

新型同轴慢波结构特性的研究

于新华, 蒙林, 鄢杨, 张红卫, 胡庆

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

【摘要】为了克服因增加返波管功率容量而引起的模式竞争问题, 提出了波纹内导体同轴慢波结构, 导出了该结构在冷腔时的 TM_{0n} 模式色散方程, 并数值计算和分析了该结构的色散特性。分析结果表明: 采用该结构的返波管能够很好地改善模式竞争。

关键词 波纹内导体; 同轴慢波结构; 色散方程; 模式抑制
中图分类号 TN128 文献标识码 A

Research on the Characters of Novel Coaxial Slow-Wave Structure

YU Xin-hua, MENG Lin, YAN Yang, ZHANG Hong-wei, HU Qing

(School of Physical Electronics, Univ. of Electron. Sci. & Tech. of China Chengdu 610054)

Abstract A coaxial slow-wave structure with corrugated inner conductor is investigated to solve the problem of the mode competition resulting from increasing power capacity of backward wave oscillator. The cold dispersion equation of TM_{0n} mode of the structure is derived. The dispersion characters of the structure are computed numerically, analyzed and compared with that of sinusoidal cylindrical wave guide. The results show that the mode competition is much improved with the suggested new structure.

Key words corrugated inner conductor; coaxial slow-wave structure; dispersion equation; mode suppressing

近年来, 利用能量在数百千电子伏特以上, 束流在数千安以上的强流相对论电子注产生高功率电磁辐射的相对论电子器件取得了迅速地发展, 相对论返波管以结构简单、容易起振、频带宽^[1]、功率大^[2-3]的优点而成为高功率微波源的重要候选者之一^[2-3]。常规相对论返波管的慢波结构通常采用空心圆柱波纹波导, 采用这种慢波结构的返波管随着其功率容量的增加而引起了不能有效克服的模式竞争问题, 为了解决这一问题, 文献[4]提出了采用内外导体都具有波纹的同轴慢波结构。本文提出的波纹内导体同轴慢波结构具有很大的抑制模式竞争的能力, 而且其内导体表面上的波纹还易加工。

1 物理模型

1.1 慢波结构

本文所研究的相对论返波管, 采用了如图1所示的慢波结构, 同轴波导外壁内径为 R , 波纹内导体平均半径为 R_0 , 波纹幅度为 H_p , 波纹为正弦变化, 波纹波数为 $k_p = 2\pi/L_p$, 则波纹轴半径为: $r_w = R_0 + H_p \sin(ik_p z)$ 。热腔时, 与同轴结构同轴的环形电子注从波纹内导体表面掠过。

2 推导同轴波纹慢波结构的色散关系

由于相对论返波管的工作机理是相对论电子注与 TM_{0n} 模式的电磁波发生相互作用, 所以下面仅考虑 TM_{0n} 模的情况。根据弗洛奎特定理, 则可推得该系统中的 TM_{0n} 波场为:

$$E_r(z, r, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_{zn} \exp[i(k_n z - \omega t)] \quad (1)$$

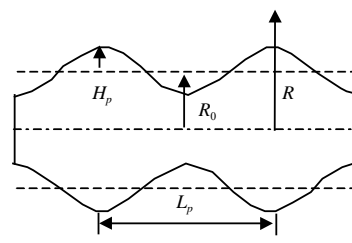


图1 波纹内导体慢波结构

收稿日期: 2005-09-22

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60571078); 国防重点实验室基金资助项目

作者简介: 于新华(1969-), 男, 博士生, 助教, 主要从事高功率微波方面的研究。

$$E_r(z, r, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{ik_n}{\gamma_n^2} \exp[i(k_n z - \omega t)] \frac{dE_{zn}}{dr} \tag{2}$$

式中 $k_n = k + nk_p$, n 为空间谐波次数, k 为空间谐波基波波数; k_n 为第 n 次谐波波数; E_{zn} 为第 n 次谐波振幅。在圆柱坐标下, 由麦克斯韦方程可以导出 E_{zn} 满足下式:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dE_{zn}}{dr} \right) + \gamma_n^2 E_{zn} = 0 \tag{3}$$

式中 $r \in [r_w, R]$, 其解为:

$$E_{zn} = A_n J_0(\gamma_n r) + B_n N_0(\gamma_n r) \tag{4}$$

利用光滑波导内壁及轴波纹壁上切向电场分量消失的边界条件得到:

$$A_n J_0(\gamma_n R) + B_n N_0(\gamma_n R) = 0 \tag{5}$$

$$E_z + E_r \frac{dr_w(z)}{dz} = 0 \tag{6}$$

将场的各个分量代入式(6), 在两边同程乘以 $\exp(-imk_p z)$, 再对 z 在 $[-L_p/2, L_p/2]$ 上积分以消去变量 z , 得到 $D_{mn} = \int_{-L_p/2}^{L_p/2} (1 + (n-m)Q_n) \exp(ink_p z) (J_0(\gamma_n(1 + \varepsilon \sin(k_p z))) N_0(\gamma_n R) + N_0(\gamma_n(1 + \varepsilon \sin(k_p z))) J_0(\gamma_n R)) dz$, 根据文献[5]的方法, 可将上式写为:

$$D_{mn} = (1 + (n-m)Q_n) (N_0(\gamma_n R) C_{mn}^J - J_0(\gamma_n R) C_{mn}^N) \tag{7}$$

式中 $C_{mn}^V = \sum_{q=0}^{\infty} \frac{(\gamma_n \varepsilon / 2)^s V_0^s(\gamma_n)}{q! t!}$; $s = 2q + |n-m|$; $t = q + |n-m|$; $\varepsilon = Hp/R_0$; $Q_n = k_n k_p / (\omega^2/c^2 - k_n^2)$; $V = J, N$ 。由于 $\max(n) = \max(m)$, $\min(n) = \min(m)$, 所以矩阵 D 的阶数为: $2\max(n)+1$ 则:

$$\det D = 0 \tag{8}$$

就是得出的冷腔时波纹内导体同轴慢波结构的 TM_{0n} 的色散关系式 ($\omega \sim k_0$)。

3 数值计算及分析

虽然式(8)是一个无穷阶的行列式, 但是当阶数为8阶及以上时, 计算结果与7阶时的结果几乎是相同的。所以在进行数值计算时取 $-4 \leq m, n \leq 4$ 即取 D 的9阶近似。为了显示波纹内导体同轴慢波结构在抑制高次模式上的优势, 作为对比, 也计算了文献[3]所给出的空心波纹波导(其平均半径为 $R = 3.3$ cm, 波纹周期 $L_p = 1.1$ cm, 波纹幅度 $H_p = 0.16$ cm)冷腔情况时的色散曲线, 如图2所示; 图3是波纹内导体同轴慢波结构(其外导体半径 $R = 3.3$ cm, 内导体平均半径 $R_0 = 1.5$ cm, 波纹周期 $L_p = 1.1$ cm, 波纹幅度 $H_p = 0.16$ cm)色散曲线(图中的斜线为电子注线, 以下同)。它们的外径均为3.3 cm。可以看到前者在 $0 \sim 25$ GHz 频段内有多达7个模式之多, 而后者在相同频段内只有6个模式。这样, 当两者加入相同参数的电子注后, 后者的高次模式将会减少, 可以实现抑制模式竞争的作用。

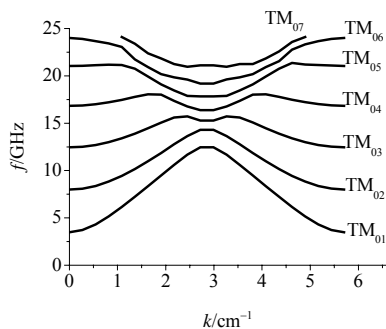


图2 空心波纹慢波结构的冷腔色散曲线

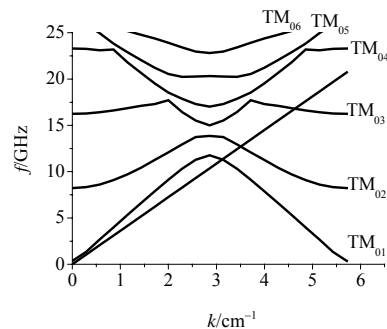


图3 波纹内导体同轴慢波结构的冷腔色散曲线

为了观察同轴结构内外导体间隙大小对模式抑制的影响, 图3、4给出了外导体内壁半径 $R = 3.3$ cm、波纹周期 $L_p = 1.1$ cm、波纹深度 $H_p = 0.16$ cm 保持不变的情况下, 波纹内导体同轴慢波结构的平均内径 R_0 变化

对其色散特性的影响。其中图3、4分别给出的是 $R_0 = 1.5 \text{ cm}$ 和 1.8 cm 的情况。

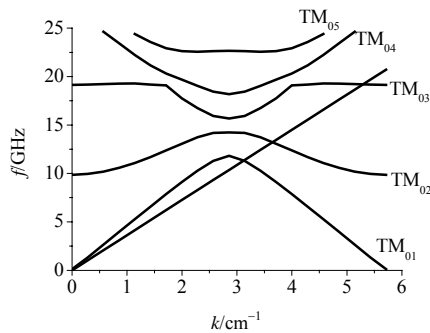


图4 波纹内导体同轴慢波结构冷腔色散曲线

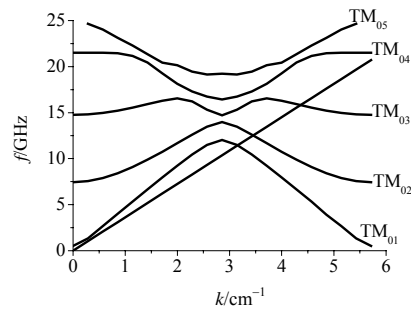


图5 波纹内导体同轴慢波结构冷腔色散曲线

图5所示是外导体内壁半径 $R = 5.4 \text{ cm}$ 、波纹周期 $L_p = 1.1 \text{ cm}$ 、波纹深度 $H_p = 0.16 \text{ cm}$ 内导体平均半径 $R_0 = 3.3 \text{ cm}$ 时, 波纹内导体慢波结构的色散曲线。图3、4显示, 在其他参数不变时, 随着波纹内导体平均半径的增加, 在相同的频带内模式数有减少的趋势。可见我们的结构在适当的内外波导间距下将具有大的模式抑制潜力。从图2与图5中可以看到在其他参数不变的情况下, 在相同半径的电子注作用时波纹内导体慢波结构内的模式数比空心慢波结构的少两个。所以只要合理调整同轴结构内外导体间隙大小就能在增大内导体平均半径的同时较好地抑制高次模式。需要说明的是, 其他参数变化时波纹内导体慢波结构色散特性与空心结构的类似, 可参见文献[3], 本文就不再重复说明了。

4 结论

采用本文慢波结构的相对论返波管将具有如下特点:(1) 比常规相对论返波管具有更大的相互作用腔体积和大的相互作用区横截面积;(2) 通过调节内外波导间距, 这种结构具有很大的抑制高次模式能力;(3) 具有良好的频率调节特性;(4) 其慢波结构波纹内导体结构将比以往的慢波结构更易加工。所以, 波纹内导体同轴慢波结构具有好的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Leifeste G T, Earley L M, Swegle J A, et al. Ku-band radiation produced by a relativistic backward wave oscillator[J]. J Appl Phys, 1985, 59(4): 1 366-1 378.
- [2] Camel Y, Ivers J, Kribel R E, et al. Intense coherent cerenkov radiation due to the interaction of relativistic electron beam with a sloe-wave structure[J]. Phys Rev Lett, 1974, 33(12): 1 278-1 22.
- [3] Bromborsky A, Ruth B. Calculation of TM_{0n} dispersion relations in a corrugated cylindrical waveguide[J]. IEEEET Ranson Microwave Theoryand Techniques, 1984, MTT-32(6): 600-605.
- [4] Guangjun W, LiJiayin. A novel numerical synthetic technique for determination of the TM_{0n} dispersion relation in a coaxial corrugated cylindrical waveguide[J]. Inter.J.Infra and Mill., 1997, 18(9): 1 713-1 724.
- [5] Minami K, Carmel Y, Granastein V L, et al. Linear theory of electromagnetic wave generation in a plasma-loaded corrugated-wall resonator[J]. IEEE Trans. PS, 1990, 18(3):537-545.

编 辑 孙晓丹