

相对论速调管放大器中微波的相位抖动研究*

杨振萍^{1)†} 边清泉²⁾

1) 西南科技大学理学院, 绵阳 621010)

2) (绵阳师范学院 绵阳 621000)

(2009 年 1 月 10 日收到 2009 年 2 月 9 日收到修改稿)

相位抖动对于相对论速调管放大器来讲是一个重要参数,同微波器件的物理过程密切联系,论文从影响器件相位抖动的物理过程出发,结合模拟程序,研究不同条件下放大器的微波相位抖动,给出影响器件微波相位抖动的物理因素.当微波器件实现稳定放大工作时,输出微波相对于注入微波的相位抖动主要由电子束束压波形的抖动和纹波引起,在一定范围内相位抖动与这种波动成线性关系.

关键词:相对论速调管放大器,相位抖动,微波器件

PACC: 4100

1. 引 言

从作用机理上,HPM 器件有磁控管、返波管(BWO)^[1]、行波管(TWT)^[2]、回旋管、虚阴极振荡器(VCO)^[3]、相对论速调管(RKA)^[4]和渡越振荡管^[5].然而从工作方式来分,HPM 器件可以分为振荡器和放大器两类,其中 RKA^[4]是一种很重要的放大器.随着 HPM 的发展,放大器类的 HPM 器件越来越重要,首先在 HPM 器件研究中,由于受微波器件物理、工艺和脉冲技术工程的限制,单个微波器件的微波输出功率受到理论限制^[6-8](~10GW),要发展超过这个限制的 HPM 发生器,可行的技术路线就是功率合成,能有效实现功率合成的微波器件就是放大器,其中 RKA^[4]较为典型,然而功率合成对输出微波的相位抖动有很高的要求.相位抖动对放大型 HPM 器件是一个重要参数,这涉及到 HPM 应用的开展,如高能加速器等.本文从机理和模拟两个方面开展了相对论速调管中微波相位抖动的研究,理论结果同模拟结果一致,可以有效指导这类装置的设计.

2. 理论模型

根据 Maxwell 方程,微波腔中的微波场可以按微波腔的模式:

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1} a_n(t) E_n(\mathbf{r}), \quad (1)$$

式中 $a_n(t)$ 展开系数,由此根据 Maxwell 方程可以得到微波腔中微波场的激励方程^[9-11]为

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a_n(t)}{dt^2} + \omega_{0n}^2 a_n(t) = & -\frac{\omega_{0n} c}{\mu} \int_s (\mathbf{E} \times \mathbf{B}_n) \cdot d\mathbf{s} \\ & + c^2 \frac{d}{dt} \int_s (\mathbf{B} \times \mathbf{E}_n) \cdot d\mathbf{s} \\ & - \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_v \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_n dV, \quad (2) \end{aligned}$$

式中 ω_{0n} 是模式 E_n 所对于的本征频率, \mathbf{J} 是微波腔中激励源电流密度分布,在这里用微波腔的品质因子表示边界场的微波场的影响,只考虑工作模式时,方程(2)可以表示为^[9-11]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 a_0(t)}{dt^2} + \omega_0^2 a_0(t) + \frac{\omega_0}{Q} \frac{da_0(t)}{dt} \\ = -\frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_v \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_0 dV + C_0 V_0 \sin(\omega t), \quad (3) \end{aligned}$$

式中品质因子 Q 包含负载影响, C_0 是一个依赖于入射波的振幅及频率的参数, V_n 是腔的本征模式与波导模式之间的耦合因子,稳态时,令 $a_n(t) = \alpha \sin(\omega t + \beta)$,由方程(3)可得

$$\begin{aligned} [(\omega_0^2 - \omega^2) \sin(\omega t + \beta) + \frac{\omega_0}{Q} \cos(\omega t + \beta)] \alpha \\ = -JJ - C_0 V_0 \sin(\omega t), \quad (4) \end{aligned}$$

式中 $JJ = \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_v \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_n dV$,同电子运动密切相关,谐振($\omega = \omega_0$),且当 $JJ = 0$ 时, $\beta = \frac{\pi}{2}$; 当 $C_0 V_0 = 0$, 式

* 国家自然科学基金重点项目(批准号:10635090)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yzhenp@yahoo.com.cn

中 β 由 JJ 来决定.

3. 器件结构及其工作过程

图 1 为器件结构图,电子束从阴极发射后,通过调制腔,受到调制腔中微波场的作用,电子速度受到调制,经过一段漂移后,电子束开始群聚(即密度调

制),这种带调制的电子束通过中间腔,会激发起相应的微波场,电子束通过时,电子会受到这个微波场进一步的速度调制,然后再经过一段漂移后,电子束高度群聚,这种高度群聚的电子束通过输出腔,同样激发起相应的微波场,并与之相互作用,将电子动能转化为微波,从输出口输出,因此输出微波的幅度和相位由输出腔的微波场决定.

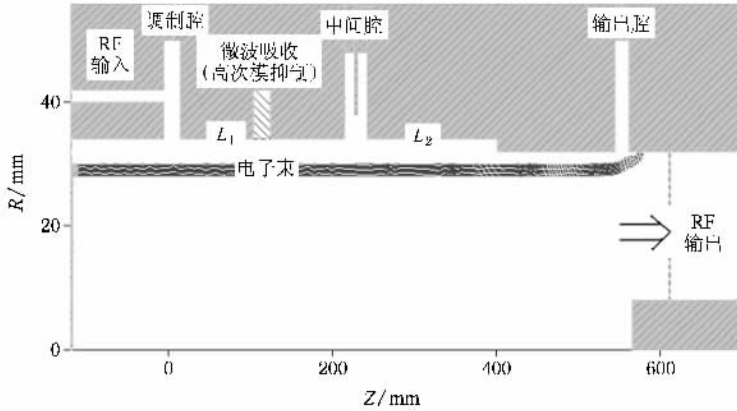


图 1 器件结构图

3.1. 电子束调制

当电子束通过调制腔时,电子束在时间上为均匀分布,方程(4)中 $JJ \approx 0$,微波腔中的微波场主要由注入微波决定,则谐振时方程(4)中 $\beta \approx \frac{\pi}{2}$,则由方程(4),可得微波腔中的稳态微波场为

$$\alpha_0 = \frac{Q}{\omega_0} C_0 V_0. \quad (5)$$

因此电子在调制腔中的运动方程为

$$\frac{d(mv)}{dt} = e\alpha_0 E_0 \cos(\omega t). \quad (6)$$

由于调制腔的调整电压远小于电子能量,出口处电子速度可表示为

$$v \approx v_0 + \frac{eV_1}{mv_0} M_1(\theta_0) \sin\left(\frac{\theta_0}{2} + \omega t_0\right), \quad (7)$$

式中 $V_1 = \alpha_0 E_0 d_1$ 为调制腔的间歇作用电压, $\theta_0 = \omega d_1 / v_0$ 为电子直流渡越角, $M_1(\theta_0) = \frac{\sin(\theta_0/2)}{\theta_0/2}$ 为电子束同微波腔作用间歇之间的偶合, $\varphi_0 = \omega t_0$.

3.2. 中间腔

当电子束通过调制腔后,电子速度得到调制(如(7)式),在其后的漂移运动中,慢慢转化为电子束的密度调制,电子在漂移段中的运动可以用电子相对于微波场的相位来表示,即

$$\frac{d}{dz}\varphi = \frac{\omega}{v}. \quad (8)$$

由方程(7)和(8)可得

$$\varphi \approx \varphi_0 + \frac{\omega}{v_0} z - \frac{\omega}{v_0} k_1 z \sin\left(\varphi_0 + \frac{\theta_0}{2}\right),$$

式中 $k_1 \approx \frac{eV_1}{mv_0^2} M_1(\theta_0)$.

在漂移运动中,电子束流强按谐波展开 $I(z, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(z) e^{in\varphi}$,则在中间腔入口处($z = L_1$),电子束基次谐波为

$$I_1(t) = 2I_0 J_1\left(\frac{\omega}{v_0} k_1 L_1\right) \times \sin\left(\varphi_0 + \frac{\omega}{v_0} L_1 + \frac{\theta_0}{2}\right). \quad (9)$$

当这种群聚的电子束通过中间腔时,会在中间腔激发起较强的微波场,对电子束实现更进一步的调制,由于电子受引导磁场作用,沿 z 向运动,方程(1)中 JJ ,可以表示为

$$JJ = \frac{E_0}{\epsilon} \frac{d}{dt} \int_0^L I_1(\varphi, z) dz. \quad (10)$$

谐振时,由方程(4)中可得 $\beta \approx \frac{\omega}{v_{01}} L_1 + \frac{\theta_0}{2}$,则中间腔稳态微波场为

$$\alpha = \frac{QI_0}{\epsilon_0} J_1\left(\frac{\omega}{v_0} k_1 L_1\right) d_2$$

$$- \frac{QI_0}{\epsilon_0} \int_0^{d_2} J_1 \left(\frac{\omega}{v_0} \frac{1}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}} \frac{eV_2}{m_0 c^2} \frac{z^2}{2L} \right) dz, \quad (11)$$

因此,电子通过中间腔后速度可以近似为

$$v \approx v_0 + \frac{eV_2}{mv_0} M_2(\theta_2) \sin \left(\frac{\theta_2}{2} + \omega t_0 + \frac{\omega L_1}{v_0} \right). \quad (12)$$

电子束通过中间腔后,在漂移区,电子束的调制深度逐渐加强,基次谐波可以表示为

$$I_1(z, t) = 2I_0 J_1 \left(\frac{\omega}{v_0} k_2 z \right) \times \sin \left(\varphi_0 + \frac{\omega}{v_0} z + \frac{\theta_0}{2} + \frac{\omega}{v_0} L_1 \right) \quad (13)$$

式中 $k_2 \approx \frac{eV_2}{mv_0^2} M_2(\theta_0)$, 其中 $V_2 = \alpha E_0 d_2$.

3.3. 输出腔微波相位

电子束进入输出腔时,电子束完全调制,由(9)式可得基次谐波,可以表示为

$$I_1(t) = 2I_0 J_1 \left(\frac{\omega}{v_0} k_2 L_2 \right) \sin \left(\varphi_0 + \frac{\omega}{v_0} L_2 + \frac{\omega}{v_0} L_1 \right), \quad (14)$$

则方程(4)中 JJ 近似为

$$JJ \approx 2 \frac{\omega I_0 E_0}{\epsilon_0} J_1 \left(\frac{\omega}{v_0} k_2 L_2 \right) d_3 \times \sin \left(\varphi_0 + \frac{\omega}{v_0} L_1 + \frac{\omega}{v_0} L_1 + \frac{\theta_0}{2} \right). \quad (15)$$

谐振时,由方程(4)中可得输出腔稳态微波场相位为

$$\beta \approx \frac{\omega}{v_{01}} L_1 + \frac{\omega}{v_{01}} L_2 + \frac{\theta_0}{2}. \quad (16a)$$

同时输出腔稳态微波场幅度为

$$\alpha_2 \approx 2 \frac{QI_0 E_0}{\epsilon_0} J_1 \left(\frac{\omega}{v_0} k_2 L_2 \right) d_3. \quad (16b)$$

因此,输出微波相位由输出腔决定,由(16a)式可得输出微波相位表示为

$$\varphi = \beta_3 \approx \frac{\omega}{v_0} L_1 + \frac{\omega}{v_0} L_2. \quad (17)$$

稳态时,输出微波相对注入微波的相位由(17)式决定.在稳态时,电子束进入调制腔时,电子束同微波场之间的相互作用由调制腔中微波场决定,同电子束进入调制腔的时间无关,电子束团的群聚中心由调制腔中微波场相位决定,该群聚中心决定中间腔微波场的相位,中间腔微波场的相位进一步决定后面电子束团的群聚中心,输出腔中微波场的相位由其前面电子束团的群聚中心决定.当调制腔中微波场相位固定时,电子束团的群聚中心到达调制

腔或输出腔由电子在漂移段的渡越角 $\left(\frac{\omega}{v_0} L_1 \right.$ 或 $\left. \frac{\omega}{v_0} L_2 \right)$. 由于放大器中微波频率和漂移段长度固定,因此,输出腔中微波场的相位由电子在漂移段的渡越角 $\left(\frac{\omega}{v_0} L_1 + \frac{\omega}{v_0} L_2 \right)$ 决定.

根据前面的分析,不考虑注入微波的相位抖动时,输出微波相对注入微波的相位抖动决定于电子从调制腔到输出腔之间的渡越角 $\left(\frac{\omega}{v_0} L_1 + \frac{\omega}{v_0} L_2 \right)$, 即驱动电子的能量抖动 ΔV , 由(17)式可得这种相位抖动同电子能量抖动 ΔV 的关系为

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (L_1 + L_2) \times \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{510}{510 + V_0} \right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{510}{510 + V_0 + \Delta V} \right)^2}} \right). \quad (18)$$

当 $\lambda = 10.5 \text{ cm}$, $V_0 = 600 \text{ kV}$, $L_1 + L_2 = 60 \text{ cm}$, 则

$$\Delta\phi \approx 0.52 \Delta V \text{ 度}$$

式中 $\Delta V/\text{kV}$, 当 $\Delta V = 30 \text{ kV}$ 时, 稳态相位抖动可以 $\Delta\phi \approx 15.6^\circ$.

4. 模拟研究

用 600 V , 5 kA 电子束驱动(如图2和图3), 引导磁场为 1.2 T 时, 采用图1结构进行模拟, 注入微波功率为 680 kW , 频率 2.854 GHz 时, 模拟微波功率为 930 MW (如图4和图5).

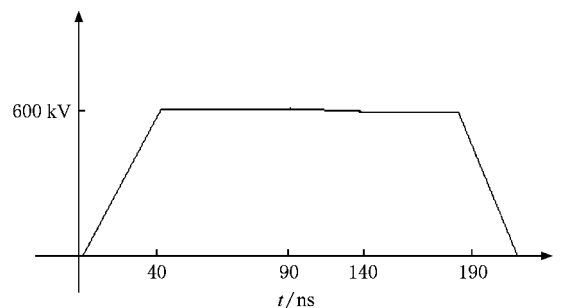


图2 电子束束压波形

对出口处微波电场进行 FFT 处理, 可以得到微波电场频率随时间的变化曲线(如图6), 由于起振阶段微波场很小, 图6曲线中起振阶段尽管微波频率异常高, 由于微波强度很小, 可以忽略, 对曲线进行时间积分可以得到输出微波相位, 即

输出微波相位抖动)为

$$\Delta\phi(t) = 2\pi \int_0^t (f(t) - f_0) dt. \quad (20)$$

为了深入研究输出微波的相位抖动,采用图 7 中电子束束压波形进行模拟,得到输出微波相位随时间的变化曲线(图 8),由图可以看出,当电子能量变化时,微波相位开始变化,并逐渐向(18)式所给的稳态相位抖动变化值靠近.然而当电子能量变化的持续时间较短时,则微波的相位抖动变化小于(18)式所给的稳态变化值,采用图 9 中电子束束压波形进行模拟,得到图 10 中微波相位随时间的变化曲线,其最大相位抖动为 11.5° ,由图 10 可以看出当相位抖动达到最大值时,随着电子能量恢复到 600 kV,

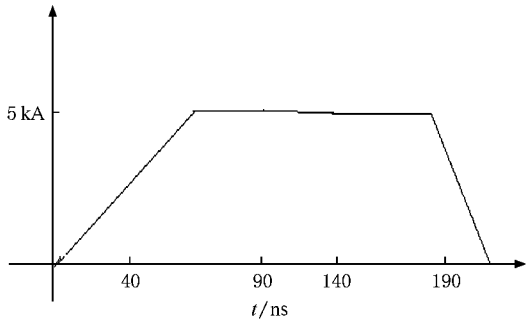


图 3 束流波形

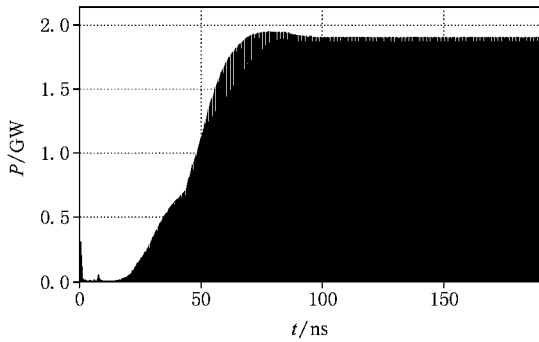


图 4 微波输出

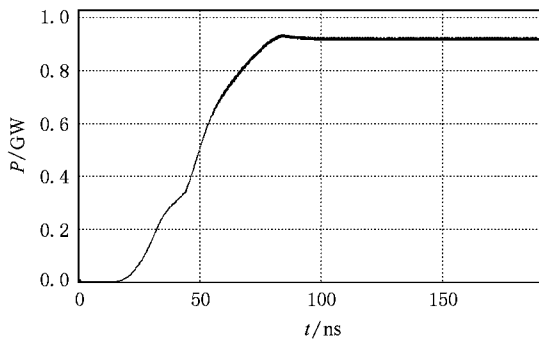


图 5 微波输出包络

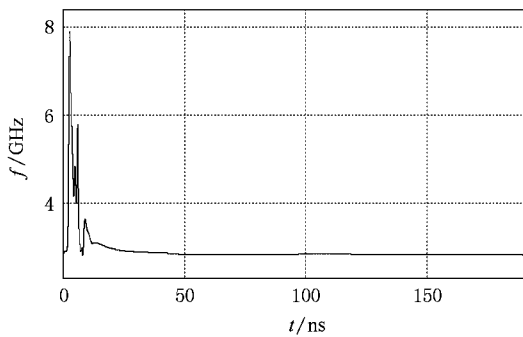


图 6 出口处微波电场频率随时间的变化曲线

$$\phi(t) = \phi_0 + 2\pi \int_0^t f(t) dt. \quad (19)$$

同注入微波(频率为 f_0)相比,可以其相位差(即

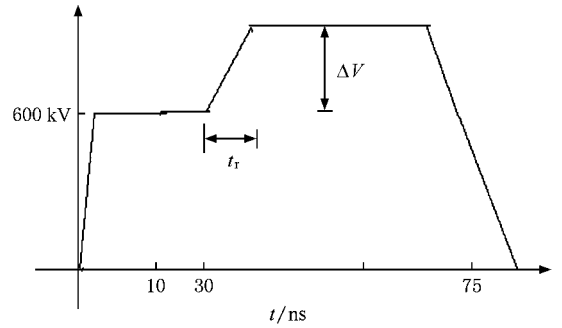


图 7 跃变束压波形 ($\Delta V = 30$ kV, $t_r = 10$ ns, t_r 为上升时间(rise time))

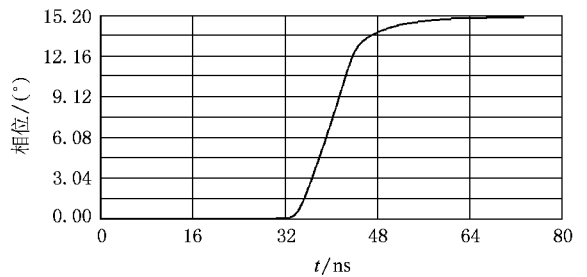


图 8 输出微波相位随时间的变化曲线

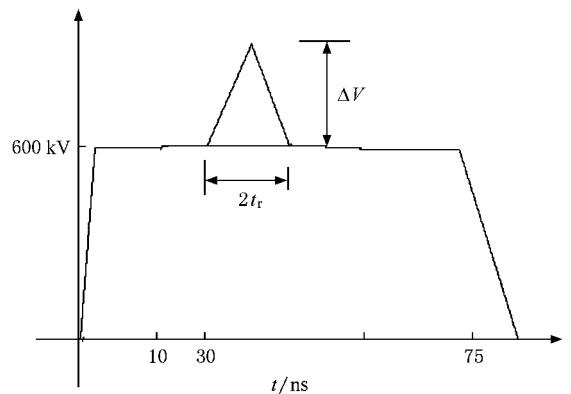


图 9 带尖峰的束压波形 ($\Delta V = 30$ kV, $t_r = 10$ ns)

微波相位抖动逐渐趋向 0° 。

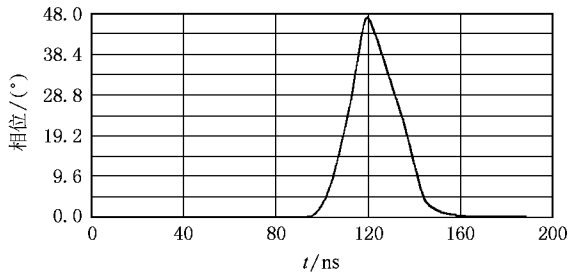


图 10 微波电场相位差随时间的变化曲线

5. 结 论

微波器件实现稳定放大工作时,在调制腔中,电

子束同微波场之间的相互作用由调制腔中微波场决定,同电子束进入调制腔的时间无关,而在其后的电子束群聚中心则由调制腔中微波场相位决定,该群聚中心决定后面微波腔中微波场的相位,输出微波场的相位由电子在漂移段的渡越角决定。由于在放大器中微波频率和漂移段长度固定,电子在漂移段的渡越角由电子运动速度(即电子束束压)决定,所以输出微波场相对于注入微波的相位抖动由电子束束压波形的抖动和纹波引起,在图 1 结构中,当电子束束压为 $V_0 = 600$ kV 时,要保持 20° 的微波相位抖动,则要求电子束束压波形的抖动和纹波之和小于 10%。

- [1] Li Z H 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 054102
- [2] Wang P S, Xu Z, Ivers J D, Nation A, Naqvi S, Schachter L, 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2506
- [3] Uhm H S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 913
- [4] Brandt H E 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 924
- [5] Yang W Y, Wu D 2002 *Plasma* **9** 662
- [6] Korovin S D, Rostov V V, Polevin S D, Pegel I V, Schamiloglu H 2004 *Proceedings of IEEE* **92** 1082
- [7] Agee F J 1999 *SPIE on Intense Microwave Pulse* **3702**, 2
- [8] Li Z H, Hua H, Chang A B, Mang F B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1564 (in Chinese) [李正红、黄华、常安碧、孟凡宝 2005 物理学报 **54** 1564]
- [9] Yang Z P, Li Z H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2627 (in Chinese) [杨振萍、李正红 2008 物理学报 **57** 2627]
- [10] Zhu M, Wu H S 1987 *Acta Elec. Sin.* **4** 8 (in Chinese) [朱敏、吴鸿适 1987 电子学报 **4** 8]
- [11] Wu H S 1986 *Microwave Electronics* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [吴宏适 1986 微波电子学(北京:科学出版社)]

Investigation of RF phase jitter in relativistic klystron amplifier*

Yang Zhen-Ping^{1)†} Bian Qing-Quan²⁾

1) (Science College, South-western University of Science and Technology, Mianyang 621010, China)

2) (Mianyang Normal University, Mianyang 621000, China)

(Received 10 January 2009; revised manuscript received 9 February 2009)

Abstract

RF phase jitter is a very important parameter for a relativistic klystron amplifier, and it is closely related with the physical processes in the klystron. In view of the physical process in the klystron, the RF phase jitter is theoretically studied together with particle in cell (PIC) simulation. The main factor which affects the RF phase jitter is deduced and verified in the PIC simulation. The RF phase jitter is significantly affected by the fluctuation of the beam voltage at the steady state when the cavity is in resonanc. The relation is linear in a certain range.

Keywords: relativistic klystron amplifier, phase jitter, microwave device

PACC: 4100

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10635090).

† Corresponding author. E-mail: yzhenp@yahoo.com.cn