需的高功率太赫兹器件, 成为近几年来太赫兹回旋管研究的热点。但是在连续调谐过程中存在非稳定振荡状态, 影响回旋管在 DNP-NMR 方面的应用。为了研究连续调谐回旋管非稳定振荡状态的工作条件和存在过程, 本研究设计了 263 GHz, $TE_{5,2}$ 连续调谐太赫兹回旋管, 基于时域多模多频自洽非线性理论模型, 研究了不同电流和磁场条件下非稳定振荡状态输出功率、频谱分布和模式场幅值纵向分布的特点, 同时也研究了调谐过程不同纵向谐波模式间的模式竞争情况。结果表明, 当磁场为 9.65 T、电流为 25 mA 时, 高次纵向谐波模式 $TE_{5,2,3}$ 和 $TE_{5,2,2}$ 先后被激励, 但随着工作模式 $TE_{5,2,1}$ 的起振, 高次纵向谐波模式被抑制, 此时回旋管工作于稳定状态, 输出功率随时间稳定不变, 频谱为单一频点。当磁场增加到 9.74 T 时, 高次纵向模式与低次纵向模式存在激烈竞争, 此时回旋管工作于非稳定周期振荡状态, 输出功率随时间呈周期变化, 频谱存在多个频率点, 相互作用效率大大降低; 在磁场为 9.74 T、电流增加到 35 mA 时, 回旋管工作于非稳定类周期状态, 纵向谐波模式间竞争更加激烈, 输出功率随时间呈类周期变化, 频谱呈连续分布。对比发现, 随着工作电流的增加, 自洽场幅值波动范围变大, 非稳定振荡越明显。当电流进一步增加到 85 mA, 回旋管又回到低电流不同的稳定状态相比, 输出功率和相互作用效率都大大降低。

基于非稳定振荡状态的大量研究, 得到 263 GHz, $TE_{5,2}$ 连续调谐太赫兹回旋管频率和功率调谐范围, 当电子注电流为 20 mA、电压 20 kV、磁场 B_0 在 9.64~9.84 T 变化时, 功率调谐范围为 80 W, 频率调谐范围为 1.39 GHz, 较好地满足 DNP-NMR 实验对太赫兹辐射源的需求。目前本文的研究都是基于理想电子注, 由文献 [24-26] 可知, 电子注质量是影响注-波相互作用的主要因素, 因此电子注质量对连续调谐回旋管非稳定状态的影响是未来需要研究和关注的方向。

参考文献:

- [1] Nanni E A, Barnes A B, Griffin R G, et al. THz dynamic nuclear polarization NMR[J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2011, 1(1): 145-163.
- [2] Griffin R G, Pristner T F. High field dynamic nuclear polarization—the renaissance[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2010, 12(22): 5737-5740.
- [3] Masion A, Alexandre A, Ziarelli F, et al. Dynamic Nuclear Polarization NMR as a new tool to investigate the nature of organic compounds occluded in plant silica particles[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7: 3430.
- [4] Liao S Y, Lee M, Wang T, et al. Efficient DNP NMR of membrane proteins: sample preparation protocols, sensitivity, and radical location[J]. *Journal of Biomolecular NMR*, 2016, 64(3): 223-237.
- [5] Leggett J, Hunter R, Granwehr J, et al. A dedicated spectrometer for dissolution DNP NMR spectroscopy[J]. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 2010, 12(22): 5883-5892.
- [6] Plainchont B, Berruyer P, Dumez J N, et al. Dynamic nuclear polarization opens new perspectives for NMR spectroscopy in analytical chemistry[J]. *Analytical Chemistry*, 2018, 90(6): 3639-3650.

- [7] Mompeán M, Sánchez-Donoso R M, De LaHoz A, et al. Pushing nuclear magnetic resonance sensitivity limits with microfluidics and photo-chemically induced dynamic nuclear polarization[J]. *Nature Communications*, 2018, 9: 108.
- [8] 李志良, 冯进军, 蔡军. 太赫兹回旋管和动态核极化核磁共振的研究发展[J]. 真空科学与技术学报, 2015, 35(6): 744-751. (Li Zhiliang, Feng Jinjun, Cai Jun. Latest progress of THz gyrotron and dynamic nuclear polarization enhanced nuclear magnetic resonance[J]. *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology*, 2015, 35(6): 744-751)
- [9] 李志良, 冯进军, 刘本田, 等. DNP-NMR用263 GHz回旋振荡管高频系统的研究[J]. 真空科学与技术学报, 2017, 37(7): 693-698. (Li Zhiliang, Feng Jinjun, Liu Bentian, et al. Circuit design of 263 GHz gyrotron oscillator for dynamic nuclear polarization enhanced nuclear magnetic resonance[J]. *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology*, 2017, 37(7): 693-698)
- [10] 史少辉, 韩万强, 封顺珍, 等. 频率可调太赫兹回旋振荡管相互作用电路的设计与研究[J]. 微波学报, 2020, 36(3): 59-64. (Shi Shaohui, Han Wanqiang, Feng Shunzhen, et al. Investigation and design of a frequency-tunable terahertz gyrotron oscillator[J]. *Journal of Microwaves*, 2020, 36(3): 59-64)
- [11] 宋韬, 王维, 刘岷威, 等. 应用于动态核极化核磁共振的太赫兹回旋管[J]. 中国激光, 2019, 46: 0614001. (Song Tao, Wang Wei, Liu Diwei, et al. Terahertz gyrotron used for dynamic nuclear-polarization-enhanced nuclear magnetic resonance[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46: 0614001)
- [12] 雷蕾, 刘岷威, 鄂扬. 0.42 THz频率连续可调同轴回旋管[J]. 红外与毫米波学报, 2013, 32(6): 559-562. (Lei Lei, Liu Diwei, Yan Yang. Continuous frequency tunable 0.42 THz coaxial gyrotron[J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2013, 32(6): 559-562)
- [13] Temkin R J. Development of terahertz gyrotrons for spectroscopy at MIT[J]. *Terahertz Science and Technology*, 2014, 7(2): 1-9.
- [14] Hornstein M K, Bajaj V S, Griffin R G, et al. Design of a 460 GHz second harmonic gyrotron oscillator for use in dynamic nuclear polarization[C]// *Proceedings of the Twenty Seventh International Conference on Infrared and Millimeter Waves*. San Diego: IEEE, 2002: 193-194.
- [15] Idehara T, Kosuga K, Agusu L, et al. Continuously frequency tunable high power sub-THz radiation source—gyrotron FU CW VI for 600 MHz DNP-NMR spectroscopy[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2010, 31(7): 775-790.
- [16] Glyavin M Y, Chirkov A V, Denisov G G, et al. Experimental tests of a 263 GHz gyrotron for spectroscopic applications and diagnostics of various media[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86: 054705.
- [17] Yoon D, Soundararajan M, Cuanillon P, et al. Dynamic nuclear polarization by frequency modulation of a tunable gyrotron of 260 GHz[J]. *Journal of Magnetic Resonance*, 2016, 262: 62-67.
- [18] Braunmüller F. Gyrotron physics from linear to chaotic regimes: experiment and numerical modeling[D]. Lausanne: École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2016: 50-76.
- [19] Airila M I, Dumbrajs O, Reinfelds A, et al. Nonstationary oscillations in gyrotrons[J]. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(10): 4608-4612.
- [20] Kern S. Numerische simulation der gyrotron-wechselwirkung in koaxialen resonatoren[D]. Karlsruhe: Universität Karlsruhe, 1996.
- [21] Kartikeyan M V, Borie E, Thumm M K A. Gyrotrons—high power microwave and millimeter wave technology[M]. Berlin: Springer Press, 2003.
- [22] Dumbrajs O, Nusinovich G S. Self-consistent non-stationary theory of the gyrotron[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 083125.
- [23] Li Zhengdi, Du Chaohai, Qi Xiangbo, et al. A 0.33-THz second-harmonic frequency-tunable gyrotron[J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25: 029401.
- [24] Zhao Qixiang, Yu Sheng, Zhang Yanyan, et al. Investigation of the influence of electron beam quality on the operation in 0.42-THz second harmonic gyrotron[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2016, 44(5): 749-754.
- [25] 张延庆. 频率超宽带连续可调太赫兹回旋管电子枪研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2020. (Zhang Yanqing. Research on magnetron injected gun of a ultra-wideband continuously adjustable terahertz gyrotron[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2020)
- [26] 刘冲, 赵青, 胡以怀, 等. 双注磁控注入电子枪[J]. 强激光与粒子束, 2014, 26: 083005. (Liu Chong, Zhao Qing, Hu Yihuai, et al. Double-beam magnetron injection gun[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26: 083005)