

Ka 波段带状注相对论扩展相互作用速调管放大器的分析与设计

刘振帮 赵欲聪 黄华 金晓 雷禄容

Analysis and design of a Ka-band sheet beam relativistic extended interaction klystron amplifier

Liu Zhen-Bang Zhao Yu-Cong Huang Hua Jin Xiao Lei Lu-Rong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 108404 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.108404

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.108404>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

长脉冲 X 波段多注相对论速调管放大器的初步实验研究

Experimental study on a long pulse X-band coaxial multi-beam

物理学报.2015, 64(1): 018401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.018401>

相对论返波管超辐射产生与辐射的数值模拟研究

Numerical simulation of generation and radiation of super-radiation from relativistic backward wave oscillators

物理学报.2014, 63(3): 038402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.038402>

带状注速调管多间隙扩展相互作用输出腔等效电路的研究

Research on equivalent circuit of multi-gap output cavity for sheet beam extended-interaction klystron

物理学报.2014, 63(2): 028402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.028402>

S 波段四腔强流相对论速调管的设计和实验研究

Experimental researches of a four-cavity intense relativistic klystron amplifier

物理学报.2014, 63(1): 018402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.018402>

阻抗匹配条件下磁控管的注入锁频

Injection-locking of magnetrons with matched impedance

物理学报.2013, 62(17): 178401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.178401>

Ka波段带状注相对论扩展相互作用速调管放大器的分析与设计*

刘振帮[†] 赵欲聪 黄华 金晓 雷禄容

(中国工程物理研究院应用电子学研究所, 高功率微波技术重点实验室, 绵阳 621900)

(2014年10月29日收到; 2014年11月28日收到修改稿)

带状注相对论扩展相互作用速调管放大器是一种高功率、高频率的微波毫米波放大型器件, 具有广阔的应用前景. 本文分析了扩展相互作用结构多间隙谐振腔的渡越时间效应, 推导了 2π 模场情况下谐振腔的能量交换系数和电子负载电导, 且通过计算表明工作在 2π 模式三间隙腔的电子负载电导是单间隙腔的9倍左右, 多间隙结构有利于提高器件效率. 利用三维粒子仿真软件, 对工作在Ka波段的带状注相对论扩展相互作用速调管放大器进行了模拟研究, 采用宽高比为30:1的带状电子束以降低空间电荷效应, 在电子束电压为500 kV, 束流为1 kA, 轴向引导磁感应强度为0.8 T的情况下, 器件输出微波功率为190 MW, 频率为40 GHz, 器件效率为38%, 器件增益为69 dB.

关键词: Ka波段, 带状电子束, 扩展相互作用速调管, 束波相互作用

PACS: 84.40.Fe, 41.20.-q, 41.20.jb, 52.59.Ye

DOI: 10.7498/aps.64.108404

1 引言

受通信系统、新型加速器和超远程雷达等领域对微波源的需求引导, 微波电子器件的频率正逐步扩展到毫米波段, 探索紧凑型、高效率的百兆瓦级高功率微波毫米波源成为这些领域最为关键的技术之一^[1-5]. 在毫米波段, 受固态器件输出功率的限制, 更高功率量级的应用仍采用电真空器件, 而常规结构的真空电子器件随着工作频率的提高, 器件的结构尺寸会缩小, 因此限制了常规结构真空电子器件在较高工作频段下的输出功率水平. 带状注器件采用了宽高比值很大的薄片状电子束, 突破了空间电荷力对强流束的限制, 可使其工作于微波、毫米波甚至太赫兹频段, 并能够获得很高的峰值功率和平均功率, 因此带状注器件在有广泛应用前景的Ku, Ka和W等波段具有其他类型器件难

以比拟的发展潜力, 成为推动高功率微波毫米波系统发展的核心器件之一^[6-8]. 本文对扩展相互作用结构多间隙谐振腔的渡越时间效应进行了分析, 推导了 2π 模场情况下谐振腔的能量交换系数和电子负载电导, 并设计了工作在Ka波段的带状注相对论扩展相互作用速调管放大器 (relativistic extended interaction klystron amplifier, REIK), 仿真实现器件输出微波功率达到190 MW, 器件增益约69 dB.

2 带状注相对论扩展相互作用速调管的基本原理

2.1 多间隙谐振腔 2π 模场束波相互作用的理论分析

带状注REIK通常采用多间隙谐振腔结构来提高注-波耦合系数、电子负载电导、特性阻抗和相互作用效率, 同时降低间隙电场强度以避免射频击

* 国家自然科学基金(批准号: 11475158)、高功率微波技术重点实验室基金(批准号: HAK-2014HPM-05)和中国物理研究院科学基金(批准号: 2014B0402068)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liu9559@yeah.net

穿. 电子束通过谐振腔间隙与高频场相互作用时的功率交换可表示为

$$P_e = \frac{1}{2} U_m^2 G_e, \quad (1)$$

式中 P_e 为电子束与高频场相互作用时的功率交换, U_m 为间隙电压的幅值, G_e 为电子负载电导. 在器件设计时需要多间隙结构的电子负载电导进行推导分析, 以确定最佳的间隙尺寸, 从而指导器件设计. 带状注 REIK 的工作模式通常选取为 TM_{110} - π 模或 TM_{110} - 2π 模, TM_{110} - π 模在相邻腔体的间隙处电场方向相反, TM_{110} - 2π 模在腔体的任意间隙处电场方向均一致. 对于 TM_{110} - π 模相邻间隙电场方向相反的情况已经有不少文献进行了分析推导^[9], 对于 TM_{110} - 2π 模即任意间隙处电场方向均一致的情况未见文献报道. 而在带状注 REIK 设计中, 为了抑制自激振荡, 同时器件输出结构为了使各个间隙输出微波相位一致, 多采用 TM_{110} - 2π 模. 多间隙谐振腔间隙数目为 N 时 TM_{110} - 2π 模的电场分布可以用图 1 近似表示.

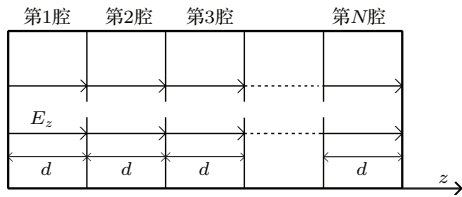


图 1 多间隙谐振腔结构 2π 模场示意图

Fig. 1. E-field of 2π mode in multiple-gap extended interaction cavity.

谐振腔间隙宽度为 d , 对于 TM_{110} - 2π 模场, 设定 $t = 0$ 时刻电场方向沿 z 正向, 并且电场在单个间隙内均匀分布, 则任意间隙电场可表示为

$$E_N = E_m \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (N-1)d \leq z \leq Nd, \quad (2)$$

式中 E_m 为间隙电场幅值, 间隙电压幅值 $U_m = E_m d$. 设定电子束电压为 U_0 , 束流为 I_0 , 电子运动速度为 v_0 . 假定电子只有纵向运动并忽略空间电荷效应, 因为对于所设计的带状注相对论速调管, 电子的纵向速度远大于其横向速度, 同时由于谐振腔的振荡电场很强, 间隙距离较短, 此时电子束没有群聚, 空间电荷场对间隙电场的影响不大, 空间电荷效应对电子负载电导的修正不大于 10%^[10]. 由于大信号非线性情况下难以得到直观的解析表达式, 因此先研究小信号条件下入射相位为 φ_0 的电

子与单间隙腔中电场的相互作用规律, 得到单间隙谐振腔的线性理论. 在单间隙腔结果的基础上, 研究电子与第二间隙相互作用, 得到 TM_{110} - 2π 模场两间隙谐振腔的线性理论, 以此类推并采用数学归纳法得到多间隙谐振腔 2π 模场束波相互作用的线性理论.

在没有高频电场的情况下, 电子的直流渡越时间 τ_0 和直流渡越角 θ_0 为

$$\tau_0 = d/v_0, \quad \theta_0 = \omega\tau_0 = \omega d/v_0. \quad (3)$$

小信号条件下间隙电压的幅值 U_m 远小于电子束电压 U_0 . 单间隙谐振腔线性理论推导得到电子束在单间隙腔中的电子负载电导为^[9]

$$G_{e1} = \frac{2P_{e1}}{U_m^2} = \frac{1}{2} G_0 \cdot F_1(\theta_0), \quad (4)$$

式中 $G_0 = I_0/U_0$ 为电子束直流电导, $F_1(\theta_0)$ 为电子与谐振腔的能量交换系数, 由直流渡越角 θ_0 决定.

$$F_1(\theta_0) = \frac{2 - 2\cos\theta_0 - \theta_0 \sin\theta_0}{\theta_0^2}. \quad (5)$$

对电子束在第二间隙中的电子负载电导进行推导, 不同初相 φ_0 电子离开第二间隙的时间 τ_2 与 $2\tau_0$ 相差一个微小量 δ_2 , δ_2 与入射相位的关系为

$$\tau_2(\varphi_0) = 2\tau_0 + \delta_2(\varphi_0) \quad \delta_2 \ll \tau_0. \quad (6)$$

初相为 φ_0 的入射电子离开第二间隙进入第三间隙的时刻为 τ_2 , 此时 $z = 2d$, 速度为 $v(\tau_2, \varphi_0)$. 电子在第二间隙中的运动方程为

$$m \frac{dz^2}{dt^2} = -eE = -eE_m \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (7)$$

式中 m 和 e 分别为电子的质量和电荷量. 将 (7) 式对 t 积分, 并由初始条件 $v|_{t=\tau_1} = v(\tau_1, \varphi_0)$ 得到

$$v(t, \varphi_0) = v(\tau_1, \varphi_0) + \frac{eE_m}{\omega m} [\cos(\omega t + \varphi_0) - \cos(\omega\tau_1 + \varphi_0)]. \quad (8)$$

(8) 式再对 t 积分, 并由初始条件 $z|_{t=\tau_1} = d$, $z|_{t=\tau_2} = 2d$ 化简得到

$$\tau_2 = \tau_1 + \frac{\tau_0 - \frac{\eta}{\omega} [\sin(\omega\tau_2 + \varphi_0) - \sin(\omega\tau_1 + \varphi_0)]}{\frac{v(\tau_1, \varphi_0)}{v_0} - \eta \cos(\omega\tau_1 + \varphi_0)}. \quad (9)$$

(9) 式中 $\eta = eE_m/(m\omega v_0)$. 将正弦和余弦函数展开成 Taylor 级数:

$$\sin(\omega\tau_2 + \varphi_0)$$

$$\begin{aligned}
 &= \sin(2\theta_0 + \varphi_0 + \omega\delta_2) \\
 &\approx \sin(2\theta_0 + \varphi_0) + \omega\delta_2 \cos(2\theta_0 + \varphi_0), \\
 &\quad \sin(\omega\tau_1 + \varphi_0) \\
 &= \sin(\theta_0 + \varphi_0 + \omega\delta_1) \\
 &\approx \sin(\theta_0 + \varphi_0) + \omega\delta_1 \cos(\theta_0 + \varphi_0), \\
 &\quad \cos(\omega\tau_1 + \varphi_0) \\
 &= \cos(\theta_0 + \varphi_0 + \omega\delta_1) \\
 &\approx \cos(\theta_0 + \varphi_0) - \omega\delta_1 \sin(\theta_0 + \varphi_0), \quad (10)
 \end{aligned}$$

(10) 式中 δ_1 为初相 φ_0 电子通过单间隙的渡越时间 τ_1 与 τ_0 相差的微小量. 将 (9) 式进行化简并忽略高次项得到

$$\begin{aligned}
 \delta_2 \approx & -\frac{\eta}{\omega} [\sin(2\theta_0 + \varphi_0) - \sin\varphi_0 \\
 & - 2\theta_0 \cos\varphi_0]. \quad (11)
 \end{aligned}$$

将 (11) 式 δ_2 代入到 (6) 式, 得出不同初始相位 φ_0 时离开第二间隙的电子实际渡越时间 $\tau_2(\varphi_0)$. 将 $\tau_2 = 2\tau_0 + \delta_2$ 代入 (8) 式并化简得

$$\begin{aligned}
 \frac{v(\tau_2, \varphi_0)}{v_0} &= 1 + \eta [A_2(\theta_0, \varphi_0) + B_2(\theta_0, \varphi_0, \eta)], \\
 A_2(\theta_0, \varphi_0) &= \cos(2\theta_0 + \varphi_0) - \cos\varphi_0, \\
 B_2(\theta_0, \varphi_0, \eta) &= -\omega\delta_2 \sin(2\theta_0 + \varphi_0). \quad (12)
 \end{aligned}$$

则不同初始相位 φ_0 的电子通过第二间隙后的动能为

$$\begin{aligned}
 E_{k2} &= \frac{1}{2}mv^2(\tau_2, \varphi_0) \\
 &= \frac{1}{2}mv_0^2 \{1 + \eta [A_2(\theta_0 + \varphi_0) \\
 &\quad + B_2(\theta_0 + \varphi_0, \eta)]\}^2, \quad (13)
 \end{aligned}$$

B_2 的每一项都是微小量的线性项, 故 B_2 是一微小量. 对于单个电子平均动能的增量 $\Delta\bar{E}_k$, 只保留二阶微小量, 忽略掉高次项后得到

$$\begin{aligned}
 \Delta\bar{E}_{k2} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(E_{k2} - \frac{1}{2}mv_0^2 \right) d\varphi_0 \\
 &= eU_0 \left(\frac{U_m}{2U_0} \right)^2 \cdot F_2(\theta_0), \\
 F_2(\theta_0) &= \frac{2 - 2\cos 2\theta_0 - 2\theta_0 \sin 2\theta_0}{\theta_0^2}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

单位时间内通过第二间隙进入第三间隙的电子数量为 $n = I_0/e$, 则电子束通过第二间隙时与高频场交换的功率为

$$P_{e2} = \Delta\bar{E}_{k2} \cdot n = \frac{I_0 U_m^2}{4U_0} \cdot F_2(\theta_0). \quad (15)$$

由 (1) 式可以得到电子束在第二间隙中的电子负载电导为

$$G_{e2} = \frac{2P_{e2}}{U_m^2} = \frac{1}{2}G_0 \cdot F_2(\theta_0). \quad (16)$$

多间隙谐振腔间隙数目为 N 时的情况, 电子在第 N 间隙 $((N-1)d < z < Nd)$ 的运动方程为

$$\begin{aligned}
 v_N(t, \varphi_0) &= v(\tau_{N-1}, \varphi_0) + \frac{eE_m}{m\omega} [\cos(\omega t + \varphi_0) \\
 &\quad - \cos(\omega\tau_{N-1} + \varphi_0)], \quad (17)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 z_N(t, \varphi_0) &= (N-1)d + [v(\tau_{N-1}, \varphi_0) \\
 &\quad - \frac{eE_m}{m\omega} \cos(\omega\tau_{N-1} + \varphi_0)](t - \tau_{N-1}) \\
 &\quad + \frac{eE_m}{m\omega^2} [\sin(\omega t + \varphi_0) \\
 &\quad - \sin(\omega\tau_{N-1} + \varphi_0)]. \quad (18)
 \end{aligned}$$

利用 (17) 和 (18) 式经过相似的推导过程, 可以得到电子通过 N 间隙谐振腔的实际渡越时间 τ_N 与直流渡越时间 $N\tau_0$ 相差的微量 δ_N 为

$$\delta_N = -\frac{\eta}{\omega} [\sin(N\theta_0 + \varphi_0) - \sin\varphi_0 - N\theta_0 \cos\varphi_0]. \quad (19)$$

电子离开第 N 间隙时的运动速度为

$$\begin{aligned}
 \frac{v(\tau_N, \varphi_0)}{v_0} &= 1 + \eta [A_N(\theta_0, \varphi_0) + B_N(\theta_0, \varphi_0, \eta)], \\
 A_N(\theta_0, \varphi_0) &= \cos(N\theta_0 + \varphi_0) - \cos\varphi_0, \\
 B_N(\theta_0, \varphi_0, \eta) &= -\omega\delta_N \sin(N\theta_0 + \varphi_0). \quad (20)
 \end{aligned}$$

推导单个电子离开第 N 间隙时平均动能的增量, 略掉高次项后得到

$$\begin{aligned}
 \Delta\bar{E}_{kN} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\frac{1}{2}mv^2(\tau_N, \varphi_0) - \frac{1}{2}mv_0^2 \right] d\varphi_0 \\
 &\approx \frac{mv_0^2}{4\pi} \left\{ 2\eta \int_0^{2\pi} [A_N(\theta_0, \varphi_0) \right. \\
 &\quad + B_N(\theta_0, \varphi_0, \eta)] d\varphi_0 \\
 &\quad \left. + \eta^2 A_N^2(\theta_0, \varphi_0) \right\}. \quad (21)
 \end{aligned}$$

将 (20) 式代入 (21) 式, 化简得到

$$\begin{aligned}
 \Delta\bar{E}_{kN} &= eU_0 \left(\frac{U_m}{2U_0} \right)^2 \cdot F_N(\theta_0), \\
 F_N(\theta_0) &= \frac{2 - 2\cos N\theta_0 - N\theta_0 \sin N\theta_0}{\theta_0^2}. \quad (22)
 \end{aligned}$$

电子束与高频场交换的功率为

$$P_{eN} = \Delta\bar{E}_{kN} \cdot n = \frac{I_0 U_m^2}{4U_0} \cdot F_N(\theta_0), \quad (23)$$

相应的电子负载电导为

$$G_{eN} = \frac{2P_{eN}}{U_m^2} = \frac{1}{2}G_0 \cdot F_N(\theta_0). \quad (24)$$

令 $N = 1, 2$ 时, 可以得出与单间隙、双间隙相同的表达式. 相对论器件设计中需要考虑相对论效应的影响, 电子负载电导的相对论修正系数已经有文献进行了分析推导, 对于任何形状的谐振腔间隙, 相对论修正系数都为^[10]

$$k_M = \frac{2}{\sigma_0(\sigma_0 + 1)}, \quad \sigma_0 = 1 + \frac{|eU_0|}{m_0c^2}, \quad (25)$$

(25) 式中 m_0c^2 为电子静止能量. 设定电子束电压为 500 kV, 束流为 1 kA 时, 相对论因子 $\sigma_0 = 1.98$, 相对论修正系数 $k_M = 0.34$. 考虑相对论效应情况下, 2π 模场单间隙、双间隙和三间隙的电子负载电导 G_b/G_0 随 θ_0 的变化如图 2 所示.

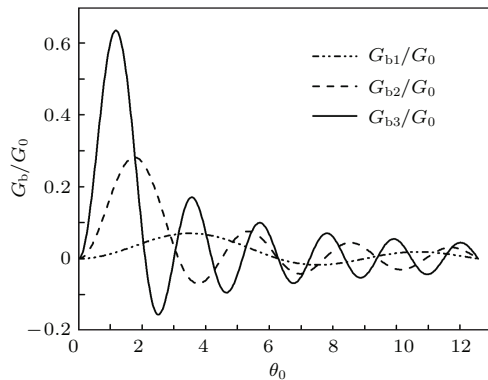


图 2 单间隙、双间隙和三间隙的电子负载电导 G_b/G_0 随 θ_0 的变化

Fig. 2. G_b/G_0 versus θ_0 of the extended interaction cavity.

由图 2 可以看出, 束波互作用的能量交换存在振荡特性, 存在一个最佳的直流渡越角, 使得电子负载电导达到最大, 而且三间隙腔电子负载电导的极值要明显大于单间隙腔和双间隙腔. 单间隙腔的最佳 θ_0 为 3.5 rad, 相应的 G_b/G_0 为 0.071; 三间隙腔的最佳 θ_0 为 1.16 rad, 相应的 G_b/G_0 为 0.635, 约为单间隙腔的 9 倍. 正电导区表示电子束从高频场中得到能量, 负电导区表示电子束将能量转换为高频场, 使高频场得以放大. 振荡器设计中, 要使谐振腔工作于负电导区, 以形成自激振荡; 而放大大型器件的群聚段则应使其工作于正电导区以避免自激振荡.

以上推导过程采用的是一维模型, 设定电场幅度 E_m 与坐标 x, y, z 无关, 实际带状注谐振腔中为了使带状电子束与谐振腔有效作用, 谐振腔电场幅

度 E_m 沿电子束宽边 x 方向也基本不变, 理论假设与实际情况相符合. 但实际电场幅度 E_m 沿 y, z 方向会发生变化, 因此理论推导只能作为近似结果. 由于上述推导过程是基于小信号条件下建立的线性理论, 存在其局限性, 只能精确描述谐振腔开始阶段的束波互作用, 随着调制束流的增大, 谐振腔将工作在大信号非线性状态. 此时函数 $F_N(\theta_0)$ 会发生变化, 最佳工作区的位置、大小都会与间隙电场幅度 U_m 相关, 不是固定不变的, 线性理论存在一定偏差. 不过线性理论阐释的基本规律仍是正确的, 可以为实际的器件设计提供初步的理论依据.

2.2 模拟分析对比

通过 PIC 软件建立单间隙腔与三间隙腔的仿真模型, 对初步调制的电子束通过谐振腔后的群聚情况进行对比, 以比较两种腔体结构对带状电子束的调制能力. 分别使用上节理论分析的最佳参数, 设定单间隙腔的 θ_0 为 3.5 rad, 三间隙腔的 θ_0 为 1.16 rad. 设定轴向引导磁感应强度为 0.8 T, 然后注入宽高比为 30 : 1、束压 500 kV、束流 1 kA、基频调制深度为 5%、调制频率为 40 GHz 的带状电子束. 初步调制的带状电子束通过谐振腔后, 进行再群聚, 同时基频调制束流逐渐上升. 由于电子束高度群聚, 空间电荷力迅速增大, 导致电子束达到最大群聚之后, 在去群聚效应与超越效应的作用下, 群聚效果迅速减弱, 所以基频调制束流在上升到最大值之后逐渐开始下降^[10]. 图 3 所示分别为带状电子束通过工作于 TM_{110} - 2π 模的三间隙腔与工作于 TM_{110} 模的单间隙腔之后, 基频调制束流 I_1 的对比图.

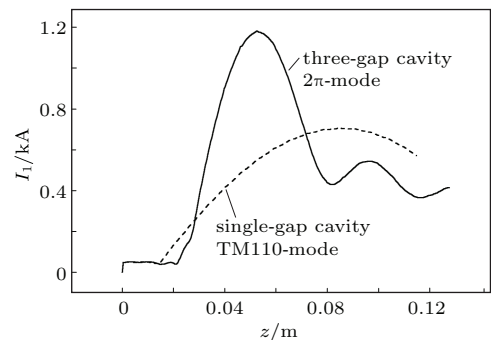


图 3 电子束经过两种谐振腔后产生的基频调制束流随纵向距离的变化

Fig. 3. Fundamental modulated current amplitude versus axial distance drifting after cavity.

由此可见, 工作于 TM_{110} - 2π 模的三间隙扩展相互作用腔要强于单间隙腔, 并且其所需要的最佳群聚距离也更短. 在单间隙腔后 75 mm 处获得最大基频调制束流, 调制深度为 70%; 在三间隙腔后 35 mm 处获得最大基频调制束流, 调制深度为 118%, 三间隙腔最大基频调制束流约为单间隙腔的 1.7 倍. 由于前一节的理论分析是基于小信号条件下建立的线性理论, 只能精确描述电子束刚刚通过多间隙谐振腔之后较短距离的情况, 此时电子束调制束流较小, 群聚深度较低. 随着电子束群聚距离的增加, 其调制束流增大, 调制深度达到 100%, 需要采用非线性的大信号理论进行分析, 同时由于电子束高度群聚, 其空间电荷效应增强, 空间电荷力的影响将不能忽略, 对于多间隙腔的情况, 此时难以得到直观的解析表达式. 同时, 由图 3 可知线性理论阐释的基本规律仍是正确的.

3 器件结构的模拟设计

设定电子束电压为 500 kV, 束流为 1 kA, 电子束尺寸为 30 mm \times 1 mm, 轴向引导磁感应强度为 0.8 T, 总输入微波功率为 24 W, 频率为 40 GHz. 带状注扩展相互作用速调管由输入腔、两个中间腔和输出腔组成, 如图 4 所示, 输入腔和中间腔 I 为单间隙哑铃型腔, 工作模式为 TM_{110} 模; 中间腔 II 和输出腔均为三间隙扩展相互作用腔, 工作模式为 2π 模. 由于输入微波功率较低, 输入微波在输入腔激励的间隙电压低于击穿阈值. 而单间隙谐振腔其工作模式 TM_{110} 模与干扰模式 TM_{210} 模的频率间隔较大, 有利于抑制杂频干扰. 单间隙腔 TM_{110} 模与 TM_{210} 模的频率间隔约为 280 MHz, 三间隙腔

其工作模式与临近高阶干扰模式的频率间隔约为 190 MHz. 由于输入微波功率较低, 输入腔后调制束流较小, 调制束流在中间腔 I 激励的间隙电压低于击穿阈值, 同时由于基频调制束流较小, 相对论电子束的直流噪声干扰相对较大, 容易激励杂频振荡, 因此设计中间腔 I 为单间隙腔有利于抑制杂频干扰.

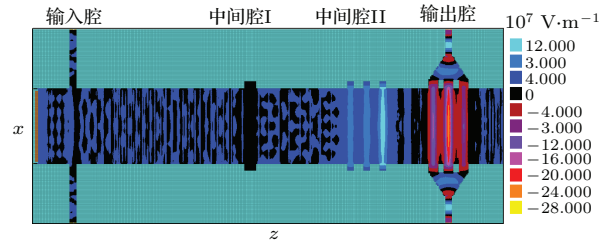


图 4 (网刊彩色) 扩展相互作用带状注速调管结构和电场分布
Fig. 4. (color online) E-field and model of the sheet beam extended interaction klystron.

输入腔和输出腔分别采用双端口馈入和双端口输出的方式, 以抑制高阶模式的产生. 图 5 和图 6 所示为单边馈入与双边馈入时输入腔后的电子束调制情况.

由图 6 可以看出, 相同速度调制的电子为同样的颜色. 但单边馈入输入腔其相同速度调制的电子与输入腔间隙有一个夹角, 电子靠近输入波导的一端其速度调制靠前. 在没有电子束通过输入腔时, 单边馈入输入腔和双边馈入输入腔两种结构, 输入微波建立的电场沿间隙分布都是均匀的. 当电子束通过输入腔时与谐振腔电场相互作用, 会对输入微波在谐振腔建立电场产生影响, 由于带状电子束的宽高比较大, 为 30 : 1, 同时输入微波功率较低, 电子束的影响使得输入微波建立的电场沿宽边分布不均匀, 导致电子通过输入腔间隙时速度调制出

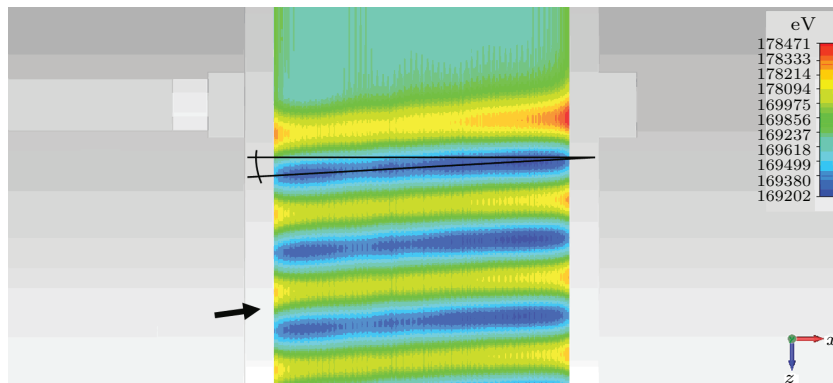


图 5 (网刊彩色) 单边馈入输入腔的电子束速度调制

Fig. 5. (color online) Velocity modulated electron beam by single input.

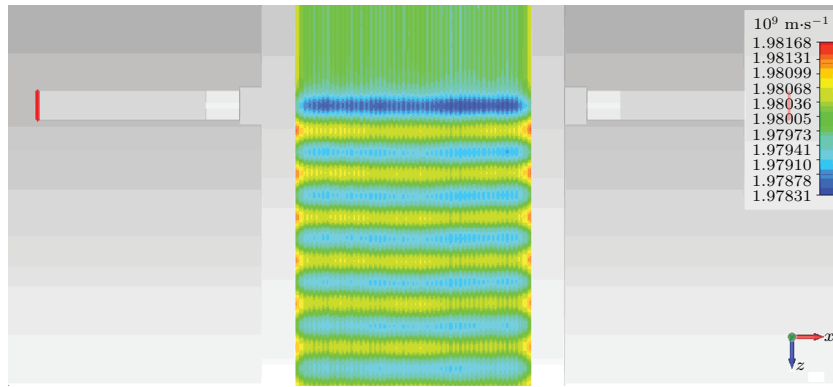


图6 (网刊彩色) 双边馈入输入腔的电子束速度调制

Fig. 6. (color online) Velocity modulated electron beam by double input.

现先后. 沿宽边不均匀的电子束调制会对器件工作产生影响, 容易激励起横向非均匀干扰模式. 因此设计双边馈入输入腔, 输入微波同时从两端口馈入以避免电子速度调制不均匀, 如图6所示. 同理, 设计输出腔为双端口输出结构, 并且双端口输出微波也有利于降低输出端口的电场强度, 避免射频击穿. 各个谐振腔参数和所处的位置参数如表1所示, 设定腔体材料为铜.

表1 带状注速调管的腔体参数
Table 1. Cavity parameters of sheet beam klystron.

谐振腔	谐振频率/GHz	Q值	位置/mm
输入腔	40	210	0
中间腔 I	40.05	3020	78
中间腔 II	40.09	3300	118
输出腔	40	120	138

同时, 由图4可知器件间隙场强最大值约为 $2.8 \text{ MV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 低于真空状态下 40 GHz 射频场的击穿阈值^[11]. 未输入微波时, 带状电子束能够稳定传输, 电子束通过率为100%. 当输入微波对电子束进行调制时, 输出腔前漂移管 x - y 剖面 and 带状电子束截面, 以及此时直流束流 I_0 大小随轴向距离

的变化如图7所示, 可以看到在经过长程的传输后, 虽然受到Dicotron不稳定性和空间电荷效应的影响, 调制后的带状电子束依然还能保持良好的形状和通过率, 在输出腔间隙处存在一定束流损失, 通过率在95%以上.

电子注经过中间腔I进行再群聚后基频调制束流逐渐上升, 在腔后40 mm处产生了约52 A的基频调制束流, 调制深度约为5.2%. 在中间腔II后束流群聚进入非线性区, 基频调制束流快速增加, 在腔后20 mm处达到最大, 产生了约1.15 kA的基频调制束流, 调制深度约为115%. 调制束流 I 的波形和基频调制束流 I_1 随轴向距离的变化如图8所示.

为了提高器件效率以及减小输出腔间隙处的电场强度, 输出腔采用三间隙结构, 并被放置在中间腔II后基波调制束流最大处, 同时设计直线渐变段准光双边提取结构作为微波输出结构. 图9所示为输出微波功率 P_{out} 随时间 t 的变化.

由于是双边提取结构, 输出端口1和输出端口2分别监测到约95 MW的输出功率, 故整管的输出微波功率为190 MW, 效率为38%. 图10所示为输出波导口处电压 V_{out} 随时间 t 的变化以及输出微波频谱.

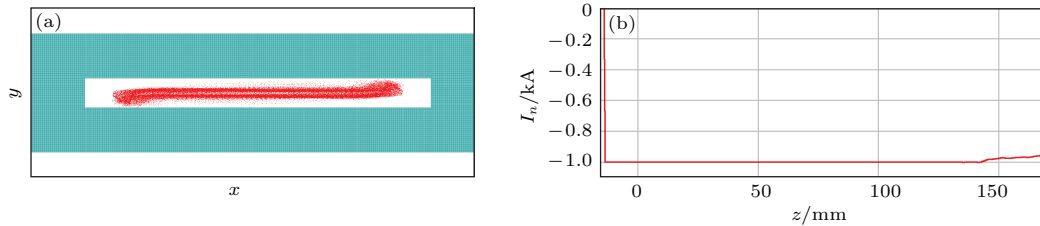


图7 (网刊彩色) 漂移管 x - y 剖面及直流束流传输 (a) 漂移管 x - y 剖面; (b) 直流束流传输

Fig. 7. (color online) x - y section plane of drift and direct current transmission: (a) x - y section plane of drift; (b) direct current transmission.

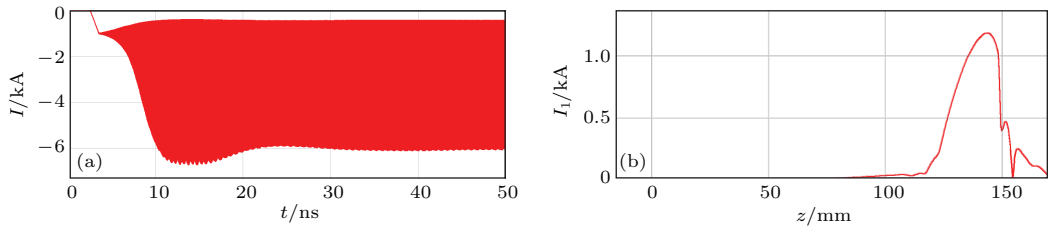


图8 调制束流波形和基频束流随轴向距离变化 (a) 调制束流波形; (b) 基频束流随轴向距离变化

Fig. 8. Waveform of modulated current and fundamental modulated current amplitude vs axial distance: (a) waveform of modulated current; (b) fundamental modulated current amplitude vs axial distance.

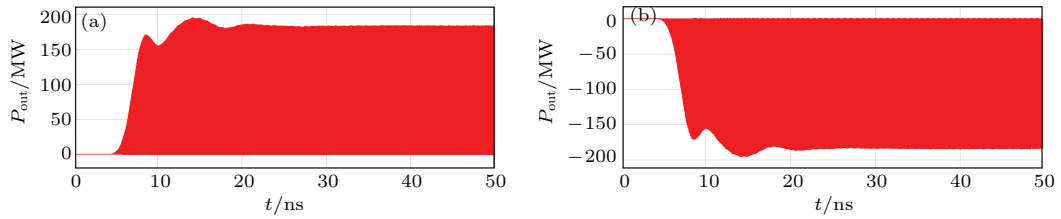


图9 输出微波包络 (a) 输出口1; (b) 输出口2

Fig. 9. Waveform of output microwave drift: (a) outlet1; (b) outlet2.

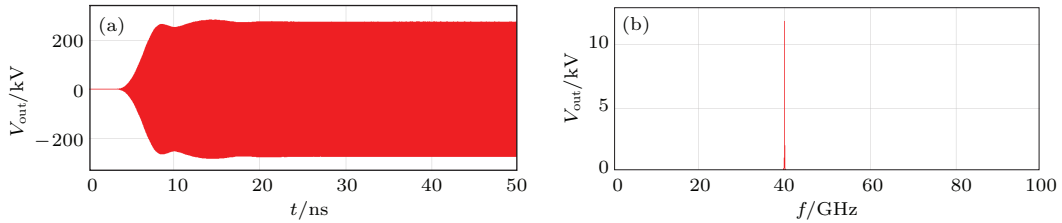


图10 输出口电压波形和频谱 (a) 电压波形; (b) 电压频谱

Fig. 10. Waveform and FFT of output microwave: (a) waveform of output microwave; (b) FFT of output microwave.

由图10可以看出, 在输出波导口监测到的微波频谱较纯, 在工作频率附近没有杂模. REIK输出功率随输入微波频率与输入微波功率的变化如图11和图12所示.

一段快速增长之后逐渐进入饱和区, 饱和后REIK的最大输出功率约为190 MW.

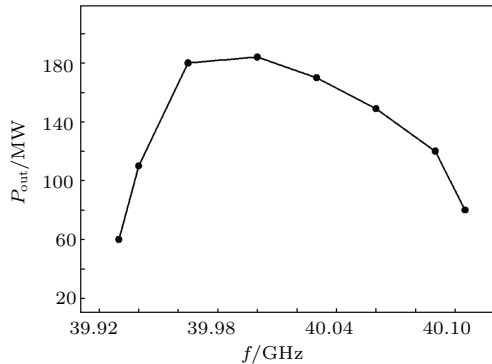


图11 输出功率随输入微波频率的变化

Fig. 11. Output power vs input frequency.

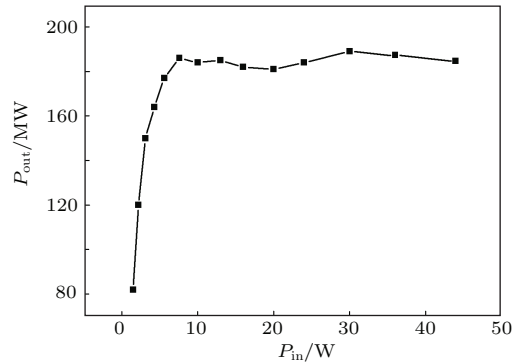


图12 输出功率随输入功率的变化

Fig. 12. Output power vs input power.

由图11可知REIK的3 dB带宽约为150 MHz. 由图12可知随着输入功率的增加, 输出功率经过

4 结论

分析了多间隙扩展相互作用结构的束波相互作用过程, 推导了 2π 模场情况下谐振腔的能量交换系

数和电子负载电导. 分析结果表明, 多间隙结构比单间隙结构更有利于电子束的能量交换, 同时可以缩短器件长度. 在理论分析的基础上, 采用三维电磁粒子模拟软件设计了工作在Ka波段的带状注相对论扩展相互作用速调管放大器, 对速调管各腔及整管的束波相互作用过程进行了模拟研究, 在电子束电压为500 kV、束流为1 kA、宽高比为30:1和输入功率为24 W、频率为40 GHz的微波以及轴向引导磁感应强度为0.8 T的情况下, 输出微波功率为190 MW, 效率为38%, 器件增益为69 dB. 同时, 输出微波没有杂频扰动, 有利于避免脉冲缩短现象. 研究结果对Ka波段带状注扩展相互作用相对论速调管放大器的物理设计和工程加工制造具有参考价值, 为进一步研发更效率的微波毫米波器件打下了基础.

参考文献

- [1] Benford J, Swegle J A 2008 *High Power Microwave* (2nd Ed.) (translated by Jiang W H, Zhang C) (Beijing: National Defense Industry Press) pp35–92 (in Chinese) [Benford J, Swegle J A 2008 高功率微波(第二版)(中译本)(江伟华, 张弛译)(北京: 国防工业出版社)第35—92页]
- [2] Robert J B, Edl S 2005 *High Power Microwave Sources and Technologies* (translated by group of High Power Microwave Sources and Technologies) (Beijing: Tsinghua University Press) pp57–63 (in Chinese) [Robert J B, Edl S 2005 高功率微波源与技术(中译本)(高功率微波源与技术翻译组译)(北京: 清华大学出版社)第57—63页]
- [3] Roitman A, Berry D, Steer B 2005 *IEEE Trans. Electron Dev.* **52** 895
- [4] Liu L W, Wei Y Y, Wang S M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 108401
- [5] Luo J R, Cui J, Zhu M, Guo W 2013 *Chin. Phys. B* **22** 067803
- [6] Ding Y G 2010 *Theory and Computer Simulation of High Power Klystron* (Beijing: National Defense Industry Press) pp57–60 (in Chinese) [丁耀根 2008 大功率速调管的理论与设计模拟(北京: 国防科技工业出版社)第57—60页]
- [7] Zhang K C, Wu Z H, Liu S G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3402
- [8] Shin Y M, Barnett L R, Luhmann N C 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 3196
- [9] Fan Z K, Liu Q X, Liu X S 1999 *High Power Laser Particle Beams* **11** 482 (in Chinese) [范植开, 刘庆想, 刘锡三 1999 强激光与粒子束 **11** 482]
- [10] Xie J L, Zhao Y X 1996 *Bunching Theory of Klystron* (Beijing: Science Press) pp63–70, 73–75, 206–208 (in Chinese) [谢家麟, 赵永翔 1996 速调管群聚理论(北京: 科学出版社)第63—70, 73—75, 206—208页]
- [11] Polevin S D, Korovin S D, Kovalchuk B M, Karlik K V 2004 *Proceedings of 13th International Symposium on High Current Electronics* **13** 246

Analysis and design of a Ka-band sheet beam relativistic extended interaction klystron amplifier*

Liu Zhen-Bang[†] Zhao Yu-Cong Huang Hua Jin Xiao Lei Lu-Rong

(Institute of Applied Electronics, Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 29 October 2014; revised manuscript received 28 November 2014)

Abstract

The sheet beam klystron is a kind of novel powerful microwave and millimeter-wave vacuum electron device, in which used is a thin rectangular sheet beam with high aspect ratio in order to improve beam-wave interaction efficiency by improving space-charge-limiting current of electron beam and obtaining big electric current, and it has many actual and potential applications. Based on the motion of the single electron under the small signal condition, the transit-time effect of electron beam in 2π -mode standing wave electric field in a multiple-cavity resonator is investigated, the expression of electron load conductance in a multiple-cavity resonator is presented, and the influence of the cavity number N on transit-time effect in a multiple-cavity resonator is discussed. The high frequency characteristics of the three-gap extended cavity are studied. The abilities for the single-gap cavity and three-gap cavity to modulate the sheet beam are compared by 3D PIC simulation. The simulation result shows that the three-gap extended interaction cavity operating at 2π mode is better than the single-gap cavity. The electron load conductance is derived and corrected based on the theory of relativity, by which a more accurate relation of electron load conductance to transmit angle can be obtained. In order to improve the output power and electron efficiency, the three-gap extended output cavity is used in the relativistic klystron to replace the single gap output cavity. By using the electromagnetic simulation software and 3D PIC code, a Ka-band sheet beam relativistic extended interaction klystron amplifier is designed. A sheet electron beam with a width-to-height ratio of 30 is adopted to reduce the space charge effect. In the PIC simulation, when the beam voltage is 500 kV and current is 1 kA, the device can generate a 190 MW output power at 40 GHz with an efficiency of 38% and a gain of 69 dB. The 3 dB bandwidth of the EISBK is about 150 MHz. Meanwhile, the output microwave is without the clutter jamming, which makes the contribution avoid the shrinkage of output microwave impulse. This study is of great importance for the physical design and process in engineering of the Ka-band sheet beam extended interaction relativistic klystron amplifier.

Keywords: Ka-band, sheet beam, extended interaction klystron, beam-wave interaction

PACS: 84.40.Fe, 41.20.-q, 41.20.jb, 52.59.Ye

DOI: 10.7498/aps.64.108404

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11475158), the Science Foundation of Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, China (Grant No. HAK-2014HPM-05), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2014B0402068).

† Corresponding author. E-mail: liu9559@yeah.net