国防科技大学学报
JOURNAL OF NATIONAL UNIVERSITY OF DEFENSE TECHNOLOGY
第13卷第4期 1991年12月 Vol. 13 No. 4

矩形波导结构潘尼管工作特性的分析

龚建民 刘盛纲 何一平

（电子科技大学） （国防科技大学）

摘 要 本文导出了一般 TE_{no}模矩形波导结构潘尼管的色散方程，对潘尼管作了更明确的解释，并详细计算了 TE_{20}模潘尼管的色散方程，得到其基波和第三次谐波同步谐振的色散曲线。该曲线表明，潘尼管在基波谐振上有1.5%的增长率，而在第三次谐波上有0.8%的平均增长率。此外，用非线性理论分析基波和第三次谐波同步谐振时的工作情况，给出了电子饱和时的电子分布图。在常直流磁场下优化结果表明，潘尼管在其次谐振时有51%的高效率和 $QP_W=9949.9MW$ 的输出功率，而在第三次谐振时有11%的效率和 $QP_W=1741.8MW$ 的输出功率。

关键词 回旋管，潘尼管，增长率，效率
分类号 TN129

最早潘尼管的结构是对称双脊波导结构。在毫米波段上的高效率和高功率[2,5]引起人们的注意[3,4]。但是文献[6][7][8]对于对称脊波导 TE_{10}场的分析表明能够使潘尼管成立的高频场结构在波导中的分布区域是非常有限的。由于潘尼管的工作机理是电子分类机理，电子在互作用过程中很大地偏离初始分布，这使得在对称双脊波导中实现潘尼管有很大的困难，因此需要考虑其它结构的潘尼管。文献［4］用非线性理论研究了圆柱波导潘尼管的工作情况。这里研究矩形波导 TE_{no}模潘尼管，用线性理论分析了潘尼管的工作机理和增长率，给出了明确的物理解释。同时用非线性分析给出了电子束的发展状态、效率和输出功率。所有非线性分析都针对 TE_{20}模。在通常的 $a=2b$ 矩形波导中，它具有第二最低阶截止频率的优点。

1 线性分析

矩形波导结构潘导管如图1所示，有一个轴对称的大回旋半径电子束在均匀的纵向直流磁场中作螺旋运动。高频场是 TE_{no}模式。在直角坐标中 TE_{no}场的表达式为

$$\begin{cases} B_Z = k_{cn}^2\mu_0\psi; \quad \vec{B} = jk_{11}\mu_0\nabla_t\psi, \\ \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{e}_z\times\nabla_t\psi \end{cases} \tag{1}$$

* 1989年8月5日收稿

式中 $\vec{E}$，$\vec{B}$ 是横向的电场和磁场矢量。其中

$$\psi = \cos k_{cn}\left(x + \frac{a}{2}\right) e^{j(k_{11}z - \omega t)} \tag{2}$$

$k_{cn} = n\pi/a$ 是宽边为 a 的矩形波导 TE_{no} 模的截止波数，k_{11} 是波的传播常数，ω 是波的工作频率。由于未扰的电子轨道是圆形轨道，为此把(2)式转化为圆柱坐标系下的表达式，并根据文[1]，可得

$$\begin{cases} E_r = -\omega\mu_0 \sum\limits_{-\infty}^{\infty} \dfrac{k}{r} c_k J_k(k_{cn}\gamma)\,;\ E_\theta = -j\omega\mu_0 k_{cn} \sum\limits_{-\infty}^{\infty} c_k J_k'(k_{cn}\gamma) \\ B_\gamma = j\mu_0 k_{11} k_{cn} \sum\limits_{-\infty}^{\infty} c_k J_k'(k_{cn}\gamma)\,;\ B_\theta = -\mu_0 k_{11} \sum\limits_{-\infty}^{\infty} \dfrac{k}{\gamma} c_k J_k(k_{cn}\gamma) \\ B_z = \mu_0 k_{cn}^2 \sum\limits_{-\infty}^{\infty} c_k J_k(k_{cn}\gamma) \end{cases} \tag{3}$$

在(3)式中，已省略因子 $\exp[j(k\theta + k_{11}Z - \omega t)]$. J_k 是 k 阶第一类标准贝塞尔函数，J_k' 是其导数。展开系数 c_k 是

$$c_k = \begin{cases} A \cdot g\left[\dfrac{k}{2}\right] - B \cdot g\left[\dfrac{k-1}{2}\right] & k > 0 \\ A & k = 0 \\ (-1)^k \cdot \left\{A \cdot g\left[\dfrac{|k|}{2}\right] - B \cdot g\left[\dfrac{|k+1|}{2}\right]\right\} & k > 0 \end{cases} \tag{4}$$

式中 $A = \cos(k_{cn}a/2)$，$B = \sin(k_{cn}a/2)$. $g[n]$ 定义如下：

$$g[n] = \begin{cases} 0, & n \neq \text{integer} \\ (-1)^n, & n = \text{integer} \end{cases} \tag{5}$$

用扰动法[3]解电子的相对论运动方程，得到一阶扰动下的电子运动为

$$r = r_0 + r_1, \theta = \omega_c t + \theta_1, z = v_{11} t + z_1$$

其中 r_0 是初始回旋半径，$\omega_c = eB_0/\gamma m$ 是电子回旋频率，γ 是相对论因子，v_{11} 是电子的稳态纵向速度。r_1，θ_1 和 z_1 是高频场引起的扰动量，它们分别为

$$\begin{cases} r_1 = \sum\limits_{-\infty}^{\infty} \dfrac{n}{\omega_n^2 - \omega_c^2}\left[E_r' + j\dfrac{\omega_c}{\omega_n} E_\theta'\right] e^{-j\omega_n t} \\ r_0\theta_1 = \sum\limits_{-\infty}^{\infty} \left[\dfrac{n}{\omega_n^2 - \omega_c^2}\left(-j\dfrac{\omega_c}{\omega_n} E_r' + E_\theta'\right) - \dfrac{n}{\omega_n^2}\overline{E}\right] e^{-j\omega_n t} \\ z_1 = \sum\limits_{-\infty}^{\infty} \dfrac{n}{\omega_n^2}\left(E_z' - \dfrac{V_{11}}{V_\perp}\overline{E}\right) e^{-j\omega_n t} \end{cases} \tag{6}$$

式中 $n = e/m$，$V_\perp$ 是初始横向速度，$\vec{E}' = \vec{E} + \vec{V}_0 \times \vec{B}$，$\overline{E} = \dfrac{V_\perp}{C^2}(V_\perp E_\theta + V_{11} E_z)$ 和 $\omega_n = \omega - k_{11} v_{11} - n\omega_c$. 由于潘尼管主要靠径向扰动电流和场的能量交换。其电子径向扰动很大，因而不能忽略。为了把径向扰动包括进去，采用如下的电流密度

$$\vec{J} = \sigma\vec{v}\delta(r - r_0 - r_1) = \vec{J}_0 + \vec{J}_1 \tag{7}$$

其中一阶扰动量 $\vec{J}_1$ 为

$$\vec{J}_1 = (\sigma_0 \vec{v}_1 + \sigma_1 \vec{r}_0)\delta(r - r_0) - \sigma_0 \vec{v}_0 \delta'(r - r_0) \tag{8}$$

直接求解一阶扰动下二维模型的电荷连续性方程，并注意到关系式（8），可解得一阶扰动电荷密度 σ_1，有

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_0} = -j\left(k_{11}z_1 + n\theta_1 + \frac{r_1}{r_0}\right) \tag{9}$$

这里 σ_0 是初始电荷密度。

将(3)、(6)、(8)和(9)式代入 Maxwell 方程组，可得 TE_{n0}模的色散方程

$$\begin{aligned}\frac{\omega^2}{c^2} - k_{11}^2 - k_c^2 &= -\frac{j\omega\mu_0}{\int \vec{E}\cdot\vec{E}^*ds}\int \vec{J}_1\cdot\vec{E}^*ds \\ &= H\left\{\sum_l\left(\frac{\omega v_{1l} - k_{11}^2 v_\perp r_0}{\omega_l^2} - \frac{\omega v_{2l}}{\omega_l}\right)c_l^2\right. \\ &\left.+ \sum_l \frac{c_l^2}{\omega_l^2-\omega_c^2}\left[(k_{11}v_{11}-\omega)\left(\frac{v_{4l}}{\omega_l} + v_{5l}\omega_l + v_{3l}\right) + \frac{v_{7l}}{\omega_l} + v_{8l}\omega_l + v_{6l}\right]\right\}\end{aligned} \tag{10}$$

式中

$$v_{1l} = \left(\frac{k_{11}v_{11}v_\perp r_0 + lv_\perp^2}{c^2}\right)J_l'^2(k_{cn}r_0);\quad v_{2l} = \frac{v_\perp^2}{\omega_c^2c^2}J_l'^2(k_{cn}r_o)$$

$$v_{3l} = 2lJ_l'^2(k_{cn}r_0) - \frac{3l}{k_{cn}r_0} - J_l(k_{cn}r_0)J_e'(k_{cn}r_0) + \left(\frac{l^3}{k_{cn}^2r_0^2} - l\right)J_l^2(k_{cn}r_0)$$

$$v_{4l} = \frac{3l^2-2k_c^2r_0^2}{k_cr_0}\omega_cJ_l(k_{cn}r_0)J_l'(k_{cn}r_0) - \omega_cJ_l'^2(k_{cn}r_0);\quad v_{5l} = -\frac{k_c^2r_0^2J_l'^2(k_{cn}r_0) + l^2J_l^2(k_{cn}r_0)}{k_{cn}^2r_0^2\omega_c}$$

$$v_{6l} = k_{cn}v_\perp\left[k_{cn}r_0J_l'^2(k_{cn}r_0) - J_l(k_{cn}r_0)J_l'(k_{cn}r_0) - \frac{k_{cn}^2r_0^2-l^2}{k_{cn}r_0}J_l^2(k_{cn}r_0)\right]$$

$$v_{7l} = l\omega_ck_{cn}v_\perp J_l(k_{cn}r_0)J_l'(k_{cn}r_0);\quad v_{8l} = -lJ_l^2(k_{cn}r_0)$$

参数 $H = 4\pi\mu_0\sigma_0v_\perp\eta/[ab(A^2+B^2)]$是和初始电子束状态有关的量。假设谐振发生在 s 次谐波上，则有

$$\omega - k_{11}v_{11} - s\omega_c = \Delta\omega \approx 0 \ll \omega \tag{11}$$

而对非谐振项，有

$$\omega - k_{11}v_{11} - l\omega_c \approx (s-l)\omega_c \tag{12}$$

于是当该系统工作在第 s 次谐波上时，色散方程(10)变为

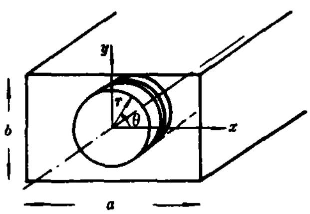


图 1　矩形波导结构潘尼管的波导和大回旋半径电子束的示意图

a. 波导的宽边长；b. 窄边长

$$\begin{aligned}\frac{\omega^2}{c^2} - k_{11}^2 - k_c^2 &= \frac{\omega v_{1s} - k_{11}^2v_\perp r_0}{\omega_s^2}c_s^2H - \frac{\omega v_{2s}}{\omega_s}c_s^1H \\ &+ \sum_{l=\begin{cases}s-1\\s\\s+1\end{cases}}\frac{c_l^2H}{\omega_l^2-\omega_c^2}\left[(k_{11}v_{11}-\omega)\left(\frac{v_{4l}}{\omega_l} + v_{5l}\omega_l + v_{3l}\right)\right. \\ &\left.+ \frac{v_{7l}}{\omega_l} + v_{8l}\omega_l + v_{6l}\right] + w_{ls}\end{aligned} \tag{13}$$

ω_{ls}是常数余项。由于在方程(14)式第二项中有分母 $1/(\omega_s^2-\omega_c^2)$，从而导致前后相邻的($s-1$)和($s+1$)两项也成为第 s 次谐波谐振项。这种谐振项是以前回旋管色散方程所没有的。现对特定的模式讨论如下。

（Ⅰ）TE_{20}**模**

在此模下，$A=-1$，$B=0$. 根据(4)式，易知当 $s=2n$ 为偶数时，$C_{2n}\neq 0$，$C_{2n\pm1}=0$. 这时谐振关系(12)变为

$$\omega_{2n}=\omega-k_{11}v_{11}-n\omega_c\approx 0, \tag{14}$$

其色散方程(13)变为

$$\frac{\omega^2}{c^2}-k_{11}^2-k_c^2=\left[\frac{\omega v_{1,2n}-k_{11}^2v_\perp r_0}{\omega_{2n}^2}-\frac{\omega v_{2,2n}+\dfrac{(k_{11}v_{11}-\omega)v_{4,2n}+v_{7,2n}}{\omega_c^2}}{\omega_{2n}}\right]Hc_{2n}^2+v_{l,2n} \tag{15}$$

可以看到，这个四次代数方程与以前研究的回旋管的四次代数方程[1]一致。方程(13)中$(s-1)$和$(s+1)$谐振项由于耦合系数 $c_{2n\pm1}^2H=0$ 而自动消失。这给出一种暗示，即此时仅有回旋不稳定性。在这种情况下，只有当 s 为偶数时，回旋管的工作机理才作用。这种情况和文献[9]中的回旋管的工作条件有类似性。

当 $s=2n+1$ 为奇数时，$C_{2n+1}=0$，$C_{2n+1\pm1}\neq 0$，(11)式变为

$$\omega-k_{11}v_{11}-(2n+1)\omega_c=0 \tag{16}$$

(13)式变为

$$\begin{aligned}\frac{\omega^2}{c^2}-k_{11}^2-k_c^2=&\frac{H}{\omega_{2n+1}}\Bigg\{(k_{11}v_{11}-\omega)\Bigg[\left(\frac{v_{4,2n}}{2\omega_c^2}-\frac{v_{3,2n}}{2\omega_c}+\frac{v_{5,2n}}{2}\right)c_{2n}^2\\&+\left(\frac{v_{4,2n+2}}{2\omega_c^2}+\frac{v_{3,2n+2}}{2\omega_c}+\frac{v_{5,2n+2}}{2}\right)c_{2n+2}^2\Bigg]+\left(\frac{v_{7,2n}}{2\omega_c^2}+\frac{v_{6,2n}}{2\omega_c}+\frac{v_{8,2n}}{2}\right)c_{2n}^2\\&+\left(\frac{v_{7,2n+2}}{2\omega_c^2}-\frac{v_{6,2n+2}}{2\omega_c}+\frac{v_{8,2n+2}}{2}\right)c_{2n+2}^2\Bigg\}+W_b\end{aligned} \tag{17}$$

我们注意到，与$(2n+1)$次谐波上的不稳定性相关的束波耦合系数来自于 $2n$ 和 $2n+2$ 次谐波的耦合系数。这种不寻常的现象说明存在一种新的不稳定性。根据在奇次谐波上辐射场的横向电场变化结构与电子束的互作用原理，可以知道这是与潘尼管有关的不稳定性。潘尼管工作在第 s 次谐波上的耦合系数来源于相邻两个非相互作用项的系数，而其本谐振项的耦合系数为零的这一特点，将有助于我们从色散方程上判断相互作用的类型。由于潘尼管的色散方程中只有 ω_s 一阶小量，而回旋管的色散方程有 ω_s 的二阶小量，因而在同等情况下回旋管的束波耦合比潘尼管要强得多。这可以用来解释圆柱回旋管中潘尼管不容易起振的原因。由于 TE_{40}在轴心处与 TE_{20}有类似的场结构，因此以上的结论可以类推到 TE_{40}模束波互作用的情况。

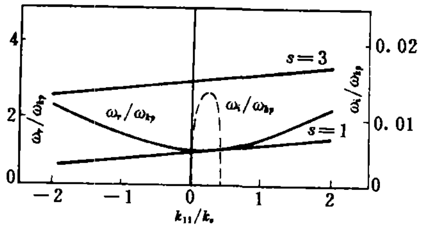
（Ⅱ）TE_{10}**模**

在此模下，$A=0$，$B=1$. 根据(4)式可知，当 $s=2n+1$ 为奇数时，$C_{2n+1}\neq 0$，$C_{2n+1\pm1}=0$. 根据情况(Ⅰ)的讨论，不难知道这时仅有回旋不稳定性存在。

当 $s=2n$ 为偶数时，把 $C_{2n}=0$，$C_{2n\pm1}\neq 0$ 代入(14)式，类似于(Ⅰ)的讨论，可知这时是潘尼管的色散方程。由于 TE_{30}模式在轴心处（$x=y=0$）的场结构与 TE_{10}模类似，因此这些结论可直接推广到 TE_{30}模。

从以上讨论可知潘尼和回旋不稳定性在同一频率上不能同时存在。用数值法解式(18)可得其色散曲线。图 2 和图 3 给出了潘尼管工作在基波和第三次谐波上的色散关系

和增长率。从图中可知，在基波上其增长率可达到 1.5%，在三次谐波上其平均增长率为 0.8%.



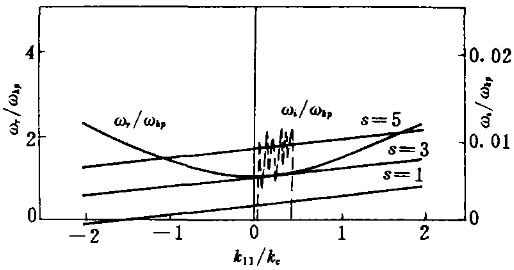


图 2 矩形波导 TE_{20}模基波工作的潘尼管色散曲线 $V_0=100kV$，$I_0=20A$，$V_{\perp 0}/V_{\parallel 0}=2.5$（$\omega_{kp}$是截止频率）

图 3 矩形波导 TE_{20}模第三次谐波工作的潘尼管色散曲线 $V_0=80kV$，$I_0=40A$，$V_{\perp 0}/V_{\parallel 0}=2$（$\omega_{kp}$是截止频率）

2 非线性分析

在非线性分析中，采用两端闭合的波导谐振腔，工作模式是 TE_{201}谐振模式，有

$$\begin{cases} E_y = E_0\sin(K_{c2}x)\sin\left(\dfrac{\pi}{L}\right)\cos\omega t \\ B_x = E_0\dfrac{\pi}{\omega L}\sin(K_{c2}x)\cos\left(\dfrac{\pi}{L}z\right)\sin\omega t \\ B_z = -E_0\dfrac{K_{c2}}{\omega}\cos(K_{c2}x)\sin\left(\dfrac{\pi}{L}z\right)\sin\omega t \end{cases} \tag{19}$$

L 是相互作用的长度。沿着电子回旋圆周均匀分布的单一能量电子束从 $z=0$ 处回旋注入。虽然利用缓变直流磁场可以极大地提高潘尼管的效率[4]，但为了减少工作量又能得到实质性的结果，这里仍然选用常直流磁场。用数值法求解电子在(19)式中所给场中的相对论运动方程，由此得到电子束与波相互作用的发展状态，电子束与波的能量交换效率和波的输出功率。下面给出两种情况下的数值模拟结果（各物理量上方“—”表示归一化量）。

（Ⅰ）**基波（$\omega=\omega_c$）时的情况**

对在基波工作下的潘尼管的模拟计算结果如图 4、5 所示。

图 4 给出了潘尼管效率饱和时电子分布图。从中可以看到，电子远离初始分布状态，沿 y 轴有两个电子聚集中心，形成两个密度分布中心。在 y 轴上方聚集的电子来自初始电子分布圆周一半上的电子；在 y 轴下方聚集的电子来自初始电子分布圆周的另一半电子。没有沿角向的电子群聚现象。在饱和时，每个电子都失去能量，而且电子编号从 16 到 7 的电子失能情况与编号从 8 到 15 的电子失能情况是对称的，这点也表现在图 4 中电子的对称分布上。由于在图中给电子编号困难，故未在图中标出。这一图象与工作在基波上的回旋不稳定性群聚图象明显不同。图 5 给出了电子束能量转换效率沿 z 向的发展情况。通过优化磁场强度 B_0 和电场幅值 E_0，得到最佳效率（当电子束电压 $V_0=100kV$，$\alpha=2.5$ 和相互作用长度 $\bar{L}=7$ 时）为 51% 和对应的输出功率 $QP_W=9949.94MW$. 从图 5 还可看

到，电子束电压为 100kV 时潘尼管的效率高于电子束电压为 40kV 时的效率。这是因为在轴心处 TE_{20}模电场为零，并随 x 的增大电场增强。当电子束电压变大时，回旋半径变大，从而更靠近强场处，高输出功率。

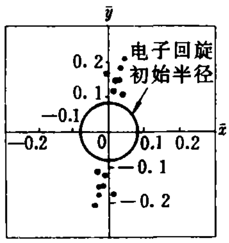


图 4 矩形波导 TE_{201}基波工作潘尼管效率饱和时的电子分布，$V_0=100\text{kV}$，$V_{\perp 0}/V_{110}=2.5$，$\bar{E}_0=2.3$，$\bar{B}_0=7.201$，$\bar{L}=7$，$\bar{\omega}=6.3$

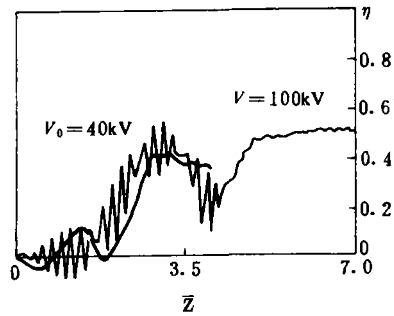


图 5 矩形波导 TW_{201}模基波工作潘尼管效率随 Z 的变化 细线：$V_0=100\text{kV}$，$\bar{L}=7$，$V_{\perp 0}/V_{110}=2.5$，$\bar{E}_0=2.3$，$\bar{B}_0=7.201$ 粗线：$V_0=40\text{kV}$，$\bar{L}=4$，$V_{\perp 0}/V_{110}=2$，$\bar{E}_0=1.5$，$\bar{B}_0=6.625$

（Ⅱ）第三次谐波（$\omega\approx 3\omega_c$）时的情形

为了保证计算的准确性，我们跟踪 70 个电子。图 6 是第三次谐波工作潘尼管效率饱和时电子分布图。从图 6 中可以看到，电子束有六个分布中心，且不存在角向分布。而回旋管工作在第三次谐波时仅有三个群聚中心，且沿角向分布。当束电压为 80kV，归一化互作用长度为 2，初始电子速度横纵比 $V_{\perp 0}/V_{110}=2$ 时，对 $\bar{E}_0$ 和 B_0 所做的优化计算表明，在 $\bar{E}_0=1.8$，$\bar{B}_0=2.397$ 时效率最高，为 11%，对应的输出功率为 $QP_W=1741.8\text{MW}$. 在束电压为 60kV，归一化相互作用长度为 2，初始电子速度横纵比 $V_{\perp 0}/V_{110}=1.6$ 时，对 E_0 和 B_0 所做的优化计算表明，在 $\bar{E}_0=2$，$\bar{B}_0=2.243$ 时效率最高，为 9%. 在第三次谐波工作时，同样说明潘尼管束电压高时效率也高。由于在第三次谐波上潘尼管所需用的直流磁场仅为基波工作时的三分之一，因此第三次谐波工作潘尼管所需磁场大为降低。

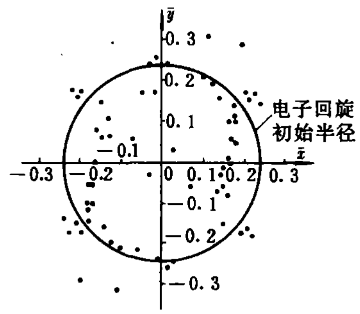


图 6 矩形波导 TE_{201}模第三次谐波工作潘尼管效率饱和时电子分布 $V_0=80\text{kV}$，$V_{\perp 0}/V_{110}=2$，$\bar{E}_0=1.8$，$\bar{B}_0=2.397$，$\bar{L}=2$，$\bar{\omega}=6.47$.

3 结束语

本文已导出矩形波导 TE_{n0}模潘尼管的色散方程，对色散方程的分析指出，第 s 次谐波潘尼管相互作用耦合系数来自邻近的$(s-1)$和$(s+1)$项的系数，自身的系数为零。而不同于回旋管在 s 次谐波上相互作用耦合系数来自本项的耦合系数。对于类似于 TE_{20}模电场结构的模式仅当谐波数是奇数时，潘尼管的不稳定性才存在。当潘尼管工作时，回旋管相互作用的耦合自然为零。反之亦然。因此潘尼管和回旋管在同一频率上不能同时存在。对 TE_{20}模潘尼管工作在基次或三次谐波同步谐振时色散方程的详细计算说明，潘尼管的

增长率可达到 1.5%，而在第三次谐波上的平均增长率约为 0.8%，小于基波工作的增长率。非线性的结果指出，基波时效率可达 51%，输出功率为 QP_W=9949.94MW，$\bar{B}_0$=7.201. 在第三次谐波时，效率为 11%，QP_W=1741.8MW，$\bar{B}_0$=2.397. 这些结果表明，发展矩形波导潘尼管是很有前途的。

参 考 文 献

[1] Liu Shenggang. Scientia Sinica, 1979, 12(8): 901

[2] Dohler G, et al. IEDM, 1980: 810

[3] Dohler G and Friz W. Int. J. Electronics, 1983, 55(4): 505

[4] Shoichi ono, Kunio Tsutaki and Takao KageVama. Int. J. Electronics, 1984, 56(4): 507

[5] Dohler G, et al. IEDM, 1978, 400

[6] 龚建民，刘盛纲。成都电讯工程学院学报，1988, 17(3): 215

[7] 徐建华，龚建民。电子科技大学学报

[8] 徐建华，龚建民。电子科技大学学报，1989, 18(5): 475

[9] 徐梅生，徐菌、刘盛纲. 成都电讯工程学院学报，增刊(1), 1985, 18

Working Characteristic Analysis of Peniotron Using a Rectangular Waveguide Structure

Gong Jianming Liu Shenggang

(University of Electronics Science and Technology of China)

He Yiping

(National University of Defence Technology)

Abstract

The dispersion equation of a peniotron using TE_{n0} mode in a rectangular waveguide strusture is derived in this paper. The working conditions of the peniotron are investigated and a clearer explanation of the peniotron is made. Based on this , numerical calcnlations of the dispersion equation of the peniotron using TE_{20} mode are carried out to get the dispersion curves of the peniotron working at the fundamental and the third harmonic synchronous resonance. The curves show that the peniotron has 1.5% growth rate at the fundamental and 0.8% average growth rate at the third harmonic resonance. Further more, the performance of peniotron at the fundamental and the third harmonic resonance are analysed by nonlinear theory, which gives the electron distribution at efficiency saturation. Through large amount of computation, the optimum result is derived: peniotro has 51%high efficiency and QP_W = 9949.94MW output power at the fundametal, and 11% efficiency and QP_W=1741.8MW output power at the third harmonic resonance.

Key words gyrotron, peniotron, growth rate, efficiency