

螺旋线行波管返波自激振荡的研究*

段兆云¹, 宫玉彬¹, 王文祥¹, 唐昌建², 魏彦玉¹, 黄民智¹

(1. 电子科技大学 物理电子学院 大功率微波国家重点实验室,四川 成都 610054;

2. 四川大学 应用物理系,四川 成都 610065)

摘 要: 在 2 维小信号模型的基础上,分析了均匀和周期永久聚焦磁场对抑制返波自激振荡的影响。研究表明:改变聚焦磁场的幅值或周期来增加起振长度是可能的,而且不会改变基波的相互作用条件。与此同时,对起振长度、初始非同步速度参量随皮尔斯增益参量、空间电荷参量、损耗参量等的变化,以及在超宽带行波管中当存在两个或多个角向非对称空间谐波时,起振长度、初始非同步速度参量随周期永久聚焦磁场的变化进行了研究。优化设计聚焦磁场、电子注和螺旋线慢波系统的参量可以对螺旋线行波管的稳定性分析提供必要的依据。

关键词: 螺旋线行波管; 返波自激振荡; 起振长度; 聚焦磁场

中图分类号: TN124 **文献标识码:** A

超宽带高功率螺旋线行波管的稳定性在电子对抗、航天、卫星通信等领域非常重要。影响其稳定性的因素很多,如因输入输出阻抗的不匹配或因衰减器的设计不当而引起的快波振荡,返波振荡,模振荡等。其中返波振荡属于内部反馈的自激振荡,随着管子的功率增加和工作电压的提高,产生这种振荡的危险性随之增加。对抑制返波振荡的研究从 20 世纪 50 年代就已经开始了^[1],到目前为止,抑制返波振荡的主要方法有以下几种:相速渐变或跳变法^[2~4];内置衰减器法;非均匀输出线路方法^[4~6];曲折返波谐振吸收的方法^[7];聚焦磁场改变法^[8,9]。这些方法各有优缺点,如采用非均匀线路方法可以提高螺旋线行波管的起振长度和兼顾二次谐波的抑制,但是会不可避免地改变前向波的相互作用条件而影响其效率;使用曲折返波谐振吸收的方法,在中等输出功率时对返波振荡有较好的抑制,而当输出功率较大时对返波振荡的抑制就不理想;改变聚焦磁场的方法不会改变前向波的相互作用条件,而只改变返波的相互作用条件,因而既可以对返波振荡进行很好地抑制,又有利于提高效率。

本文采用改变聚焦磁场的方法来抑制返波振荡,在 2 维小信号情况下,对实际应用的聚焦磁场、空间电荷参量、角向非对称的空间谐波的分布函数给出了计算公式,并进行了数值计算,同时分析了起振长度、初始非同步速度参量随皮尔斯增益参量、空间电荷参量、损耗参量等的变化,以及在超宽带行波管中当存在两个或多个角向非对称空间谐波时,起振长度、初始非同步速度参量随周期永久聚焦磁场的变化情况。用优化的方法可以得到聚焦磁场、电子注和螺旋线慢波系统参量的最优值。

1 基本方程

在高功率螺旋线行波管中,为了能使器件稳定可靠的工作,抑制返波振荡至关重要。在通常未加载翼片的情况下,各角向非对称空间谐波具有不同的相速,因而在螺旋线行波管工作的带宽内,仅有一个波的相速能与电子注的直流速度近似相等;在加载翼片的情况下,有几个角向非对称空间谐波具有几乎相等的相速,因而在超宽带螺旋线行波管工作的带宽内,它们都能与电子注保持同步,这样更易于引起行波管的返波自激振荡。

螺旋线行波管通常采用均匀磁场聚焦或周期永久磁场聚焦。在圆柱坐标系下,对均匀聚焦磁场,磁感应强度 B 的轴向分量表达式为 $B_z = B_0$, 其中, B_0 为均匀聚焦磁场的幅值。假定其轴向分量的第一个峰值出现在 $z = 0$ 处,则周期永久聚焦磁场的轴向分量可展开为

$$B_z(r, z) = B_0 + \sum_{N=1} B_N \cos(NL) I_0(NLr) \quad (1)$$

* 收稿日期:2003-07-15; 修订日期:2004-02-29

基金项目:国家自然科学基金资助课题(10276011);霍英东青年基金资助课题(81007)

作者简介:段兆云(1972—),男,四川绵阳人,博士生,主要从事高功率微波源的理论研究;E-mail:zhyduan@sohu.com。

式中： B_0 为其直流分量； N 为磁场的奇次谐波数； B_N 为第 N 次谐波的幅值； $L_x = 2 / L_x$ ，其中 $L_x = C / \omega_e$ 为归一化的磁场周期， $\omega_e = \omega / \omega_0$ ， ω_0 为返波的角频率， v_0 为电子注的直流速度， L 为磁场周期， $C = \sqrt[3]{IZ/4U_0}$ 为皮尔斯增益参量， I 为电子注的电流， Z 为平均耦合阻抗， U_0 为电子注的直流电压； $x = C / v_0 z$ 表示归一化的轴向长度， $J_0(N / L_x r)$ 为第一类变型贝塞尔函数。

如果采用实心电子注，其半径为 r_e ，则空间电荷参量 $4QC$ 可表示为

$$4QC = \frac{\sqrt{I}}{\omega_0 \sqrt{2U_0} C^2 r_e^2 [1 + (T/\omega_0)^2]} \tag{2}$$

式中： ϵ_0 为自由空间的介电常数； T 为荷质比； $\omega_0 = \omega / \sqrt{2U_0}$ ；径向传播常数 T 由下式确定^[10]

$$T \frac{J_1(T r_e)}{J_0(T r_e)} = \frac{K_0(b_m) I_1(r_e) + K_1(r_e) I_0(b_m)}{K_0(r_e) I_0(b_m) - K_0(b_m) I_0(r_e)} \tag{3}$$

式中： b_m 为螺旋线慢波结构的金属屏蔽筒内半径； I_1 为第一类一阶变型贝塞尔函数； K_0 和 K_1 分别为第二类零阶和一阶变型贝塞尔函数。

在 2 维小信号模型的基础上，运用波导激励理论和电子运动方程可得到抑制返波振荡的微分方程组^[9]

$$\begin{cases} \frac{dI_m}{dx} - im I_m = i(1 - mC) V_m \\ \frac{dI_{-m}}{dx} + im I_{-m} = i(1 + mC) V_{-m} \\ \frac{dV_m}{dx} - im V_m = i4QC I_m + F(x) a_m \\ \frac{dV_{-m}}{dx} + im V_{-m} = i4QC I_{-m} + F(x) a_{-m} \\ \frac{dF(x)}{dx} + F(x)(-d + ib) = \sum_{m=0} (a_m I_{-m} + a_{-m} I_m) \end{cases} \tag{4}$$

式中： $F(x)$ 表示与电子注同步的返波归一化幅值； I_m 和 I_{-m} 分别表示前向和反向的电子注电流角向谐波的归一化幅值； V_m 和 V_{-m} 分别表示前向和反向的电子注速度角向谐波的归一化幅值； $b = (v_0 - v_e) / C v_0$ 表示初始非同步速度参量； $d = \omega_e / \omega_0$ 表示损耗参量； $F(x) = B_z(z) / 2 C$ 表示归一化轴向磁感应强度； a_m 和 a_{-m} 分别表示复系数； \bar{I}_m 为返波的横截面平均分布函数，其近似表达式为^[11]

$$\bar{I}_m = I_n^2(r_e \sqrt{2 - 2\mu_0}) - I_{n-1}(r_e \sqrt{2 - 2\mu_0}) I_{n+1}(r_e \sqrt{2 - 2\mu_0}) \tag{5}$$

式中： μ_0 为不考虑电子注时返波的纵向相位常数； μ_0 为不考虑电子注时的衰减常数； μ_0 为真空中的导磁率； n 为空间谐波数； a_m, a_{-m} 和 \bar{I}_m 取决于螺旋线慢波系统的结构参数和材料参数。

2 数值模拟结果与讨论

运用 4 阶龙格-库塔 (Runge-Kutta) 法求解上述的微分方程组，所需的边值条件为： $F(0) = 1, I_m(0) = I_{-m}(0) = V_m(0) = V_{-m}(0) = 0, F(x_0) = 0, x_0$ 为起振长度。应当首先说明的是：在下述的讨论中，其基本参数假定为： $C = 0.1, 4QC = 2, d = 0.125, \bar{I}_m = 1.398, a_1 = -0.5i, a_{-1} = 0.5i$ 。当采用周期永久聚焦磁场时，假定 $B_0 = 0$ ，仅考虑第 1, 3 次谐波， $\omega_1 = \omega_0 / 2 = 1/2(\omega_0$ 和 ω_3 分别为第 1, 3 次谐波的归一化聚焦磁场幅值)。

螺旋线慢波系统结构参数和材料参数、电子注的直流电流、直流电压和注半径等参数以及聚焦磁场的参数对抑制返波振荡均有一定的影响，现分别讨论如下。

2.1 聚焦磁场对起振条件的影响

首先考虑均匀聚焦磁场的情况，这时起振长度和最优的初始非同步速度参量如图 1 所示。从图 1(a) 中可以看出：归一化的纵向磁感应强度的改变对起振长度有明显影响，当 $\omega_1 = B_0 / 2 C = 1.3$ 左右时，不产生返波自激振荡；从图 1(b) 中可以看出：初始非同步速度参量随着 ω_1 的增加有减小的趋势；

其次考虑周期永久聚焦磁场的情况，假定 $B_0 = 0$ ，仅考虑第 1, 3 次谐波， $\omega_1 = B_1 / 2 C$ 分别取 1.27, 2.55, 3, $\omega_3 = B_3 / 2 C$ 且为了简单起见令 $\omega_1 = \omega_0 / 2$ ，起振长度和最优的初始非同步速度参量如图 2 所示。从图 2(a) 中可以看出：在相同的条件下，随着 ω_0 的增大，其起振长度随之增加，但当 ω_0 较大时不产生返波自激振荡；当 ω_0 一定时，随着 L_x 的增大，其起振长度随之增加。

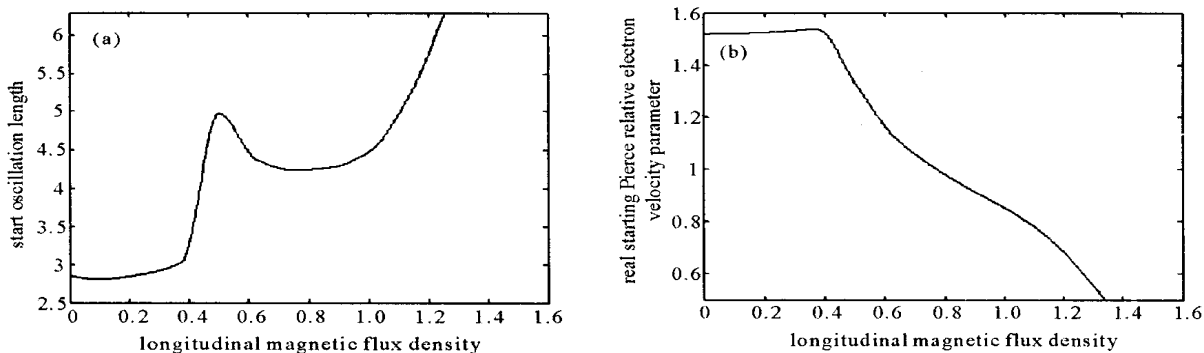


Fig. 1 Influence of dimensionless longitudinal magnetic flux density on dimensionless start oscillation length and starting asynchronous velocity parameter

图 1 归一化的纵向磁感应强度对起振长度和初始非同步速度参数的影响

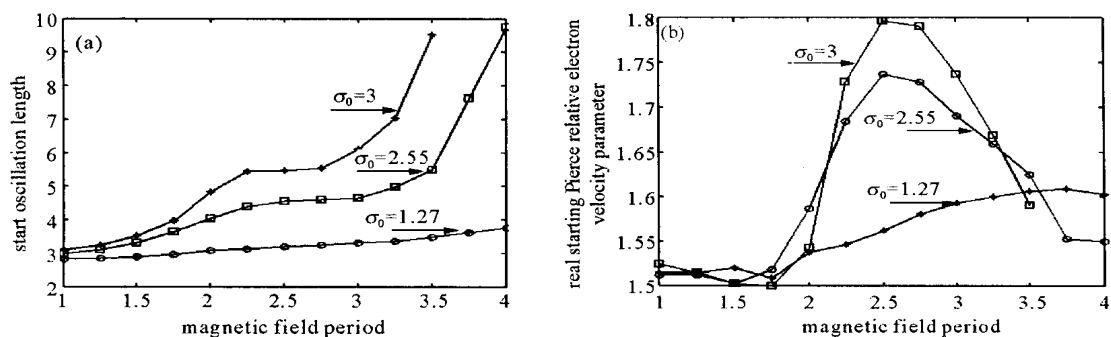


Fig. 2 Influence of dimensionless magnetic field amplitudes of the first and third harmonics and its period on dimensionless start oscillation length and starting asynchronous velocity parameter

图 2 归一化的纵向磁场的第 1, 3 次谐波幅值以及其周期对起振长度和初始非同步速度参数的影响

2.2 角向非对称谐波数对起振长度和初始非同步速度参数的影响

在加载翼片的情况下,在工作频带内,到底有几个角向非对称谐波与电子注同步,取决于螺旋线慢波系统的高频特性分析,我们假设有两个、四个,进行数值模拟,如图 3 所示。从图 3(a)中可以发现:在相同的条件下,当有 2 个角向非对称谐波时 (m 取 1),其起振长度比有 4 个角向非对称谐波 (m 取 1, 2) 的起振长度大,这充分说明在超宽带螺旋线行波管中更易于引起返波自激振荡;从图 3(b)中可以发现:角向非对称谐波为 2 的初始非同步速度参量小于角向非对称谐波为 4 的初始非同步速度参量,但没有明显的规律。

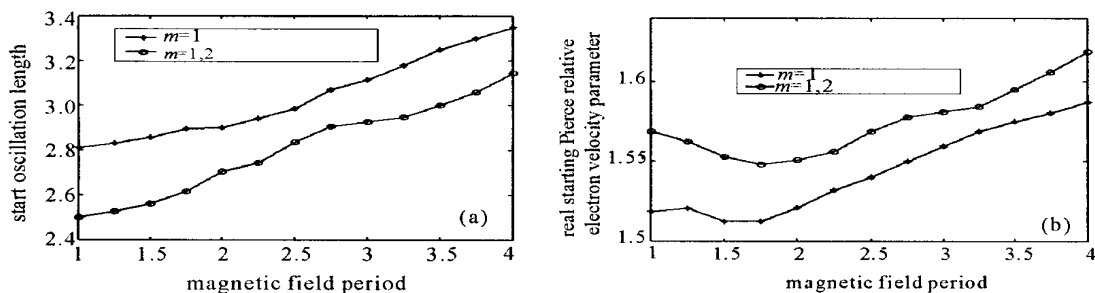


Fig. 3 Influence of the azimuthally asymmetric harmonics on dimensionless start oscillation length and starting asynchronous velocity parameter

图 3 角向非对称谐波数对起振长度和初始非同步速度参数的影响

2.3 皮尔斯增益参量对起振长度和初始非同步速度参数的影响

在周期永久聚焦磁场的条件下 ($\sigma_0 = 1, L_x = 2$), $4QC$ 随 C 作相应的变化(设空间电荷参量 $Q = 12.5$),起振长度和最优的初始非同步速度参量如图 4 所示;从图 4(a)中可以看出:在相同的条件下,随着 C 的增大其起振长度随之增加;从图 4(b)中可以看出:随着 C 的增大,初始非同步速度参量有增大的趋势。

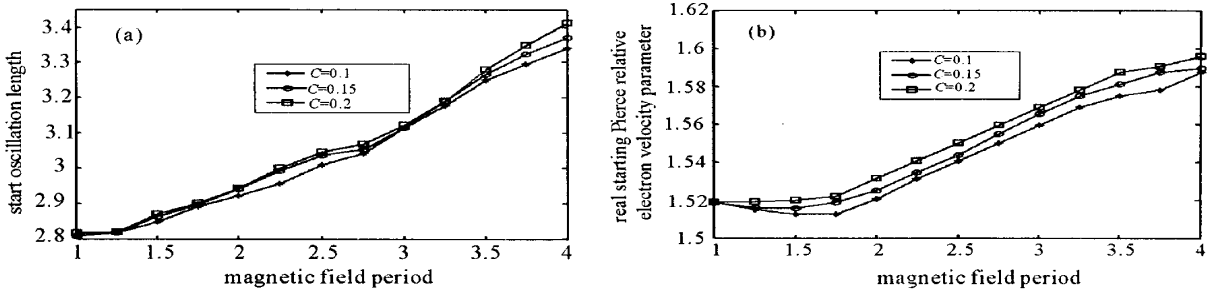


Fig. 4 Influence of Pierce's gain parameter on dimensionless start oscillation length and starting asynchronous velocity parameter

图 4 皮尔斯增益参量对起振长度和对初始非同步速度参量的影响

2.4 空间电荷参量对起振长度和初始非同步速度参量的影响

以 $4QC$ 为参变量时,磁场归一化周期对起振长度和初始非同步速度参量的影响。在周期永久聚焦磁场的条件下 ($\theta_0 = 1$), 设 $4QC$ 分别为 2, 3, 4, 起振长度和最优的初始非同步速度参量如图 5 所示。从图 5(a) 中可以看出: 在相同的条件下, 随着 $4QC$ 或 L_x 的增大, 其起振长度随之增加。从图 5(b) 中可以看出: 随着 $4QC$ 的增大, 初始非同步速度参量随之增大。

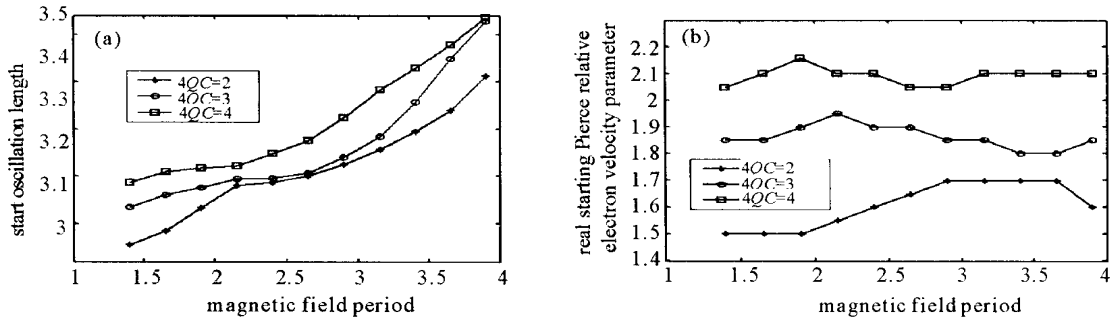


Fig. 5 Influence of space charge parameter on dimensionless start oscillation length and starting asynchronous velocity parameter

图 5 空间电荷参量对起振长度和初始非同步速度参量的影响

2.5 损耗参量对起振长度和初始非同步速度参量的影响

以 d 为参变量时,磁场归一化周期对起振长度和初始非同步速度参量的影响。在周期永久聚焦磁场的条件下 ($\theta_0 = 1$), 设 d 分别为 0.1, 0.25, 0.5, 起振长度和最优的初始非同步速度参量如图 6 所示。从图 6(a) 中可

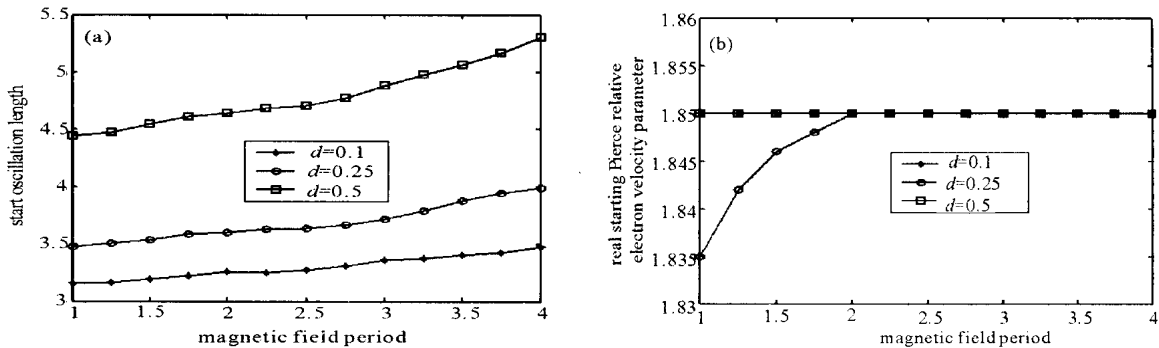


Fig. 6 Influence of loss parameter on dimensionless start oscillation length and starting asynchronous velocity parameter

图 6 损耗参量对起振长度和初始非同步速度参量的影响

以看出: 在相同的条件下, 随着 d 或 L_x 的增大, 起振长度随之增加。从图 6(b) 中可以看出: 除 $d = 0.5$ 稍有不同外, 其余的初始非同步速度参量均相同, 可见 d 对初始非同步速度参量的影响较小。

3 结 论

在 2 维小信号模型的基础之上,本文分析了聚焦磁场、电子注和螺旋线慢波系统参量对抑制返波自激振荡的影响,结果表明:在超宽带行波管中角向非对称空间谐波数增大时,起振长度有减小的趋势,这充分说明在超宽带螺旋线行波管中更易于引起返波自激振荡;也说明改变聚焦磁场的幅值或周期来增加起振长度是可能的。同时分析了在超宽带高功率行波管中当存在两个或多个角向非对称空间谐波时,起振长度、初始非同步速度参量随周期永久聚焦磁场的变化情况。用优化的方法可以得到聚焦磁场、电子注和螺旋线慢波系统参量的最优值,用本文所述的方法可以有效地抑制返波自激振荡,提高螺旋线行波管的稳定性和可靠性。

参考文献:

- [1] Johnson H R. Backward-wave oscillators[A]. Proc IRE[C]. 1955. 684—697.
- [2] Haddad G I, Bevensee R M. Start-oscillation of tapered backward-wave oscillators[J]. *IEEE Transaction on ED*, 1963, **10**:389—393.
- [3] Haddad G I, Rowe J E. Efficiency of tapered backward-wave oscillators[J]. *IEEE Transaction on ED*, 1964, **11**:20—30.
- [4] Haddad G I, Rowe J E. Start-oscillation conditions in nonuniform backward wave oscillators [J]. *IEEE Transaction on ED*, 1964, **11**:31—37.
- [5] Nilsson B O, Hagström C E. A two-wave theory of traveling-wave tubes and backward-wave oscillators[J]. *IEEE Transaction on ED*, 1975, **22**:869—880.
- [6] 杨金生,张金玲,陈庆有,等. 提高行波管的返波起振电流[J]. 电子学报,2000,**28**(12):102—104. (Yang J S, Zhang J L, Chen Q Y, et al. How to enhance the start oscillation current of the backward-wave in a TWT. *Acta Electronica Sinica*, 2000, **28**(12):102—104)
- [7] Sangster A J, Swan A, Livingston E P. Backward-wave suppression in a very wide-band helix traveling-wave tube using a slow waveguide filter[A]. IEE Proceedings-H[C]. 1991, **138**:79—85.
- [8] Belyavskiy E D, Goncharov I A, Martynyuk A E. et al. Backward-wave self-excitation of the magnetically focused helix traveling wave tube[J]. *Electronnaya Technika Ser I, Elektronika SVCh*, 1974, **3**:60—65.
- [9] Belyavskiy E D, Goncharov I A, Martynyuk A E, et al. Two-dimensional small-signal Analysis of Backward-wave oscillation in a helix traveling-wave tube under Brillouin-flow, periodic permanent magnetic focusing[J]. *IEEE Transactions on ED*, 2001, **48**(8):1727—1736.
- [10] Branch G M, Mhiran T G. Plasma frequency reduction factors in electron Beams[J]. *IRE Transactions - Electron Devices*, 1955, **2**(2):3—11.
- [11] 段兆云,宫玉彬,王文祥,等. 考虑螺旋带径向厚度的螺旋线慢波系统的研究[J]. 强激光与粒子束,2002,**14**(6):905—910. (Duan Z Y, Gong Y B, Wang W X, et al. Study of helix slow wave structure take the radial thickness into account. *High Power Laser and Particle Beams*, 2002, **14**(6):950—910)

Study of suppressing backward-wave oscillation in a helix traveling wave tube

DUAN Zhao-yun¹, GONG Yu-bin¹, WANG Wen-xiang¹, TANG Cang-jian², WEI Yan-yu¹, HUANG Min-zhi¹

(1. National Key Laboratory of High Power Vacuum Electronics, College of Physics and Electronics,

University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China;

2. Department of Applied Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

Abstract: The influence of uniform magnetic field or PPM(periodic permanent magnetic) field on suppressing BWO(back-wave oscillation) is analyzed on the basis of the 2-D small signal model. It shows that it is possible to increase the start oscillation length by tailoring magnetic field's amplitude and its period without changing the synchronous condition of the fundamental wave; in the meantime, when there are two or more azimuthally asymmetric space harmonics in the high power broadband helix TWT(traveling wave tube), the influences of the Pierce's gain parameter, space charge parameter, and loss parameter on the start oscillation length and real starting asynchronous velocity parameter are also analyzed. Thus the optimum values of the focusing magnetic field, electron beam and helical slow wave system can be obtained. The theory presented here can provide a strong basis for design of the helix TWT.

Keywords: Helix traveling wave tube; Backward-wave oscillation; Start oscillation length; Focusing magnetic field