

变周期大结构低压工作折叠波导行波管的理论与模拟研究*

胡权†

(电子科技大学微波电真空器件国家级重点实验室, 成都 610054)

(2010 年 11 月 2 日收到; 2010 年 3 月 1 日收到修改稿)

为解决工作在 3 mm 波段及以上频段的折叠波导行波管因加工精度和功率容量的局限性, 提出了非渐变型有限变周期折叠波导慢波结构. 首先给出了这种结构能够有效增大高次空间谐波耦合阻抗的理论基础, 并导出了色散和耦合阻抗表达式; 然后进行数值计算, 给出一组优化后的设计参数, 并以此确定行波管的工作点; 最后利用 MAFIA 粒子模拟软件进行大信号互作用模拟, 获得有效增益. 在结构和周期都比较大的情况下, 实现了相对工作电压比较低的行波管设计.

关键词: 折叠波导, 变周期, 高次模式, 行波管

PACS: 41.20.Jb

1 引言

随着工作频率的升高, 由于尺寸共渡效应, 行波管的结构尺寸越来越小, 由此会带来相互作用电子束电流减小, 输出功率下降, 功率容量降低和加工十分困难等不利因素. 折叠波导是一种在毫米波和亚毫米波段相对容易被加工的行波管慢波结构^[1-10]. 但是, 由于尺寸共渡的影响, 在 3 mm 以上波段, 折叠波导的加工越来越困难, 并且由于结构变小导致散热能力降低, 功率容量急剧下降. 因此, 研究如何增大折叠波导慢波结构的结构尺寸具有重要的工程意义, 并得到了许多学者的重视.

利用高次模式工作^[11-13], 可以在一定程度上增大折叠波导慢波结构的横截面尺寸. 由于折叠波导慢波结构是由矩形波导折弯形成的, 其折弯周期对慢波结构的通频段影响较小, 这就意味着周期的大小主要由工作电压所确定, 只要工作电压确定了, 周期的大小也就基本确定. 因此, 利用高次模式工作, 无异于增大折叠波导慢波结构的周期. 如图 1 所示, 当折叠波导慢波结构的横向尺寸变得较大,

而周期不变, 则图示中以 m 为厚度的金属隔板的长宽与厚度之比将变得较大, 这将会使此块金属板容易扭曲变形, 结构的稳固性将会变差. 若增大慢波结构的周期, 又会使工作电压升高. 对于军事用途的通信行波管, 太高的工作电压不利于运输、飞行器装载和野外工作.

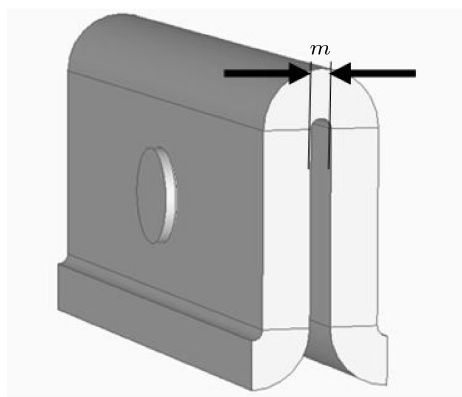


图 1 一个周期的折叠波导慢波结构示意图

保持工作电压不变, 同时要增加行波管的周期

* 国防科技重点实验室基金资助的课题.

† E-mail: huquan1981@uestc.edu.cn

长度, 必须利用工作模式的高次空间谐波工作, 有

$$\nu_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega L}{\varphi_0 + 2n\pi}, \quad (1)$$

其中, ν_p 为行波管工作电磁波相速, ω 为工作电磁波的角频率, β 为工作电磁波波数, φ_0 为工作电磁波基波每周期的相移, L 为每周期的长度, n 为空间谐波序号. 当 L 增大, 工作频率保持不变, 只有增加每周期的相移来维持工作相速不变, 也即工作电压保持不变. 增加每周期相移, 最为显著的办法就是令空间谐波序号 n 增大, 也即利用高次空间谐波工作.

常规折叠波导慢波结构的二次及以上空间谐波的耦合阻抗非常低, 而利用变周期结构则可以增加高次空间谐波的耦合阻抗, 也即变周期结构具有空间谐波挑选的作用. 对变周期折叠波导慢波结构的理论研究已有开展, 但都是针对渐变有规律可循的结构进行研究. 实践证明, 渐变规律性越强, 则高次空间谐波的耦合阻抗越低.

本文给出研究非渐变型有限变周期折叠波导慢波结构的一些理论基础, 以及色散和耦合阻抗表达式; 并给出计算结果, 以确定此行波管的工作点; 然后利用 MAFIA 粒子模拟软件计算该行波管的大信号互作用, 以验证理论结果和所提出的方案是否可行; 同时给出该行波管稳定工作的设计要点.

2 非渐变型变周期结构能够有效增大高次空间谐波耦合阻抗的理论基础

适当的变周期结构具有空间谐波挑选的作用, 这已是公认的事实. 但非渐变型变周期结构具有特别的挑选能力, 下面将给出其理论依据.

如果某有限慢波电路的某一个或者几个结构参量随慢波电路长度连续但不呈周期性变化, 其场分量在坐标空间和相位空间可以用 Fourier 变换表示为

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, \beta) e^{-j\beta z} d\beta, \quad (2)$$

$$E(x, y, \beta) = \frac{1}{L} \int_0^L E(x, y, z) e^{j\beta z} dz, \quad (3)$$

其中假定 z 是慢波电路的传输方向, L 是慢波电路的总长度.

对于不呈周期性变化的慢波电路, (2) 式中的 β

在 $(-\infty, +\infty)$ 之间连续取值, 因而变周期慢波电路不具有与周期性慢波电路相对应的空间谐波, 但可以这样认定变周期慢波电路的空间谐波: 即当相位空间场振幅分量取到极大值时, 称该点为此慢波电路的一次空间谐波. 这种对应关系来源于如果逐渐改变不呈周期性变化慢波电路的某些结构参数使之过渡到周期性结构, 可以证明, 这些取极大值的点刚好与周期性慢波电路的空间谐波相对应.

将 (3) 式在电路长度上离散, 在每一小段电路上, 将坐标空间的场振幅分布视为是均匀的, 即有

$$\begin{aligned} E(x, y, \beta) &= \frac{1}{L} \sum_{i=1}^N E_i(x, y, z) \int_{L_{i-1}}^{L_i} e^{j\beta z} dz \\ &= \frac{1 - e^{-j\beta \Delta L}}{j\beta L} \sum_{i=1}^N E_i e^{j\beta L_i}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中, N 是总的离散区间数, ΔL 是离散区间的长度, L_i 是第 i 区间的 z 坐标的上界. 对于周期性慢波电路, L 表示一个周期的长度, 由 Floquet 定理有

$$\begin{aligned} E(x, y, \beta) &= \frac{1 - e^{-j\beta \Delta L}}{j\beta L} \\ &\times \sum_{i=1}^N f_i(x, y, z) e^{j2n\pi/L L_i}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中, $f_i(x, y, z)$ 为关于周期长度 L 的周期函数, n 为整数, 其取值与各次空间谐波对应.

对于周期性慢波电路, 即这个电路除了有一个周期性规律之外, 不再具备别的周期性或对称性, $f_i(x, y, z)$ 可以展开为关于 L 的奇三角函数或者偶三角函数, 即 $f_i(x, y, z)$ 关于 $z = L/2$ 对称或者反对称, 又由于 $\exp(j2n\pi z/L)$ 也是关于 L 的周期函数, 由 Bessel 不等式有:

$$\left| \sum_{i=1}^N f_i(x, y, z) e^{j\frac{2n\pi}{L} L_i} \right| \leq \left| \sum_{i=1}^N f_i(x, y, z) \right|. \quad (6)$$

(5) 式的左边显然对应于当 n 取零时基波的 $\|x\|_1$ 范数. 而当 ΔL 足够小时, 函数

$$\begin{aligned} F(n) &= \left| \frac{1 - e^{-j\beta \Delta L}}{j\beta L} \right| \\ &= \left| \frac{1 - e^{-j(\beta_0 + 2n\pi/L)\Delta L}}{j(\beta_0 + 2n\pi/L)L} \right| \end{aligned} \quad (7)$$

的最大值出现在 $|\beta_0 L + 2n\pi|$ 取最小值的地方. 由于 $\beta_0 L$ 局限在第一 Brillouin 区 (其取值范围为 $-\pi$ 至 π), 最大值出现时, n 的可能值只能是 0, 1 或者 -1.

因此结合 (5)—(7) 式, 可以很快得到结论: 周期性慢波电路的最大耦合阻抗只能出现在基波、+1 或者 -1 次空间谐波处.

现在考虑由多个周期或结构不同的周期性慢波电路复合而成的变周期慢波电路 (由于任意函数可以展开为三角函数的级数, 这种考虑不失其一般性), 在不作严格要求的条件下, 由场的叠加性, 复合而成的慢波电路的某次空间谐波的场振幅可以视为各个组成周期性慢波电路相应空间谐波的简单叠加, 即

$$E(x, y, \beta_n) = \sum_{i=1}^N A_{n,i}, \quad (8)$$

其中, n 表示某次空间谐波, i 表示各单纯周期性慢波电路, $A_{n,i}$ 表示第 i 个周期性慢波第 n 次空间谐波相空间的电场振幅.

由周期性慢波电路的特性有

$$|A_{j,i}| \leq |A_{k,i}| \quad (|j| - |k| \geq 2). \quad (9)$$

尽管 (9) 式永远成立, 但不影响下列不等式的不确定性

$$\left| \sum_i A_{j,i} \right| \leq \left| \sum_i A_{k,i} \right| \quad (|j| - |k| \geq 2). \quad (10)$$

如果各周期性慢波电路的组成部分的耦合阻抗都在 k 次空间谐波取到最大值, 并且有

$$\left| \sum_i A_{n,i} \right| \leq |A_{n,j}| \quad (j, n \text{ 任意取值, 但 } n \neq k), \quad (11)$$

这时这个结构起到了空间谐波挑选的作用. 显然, 在 (11) 式成立的情况下, 只有一次空间谐波叠加相涨, 其余空间谐波叠加相消, 这便是空间谐波抑制.

如果各周期性慢波电路组成部分的耦合阻抗在 k 次空间谐波及其附近取最大值, 并且有

$$\left| \sum_i A_{m,i} \right| > \left| \sum_i A_{j,i} \right| \quad (j, m \text{ 任意取值, 但 } m \neq k), \quad (12)$$

(12) 式意味着叠加后第 m 次空间谐波得到加强, 其相空间的场振幅变成了最大值. 这种情况与空间谐波挑选的情况相对应.

很显然, 由于周期性慢波结构的最大耦合阻抗仅仅出现在 -1, 0 和 1 次空间谐波, 利用多个周期性结构复合成的慢波结构的耦合阻抗最大值出现在高次空间谐波处的机会较小, 即 (11) 与 (12) 式不

能成立. 而规律性渐变结构在理论上可以分解为一系列周期性结构的复合, 因此非渐变型变周期结构更有可能在高次空间谐波处得到较大的耦合阻抗.

3 有限非渐变型变周期折叠波导慢波结构的色散和耦合阻抗表达式

如图 2 所示, 假定在有限非渐变型变周期折叠波导慢波结构中, 电磁波只沿折弯波导传输, 并且忽略电磁波在折弯处所产生的反射. a_1, b_1 至 a_N, b_N 分别为折弯波导与电子束通道的奇数与偶数个交接点. 设折弯波导在 a_1 至 b_1 之间的长度为 l_1 , 在 a_N 与 b_N 之间的长度为 l_N , 而在 b_1 至 a_2 之间的长度为 h_1 , b_{N-1} 至 a_N 之间的长度为 h_{N-1} . 忽略电子束通道对电磁波传输的影响, 从折弯波导的方向看去, 矩形波导的 TE_{10} 模垂直于图 2 纸面方向 (假定为 x 方向) 的电场分量可以表示为

$$E_l = A \sin\left(\frac{\pi}{w}\right) x e^{-j\gamma l}, \quad (13)$$

式中, w 为矩形波导宽边的宽度, l 为折弯波导沿折弯方向的长度坐标, γ 为矩形波导中电磁波沿折弯波导方向的传播常数.

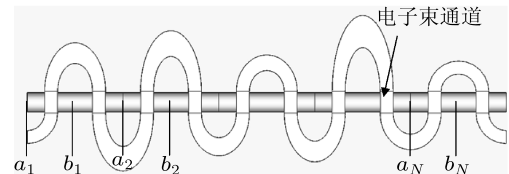


图 2 有限非渐变型变周期折叠波导慢波结构

假定图 2 所示慢波结构的折弯两端或者接相同的波导, 或者是周期重复的, 这个假定对于行波管结构来说是完全成立的. 这样, 就可以将电磁波场在沿电子束通道的方向 (假定为 z 方向) 上展开为 Fourier 级数, 并且可以适用 Floquet 定理, TE_{10} 模的垂直于图 2 纸面方向的电场分量在轴上可以表示为

$$E_x = \sum_n A_n \sin\left(\frac{\pi}{w}\right) x e^{-j\beta_n z}, \quad (14a)$$

其中, β_n 为第 n 次空间谐波的传播常数, 为

$$\beta_n = \frac{\varphi_0 + 2n\pi}{L}, \quad (14b)$$

φ_0 为基波在图 2 所示整个长度上的相移, L 为图 2 中整个结构的长度.

根据 (13) 式, 假定电磁波不会通过电子束通道耦合, TE_{10} 模的垂直于图 2 纸面方向的电场分量在

轴上又可以表示为

$$E_x = \begin{cases} A \sin \frac{\pi}{w} x e^{-j\gamma \sum_{i=1}^m l_i + h_{m-1}} \\ \times \left(m = 1, 2, \dots, N-1; z = \left[a_m - \frac{s}{2}, a_m + \frac{s}{2} \right] z = \left[b_m - \frac{s}{2}, b_m + \frac{s}{2} \right] \right) \\ 0 \quad (\text{取其余值}) \end{cases}, \quad (15)$$

其中, s 为矩形波导窄边的宽度.

由 (14) 和 (15) 式, 可以得到各空间谐波的振幅值为

$$A_n = \frac{A}{\beta_n L} \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j\beta_n(a_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(a_i - \frac{s}{2})} \right) \times e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j\beta_n(b_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(b_i - \frac{s}{2})} \right) \times e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} \right]. \quad (16)$$

轴上场分量 E_x 须满足 Helmholtz 方程

$$\nabla^2 E_x + k^2 E_x = 0. \quad (17)$$

将 (14a) 式代入 (17) 式, 有

$$\left[\left(\frac{\pi}{w} \right)^2 + k^2 \right] \sum_n A_n e^{-j\beta_n z} + \sum_n A_n (\beta_n)^2 e^{-j\beta_n z} + \sum_n (\nabla_y^2 A_n) e^{-j\beta_n z} = 0, \quad (18)$$

其中, k 是自由空间中的波数, 因为我们取的是轴线上的场, 因此 A_n 是方向 y 的函数. 因为 (16) 式中不显式含有 y 变量, 必须由另外的渠道消除此变量.

为此观察 (13) 式, 由于折弯波导的方向在与电子束通道相交处刚好是正交坐标系的 y 方向, 因此有

$$\sum_n (\nabla_y^2 A_n) e^{-j\beta_n z} = A\gamma^2 e^{-j\gamma l}. \quad (19)$$

将 (19) 式代入 (18) 式, 有

$$\left[\left(\frac{\pi}{w} \right)^2 + k^2 \right] \sum_n A_n e^{-j\beta_n z} + \sum_n A_n (\beta_n)^2 e^{-j\beta_n z} + A\gamma^2 e^{-j\gamma l} = 0, \quad (20)$$

式中, z 等于波导与电子束通道相交的那些值.

将 (20) 式两端同乘以正交因子 $e^{j\beta_n z}$, 并在图 2 的整个长度上积分, 有

$$\begin{aligned} & \frac{1}{L} \left[\left(\frac{\pi}{w} \right)^2 + k^2 + (\beta_n)^2 \right] A_n + A\gamma^2 \frac{1}{j\beta_n} \\ & \times \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j\beta_n(b_i - \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(a_{i-1} + \frac{s}{2})} \right) + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j\beta_n(a_i - \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(b_i + \frac{s}{2})} \right) \right] \\ & + A\gamma^2 \frac{1}{j\beta_n - j\gamma} \\ & \times \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j(\beta_n - \gamma)(a_i + \frac{s}{2})} - e^{j(\beta_n - \gamma)(a_i - \frac{s}{2})} \right) + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j(\beta_n - \gamma)(b_i + \frac{s}{2})} - e^{j(\beta_n - \gamma)(b_i - \frac{s}{2})} \right) \right] \\ & = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

将 (16) 式代入 (21) 式, 考虑到前面的各种假定和由 (21) 式得到的松散约束, 将各个空间谐波的方程相加, 得到色散方程

$$\begin{aligned} & \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta_n L^2} \left[\left(\frac{\pi}{w} \right)^2 + k^2 + (\beta_n)^2 \right] \\ & \times \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j\beta_n(a_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(a_i - \frac{s}{2})} \right) e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j\beta_n(b_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(b_i - \frac{s}{2})} \right) \right. \\ & \times e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} \left. \right] + \gamma^2 \frac{1}{j\beta_n} \\ & \times \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j\beta_n(b_i - \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(a_{i-1} + \frac{s}{2})} \right) + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j\beta_n(a_i - \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(b_i + \frac{s}{2})} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \gamma^2 \frac{1}{j\beta_n - j\gamma} \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j(\beta_n - \gamma)(a_i + \frac{s}{2})} \right. \right. \\
& \left. \left. - e^{j(\beta_n - \gamma)(a_i - \frac{s}{2})} \right) \right. \\
& \left. + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j(\beta_n - \gamma)(b_i + \frac{s}{2})} \right. \right. \\
& \left. \left. - e^{j(\beta_n - \gamma)(b_i - \frac{s}{2})} \right) \right] = 0. \quad (22)
\end{aligned}$$

根据 Pierce 耦合阻抗的表达式和矩形波导中各场分量的相应关系, 有

$$\begin{aligned}
K_{c,n} = & \left\{ \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j\beta_n(a_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(a_i - \frac{s}{2})} \right) \right. \right. \\
& \times e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} \\
& + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j\beta_n(b_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_n(b_i - \frac{s}{2})} \right) \\
& \times e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} \left. \right] \left. \right\}^2 / 1.32w^3 s \beta_n^2 \\
& \times \sqrt{1 - (\lambda/2w)^2} \left\{ \left[\sum_{i=1}^N \left(e^{j\beta_0(a_i + \frac{s}{2})} \right. \right. \right. \\
& \left. \left. - e^{j\beta_0(a_i - \frac{s}{2})} \right) e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} \right. \right. \\
& + \sum_{i=0}^{N-1} \left(e^{j\beta_0(b_i + \frac{s}{2})} - e^{j\beta_0(b_i - \frac{s}{2})} \right) \\
& \left. \left. \times e^{-j\gamma \sum_{\xi=1}^i l_i + h_{i-1}} \right] \right\}^2. \quad (23)
\end{aligned}$$

4 色散和耦合阻抗的计算结果

首先, 我们讨论一下 l 和 h 的变化对色散和耦合阻抗的影响. 分别以 l_0, l_2, l_4 和 h_0, h_2, h_4 为基本参数, 其余参数分别在此基础上递增 50%. 这种递增方式增强了结构的规律性, 得到的色散和耦合阻抗如图 3 和图 4 所示. 图中, l_0 曲线表示 l_0 固定而其他的 l 和 h 均变为 l_0 的 1.5 倍的结果, Opt 代表优化后的结果. 从中可以看到, 改变 l 与 h 的值对色散的影响不大, 其原因在于折叠波导的色散主要是由波导的尺寸和周期所确定的, 而改变各个 l 与 h 的值, 主要是增加了直波导段的长度, 直波导段长度的改变所引起的激励高次模式的改变对色散的改变起到了主要作用.

改变 l 与 h 的值, 各次谐波的耦合阻抗值改变非常大. 从图 4 中可以看到, 当 l 和 h 的值分别递增时, 耦合阻抗值以某一值为中心波动. 在这里, 这个值就是以 Opt 所对应的相对相速为 0.238 为中心的

摆动, 但始终都低于 Opt 的极大值. Opt 的耦合阻抗值在相速为 0.238 处达到极大值后, 便迅速降低, 可见结构优化的结果是将耦合阻抗集中到了某一个高次空间谐波处.

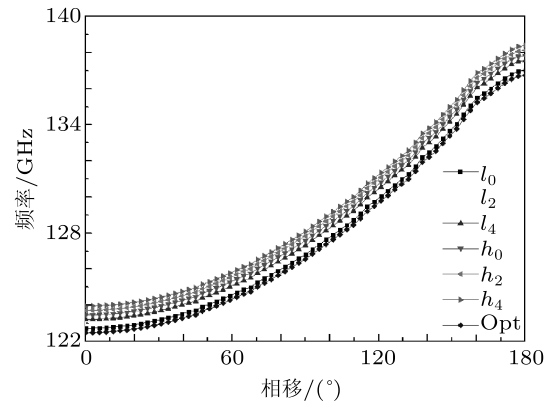


图 3 色散曲线

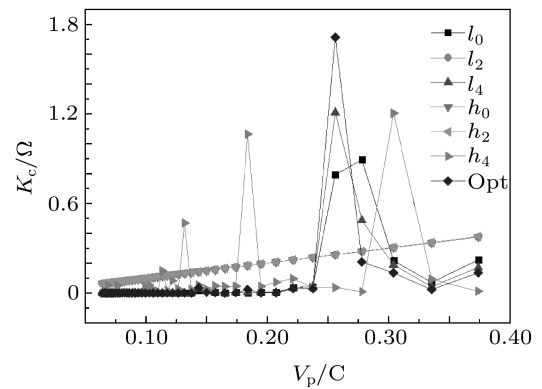


图 4 耦合阻抗

经过大量的数值计算, 我们取优化后的 Opt 的结果, 即 a_N 至 b_N 和 b_N 与 a_{N+1} 之间的距离均为 0.75 mm, w 为 1.23 mm, s 为 0.2 mm, l_1 为 3.009 mm, l_2 为 3.519 mm, l_3 为 3.077 mm, l_4 为 3.213 mm, l_5 为 3.213 mm, h_0 为 3.213 mm, h_1 为 3.349 mm, h_2 为 3.519 mm, h_3 为 3.145 mm, h_4 为 3.315 mm. 得到 TE_{10} 模的色散曲线如图 5 所示.

图 6 给出了当频率为 133.45 GHz 时各次空间谐波的耦合阻抗. 由图中可以看到, 当相对相速为 0.238 时 (正一次空间谐波), 耦合阻抗达到了极大值, 约为 1.72 Ω , 以整个结构长度而论, 该次空间谐波所对应的每周期的相移为 5602.5°. 相比而言, 如果周期不发生变化, 该结构的正一次空间谐波的相对相速为 0.42, 若将相速度降低到 0.238, 则耦合阻抗就非常低了. 可见, 采用有限非渐变型变周期

慢波结构可以有效地增加正一次空间谐波的耦合阻抗.

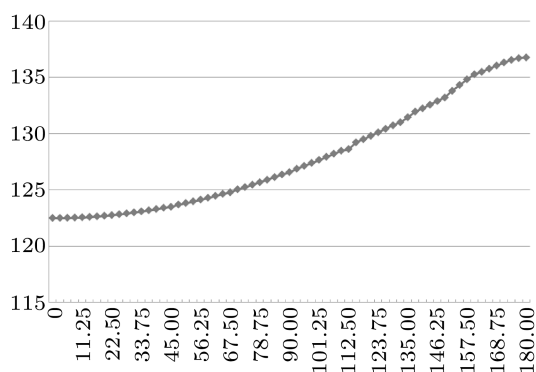


图5 TE₁₀ 模的色散曲线

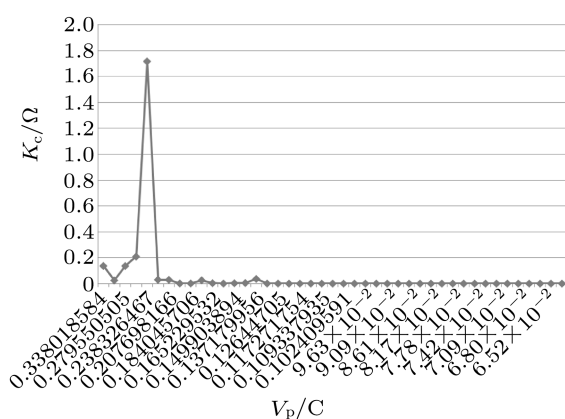


图6 133.45 GHz 时各次空间谐波的耦合阻抗

5 相互作用模拟

如图 7 所示, 取五段图 2 的结构组合而成一段慢波线用于相互作用. 取工作频率为 133.45 GHz, 相对工作相速为 0.238, 结构参数如前; 电子束参数分别为: 电压 15000 V, 电流 50 mA, 电子束半径为 0.1 mm. 采用 MAFIA 进行模拟计算.

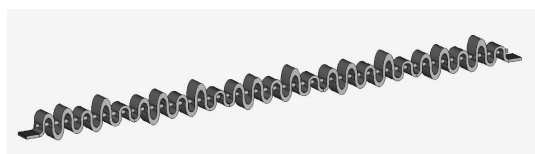


图7 相互作用结构

图 8 给出了输出端口的输出波形, 图 9 给出了输入端口的输入波形. 输入信号的幅值为 0.5 (对应于平均输入功率 125 mW), 而输出信号幅

值为 4 (对应于平均输出功率 8 W). 图 10 给出了输出信号的 FFT 变换, 从图中可以看到, 其谱只在 133.45 GHz 有一个尖峰, 表明不存在其他竞争模式, 图 10 中信号的不稳定是由于反射信号引起的.

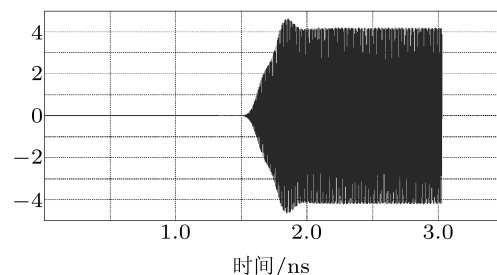


图8 输出信号的波形

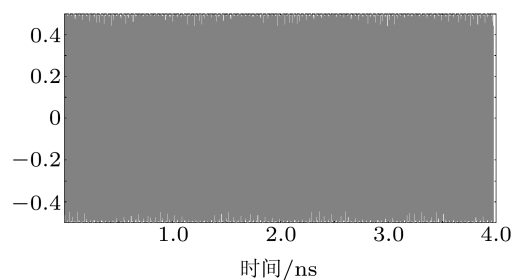


图9 输入信号的波形

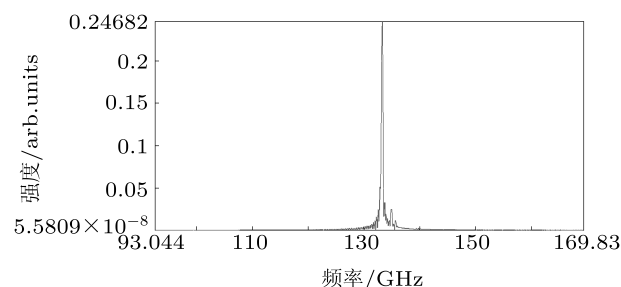


图10 输出信号的 FFT 谱变换

6 结论

随着工作频率向毫米波和 THz 波段推进, 行波管结构尺寸越来越小, 从而导致了电子束电流减小、输出功率下降、功率容量降低和加工困难等诸多困难. 3 mm 以上波段, 普通折叠波段慢波结构行波管也将遇到上述困难. 为了增大 3 mm 波段折叠波导行波管的尺寸, 提高其功率容量, 本文提出了一种非渐变型的有限变周期折叠波导慢波结构, 给出了这种结构能够有效增大高次空间谐波耦合阻抗的理论基础; 导出了其色散和耦合阻抗表达式;

然后进行了数值计算,给出一组优化后的设计参数,并以此确定行波管的工作点;最后利用 MAFIA 粒子模拟软件进行大信号互作用模拟,计算得到单段

增益大于 18 dB. 结果表明,利用本文的方案可以在结构和周期都比较大的情况下,设计相对工作电压较低的 3 mm 折叠波段行波管.

-
- [1] Zhang C Q, Gong Y B, Wei Y Y, Wang W X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6653 (in Chinese) [张长青, 宫玉彬, 魏彦玉, 王文祥 2010 物理学报 **59** 6653]
 - [2] Gao P, Booske J H, Yang Z H, Li B, Xu L, He J, Gong Y B, Tian Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8484 [高鹏, Booske J H, 杨中海, 李斌, 徐立, 何俊, 宫玉彬, 田忠 2010 物理学报 **59** 8484]
 - [3] Xu A, Wang W X, Wei Y Y, Gong Y B, Wang Z L, Fu C F, Yin H R 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3592 (in Chinese) [徐翱, 王文祥, 魏彦玉, 宫玉彬, 王战亮, 付成芳, 殷海荣 2009 物理学报 **58** 3592]
 - [4] Xu A, Wang W X, Wei Y Y, Gong Y B 2009 *Chin. Phys.* **18** 810
 - [5] Xu A, Wang W X, Wei Y Y, Gong Y B 2009 *Chin. Phys.* **18** 1270
 - [6] Ganguly A K, Choi J J, Armstrong C 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 348
 - [7] Na Y H, Chung S W, Choi J J 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1017
 - [8] Bhattacharjee S, Booske J, Kory C 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 1002
 - [9] Han S T, Jang K H, So J K 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 60
 - [10] Booske J, Converse M, Kory C 2005 *IEEE Trans. Electron Dev.* **52** 685
 - [11] Kory C, Read M, Ives L 2009 *IEEE Trans. Electron Dev.* **56** 713
 - [12] Comfoltey E N 2009 *Ph. D. Dissertation* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology)
 - [13] Carlsten B, Earley L, Haynes W 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 2393

Theory and simulation of the folded waveguide traveling-wave tube working in low voltage with changed period and big size*

Hu Quan[†]

(National Key Laboratory of Science and Technology on Vacuum Electronics, University of Electronic Science and Technology of China,
Chengdu 610054, China)

(Received 2 November 2010; revised manuscript received 1 March 2011)

Abstract

The folded waveguide traveling-wave tube which works at 3 mm band and above the band is limited to machining accuracy and power capacity. So a slow-wave folded waveguide structure which has a finite number of cycles and whose period can be changed nonasymptotically is proposed. Firstly, the theory for effectively increasing the high-order space harmonic coupling impedance of the structure is given. And the expressions for dispersion and coupling impedance are derived. Then through the simulation, a set of optimized design parameters is achieved. Thus the operating point of the traveling-wave tube is determined. Finally, it is simulated by MAFIA. And an effective gain is obtained. The traveling-wave tube which works at low voltage, relatively large size and relatively large period, is designed.

Keywords: folded waveguide, varying-period, high-order mode, traveling-wave tube

PACS: 41.20.Jb

* Project supported by the Vacuum Electronics National Laboratory.

[†] E-mail: huquan1981@uestc.edu.cn