

PASOTRON 注波相互作用线性理论研究¹

谢鸿全*** 鄢扬* 刘盛纲*

*(电子科技大学大功率微波电真空器件技术国防科技重点实验室 成都 610054)

** (西南科技大学理学院 绵阳 621002)

摘要 该文研究了等离子体辅助慢波振荡器 (Plasma Assisted Slow-wave Oscillator, PASOTRON) 的物理机制; 在考虑离子通道的情况下, 利用线性场理论, 推导了无引导磁场下等离子体填充的波纹波导中电磁波传播的色散方程; 并通过数值计算分析了等离子体填充因子对 PASOTRON 的时间增长率及工作频率的影响。

关键词 PASOTRON, 离子通道, 色散方程, 时间增长率

中图分类号 TN129

1 引言

高功率相对论返波振荡器是微波领域的重要信号振荡源, 由于能宽带调谐, 且谱线窄, 因而对其研究一直受到重视。它的发展经历了从普通返波管到相对论返波管再到现在的充等离子体返波管的过程。近年来, 为了加速微波器件的实用化、工程化, 以满足现代高功率雷达、电子对抗及民用方面的需要, 高功率微波的研究目标又转向紧凑、高效、轻便的微波源。美国休斯公司从 80 年代末开始对等离子体辅助慢波器件进行研究, 在 1991 年宣布研制成功一种等离子体辅助慢波振荡器 PASOTRON^[1], 它采用一种独特的长脉冲空阴极电子枪^[2], 其电压高达 220kV, 电流超过 1kA。其高功率微波源可工作于 L, S, C 及 X 波段, 并在 C 波段上获得了 1 到 5MW 的输出功率, 效率为 20%, 脉宽达到 100 μ s。1996 年, 休斯实验室又研制出既可作返波管, 又可配置成行波放大器的 PASOTRON, 当它以返波管方式运作时其峰值功率高达 20MW, 单次脉冲的能量超过 500J^[3-5]。由于 PASOTRON 中充有气体, 电子注通过时将使气体电离而迅速形成等离子体, 等离子体的中和作用大大降低了电子注中的空间电荷效应, 同时电子注本身要产生一磁场, 该磁场会使电子注产生自箍缩, 共同作用的结果使得电子注被聚束, 实现了电子注在无引导磁场的等离子体中的高质量传输。从而使得这一类器件突破了传统的外加聚焦磁场对装置的限制, 具有尺寸小、重量轻、单次脉冲能量大的特点, 被称为新一代电子战的理想高能微波源。目前, 我室也正在开展关于 PASOTRON 的理论与实验研究。

2 物理模型

PASOTRON 的慢波结构一般有 3 种: 波纹波导、螺旋线型和环杆结构。我们研究的慢波结构为一波纹波导。当相对论电子注进入产生有等离子体的波纹波导后, 其前端将排除或部分排除等离子体中的电子, 形成一适于后续电子注通过的离子通道^[6-8], 若 $n_b > n_p$, 则通道半径 $r_c \approx r_b(n_b/n_p)^{1/2}$, 其中 n_b 与 n_p 分别为电子注及等离子体的密度, r_b 为电子注的半径。如图 1 所示, 相互作用区沿径向分成 3 个区域, 其中 I 区为电子注; II 区为离子通道; III 区为准中性等离子体区。在无引导磁场时, 静止的等离子体为一各向同性的媒质, 而沿某一方向运动的电子注相当于一单轴、互易、各向异性的媒质^[9]。因此, 其相对介电常数为

¹ 2001-07-16 收到, 2001-11-19 改回
国家部级基金资助项目

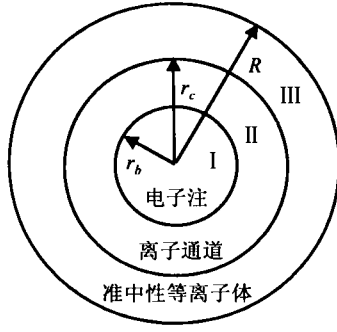


图 1 波纹波导内的径向结构

$$\varepsilon_r = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad r \leq r_b \quad (1)$$

$$\varepsilon_r = 1, \quad r_b < r \leq r_c \quad (2)$$

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad r_c < r \leq R \quad (3)$$

其中 $\varepsilon_{zz} = 1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3(\omega - k_n v)^2}$, $\omega_b = \sqrt{n_b e^2 / (m_e \varepsilon_0)}$ 为电子注等离子体振荡频率; $\omega_p = \sqrt{n_p e^2 / (m_e \varepsilon_0)}$ 为等离子体振荡频率; γ 为相对论因子; v 是电子注速度; $k_n = k_z + n k_0$, k_z 是轴向波数, $k_0 = 2\pi / z_0$, z_0 为波纹周期.

3 色散方程

由 Maxwell 方程组及 Floquet 定理可得该系统中的 TM 场:

$$E_z(r, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} E_{zn} \exp[i(k_n z - \omega t)], \quad r \leq R \quad (4)$$

$$E_r(r, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{i k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2} \frac{dE_{zn}}{dr} \exp[i(k_n z - \omega t)], \quad r \leq r_c \quad (5)$$

$$E_r(r, z) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{i k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r - k_n^2} \frac{dE_{zn}}{dr} \exp[i(k_n z - \omega t)], \quad r_c < r \leq R \quad (6)$$

在不同区域 E_{zn} 可表示为

$$E_{zn} = A_n J_0(T_1 r), \quad r \leq r_b \quad (7)$$

$$E_{zn} = B_n J_0(T_2 r) + C_n N_0(T_2 r), \quad r_b < r \leq r_c \quad (8)$$

$$E_{zn} = D_n J_0(T_3 r) + F_n N_0(T_3 r), \quad r_c < r \leq R \quad (9)$$

其中 $T_1^2 = (\frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2)[1 - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3(\omega - k_n v)^2}]$, $T_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_n^2$, $T_3^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}) - k_n^2$, 利用连续条件可得: $B_n = -\frac{\pi}{2} r_b K_n A_n$, $C_n = \frac{\pi}{2} r_b L_n A_n$, $D_n = \frac{\pi}{4} r_b r_c R_n A_n$, $F_n = \frac{\pi}{4} r_b r_c T_n A_n$.

$$K_n = T_2 J_0(T_1 r_b) N_1(T_2 r_b) - T_1 J_1(T_1 r_b) N_0(T_2 r_b),$$

$$L_n = T_2 J_0(T_1 r_b) J_1(T_2 r_b) - T_1 J_0(T_2 r_b) J_1(T_1 r_b),$$

$$R_n = K_n [T_3 J_0(T_2 r_c) N_1(T_3 r_c) - T_2 J_1(T_2 r_c) N_0(T_3 r_c)] \\ + L_n [T_2 N_0(T_3 r_c) N_1(T_2 r_c) - T_3 N_0(T_2 r_c) N_1(T_3 r_c)],$$

$$T_n = K_n [T_2 J_1(T_2 r_c) J_0(T_3 r_c) - T_3 J_0(T_2 r_c) J_1(T_3 r_c)] \\ + L_n [(T_3 N_0(T_2 r_c) J_1(T_3 r_c) - T_2 N_1(T_2 r_c) J_0(T_3 r_c))].$$

在边界上电场的切向分量满足

$$E_z(r=R) + E_r(r=R)dR(z)/dz = 0 \quad (10)$$

其中 $R = R_0 + h \cos(k_0 z)$, R_0 为波导平均半径, h 为波纹深度。把场的表达式代入 (10) 式, 两边同乘以 $\exp(-imk_0 z)$, 并在一个周期内对 z 积分得

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \int_{-\pi/k_0}^{\pi/k_0} \exp[i(n-m)k_0 z] \left(F + \frac{ik_n}{\omega^2/c^2 - \omega_p^2/c^2 - k_n^2} \frac{dF}{dz} \right) dz = 0 \quad (11)$$

其中 $F = R_n J_0(T_3 R) + T_n N_0(T_3 R)$ 。为便于数值计算, 对 (11) 式作一些数学处理, 化成简单直观的形式:

$$\sum_{m,n=-\infty}^{\infty} D_{mn} A_n = 0 \quad (12)$$

其中

$$D_{mn} = [1 + (n-m)Q_n](R_n C_{mn}^J + T_n C_{mn}^N), \quad Q_n = \frac{k_0 k_n}{\omega^2/c^2 - \omega_p^2/c^2 - k_n^2}$$

$$C_{mn}^J = \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(T_3 h)^{2q+|n-m|} J_0^{(2q+|n-m|)}(T_3 R_0)}{2^{2q+|n-m|} q!(q+|n-m|)!}, \quad C_{mn}^N = \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(T_3 h)^{2q+|n-m|} N_0^{(2q+|n-m|)}(T_3 R_0)}{2^{2q+|n-m|} q!(q+|n-m|)!}$$

色散方程即为

$$\det[D] = 0 \quad (13)$$

4 数值计算及分析

通过对色散方程 (13) 式进行数值计算, 可以分析该慢波结构的色散特性^[10], 我们在此仅考虑在工程上应用较多的 TM_{01} 模式。在不加电子注的情况下, 计算的“冷”色散关系如图 2 所示, 它是一条以 k_0 为周期的周期函数, 图中的直线是电压为 250kV 的电子注线。所采用的慢波结构参数为: $R_0=1.40\text{cm}$, $h=0.36\text{cm}$, $z_0=1.50\text{cm}$ 。等离子体的浓度为 $n_p = 0.98 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 。当引入电子注的时候, 由于高频场的调制作用, 使得电子注发生群聚, 处于减速场中的电子慢慢释放能量, 高频场不断增长放大。这时在热色散方程中, ω 是复数, 其虚部 $\text{Im}(\omega) = \omega - \omega_0$ 就是时间增长率。对 $D(\omega, k_z)$ 在 ω_0 的邻域进行泰勒展开:

$$D(\omega, k_z) \approx D(\omega_0, k_z) + \text{Im}(dD/d\omega) = K \quad (14)$$

在 ω 的复平面内, 此方程是半径为 $|K|$ 的圆方程, 对于给定的 k_z , 作出 $|D|$ 的等高线图^[11], 其同心圆的圆心对应的值即为待求的 ω_0 和 $\text{Im}(\omega)$ 。图 3 为 $k_z=2.80$ 时 $|D|$ 的等高线图, 其中电子注的电压和电流分别为 250kV 和 1.0kA, 电子注的半径 $r_b=0.80\text{cm}$, 等离子体填充因子 $g = n_p/n_b = 0.70$, 此时, $n_p = 0.98 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 。图 4 给出了高频场的时间增长率的曲线。从图中可看出, 其最大增长率对应的 $k_z=2.50$, 这正是电子注的空间电荷波线与结构波色散线的交汇处。在此工作点附近, 慢波结构中的 $n = -1$ 的空间谐波与电子注中的慢空间电荷波发生同步相互作用, 产生了不稳定增长, 电磁波从电子注中得到能量而放大。图 5 给出了高频场的峰值增长率及对应的频率随等离子体填充因子的变化关系。从图中可知, 随着等离子体的浓度

增大, 离子通道直径随之减小, 高频场的峰值增长率下降, 而对应的振荡频率不断升高. 但这并不意味着等离子体的浓度愈小愈好, 由于在形成离子通道时要求正离子所产生的径向电场力要远大于电子注自身所产生的径向电场力, 所以也要求满足 $n_p \gg n_b/\gamma^2$. 若等离子体的浓度过低, 将不能形成稳定的离子通道, 从而影响电子注的传输质量, 给管子的性能带来严重影响. 因此, 对于一给定参数的管子而言, 其等离子体的填充因子存在一最佳值.

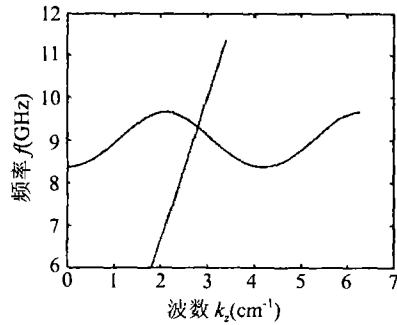


图 2 冷色散曲线

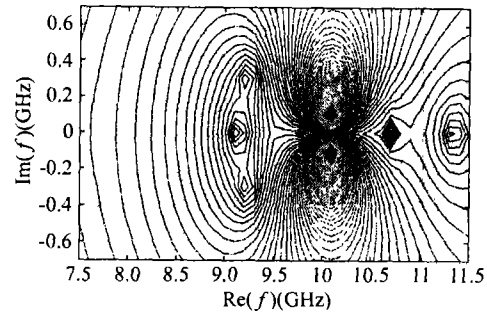
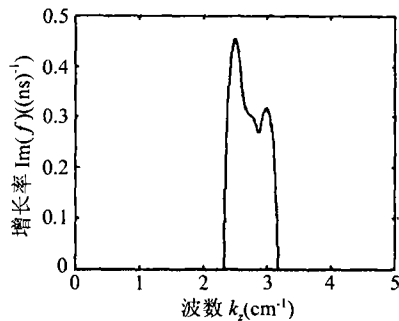
图 3 $k_z = 2.80$ 时 $|D|$ 的等高线图

图 4 高频场的时间增长率曲线

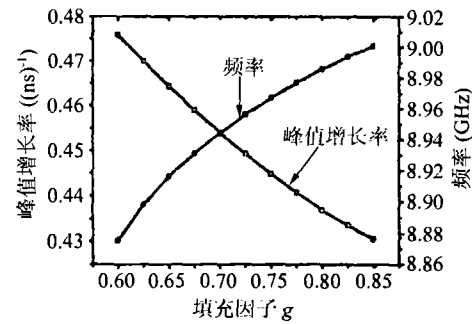


图 5 等离子体填充因子与峰值增长率及对应频率的关系

5 结 束 语

PASOTRON 作为新一代电子战的理想高能微波源, 其突出的特点是无需外加磁场, 在这之中, 等离子体起到了关键的作用. 研究表明, 要适当地选择等离子体的浓度, 以保证系统既有高的电子束质量, 又能使高频场获得大的时间增长率, 这对于工程应用来说, 是相当重要的.

参 考 文 献

- [1] D. M. Goebel, J. M. Bulter, R. W. Schumacher, *et al.*, High-power microwave source based on an unmagnetized backward wave oscillator, *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1994, 22(5), 547-553.
- [2] D. M. Goebel, R. W. Schumacher, R. M. Watkins, Long-pulse plasma cathode E-gun, *Conference on High Power Particle Beams*, Washington, DC, May 25-29, 1992, 1093-1098.
- [3] Dan M. Goebel, Elmira S. Ponti, Jon R. Feicht, *et al.*, PASOTRONTM high power microwave source performance, *SPIE Intense Microwave Pulses IV*, 1996, 2843, 69-78.

- [4] Dan M. Goebel, Robert W. Schumacher, Robert L. Eisenhart, Performance and pulse shortening effects in a 200-kV PASOTRON HPM source, *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1998, 26(3), 354-361.
- [5] G. S. Nusinovich, Y. Carmel, T. M. Antonsen, *et al.*, Recent progress in the development of plasma filled traveling wave tubes and backward wave oscillators, *IEEE Trans on Plasma Science*, 1998, 26(3), 628-645.
- [6] D. H. Whittum, A. M. Sessler, Ion-channel laser, *Physical Review Letters*, 1990, 64(21), 2511-2514.
- [7] K. R. Chen, J. M. Dawson, Ion-ripple laser, *Physical Review Letters*, 1992, 68(1), 29-32.
- [8] 刘洪鲲, 熊彩东, 刘盛纲等, 一种新的等离子脉塞系统, *物理学报*, 1997, 46(5), 892-896.
- [9] 张克潜, 李德杰, *微波与光电子学中的电磁理论*, 北京, 电子工业出版社, 1994, 506-509.
- [10] 谢鸿全, 邱扬, 刘盛纲, 相对论行波管慢波结构几何参数研究. *强激光与粒子束*, 2001, 13(3), 345-348.
- [11] K. Minami, Y. Carmel, L. Victor, *et al.*, Linear theory of electromagnetic wave generation in a plasma-loaded corrugated-wall resonator, *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1990, 18(3), 537-54

STUDY ON THE LINEAR THEORY OF BEAM-WAVE INTERACTIONS OF PASOTRON

Xie Hongquan* ** Yan Yang* Liu Shenggang*

*(*Nat. Key Lab of High Power Vacuum Electronics, UEST of China, Chengdu 610054, China*)

**(*The College of Math. and Phy., Southwest Univ. of Sci. and Tech., Mianyang 621002, China*)

Abstract The physical mechanism of PASOTRON (Plasma Assisted Slow-wave Oscillator) is studied. Taking into account the ion channel and making use of the linear field theory, the dispersion equation of corrugated waveguide filled with plasma is derived without a guiding magnetic field. It is analyzed by numerical computation that the temporal growth rates and the frequency of PASOTRON are affected by the filling factor of plasma.

Key words PASOTRON, Ion channel, Dispersion equation, Temporal growth rate

谢鸿全: 男, 1973年生, 博士生, 讲师, 从事高功率微波及微波等离子体研究.

邱扬: 男, 1965年生, 博士, 副教授, 从事高功率微波及等离子体电子学等方面的研究.

刘盛纲: 男, 1933年生, 教授, 博士生导师、中科院院士, 从事微波电子学、相对论电子学、等离子体电子学和光学等方面的研究工作.