

文章编号: 1001-4322(2000)04-0491-06

三腔渡越管振荡器高频结构的解析研究*

范植开, 刘庆想, 刘锡三, 何 琥, 邓仕钰

(中国工程物理研究院应用电子学研究所, 四川省绵阳市 919 信箱 1015 分箱, 621900)

摘 要: 从圆柱坐标系下 Borgnis 位函数的齐次标量 Helmholtz 方程出发, 引入慢波驻波概念及其场表达式, 利用 Borgnis 位函数的边界条件及相邻子区公共界面上的场匹配条件, 导出了三腔渡越管振荡器内角向均匀 TM 模的色散关系及场分布的解析表达式。运用该解析法求得三腔渡越管振荡器的谐振频率与实验中测得的微波频率一致, 求得的场分布与数值法得到的场分布十分吻合。

关键词: 渡越管振荡器; 横磁模; 色散关系; 场分布; 解析法

中图分类号: TN751.2+3 **文献标识码:** A

三腔渡越管(振荡器)是一种利用电子束在三腔谐振腔中的渡越时间效应直接产生高功率微波的新器件。这种器件与 90 年代初美国圣地亚国家实验室 Barry M. Marder 研究的分离腔振荡器(SCO)^[1]有很大的不同。SCO 是利用分离腔的渡越时间效应将电子束调制, 然后漂移一段距离, 最后用与速调管相同的提取方式进行微波提取, 而三腔渡越管是直接从三腔谐振腔中提取微波的。此外, 三腔渡越管由于取消了 SCO 中所用的中心加载的导电栅网, 改用边加载的金属圆环(见图 1), 所以能够工作在长脉冲状态, 产生长脉冲微波。在 98 年的实验中, 我们选用 500kV、3kA、脉宽为 1 μ s 的环形电子束利用三腔渡越管在 1.3GHz 频率上产生了输出微波功率大于 200MW、脉宽为 300ns 的长脉冲高功率微波。

三腔渡越管的高频特性无法套用 Raymond W. Lemke 在解析求解 SCO 高频结构特性时所采用的等效单周期慢波结构的方法^[2]进行解析研究。而文献中求解短路盘荷波导谐振腔高频特性所常用的解析法(等效电路法^[3]和行波合成法^[4,5])只是求出轴线上的轴向电场 E_z , 并未求出谐振腔全域内的 E_z 、 E_ρ 及 H_ϕ 场, 这在渡越管的研究中是远远不够的。渡越管所用的是强流相对论电子束, 束截面是较大的环形区域, 且离轴线较远, 故应设法求出腔内全域的场(E_z 、 E_ρ 及 H_ϕ)。

为此, 本文提出一种新解析法, 即在引入慢波驻波后, 用场论的分析方法直接求解三腔短路盘荷波导谐振腔的色散关系及场分布。这种解析法由于在各子区域的公共界面上采用严格场匹配, 所以推导出的色散方程很精确的, 只要计算项取得足够多, 求出的谐振频率和场分布也可以达到很高的精度。

1 三腔渡越管角向对称 TM 模的场分量表达式

1.1 三腔渡越管的高频结构及求解区域的划分

图 1 为三腔渡越管的高频结构, 它是一个三腔短路盘荷波导谐振腔。图中圆波导内半径为 a , 中心圆孔半径为 b , 盘的厚度为 t , 两盘之间的间隙距离为 g , 空间周期为 p , $p = g + t$, 三腔短路盘荷波导谐振腔的长度为 L , $L = 3p$ 。将谐振腔分成四个求解区域, 求解区域的划分示于图 1。

1.2 角向均匀 TM 模在各区的场分量表达式

(1) I 区: 慢波驻波区, $0 \leq \rho \leq b, 0 \leq z \leq L$

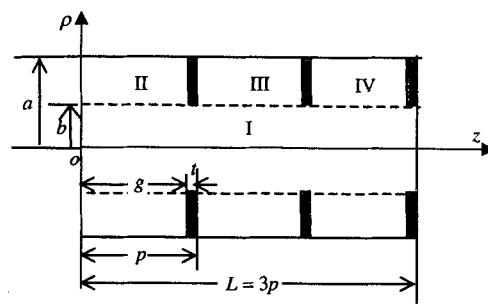


Fig. 1 The high frequency structure of the three-cavity transit-time tube oscillator

图 1 三腔渡越管高频结构示意图

* 国家 863 激光技术领域资助课题(863-410-7-2-1)

1999 年 7 月 5 日收到原稿, 2000 年 7 月 13 日收到修改稿。

范植开, 男, 1965 年 2 月出生, 讲师, 博士, 主要从事高功率微波器件及束波相互作用机理的理论研究

若周期系统两端不短路,则 I 区为慢波区。由周期系统的弗洛奎定理(Floquet's theorem)^[6]知,该

区角向均匀 TM 模的 U 函数应具有以下形式
$$U = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n f_n(\rho) e^{-j\beta_n z} \quad (1)$$

式中, $f_n(\rho) = \begin{cases} J_0(T_n \rho), & |\beta_n| \leq k \\ I_0(\tau_n \rho), & |\beta_n| > k \end{cases}$, k 为相移常数,若将周期慢波系统两端短路,则 I 区的慢波将形

成驻波,故 I 区的 U 函数为
$$U_1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n f_n(\rho) [C \cos(\beta_n z) + D \sin(\beta_n z)] \quad (2)$$

这里的驻波是由无穷多个空间谐波的驻波叠加而成的。在纵向短路面上, $(\partial U / \partial z)|_{z=0,L} = 0$, 得

$$\beta_n = m_n \pi, \quad m_n = 0, 1, 2, \dots, \infty \quad (3)$$

对于基波来说, $n=0$, 因此 $\beta_0 L = m_0 \pi$, 即 $\beta_0 p = m_0 \pi / 3$, $m_0 = 0, 1, 2, 3$ 。

$\beta_0 p$ 表示基波通过一个空间周期的相移 φ_0 , 亦即工作模式 φ_0 。

综上所述, I 区的 U 函数为
$$U_1(\rho, \phi, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n f_n(\rho) \cos(\beta_n z) \quad (4)$$

式中, $\beta_n^2 + T_n^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, $\beta_n^2 - \tau_n^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n / p$, $\beta_0 = m_0 \pi / L = m_0 \pi (3p)$, $m_0 = 0, 1, 2, 3$ 。

利用圆柱坐标系下场分量与 Borgnis 位函数的关系式^[7]可求出 I 区的场分量

$$\begin{cases} E_\rho^1 = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n A_n f_n(\rho) \sin(\beta_n z) & E_z^1 = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n^2 A_n f_n(\rho) \cos(\beta_n z) \\ H_\phi^1 = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} j\omega \epsilon A_n f_n'(\rho) \cos(\beta_n z) & E_\phi^1 = 0, \quad H_\rho^1 = 0, \quad H_z^1 = 0 \end{cases} \quad (5)$$

式中, $f_n(\rho) = \frac{df_n(\rho)}{d\rho} = \begin{cases} -T_n J_1(T_n \rho), & |\beta_n| \leq k \\ \tau_n I_1(\tau_n \rho), & |\beta_n| > k \end{cases}$ 。

(2) II 区: 径向线区, $b \leq \rho \leq a, 0 \leq z \leq g$

III 区及 IV 区和 II 区一样也是径向线区。这三个区域场的性质完全相同, 都是驻波场, 只是由于它们在慢波系统中所处的位置不同而具有不同的相位。分析知, 第 j 个径向线内角向均匀 TM 模形成驻波场的 U 函数可表示为

$$U(\rho, \phi, z) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m F_{bm}(\rho) \cos\{\beta_{bm}[z - (j-1)p]\} \cos[(j - \frac{1}{2})\beta_0 p] \quad (6)$$

式中, $F_{bm}(\rho) = g_{bm}(a)f_{bm}(\rho) - f_{bm}(a)g_{bm}(\rho)$ 。为了区别, 这里给径向线区某些物理量加了一个下标 b 。

$$f_{bm}(\rho) = \begin{cases} J_0(T_{bm}\rho), & \beta_{bm} \leq k \\ I_0(\tau_{bm}\rho), & \beta_{bm} > k \end{cases}, \quad g_{bm}(\rho) = \begin{cases} N_0(T_{bm}\rho), & \beta_{bm} \leq k \\ K_0(\tau_{bm}\rho), & \beta_{bm} > k \end{cases} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_{bm}^2 + T_{bm}^2 &= k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \\ \beta_{bm}^2 - \tau_{bm}^2 &= k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \\ \beta_{bm} &= m\pi/g, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \infty \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

故 II 区的 U 函数为
$$U_1 = \sum_{m=0}^{\infty} B_m F_{bm}(\rho) \cos(\beta_{bm} z) \cos(\beta_0 p / 2) \quad (9)$$

II 区的场分量为
$$\begin{cases} E_z^1 = \sum_{m=0}^{\infty} T_{bm}^2 B_m F_{bm}(\rho) \cos\beta_{bm} z \cos(\beta_0 p / 2) \\ E_\rho^1 = - \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{bm} B_m F_{bm}'(\rho) \sin\beta_{bm} z \cos(\beta_0 p / 2) \\ H_\phi^1 = - \sum_{m=0}^{\infty} j\omega \epsilon B_m F_{bm}'(\rho) \cos\beta_{bm} z \cos(\beta_0 p / 2) \end{cases} \quad (10)$$

式中,

$$\left. \begin{aligned} F'_{bm}(\rho) &= g_{bm}(a)f'_{bm}(\rho) - f_{bm}(a)g'_{bm}(\rho) \\ f_{bm}(\rho) &= \begin{cases} -T_{bm}J_1(T_{bm}\rho), & \beta_{bm} \leq k \\ \tau_{bm}I_1(\tau_{bm}\rho), & \beta_{bm} > k \end{cases} \\ g'_{bm}(\rho) &= \begin{cases} -T_{bm}N_1(T_{bm}\rho), & \beta_{bm} \leq k \\ -\tau_{bm}K_1(\tau_{bm}\rho), & \beta_{bm} > k \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(3) III 区: 径向线区, $b \leq \rho \leq a, p \leq z \leq p+g$

$$U_{\text{I}} = \sum_{m=0}^{\infty} C_m F_{bm}(\rho) \cos[\beta_{bm}(z-p)] \cos(3\beta_0 p/2) \quad (12)$$

III 区的场分量为

$$\left\{ \begin{aligned} E_z^{\text{I}} &= \sum_{m=0}^{\infty} T_{bm}^2 C_m F_{bm}(\rho) \cos[\beta_{bm}(z-p)] \cos(3\beta_0 p/2) \\ E_p^{\text{I}} &= - \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{bm} C_m F'_{bm}(\rho) \sin[\beta_{bm}(z-p)] \cos(3\beta_0 p/2) \\ H_{\phi}^{\text{I}} &= - \sum_{m=0}^{\infty} j\omega \epsilon C_m F'_{bm}(\rho) \cos[\beta_{bm}(z-p)] \cos(3\beta_0 p/2) \end{aligned} \right. \quad (13)$$

(4) IV 区: 径向线区, $b \leq \rho \leq a, 2p \leq z \leq 2p+g$

$$U_{\text{N}} = \sum_{m=0}^{\infty} D_m F_{bm}(\rho) \cos[\beta_{bm}(z-2p)] \cos(5\beta_0 p/2) \quad (14)$$

IV 区的场分量为

$$\left\{ \begin{aligned} E_z^{\text{N}} &= \sum_{m=0}^{\infty} T_{bm}^2 D_m F_{bm}(\rho) \cos[\beta_{bm}(z-2p)] \cos(5\beta_0 p/2) \\ E_p^{\text{N}} &= - \sum_{m=0}^{\infty} \beta_{bm} D_m F'_{bm}(\rho) \sin[\beta_{bm}(z-2p)] \cos(5\beta_0 p/2) \\ H_{\phi}^{\text{N}} &= - \sum_{m=0}^{\infty} j\omega \epsilon D_m F'_{bm}(\rho) \cos[\beta_{bm}(z-2p)] \cos(5\beta_0 p/2) \end{aligned} \right. \quad (15)$$

由 I、III、IV 区场分量表达式不难发现: 当 $\beta_0 p = \pi$ 时, I、III、IV 区的场均为零。由此可知这种两端短路的盘荷波导谐振腔不存在 π 模。这一结论与文献[5]一致。

2 利用场匹配条件导出待定系数 A_n 、 B_m 、 C_m 及 D_m 的关系式。

2.1 让切向电场 E_z 在 $\rho=b$ 面上处处匹配

$\rho=b$ 柱面是 I 区与 II、III、IV 区的公共界面, 界面两侧的切向电场 E_z 相等, 经过运算可得

$$EA_n = \frac{2}{L} \left[\cos\left(\frac{1}{2}\beta_0 p\right) \sum_{m=0}^{\infty} EB_m IB_{mn} + \cos\left(\frac{3}{2}\beta_0 p\right) \sum_{m=0}^{\infty} EC_m IC_{mn} + \cos\left(\frac{5}{2}\beta_0 p\right) \sum_{m=0}^{\infty} ED_m ID_{mn} \right] \quad (16)$$

$n = -\infty, \dots, 0, \dots, \infty$

式中,

$$\left\{ \begin{aligned} EA_n &= T_n^2 A_n f_n(b) \\ EB_m &= T_{bm}^2 B_m F_{bm}(b) \\ EC_m &= T_{cm}^2 C_m F_{cm}(b) \\ ED_m &= T_{dm}^2 D_m F_{dm}(b) \end{aligned} \right\}, \left\{ \begin{aligned} IB_{mn} &= \int_0^g \cos(\beta_{bm} z) \cos(\beta_n z) dz \\ IC_{mn} &= \int_p^{p+g} \cos[\beta_{bm}(z-p)] \cos(\beta_n z) dz \\ ID_{mn} &= \int_{2p}^{2p+g} \cos[\beta_{bm}(z-2p)] \cos(\beta_n z) dz \end{aligned} \right. \quad (17)$$

2.2 让切向磁场 H_{ϕ} 在 $\rho=b$ 面上处处匹配

$\rho=b$ 柱面是 I 区与 II、III、IV 区的公共界面, 界面两侧的切向磁场 H_{ϕ} 相等。

由 $H_{\phi}^{\text{I}}(b) = H_{\phi}^{\text{I}}(b), 0 \leq z \leq g$, 经过运算得

$$\begin{cases} EB_l = \frac{T_{bl}^2}{R_{bl}} \frac{2}{g \cos(\beta_0 p/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R_n}{T_n^2} IB_{ln} EA_n, & l = 1, 2, \dots, \infty \\ EB_0 = \frac{T_{b0}^2}{R_{b0}} \frac{1}{g \cos(\beta_0 p/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R_n}{T_n^2} IB_{0n} EA_n, & l = 0 \end{cases} \quad (18)$$

式中, $R_n = f'_n(b)/f_n(b)$, $R_{lm} = F'_{lm}(b)/F_{lm}(b)$ 。同理, 由 $H_{\phi}^I(b) = H_{\phi}^N(b)$, $p \leq z \leq p+g$, 得

$$\begin{cases} EC_l = \frac{T_{bl}^2}{R_{bl}} \frac{2}{g \cos(3\beta_0 p/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R_n}{T_n^2} IC_{ln} EA_n, & l = 1, 2, \dots, \infty \\ EC_0 = \frac{T_{b0}^2}{R_{b0}} \frac{1}{g \cos(3\beta_0 p/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R_n}{T_n^2} IC_{0n} EA_n, & l = 0 \end{cases} \quad (19)$$

由 $H_{\phi}^I(b) = H_{\phi}^N(b)$, $2p \leq z \leq 2p+g$, 得

$$\begin{cases} ED_l = \frac{T_{bl}^2}{R_{bl}} \frac{2}{g \cos(5\beta_0 p/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R_n}{T_n^2} ID_{ln} EA_n, & l = 1, 2, \dots, \infty \\ ED_0 = \frac{T_{b0}^2}{R_{b0}} \frac{1}{g \cos(5\beta_0 p/2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R_n}{T_n^2} ID_{0n} EA_n, & l = 0 \end{cases} \quad (20)$$

至此, 我们求出了待定系数 EA_n 、 EB_m 、 EC_m 、 ED_m 之间的全部关系式, 它们就是式(16)、(18)、(19)和(20)这四套方程组。

3 三腔渡越管角向均匀 TM 模的色散关系

将式(18~20)都代入(16), 经过代数运算, 得

$$\begin{aligned} & \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{2}{Lg} \frac{R_q}{T_q^2} \left[2 \sum_{l=0}^{\infty} \frac{T_{bl}^2}{R_{bl}} (IB_{lq} IB_{ln} + IC_{lq} IC_{ln} + ID_{lq} ID_{ln}) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{T_{b0}^2}{R_{b0}} (IB_{0q} IB_{0n} + IC_{0q} IC_{0n} + ID_{0q} ID_{0n}) \right] - \delta_{qn} \right\} EA_q = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

$$n = -\infty, \dots, -1, 0, 1, \dots, \infty$$

式中,

$$\delta_{qn} = \begin{cases} 1, & q = n \\ 0, & q \neq n \end{cases}$$

这是一个由无穷个方程(n 从 $-\infty$ 到 ∞ 取值)组成的齐次线性方程组, 方程组中每一个方程又有无穷个待求未知量 EA_q (q 从 $-\infty$ 到 ∞ 取值), 每一未知量 EA_q 前的系数又是一个无穷级数。该齐次线性方程组有非零解的条件是其系数行列式的值为零, 于是得到下列方程

$$\det[D(k, \beta_0)] = 0 \quad (22)$$

无穷阶方阵 $D(k, \beta_0)$ 第 n 行第 q 列的元素 $D_{nq}(k, \beta_0)$ 为

$$\begin{aligned} D_{nq}(k, \beta_0) = & \frac{2}{Lg} \frac{R_q}{T_q^2} \left[2 \sum_{l=0}^{\infty} \frac{T_{bl}^2}{R_{bl}} (IB_{lq} IB_{ln} + IC_{lq} IC_{ln} + ID_{lq} ID_{ln}) \right. \\ & \left. - \frac{T_{b0}^2}{R_{b0}} (IB_{0q} IB_{0n} + IC_{0q} IC_{0n} + ID_{0q} ID_{0n}) \right] - \delta_{qn} \end{aligned} \quad (23)$$

$$n = -\infty, \dots, -1, 0, 1, \dots, \infty$$

式(23)是一个代数方程, 其左边是一无穷阶行列式。实际计算时, 只能根据计算精度要求截取有限项进行数值计算。若 k 的精度为 1%, 则取 $|n|=5$, $l=10$ 即可。式(22)就是三腔渡越管角向均匀 TM 模的特征方程, 又叫色散方程。

4 三腔渡越管角向均匀 TM 模的场分布

先由色散方程(22)计算出谐振腔的固有角波数 k , 并将计算出来的 k 值代入(21)求出 EA_n , 再利用(17)式就可求出全部 A_n 的值, 将它们代入 I 区场分量的表达式中, 得出 I 区的场分布。求出了全部 EA_n 值后, 由式(19)至(20)不难求出全部的 EB_m 、 EC_m 和 ED_m 的值, 进而由式(17)求出全部的 B_m 、 C_m 和 D_m

的值,将它们分别代入 II、III、IV 区场分量的表达式中,就得到了 II、III、IV 区场分布。

5 三腔渡越管谐振频率及场分布的求解结果

实验用的三腔渡越管高频结构见图 1。其具体尺寸为 $a=9.7\text{cm}$, $b=4\text{cm}$, 圆盘厚度 $t=0.5\text{cm}$, 两盘之间的间隙距离为 $g=7\text{cm}$, 空间周期 $p=g+t=7.5\text{cm}$, 谐振腔的总长为 $L=3p=22.5\text{cm}$ 。

5.1 三腔渡越管的谐振频率

编程求解色散关系(23)式,得出三腔渡越管的谐振频率,由此可画出三腔渡越管 TM_{010} , TM_{020} 的色散曲线(见图 2)。渡越管是一振荡器,它的每一条色散曲线实际是三个分离的色散点, π 模所对应的色散点实际上不存在。

5.2 三腔渡越管的场分布

为了节省篇幅,这里只给出 TM_{010} 下各谐振模式 E_z 场分布的曲面图(见图 3),因为 E_z 场是我们最关心的。此外,为了研究电子束通道上 E_z 场的分布情况,我们还画出了电子束通道上 E_z 场的分布曲线,见图 4 中粗实线。三腔渡越管实验所用的电子束是环形电子束,其内半径 2.8cm , 外半径 3.5cm , 束厚度 0.7cm , 故该环形束的中心处 $R=3.2\text{cm}$, 用该处 E_z 的轴向分布可表示束流通道上 E_z 沿轴向的分布。图 4 中细实线表示轴线上($R=0\text{cm}$)的 E_z 沿轴向的分布,虚线表示靠近圆盘内孔壁处($R=3.9\text{cm}$) E_z 沿轴向的分布。

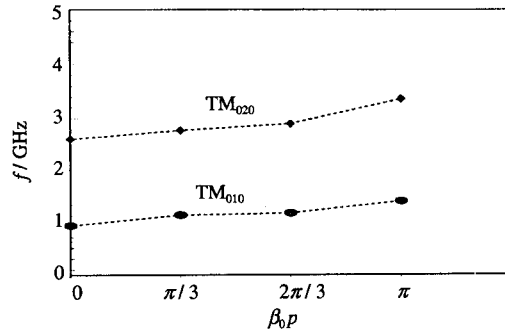


Fig. 2 Dispersion curves of the three-cavity transit-time tube oscillator
图 2 三腔渡越管的色散曲线

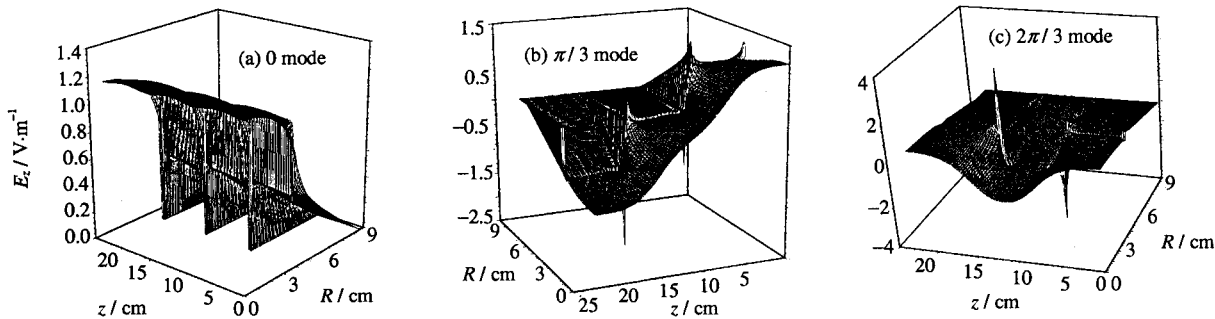


Fig. 3 The axial electric field distribution in
图 3 E_z 场分布曲面图

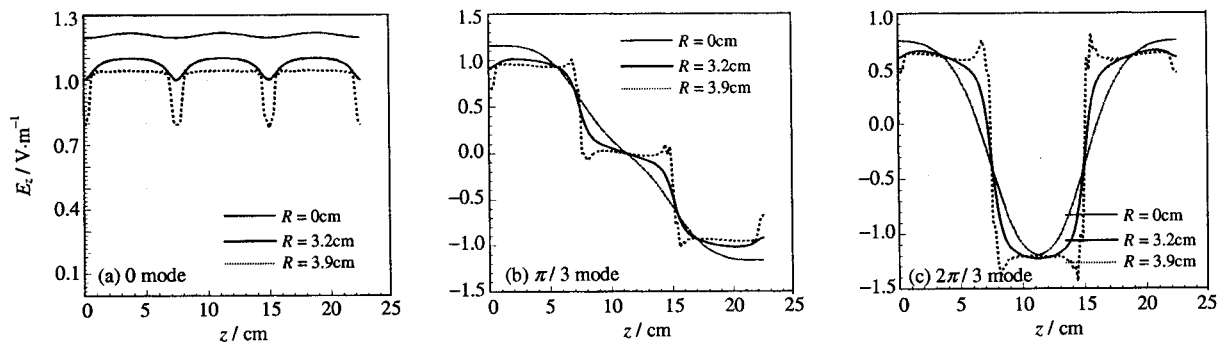


Fig. 4 Axial profiles of E_z , at $R=0, 3.2, 3.9\text{cm}$
图 4 $R=0, 3.2, 3.9\text{cm}$ 处 E_z 场的轴向分布图

5.3 不同方法所求场分布的对比

等效电路法和行波合成法都只能求三腔渡越管内轴线上($R=0\text{cm}$)的轴向电场 E_z 的分布,求得的结果见图 5。

数值法求得的场分布见文献[8],与本文解析法求得的场分布十分吻合。

本文解析法与数值法一样不仅能求轴线上 E_z 场的分布,还能求腔内全区域的 E_z 场。除 E_z 场外,还能求 E_ρ, H_ϕ 场,把图 4 与图 5 进行对比分析,不难发现,解析法与数值计算法求得的场分布和等效电路法及行波合成法求得的场分布有一定的差别。前者较为精确,后者较为粗略。简言之,前者给出的是场分布的精细结构,后者给出的是场分布的大概轮廓,但两者所揭示场分布的本质是一致的。

6 结束语

本文的研究方法完全可移植到三腔以上的多腔短路盘荷波导谐振腔的色散关系及场分布的解析研究中,还能求出短路盘荷波导谐振腔内慢波驻波中各空间谐波分量的大小,对进一步研究短路盘荷波导谐振腔束波互作用机理有重要意义。

参考文献:

- [1] Marder B M. Conference Rec.-Abstracts[C]. 1991 IEEE int. Conf. On Sci. Williamsburg, VA:1991. 136.
- [2] Lemke R W. Dispersion analysis of symmetric transverse magnetic modes in a split cavity oscillator[J]. *J Appl Phys*, 1992, **72** (9):4422~4428.
- [3] LOEW G A, NEAL R B. Standing-wave accelerators. Linear Accelerators[M]. AMSTERDAM: NORTH-HOLLAND PUBLISHING COMPANY, 1970. 65~75.
- [4] Bevensee R M. Electromagnetic slow wave systems[M]. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1964.
- [5] 陈森玉. 谐振腔链的振荡模式和场分布[J]. *高能物理与核物理*, 1982, **6**(5):546~554.
- [6] Watkins D A. Topics in electromagnetic theory[M]. New York:Wiley, 1958. 1~10.
- [7] 张克潜, 李德杰. 微波与光电子学中的电磁理论[M]. 北京:电子工业出版社, 1994. 259~418.
- [8] 何 骥. FM 型三腔高频特性的数值分析[R]. 中国国防科学技术报告. 绵阳:中物院应用电子学研究所, 1999.

ANALYTIC RESEARCH ON THE HIGH FREQUENCY STRUCTURE OF THE THREE-CAVITY TRANSIT-TIME TUBE OSCILLATOR

FAN Zhi-kai, LIU Qing-xiang, LIU Xi-san, HE Hu, DENG Shi-yu

Institute of Applied Electronics, CAEP, P.O. Box 919-1015, Mianyang Sichuan, 621900, China

ABSTRACT: Starting from homogeneous scalar Helmholtz's equations associated with Borgnis potential function in a cylindrical coordinate system, and based on the standing wave concept of slow-wave introduced in the paper, the analytic expressions of the dispersion relation and field distribution for azimuthally symmetric transverse magnetic modes in the three-cavity transit-time tube oscillator are derived, by using boundary conditions for Borgnis potential function in conjunction with field matching conditions at the common interface between the adjacent subregions. The resonance frequency of the oscillator calculated by this analytic method is compared with that measured in experiments and it is found that they are in agreement quite well. The field distribution of the oscillator developed by this analytic method is agreeable to that simulated by numerical code.

KEY WORDS: transit-time tube oscillator; transverse magnetic mode; dispersion relation; field distribution; high frequency characteristics; analytic method

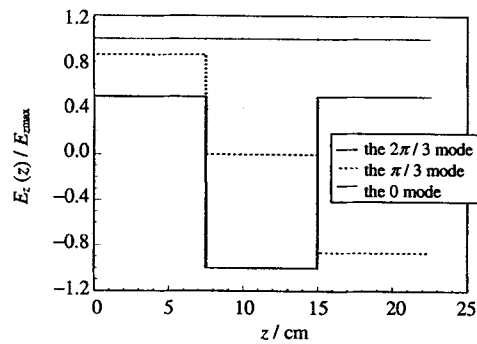


Fig. 5 Axial profiles of E_z calculated by the equivalent circuit analytic method and travelling wave composition method

图 5 等效电路法和行波合成法求得的场分布