

考虑回旋共振增强效应的平面单栅注波互作用线性分析

王晶^{*①②③} 樊宇^② 赵鼎^② 杨晨^{②③} 王刚^{①②③} 罗积润^{②③}

^①(中国科学院电子学研究所空间行波管研究发展中心 北京 100190)

^②(中国科学院电子学研究所高功率微波源与技术重点实验室 北京 100190)

^③(中国科学院大学 北京 100049)

摘要: 基于电子注纵横运动与电磁场纵横分量同时同步相互作用, 该文从麦克斯韦方程和线性伏拉索夫方程出发, 推导出将回旋共振和契伦科夫共振同时考虑在内的平面单栅注波互作用热色散方程。在合理选择几何参数和电参数的基础上, 通过热色散方程数值计算和分析, 发现具有回旋共振增强效应下的注波互作用增益和频带都高于只有契伦科夫共振辐射下的结果。

关键词: 回旋管; 回旋共振增强; 平面格栅; 契伦科夫效应; 增益

中图分类号: TN122

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2019)12-2919-07

DOI: 10.11999/JEIT181145

Analysis of Beam Wave Interaction in a Planar Metallic Grating Based on Cyclotron Resonance Enhancement Effect

WANG Jing^{①②③} FAN Yu^② ZHAO Ding^② YANG Chen^{②③}

WANG Gang^{①②③} LUO Jirun^{②③}

^①(*Research and Development Center of Space TWT, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

^②(*Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

^③(*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: Based on the beam wave synchronization interaction in transverse and longitudinal directions at the same time and derived from Maxwell's equation and linear Vlasov equation, the planar metallic grating beam-wave interaction "hot" dispersion equation considering both cyclotron resonance and Cherenkov resonance is deduced. Through the reasonable selection for geometric and electrical parameters, the numerical calculation and analysis of the "hot" dispersion equation show that the beam-wave interaction gain and frequency band with the cyclotron resonance enhancement effect are higher than those with only Cherenkov resonance radiation.

Key words: Cyclotron; Cyclotron resonance enhancement; Planer metallic grating; Cherenkov effects; Gain

1 引言

平面格栅是一种适用于行波管, 采用带状电子注增大电流来提高工作频率和功率的慢波结构^[1-6]。这种结构能与带状电子注实现良好匹配, 可以有效提高注波互作用效率, 进而提升器件的功率、效率、增益等指标。意大利学者Mineo等人^[7,8]对1 THz单矩形栅带状注返波振荡器进行了研究。模拟结果

表明, 在0.9~1.1 THz的频率范围内, 带状电子注单排栅返波振荡器能够输出100 mW以上的功率, 电子效率超过0.3%。文献^[9]中还提出了一种适用于圆形电子注的单面双排栅结构, 将此结构用于推动1 THz级联返波放大器, 在0.95~1.03 THz的频率范围内, 模拟计算的反射系数小于-10 dB。基于带状注-格栅波导互作用结构构建高频放大器是当前国内外研究的热点, 但所依据的原理均为直线电子注与慢波电路的契伦科夫共振。

从原理上来讲, 在具有周期慢波结构的契伦科夫脉塞中, 契伦科夫共振、基波回旋共振、高次谐波回旋共振和反常多普勒回旋共振可以通过与不同阶数的空间谐波分别相互作用而同时存在, 因而电子

收稿日期: 2018-12-13; 改回日期: 2019-03-26; 网络出版: 2019-04-25

*通信作者: 王晶 wangjing_bg@163.com

基金项目: 国家自然科学基金(61671431)

Foundation Item: The National Natural Science Foundation of China (61671431)

注与高频场的相互作用能够得到加强,可称之为共振增强效应,这是周期慢波结构的一个独特优势(在均匀介质中不存在该特性)。

文献[10]利用波纹圆波导结构,发现回旋共振对切伦科夫效应有明显的增强作用,从而可能改善行波管增益和带宽。这种波纹圆波导结构可以通过高次模式在提高频率的条件下增大相互作用空间,同时环状电子注能够增大电子注电流。不过,高次模式带来的模式竞争以及纵向电场可能靠近波导边缘带来的电子注控制问题会制约模型在器件研制中的发展。

对于平面格栅慢波结构,电场分量在 y 方向和 z 方向通常处于同一幅度量级。传统行波管电子注只与 z 方向电场相互作用,耦合强度相对弱。如果选择合适的几何和电参量,在电子注与 z 方向电场同步耦合的同时也能与 y 方向电场发生有效耦合,则有可能增强信号放大的增益,同时由于两者同步频率范围的差异一定程度上可以扩展带宽。本文在文献[10]的理论基础上,将共振增强效应运用到平面格栅的慢波结构中,通过矩形单栅慢波结构与带状电子注结合,讨论了电子由于轴向磁场作用引起的回旋与 y 方向电场同步对行波管契伦科夫辐射的增强作用。在考虑矩形单栅中基波回旋共振、2次谐波回旋共振和反常多普勒回旋共振3种作用同时存在时对契伦科夫共振注波相互作用增益和带宽的影响基础上,建立这种慢波结构的热色散方程,数值分析几何和电参数变化对共振增强的影响。

与前人的研究相比,本文的不同之处在于:针对带状注-格栅波导放大器中的共振增强效应进行研究;考虑电子注与不同谐波的混合作用,利用考虑回旋的共振增强效应提高增益和带宽,其意义在于以带状注平面格栅结构为基础,进一步利用共振增强效应提高注波相互作用效率,为发展新型的高功率毫米波、亚毫米波及太赫兹放大器探索新的方法和途径。

2 共振增强

回旋共振广泛应用于回旋管[11-15],在毫米波和亚毫米波段,回旋管是很强的电磁辐射源。回旋共振条件为

$$\omega - k_{z,s}v_z \simeq s\Omega \quad (1)$$

其中, ω 是波的角频率, k_z 是纵向传播常数, v_z 是电子的纵向传输速度, Ω 是电子的相对论回旋频率, s 为回旋谐波数。按照Floquet定理,任何一个周期慢波结构中的电磁场可以表示为一系列空间谐波的求和。且对应空间谐波的纵向传播常数为[16]

$$k_{z,s} = k_z + n(2\pi/p) \quad (2)$$

其中, $k_{z,s}$ 是 n 次空间谐波的传播常数, p 是慢波结构的周期。将式(1)两边除以 v_z 并与式(2)比较发现,当回旋共振条件能够对所有空间和回旋谐波同时满足的话,电子回旋频率与多普勒频移之间存在式(3)的特定关系[10]

$$\frac{2\pi}{p} v_z \approx \Omega \quad (3)$$

式(3)成立意味着回旋谐波电子束线与周期慢波结构不同空间谐波对应的色散图分支在同一频率相交于无数个点,(详见图1)。在这些点附近回旋共振失谐可以表示为

$$\Delta\omega_{(n,s)} = \omega - k_{z,s}v_{z0} - s\Omega_0 \quad (4)$$

其中,电子回旋频率和轴向速度的下标0表示它们在相互作用入口的初值。

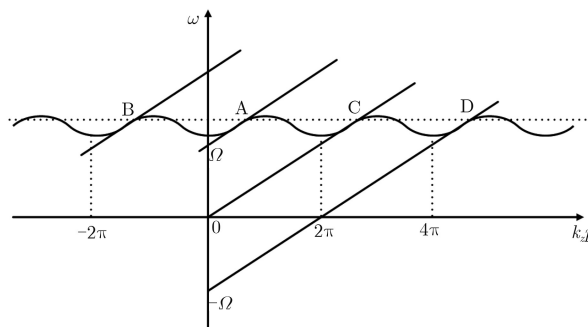


图1 周期慢波结构中对共振增强效应的色散曲线

本文把讨论限制在图1中用A-D表示的4点,A点对应于具有零次空间谐波的基次回旋谐波共振,因此回旋共振条件式(1)可表征为相应的失谐 $\Delta\omega_{(1,0)} = \omega - k_{z,0}v_{z0} - \Omega_0$ 。B点对应于具有-1次空间谐波的2次回旋谐波共振,回旋共振条件式(1)可表征为相应的失谐 $\Delta\omega_{(2,-1)} = \omega - k_{z,-1}v_{z0} - 2\Omega_0$ 。C点是契伦科夫共振的标准条件,共振失谐 $\Delta\omega_{(0,1)} = \omega - k_{z,1}v_{z,0}$ 。最后,D点为在-1次回旋谐波处发生的反常多普勒效应,对应的失谐 $\Delta\omega_{(-1,2)} = \omega - k_{z,2}v_{z0} + \Omega_0$ 。引入 $\Delta = \omega - k_{z,0}v_{z0} - \Omega_0$ 和描述电子回旋频率的共振与空间谐波相关的多普勒项之间的差异 $\delta = \Omega_0 - (2\pi/d)v_{z0}$,可以在A-D点定义回旋共振失谐分别为, $\Delta A = \Delta = \omega - k_{z,0}v_{z0} - \Omega_0$, $\Delta B = \Delta - \delta$, $\Delta C = \Delta + \delta$ 和 $\Delta D = \Delta + 2\delta$,于是仅用两个参数就可以表征所有点的回旋共振条件。从上面4个失谐项看,如果失谐 ΔC 大小的选择满足让电子的纵向速度减小,则 $\Delta + \delta$ 的组合总是可以在一定频率范围内使 $\Delta A = \Delta$ 保证回旋运动的电子处于被波减速状态,从而能够起到对契伦科夫效应增强的作用;相对于 ΔC , $\Delta B = \Delta - \delta$ 和 $\Delta D =$

$\Delta + 2\delta$ 同样也可以在一定频率范围内起到对契伦科夫效应增强的作用，只是可能作用的强弱和频率范围与 $\Delta A = \Delta$ 可能有所不同。这种差异可能在一定程度上影响其共同增强的强度，但却也可能由此展开注波相互作用增益的频带宽度。

3 模型与公式

图2为平面单栅与电子注相互作用的示意图。沿 z 轴方向运动的带状薄电子注与金属格栅的距离为 y_c ，格栅的周期为 p ，槽深为 h ，栅宽度为 a ，槽口宽度为 d ，栅顶边界到波导顶距离为 g 。根据电磁场的边界条件与Borgnis位函数法^[17,18]，当 $y > 0$ 时，获得的电磁场表达式如式(5)–式(7)

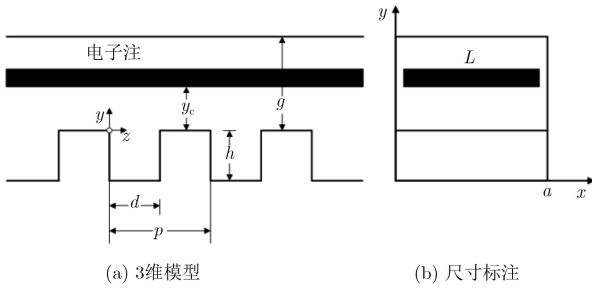


图2 平面单栅与电子注相互作用系统

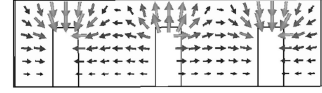
$$H_x = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \cosh[v_n(g-y)] \sin(k_x x) e^{i(-k_n z + \omega t)} \quad (5)$$

$$E_y = -\frac{\omega\mu_0}{k_0^2 - k_x^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n k_n \cosh[v_n(g-y)] \cdot \sin(k_x x) e^{i(-k_n z + \omega t)} \quad (6)$$

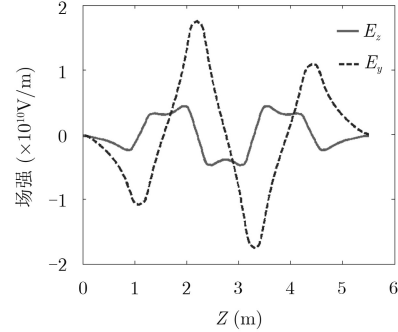
$$E_z = -\frac{i\omega\mu_0}{k_0^2 - k_x^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n v_n \sinh[v_n(g-y)] \cdot \sin(k_x x) e^{i(-k_n z + \omega t)} \quad (7)$$

其中， a_n 表示场幅值系数， μ_0 为真空中的导磁率， ω 为角频率， c 为真空中的光速， $k_0 = \omega/c$ 为波数， $k_x = m\pi/a$ ($m = 1, 2, \dots, 100$)为 x 方向的波数， $k_n = k_z + 2n\pi/p$ ， $v_n^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_n^2$ ， v_n ， k_n 分别表示第 n 次空间谐波在 y ， z 方向上的波数， k_z 表示纵向波数。

利用CST软件，本文计算了平面单栅的电场强度。图3所示为单周期相移为 180° 时，平面单栅电子通道中心横截面的电场强度分布图及沿 z 方向变化的曲线图。可以看出，电场的横向和轴向分量的强度均较大，且横向分量大于轴向分量，从幅度上看，前者是后者的3倍以上。如果让电子与横向场和纵向场同时同步且处于减速状态，则横向场的增强作用能够提高相互作用系统的增益和带宽。



(a) 单栅横截面电场分布



(b) 电子通道中心处电场强度随 z 变化曲线

图3 单周期相移为 180° 时，平面单栅电子通道中心处电场强度分布图及沿 z 方向变化的曲线图

由有源麦克斯韦方程组可得关于 H_x 的波动方程

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right) H_x = \frac{\partial J_y}{\partial z} - \frac{\partial J_z}{\partial y} \quad (8)$$

式(8)中的 J_y 和 J_z 分别为在 y ， z 方向上的电子注扰动电流，电子注扰动电流可通过对扰动函数 f_1 在动量空间积分求得。

$$J = -e \int v f_1 d^3 p \quad (9)$$

将式(8)的两边同时乘以 E_y 的共轭 E_y^* ，并对 x ， y ， z 方向进行积分运算，经过运算和化简，可获得式(10)

$$\begin{aligned} & \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} a_n a_m^* k_m^* A_{mm} B_{mm} \\ & \cdot \left(\frac{\omega^2}{c^2} + v_m^2 - k_m^2 - k_x^2\right) a \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^a \int_0^g \int_0^p dx dy dz a_m^* k_m^* \\ & \cdot \left(J_z v_m^* \sinh^*[v_m(g-y)] - \frac{\partial J_y}{\partial z} \cosh^*[v_m(g-y)]\right) \\ & \cdot \sin(k_x x) e^{i(k_m z - \omega t)} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$A_{nm} = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[\frac{\sinh(v_n g + v_m g)}{v_n + v_m} + \frac{\sinh(v_n g - v_m g)}{v_n - v_m} \right], & v_n \neq v_m \\ \frac{g}{2} + \frac{\sinh 2v_n g}{4v_n}, & v_n = v_m \end{cases} \quad (11)$$

$$B_{nm} = \int_0^p e^{i(k_m z - k_n z)} dz = \begin{cases} p, & m = n \\ 0, & m \neq n \end{cases} \quad (12)$$

根据线性伏拉索夫方程^[19], 结合场表达式(5)、式(6)和式(7)对伏拉索夫方程沿未扰轨道进行积分, 经过一系列复杂的数学运算, 得到扰动函数 f_1 的表达式如式(13)和式(14)

$$f_1 = -\frac{ie\mu_0}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} a_n F_{n,s} \cdot \frac{e^{i(\omega t - k_n z - s\theta)}}{\omega - s\Omega - k_n v_z} \quad (13)$$

$$F_{n,s} = \left[(-1)^s e^{-v_n(b-y_c)} - e^{v_n(b-y_c)} \right] \cdot e^{is\theta} \cdot I_s(v_n r_L) \cdot \left[e^{ik_x x_c} - (-1)^s e^{-ik_x x_c} \right] \cdot J_s(k_x r_L) \cdot \left\{ \left[-\frac{v_z v_n}{k_0^2 - k_x^2} + \frac{v_z}{v_n} + \frac{\omega k_n}{v_n(k_0^2 - k_x^2)} \right] \cdot \frac{s}{r_L} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial p_\perp} + \left[\frac{v_\perp v_n}{k_0^2 - k_x^2} \cdot \frac{s}{r_L} - v_\perp \cdot \frac{s}{v_n r_L} + \frac{\omega}{k_0^2 - k_x^2} v_n \right] \cdot \frac{\partial f_0}{\partial p_z} \right\} \quad (14)$$

其中, e 为电子电荷, r_L 为回旋半径, $\Omega = eB_0/\gamma m_0$, γ 为相对论因子, m_0 为电子静止质量, $v_\perp(p_\perp)$ 为电子的横向速度(动量), $v_z(p_z)$ 为电子的轴向速度(动量), θ 为电子的回旋角度, s 为回旋谐波数, J_s 为第1类贝塞尔函数, I_s 为变型贝塞尔函数。

未扰分布函数 f_0 可用式(15)描述^[20]

$$f_0 = \frac{N_0}{2\pi L} \delta(y_c - y_{c0}) \delta(p_z - p_{z0}) \delta(p_\perp - p_{\perp 0}) \cdot \left[h\left(x_c - \frac{a+L}{2}\right) - h\left(x_c - \frac{a-L}{2}\right) \right] \quad (15)$$

其中, N_0 为单位轴向和横向长度的电子数量, L 为带状电子注宽度, $h(x)$ 为单位阶跃函数。

将式(9), 式(10), 式(15)代入式(8), 通过拉普拉斯变换、分部积分等数学运算, 得到带状电子注与 s 次谐波互作用的热色散方程

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} a_n a_m^* k_m^* A_{nm} B_{nm} \cdot \left(\frac{\omega^2}{c^2} + v_n^2 - k_n^2 - k_x^2 \right) \cdot a - \frac{eI_b}{8Lv_z} \mu_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} a_n v_m a_m^* k_m^* B_{nm} \cdot \left[(-1)^s e^{-v_m(b-y_c)} - e^{v_m(b-y_c)} \right] \cdot \left[(-1)^s e^{-v_n(b-y_c)} - e^{v_n(b-y_c)} \right] \cdot \left[L - (-1)^s \cdot \frac{1}{2k_x} (\sin k_x(a+L) - \sin k_x(a-L)) \right] \cdot \left(S_1 + \frac{sk_n}{v_n^2} S_0 \right) = 0 \quad (16)$$

$$S_1 = \frac{1}{\omega - k_n v_z - s\Omega} \cdot v_z \left[-\frac{v_z v_n}{k_0^2 - k_x^2} + \frac{v_z}{v_n} + \frac{\omega k_n}{v_n(k_0^2 - k_x^2)} \right] \cdot \frac{s}{r_L eB} \cdot \left[v_n I_s'(v_n r_L) I_s(v_m r_L) J_s^2(k_x r_L) + v_m I_s'(v_m r_L) I_s(v_n r_L) J_s^2(k_x r_L) + 2k_x I_s(v_n r_L) I_s(v_m r_L) J_s(k_x r_L) J_s'(k_x r_L) \right] + \frac{1}{(\omega - k_n v_z - s\Omega)^2} \cdot I_s(v_n r_L) \cdot I_s(v_m r_L) \cdot J_s^2(k_x r_L) \cdot \frac{1}{\gamma m_0} \cdot \left[\left(\frac{\omega}{k_0^2 - k_x^2} v_n - v_\perp \frac{s}{v_n r_L} + \frac{v_\perp v_n}{k_0^2 - k_x^2} \frac{s}{r_L} \right) \cdot (-s\Omega + \omega) - \frac{\omega^2}{k_0^2 - k_x^2} \cdot \frac{v_z}{c^2} \left(k_n \frac{s}{v_n r_L} v_\perp + v_n v_z \right) \right] \quad (17)$$

$$S_0 = \frac{1}{\omega - k_n v_z - s\Omega} \cdot \left[-\frac{v_z v_n}{k_0^2 - k_x^2} + \frac{v_z}{v_n} + \frac{\omega k_n}{v_n(k_0^2 - k_x^2)} \right] \frac{s}{r_L^2} \cdot \left[\frac{v_\perp v_n}{eB} I_s'(v_n r_L) I_s(v_m r_L) J_s^2(k_x r_L) + \frac{v_\perp v_m}{eB} I_s'(v_m r_L) I_s(v_n r_L) J_s^2(k_x r_L) + I_s(v_n r_L) I_s(v_m r_L) J_s^2(k_x r_L) \frac{1}{\gamma m_0} + 2 \frac{v_\perp k_x}{eB} J_s(k_x r_L) J_s'(k_x r_L) I_s(v_n r_L) I_s(v_m r_L) - \frac{v_\perp}{r_L eB} I_s(v_n r_L) I_s(v_m r_L) J_s^2(k_x r_L) \right] + \frac{1}{(\omega - k_n v_z - s\Omega)^2} \cdot I_s(v_n r_L) \cdot J_s(k_x r_L) \cdot I_s(v_m r_L) \cdot \frac{1}{\gamma m_0} \cdot \frac{1}{r_L} \cdot \left\{ \left[\frac{v_\perp v_n}{k_0^2 - k_x^2} \cdot \frac{s}{r_L} - v_\perp \cdot \frac{s}{v_n r_L} + \frac{\omega}{k_0^2 - k_x^2} v_n \right] \cdot k_n v_\perp - \frac{\omega^2}{k_0^2 - k_x^2} \frac{v_\perp}{c^2} \left(k_n \frac{s}{v_n r_L} v_\perp + v_n v_z \right) \right\} \quad (18)$$

其中, $I_b = ev_z N_0$ 为电子注电流。式(16)可以通过数值计算进行求解, 所得复根的虚部可用来表示互作用系统的线性增长率。

4 数值计算结果及分析

基于式(16), 在仅考虑基波回旋共振、2次谐波回旋共振、契伦科夫共振和反常多普勒回旋共振4种作用的基础上, 通过选择合适的几何参数和电

参数，对工作频率位于W波段的矩形单栅中，电子注与格栅表面电磁场相互作用的单位长度增益受回旋共振增强及几何和电参数变化的影响进行分析和研究。对应W波段所选取矩形栅的尺寸参数如表1所示。

表 1 矩形单栅结构尺寸表(mm)

参数	几何尺寸
周期 p	1.10
槽深 h	1.00
栅宽 a	1.75
电子注到栅顶距离 y_c	0.15
栅顶边界到波导顶距离 g	0.30

图4所示为当 $I_b = 0.05\text{ A}$, $\alpha = 0.6$ (α 为横纵速度比), $L=1.05\text{ mm}$ 时, 具有回旋共振增强效应的增益与只有契伦科夫共振效应增益的对比图。结果表明: 在相同的结构参数下, 当基波回旋共振、2次谐波回旋共振和反常多普勒回旋共振与契伦科夫辐射同时发生时, 4者叠加产生的增益大于只有契伦科夫辐射单独作用的情况。设磁场等于 B_0 时恰好满足共振同步条件 $\omega - k_z v_z = \Omega$, 当增大磁场使得共振频率 Ω 略大于 $\omega - k_z v_z$ 时, 共振增强效应减弱; 当磁场远大于同步磁场时, 增益与纯契伦科夫效应时一致; 当磁场稍小于同步磁场时, 共振频率 Ω 略小于 $\omega - k_z v_z$, 共振效应增强, 增益提升更加明显。回旋共振增强效应对高频端的影响比低频端强。

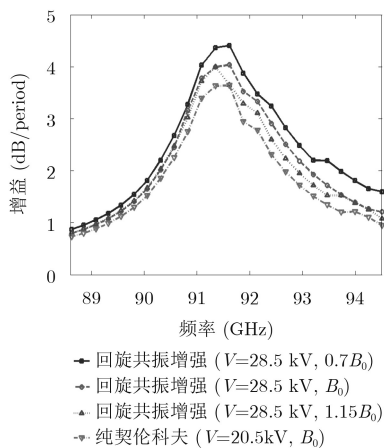


图 4 考虑回旋共振增强和纯契伦科夫共振的增益对比

为与传统行波管特性进一步比较, 本文计算了不同电子注电流对具有共振增强效应时单位长度增益随频率变化的影响。图5给出了当 $V=20.7\text{ kV}$, $\alpha = 0.1$, $L=1.05\text{ mm}$ 时对应的增益曲线。从图中可以看出, 增加电流可以同时使增益增大, 频带变宽, 与传统行波管具有相同的变化特征。

图6所示当 $I_b = 0.05\text{ A}$, $L=1.05\text{ mm}$ 时, 不同

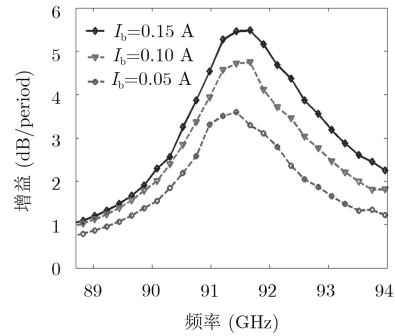


图 5 不同工作电流对回旋共振增强增益的影响

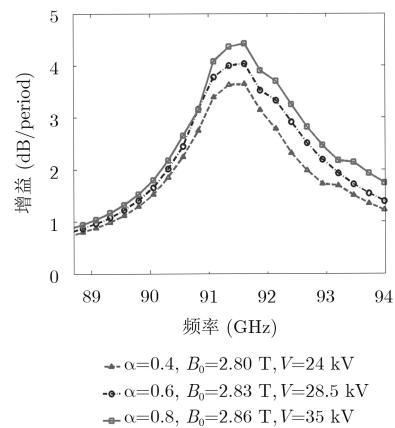


图 6 不同横纵速度比 α 对回旋共振增强增益的影响

横纵速度比 α 对增益随频率变化的影响, α 分别为0.4, 0.6和0.8, B_0 的值满足等式 $B_0 = \gamma m_0 \Omega / e = 2\pi \gamma m_0 v_z / (ep)$, 且3种条件下, 纵向速度一致。可以看出随着 α (横向速度)增大时, 共振增强的带宽变宽, 增益也随 α 的增大而增大, 3条曲线的增益峰值分别为每周期3.642 dB, 4.037 dB和4.425 dB。而只存在契伦科夫共振作用时, 当改变 α 的取值时, 增益和带宽没有明显的变化。另外相邻增益差分别为0.395 dB和0.388 dB, α 从0.4增至0.8, 增益的增长几乎线性。

为了进一步证实理论和分析的合理性, 本文在W波段利用CST软件对一具有30个周期单栅慢波结构注波相互作用进行仿真分析。当 $I_b = 0.5\text{ A}$, $\alpha = 1$, $L=1.05\text{ mm}$, 输入功率为0.5 W(保持相互作用过程线性)时, 图7给出了CST仿真具有回旋共振增强和纯契伦科夫共振增益的对比图。结果表明: 在结构参数和注电流不变的条件下, 当基波回旋共振、2次谐波回旋共振和反常多普勒回旋共振与契伦科夫辐射同时发生时, 4者叠加产生的增益和带宽都大于只有契伦科夫辐射单独作用的情况, -3 dB 带宽增加了约50%。虽然由于空间电荷力的作用, CST仿真的单位长度增益没有小信号理论分析那么大, 但共振增强在增益和带宽上产生的效果是一致的。

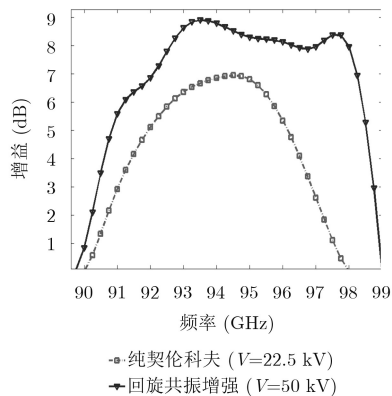


图7 CST仿真的回旋共振增强和纯契伦科夫共振的增益对比图

5 结束语

本文获得了平面单栅结构中电磁场与带状电子注相互作用的热色散方程,在考虑基波回旋共振、2次谐波回旋共振、反常多普勒回旋共振和切伦科夫共振4种作用的基础上,分析了几何和电参数变化对单位长度增益的影响。结果表明,横向场共振增强可以明显改善注波互作用增益和带宽,且从CST仿真结果证实了理论分析的合理性。

参考文献

- [1] CHIPENGO U, NAHAR N K, and VOLAKIS J L. A study of velocity-tapered slow wave structures for high-efficiency backward wave oscillators[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2018, 65(7): 3054–3060. doi: [10.1109/TED.2017.2769676](https://doi.org/10.1109/TED.2017.2769676).
- [2] SAN M T, OGURA K, KUBOTA K, *et al.* Study on operation of oversized backward wave oscillator for broadband terahertz radiation[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 46(3): 530–538. doi: [10.1109/TPS.2018.2796559](https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2796559).
- [3] PONOMARENKO S S, KISHKO S A, ZAVERTANNIY V V, *et al.* 400-GHz continuous-wave Clinotron oscillator[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2013, 41(1): 82–86. doi: [10.1109/tps.2012.2226247](https://doi.org/10.1109/tps.2012.2226247).
- [4] XU Changpeng, YIN Yong, BI Liangjie, *et al.* A novel wire-wrap slow-wave structure for Terahertz backward wave oscillator Applications[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2017, 64(1): 293–299. doi: [10.1109/TED.2016.2628045](https://doi.org/10.1109/TED.2016.2628045).
- [5] KARETNIKOVA T A, ROZHNEV A G, RYSKIN N M, *et al.* Gain analysis of a 0.2-THz traveling-wave tube with sheet electron beam and staggered grating slow wave structure[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2018, 65(6): 2129–2134. doi: [10.1109/TED.2017.2787960](https://doi.org/10.1109/TED.2017.2787960).
- [6] RYSKIN N M, ROZHNEV A G, STARODUBOV A V, *et al.* Planar microstrip slow-wave structure for low-voltage V-band traveling-wave tube with a sheet electron beam[J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2018, 39(5): 757–760. doi: [10.1109/LED.2018.2821770](https://doi.org/10.1109/LED.2018.2821770).
- [7] MINEO M and PAOLONI C. Comparison of THz backward wave oscillators based on corrugated waveguides[J]. *Progress in Electromagnetics Research Letters*, 2012, 30: 163–171. doi: [10.2528/PIERL12013107](https://doi.org/10.2528/PIERL12013107).
- [8] MINEO M and PAOLONI C. Corrugated rectangular waveguide tunable backward wave oscillator for terahertz applications[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2010, 57(6): 1481–1484. doi: [10.1109/TED.2010.2045678](https://doi.org/10.1109/TED.2010.2045678).
- [9] MINEO M and PAOLONI C. Double-corrugated rectangular waveguide slow-wave structure for Terahertz vacuum devices[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2010, 57(11): 3169–3175. doi: [10.1109/ted.2010.2071876](https://doi.org/10.1109/ted.2010.2071876).
- [10] NUSINOVICH G S and ZHAO Ding. Combined resonances in cyclotron masers with periodic slow-wave structures[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43(3): 804–814. doi: [10.1109/TPS.2015.2396354](https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2396354).
- [11] LUCE T C. Applications of high-power millimeter waves in fusion energy research[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2002, 30(3): 734–754. doi: [10.1109/TPS.2002.802147](https://doi.org/10.1109/TPS.2002.802147).
- [12] KALARIA P C, KARTIKEYAN M V, and THUMM M. Design of 170 GHz, 1.5-MW conventional cavity Gyrotron for plasma heating[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2014, 42(6): 1522–1528. doi: [10.1109/TPS.2014.2305251](https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2305251).
- [13] THUMM M. High power Gyro-devices for plasma heating and other applications[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2005, 26(4): 483–503. doi: [10.1007/s10762-005-4068-8](https://doi.org/10.1007/s10762-005-4068-8).
- [14] CHU K R. The electron cyclotron maser[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2004, 76(2): 489–540. doi: [10.1103/RevModPhys.76.489](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.489).
- [15] ROSTOV V V, GUNIN A V, TSYGANKOV R V, *et al.* Two-wave Cherenkov oscillator with moderately oversized slow-wave structure[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 46(1): 33–42. doi: [10.1109/TPS.2017.2773661](https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2773661).
- [16] ZHANG Keqian and LI Dejie. *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics*[M]. New York: Springer, 1998: 383–397.
- [17] ZHAO Ding. Kinetic analysis of two dimensional metallic grating Cerenkov maser[J]. *Physics of Plasmas*, 2011, 18(8): 084508. doi: [10.1063/1.3627146](https://doi.org/10.1063/1.3627146).
- [18] 谢文球. 平面格栅慢波结构高频特性及注波互作用的研究[D]. [博士论文], 中国科学院大学, 2016.
XIE Wenqiu. Investigation of the high frequency characteristics and beam wave interaction for the planar grating slow wave structure[D]. [Ph. D. dissertation], University of Chinese Academy of Sciences, 2016.
- [19] KOU C S, WANG Q S, MCDERMOTT D B, *et al.* High-power harmonic gyro-TWT's. I. Linear theory and oscillation study[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1992, 20(3): 155–162. doi: [10.1109/27.142815](https://doi.org/10.1109/27.142815).
- [20] 刘盛纲. 相对论电子学[M]. 北京: 科学出版社, 1987: 228–233.
LIU Shenggang. *Relativistic Electronics*[M]. Beijing: Science Press, 1987: 228–233.

王晶: 女, 1985年生, 博士生, 研究方向为物理电子学。

樊宇: 男, 1990年生, 助理研究员, 研究方向为物理电子学。

赵鼎: 男, 1977年生, 副研究员, 研究方向为物理电子学。

杨晨: 女, 1992年生, 博士生, 研究方向为物理电子学。

王刚: 男, 1971年生, 研究员, 博士生导师, 研究方向为物理电子学。

罗积润: 男, 1957年生, 研究员, 博士生导师, 研究方向为物理电子学。