

# 脊加载曲折波导行波管注波互作用的 线性理论研究\*

何 俊<sup>†</sup> 魏彦玉 官玉彬 段兆云 路志刚 王文祥

(电子科技大学物理电子学院大功率微波电真空器件技术重点实验室, 成都 610054)

(2010 年 1 月 4 日收到; 2010 年 1 月 19 日收到修改稿)

提出了一类新型毫米波大功率微波器件——脊加载曲折波导行波管, 推导出了引入电子注后的“热”色散方程. 通过数值求解此方程, 研究了加脊尺寸和电子注参数对小信号增益影响. 计算结果表明: 通过适当的尺寸设计和工作参数的选择, 此结构在  $K\alpha$  波段具有 18.51% 的 3 dB 增益带宽和 1.15 dB/周期的增益; 相比于常规曲折波导结构, 脊加载结构在保证一定带宽的情况下, 具有更高的增益和电子效率; 为了进一步提高增益, 可以适当增加脊宽度和高度, 也可在一定范围内增加电子注电流.

**关键词:** 毫米波, 曲折波导, 脊加载, 小信号增益

**PACC:** 7870G, 8760F

## 1. 引 言

毫米波源是构成军事电子信息装备的基本功能单位之一, 被广泛应用于毫米波雷达、制导、战略通信、电子对抗、遥感、辐射测量等领域, 它的性能直接决定了武装装备的水平<sup>[1,2]</sup>. 传统的螺旋线和耦合腔结构各自都遇到了严重的障碍<sup>[3-5]</sup>. 螺旋线行波管虽然具有倍频程以上的带宽, 但其热容量小, 散热能力低而无法提供更大的输出功率. 耦合腔行波管虽然具有比螺旋线高一个数量级的功率电平, 但带宽窄, 一般在 10% 左右. 在毫米波段, 螺旋形和耦合腔行波管尺寸很小, 加工、装配精度要求高, 成品率低, 成本高, 加大了进一步发展的难度. 因此, 探索新型全金属慢波线是目前行波管发展的一个重要方向.

曲折波导慢波线, 是由矩形波导沿电场面周期性弯曲而形成的, 再沿慢波结构的中轴对称线在波导壁上开圆形通孔, 形成电子注通道. 该慢波线作为一种新型全金属慢波结构, 具有如下特点<sup>[6-8]</sup>: 功率容量大、宽带性能良好、机械强度高、散热好、加工比较容易以及输入输出耦合结构相对简单. 同

时, 由于可以采用微细加工技术来制造, 曲折波导行波管在毫米波段具有很好的发展前景.

但是根据已有的国内外相关报道<sup>[6,8,9]</sup>, 由于常规曲折波导慢波结构的耦合阻抗低, 因此行波管整体的增益和效率偏低. 为了提高曲折波导行波管的增益和相互作用效率, 本文提出了一种新型结构——脊加载曲折波导慢波结构: 在曲折波导慢波系统的直波导内壁上加载金属脊片; 再沿着慢波结构的对称轴线, 在金属壁上从头至尾打孔, 形成电子注通道, 如图 1(a) 所示. 本文对新结构内注-波互作用的线性理论进行研究. 首先利用场匹配法获得该结构的“冷”色散方程, 并在此分析基础上, 在结构中引入电子注, 推导出“热”色散方程; 然后通过数值计算对小信号增益随着脊尺寸的变化情况和电子注参数对其影响进行了研究; 最后在相同工作条件下, 比较了脊加载曲折波导行波管和曲折波导行波管的增益特性.

## 2. 脊加载曲折波导慢波结构的高频特性

如图 1(a) 所示, 当电磁波沿着曲折路径  $z$ , 传输

\* 国家自然科学基金(批准号: 60532010, 60971038)和教育部新世纪优秀人才支持项目资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: skyboyhj@163.com

时,由于波导的周期性弯曲降低了电磁波的纵向等效相速度;同时,当电子注沿着电子注通道传输经过波导间隙时,会受到电磁场加速或减速的力作用,电磁场和电子注之间的能量交换得以进行.通过适当的尺寸设计和电压选择,可以满足注-波的同步条件,使得注-波之间的相互作用持续有效的进行,从而实现高频场能量的有效放大.

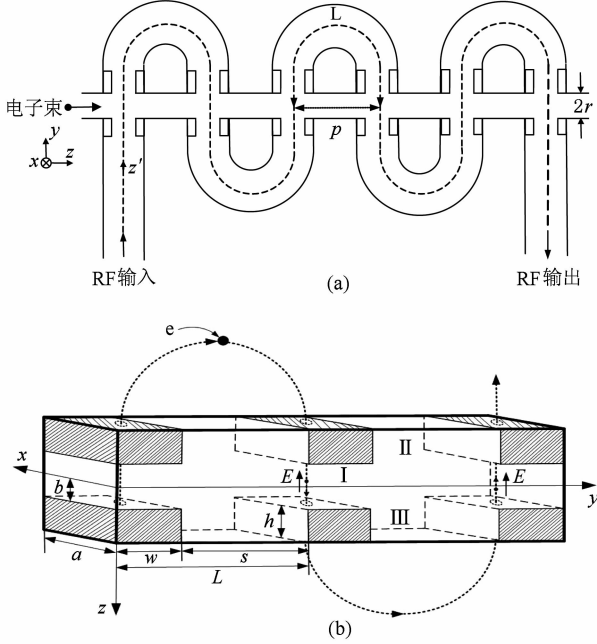


图 1 (a) 脊加载曲折波导慢波结构示意图; (b) 理论分析模型

为了分析脊加载曲折波导结构,我们可以按照常规曲折波导的分析<sup>[8-10]</sup>,将弯曲波导伸直,如图 1 (b)所示.首先获得直波导中电磁波的传播特性,此后依据相位等效条件,就可获得弯曲波导中电磁波的特性.采用直角坐标系  $(x, y, z)$ ,将模型分为三个区域:相互作用区域 I  $(-b < z < b$  且  $0 < x < a)$ ,槽区 II  $(-h - b < z < -b$  且  $0 < x < a)$  和槽区 III  $(b < x < h + b \rightarrow b < z < h + b$  且  $0 < x < a)$ .其中,  $h$  和  $w$  分别表示脊的高度和宽度,  $s$  是槽区的宽度,  $2b$  是脊间隙的宽度,  $L$  是周期长度,  $r$  为电子注通道半径,  $a$  为波导宽边长度.

通过在直角坐标系下求解波动方程,可以得到各区域的场分布表达式.在下面的分析中,假设各个场量随时间呈简谐变化,时间变化因子  $e^{j\omega t}$  对场量是一致的;在推导过程中,将省略这一项,其中  $\omega$  为角频率.在该分析模型中,此结构所支持的慢波模式是相对于  $x$  方向的横电模,即  $TE_x$ <sup>[11,12]</sup>.由周期结

构的 Floquet 定理,可得相互作用区域 I 场分布

$$\begin{aligned}
 H_x^1(x, y, z) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sin(k_x^1 x) [A_m^1 F_m^1(r_m^1 z) + B_m^1 G_m^1(r_m^1 z)] e^{-jk_m^1 y}, \\
 E_z^1(x, y, z) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\omega \mu_0 k_m^1}{(h^1)^2} \sin(k_x^1 x) [A_m^1 F_m^1(r_m^1 z) + B_m^1 G_m^1(r_m^1 z)] e^{-jk_m^1 y}, \\
 E_y^1(x, y, z) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} -\frac{j\omega \mu_0}{(h^1)^2} r_m^1 \sin(k_x^1 x) \times [A_m^1 F_m^1(r_m^1 z) + B_m^1 G_m^1(r_m^1 z)] e^{-jk_m^1 y}, \\
 H_z^1(x, y, z) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{r_m^1 k_x^1}{(h^1)^2} \cos(k_x^1 x) [A_m^1 F_m^1(r_m^1 z) + B_m^1 G_m^1(r_m^1 z)] e^{-jk_m^1 y}, \\
 H_y^1(x, y, z) &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} -\frac{jk_m^1 k_x^1}{(h^1)^2} \cos(k_x^1 x) [A_m^1 F_m^1(r_m^1 z) + B_m^1 G_m^1(r_m^1 z)] e^{-jk_m^1 y}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
 &F_m^1(r_m^1 z), G_m^1(r_m^1 z) \\
 &= \begin{cases} \cosh(r_m^1 z), & \sinh(r_m^1 z), & (r_m^1)^2 > 0, \\ \cos(jr_m^1 z), & \sin(jr_m^1 z), & (r_m^1)^2 < 0, \end{cases} \quad (2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &F_m^{1'}(r_m^1 z), G_m^{1'}(r_m^1 z) \\
 &= \begin{cases} \sinh(r_m^1 z), & \cosh(r_m^1 z), & (r_m^1)^2 > 0, \\ -j\sin(jr_m^1 z), & j\cos(jr_m^1 z), & (r_m^1)^2 < 0, \end{cases} \quad (3)
 \end{aligned}$$

$A_m^1$  和  $B_m^1$  是幅值系数,  $k_x^1, k_m^1, r_m^1$  分别表示第  $m$  次空间谐波在  $x - y - z$  方向的波数,  $k_x^1 = l\pi/a$  ( $l = 1, 2, 3, \dots$ ),  $(h^1)^2 = k^2 - (k_x^1)^2$ ,  $k_m^1 = k_0^1 + 2m\pi/L$ ,  $(r_m^1)^2 = (k_m^1)^2 - (h^1)^2$ ,  $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$  是自由空间的波数,  $\epsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空中的介电常数和导磁系数.

在槽区 II 和 III,空间周期地受到金属脊片的限制,因而波不能沿  $y$  方向传播,而是向  $z$  方向传播.槽区中场的表达式如下:

$$\begin{aligned}
 H_x^i(x, y, z) &= \sum_{n=0}^{+\infty} \sin(k_x^i x) [A_n^i F_n^i(r_n^i z) + B_n^i G_n^i(r_n^i z)] \cos(k_n^i y), \\
 E_z^i(x, y, z) &= \sum_{n=0}^{+\infty} -\frac{j\omega \mu_0}{(h^i)^2} k_n^i \sin(k_x^i x) \times [A_n^i F_n^i(r_n^i z)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + B_n^i G_n^i(r_n^i z) ] \sin(k_n^i y), \\
E_y^i(x, y, z) = & \sum_{n=0}^{+\infty} -\frac{j\omega\mu_0}{(h^i)^2} r_n^i \sin(k_x^i x) \\
& \times [A_n^i F_n^{i'}(r_n^i z) \\
& + B_n^i G_n^{i'}(r_n^i z) ] \cos(k_n^i y), \\
& (i = \text{II}, \text{III}) \\
H_z^i(x, y, z) = & \sum_{n=0}^{+\infty} -\frac{k_x^i r_n^i}{(h^i)^2} \cos(k_x^i x) [A_n^i F_n^i(r_n^i z) \\
& + B_n^i G_n^i(r_n^i z) ] \cos(k_n^i y), \\
H_y^i(x, y, z) = & \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{k_x^i k_x^i}{(h^i)^2} \cos(k_x^i x) [A_n^i F_n^i(r_n^i z) \\
& + B_n^i G_n^i(r_n^i z) ] \sin(k_n^i y), \quad (4)
\end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned}
& F_n^i(r_n^i z), G_n^i(r_n^i z) \\
= & \begin{cases} \cosh(r_n^i z), & \sinh(r_n^i z), & (r_n^i)^2 > 0, \\ \cos(jr_n^i z), & \sin(jr_n^i z), & (r_n^i)^2 < 0, \end{cases} \quad (5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& F_n^{i'}(r_n^i z), G_n^{i'}(r_n^i z) \\
= & \begin{cases} \sinh(r_n^i z), & \cosh(r_n^i z), & (r_n^i)^2 > 0, \\ -j\sin(jr_n^i z), & j\cos(jr_n^i z), & (r_n^i)^2 < 0, \end{cases} \quad (6)
\end{aligned}$$

$A_n^i$  和  $B_n^i$  为幅值系数,  $k_x^i, k_n^i, r_n^i$  分别表示电磁波在  $x, y, z$  方向的波数,  $k_x^i = k_x^1 = l\pi/a, h^i = h^1, k_n^i = n\pi/s$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ),  $(r_n^i)^2 = (k_n^i)^2 - (h^i)^2$ . 由于在槽区, 高次模式都是渐消场, 只有电场沿着槽宽度方向均匀不变的模式才需要被考虑<sup>[13]</sup>. 因此, 作为近似, 我们忽略高次模式, 取最低模式进行研究.

在边界处  $z = -b$  和  $z = b$ , 根据电磁场切向分量的连续性, 场的匹配条件可分别写为

$$\begin{aligned}
& E_y^1(x, y, -b) \\
= & \begin{cases} E_y^{\text{II}}(x, y, -b), & 0 < y < s, \\ 0, & s < y < L, \end{cases} \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_0^s H_x^1(x, y, -b) dy \\
= & \int_0^s H_x^{\text{II}}(x, y, -b) dy, \quad (8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& E_y^1(x, y, b) \\
= & \begin{cases} E_y^{\text{III}}(x, y, b), & 0 < y < s, \\ 0, & s < y < L, \end{cases} \quad (9)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \int_0^s H_x^1(x, y, b) dy \\
= & \int_0^s H_x^{\text{III}}(x, y, b) dy. \quad (10)
\end{aligned}$$

由于结构的对称性, 在相互作用区域存在对称模式和反对称模式. 一般地讲, 只有对称模式对注-波相互作用是有价值的, 因此在推到冷色散方程时, 只考虑对称模式. 结合上述的分析, 把各区域的场表达式代入边界条件中, 得到理论分析模型中电磁场纵向传播常数  $k_m^1$  与自由空间波数  $k_0$  之间的关系

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\tan(r_0^{\text{II}} p)} - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{s}{L}\right) \left(\frac{r_0^{\text{II}}}{r_m^{\text{I}}}\right) \frac{1}{\tanh(r_m^{\text{I}} b)} \\
& \times \left[ \sin\left(k_m^1 \frac{s}{2}\right) / \left(k_m^1 \frac{s}{2}\right) \right]^2 = 0. \quad (11)
\end{aligned}$$

如图 1(a) 所示, 从电子注的角度来看, 电磁场的速度因为慢波结构的周期性弯曲而有效地减慢为  $(p/L)v_{\text{ph},z}$ , 其中  $v_{\text{ph},z}$  是电磁场沿着曲折路径  $z$ , 传输时的相速,  $p$  是慢波结构的纵向周期长度. 电磁场的纵向等效相位常数是

$$\beta = \left(\frac{L}{p}\right) k_m^1. \quad (12)$$

由曲折波导的结构特点可知: 电磁波传播一个周期后, 其电场方向要发生  $180^\circ$  相移; 所以, 电子注每经过一个相互作用周期, 它感受到的电磁场相位改变量应该再加上一个  $\pi$ . 脊加载曲折波导慢波结构的第  $m$  次相位常数可写为

$$\begin{aligned}
\beta_m = & \frac{L}{p} k_m^1 + \frac{(2m+1)\pi}{p} \\
m = & 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13)
\end{aligned}$$

### 3. “热”色散方程

下面在之前分析的基础上, 在脊加载曲折波导慢波结构中引入电子注, 从麦克斯韦方程出发, 推导热色散方程.

由麦克斯韦方程组可得

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_c^2}{c^2} - (k_m^1)^2\right) \mathbf{E} = i\omega\mu_0 \mathbf{J}, \quad (14)$$

其中,  $\mathbf{J} = \mathbf{J}_z$  为电流密度. 在上式两边点乘  $\mathbf{H}^*$ , 并在单位周期长度内的电子注横截面上进行积分, 可得到

$$\begin{aligned}
& \left\{ \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_c^2}{c^2}\right) \left(\frac{L}{p}\right)^2 - \beta^2 \right\} \\
= & -\frac{i\omega\mu_0}{2P_w} \int_{S_e} J_z H_y^* dS, \quad (15)
\end{aligned}$$

电子注横截面由  $S_e$  表示;  $P_w = \int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{S}$  为脊加载曲折波导慢波结构中的总功率流. 由于电

磁场在区域 II 和 III 的群速为零,这两个区域的功率也为零.因此,区域 I 的功率流就是慢波结构中的总功率流.根据所获得的场表达式(1),可得慢波系统中的功率流  $P_w$  的表达式为

$$P_w = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{a}{2} \frac{\omega \mu_0 k_m^1}{(h^1)^2} |A_m^1|^2 \times \begin{cases} b + \frac{\sinh(2r_m^1 b)}{2r_m^1}, & (r_m^1)^2 > 0, \\ b + \frac{\sin(2r_m^1 b)}{2r_m^1}, & (r_m^1)^2 < 0. \end{cases} \quad (16)$$

在小信号条件下,高频场与电子注仅有微弱的耦合,电子注经调制后所产生的交变分量(交变电流密度  $J_z$ , 交变速度  $v_1$ , 交变电荷密度  $\rho_1$ ) 远小于其相应的直流分量(直流电流密度  $J_0$ , 直流速度  $v_0$ , 直流电荷密度  $\rho_0$ ). 因此,线性化直流电流密度可写为

$$J_z = \rho_0 v_1 + \rho_1 v_0. \quad (17)$$

由于在慢波线上传播的高频场幅度很小,电子注受此场作用产生的交变分量  $J_z, \rho_1, v_1$  也很小,并与慢波线上传播的交变场具有同样的波动形式.那么,结合电流连续性方程可推知

$$J_z = \frac{\rho_0}{1 - \frac{\beta_m}{\omega} v_0} v_1. \quad (18)$$

采用 Neil, Heckrotte<sup>[14]</sup> 和 Lau<sup>[15]</sup> 所提出的流体模型来研究电子注,假设电子没有横向速度,因此,在非相对论情况下,根据电子运动方程可知

$$v_1 = \frac{i\eta}{\omega - \beta_m v_0} E_z^1, \quad (19)$$

其中,  $\eta = \frac{e}{m}$  为电子荷质比.

根据(18), (19)式以及电场  $E_z^1$  的表达式,则可推知受高频场作用产生的交变电流密度为

$$J_z = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{2}{\pi} \frac{i(\omega/c)^2 \omega_p^2}{(\omega - \beta_m v_0)^2} \frac{k_m^1}{(h^1)^2} \times A_m^1 \cosh(r_m^1 y) e^{i(\omega t - k_m^1 z)}, \quad (20)$$

其中,  $\omega_p^2 = \eta \frac{\rho_0}{\varepsilon}$  表示等离子体振荡频率.把(20)式和(1)式中的场表达式代入(15)式中,可推知脊加载曲折波导慢波结构的热色散方程为

$$\left\{ \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_c^2}{c^2} \right) \left( \frac{L}{p} \right)^2 - \beta'^2 \right\} (\omega - \beta_m v_0)^2$$

$$= \frac{L^2}{ap} \left( \frac{2\omega}{\pi c} \right)^2 \omega_p^2 \left( \frac{\sinh(2r_m^1 r) + 2r_m^1 r}{2r_m^1 b + \sin(2r_m^1 b)} \right). \quad (21)$$

加载电子注时,第  $m$  次空间谐波的相位常数可修正为

$$\beta_m = \frac{L}{p} k_m^1 + \frac{(2m+1)\pi}{p} - \delta\beta = \beta_m^0 - \delta\beta. \quad (22)$$

那么,(21)式可以转换为如下简洁的形式:

$$\bar{\delta}\beta \left( 1 - \frac{\bar{\delta}\beta}{2\beta_{01}^0} \right) (\Delta_m + \bar{\delta}\beta)^2 - C^3 = 0, \quad (23)$$

其中,  $\beta_m^0$  为未加载电子注时第  $m$  次空间谐波的相位常数,  $\bar{\beta} = \beta/k_c$ ,  $\bar{\omega} = \omega/\omega_c$ , 调谐系数  $\Delta_m = \frac{\bar{\omega}}{\beta_{s0}} - \bar{\beta}_{01}^0 - \frac{(2m+1)}{pk_c} \pi$ ,  $\beta_{s0} = \frac{v0}{c}$ ,  $\bar{\beta}_{01}^0 = \frac{L}{pk_c} k_m^1$ , 耦合系数  $C^3$  如下所示:

$$C^3 = \frac{2L}{a} \frac{1}{k_c k_m^1} \left( \frac{1}{\pi c \beta_{s0}} \right)^2 \omega_p^2 \times \left( \frac{\sinh(2r_m^1 r) + 2r_m^1 r}{2r_m^1 b + \sin(2r_m^1 b)} \right). \quad (24)$$

#### 4. 数值计算及分析

在(23)式中,当给定电子注参数和慢波结构尺寸时,色散关系  $\omega-\beta_0$  就可以确定.脊加载曲折波导每周期的小信号增益可写为

$$G(\text{dB/period}) = 20 \log(\exp[\text{Im}(\beta_0 L)]) = 8.686 \cdot \text{Im}(\beta_0 L). \quad (25)$$

在下面的分析过程中,慢波线的尺寸如下:  $b/a = 0.08$ ,  $L/a = 0.8$ ,  $r/a = 0.08$ . 为了脊加载曲折波导行波管在保证一定带宽的情况下获得更高的增益,通过线性理论的数值分析来确定脊的尺寸和电子注参数.

图2给出了脊宽度  $w$  与周期长度  $L$  比值分别为 0.1, 0.2, 0.3 时,小信号增益随频率的变化曲线.通过  $g_{\min} = (1 - 3/G_1) g_{\max}$ <sup>[16]</sup> 来计算 3 dB 增益带宽,其中  $g$  为小信号增益(dB/周期),  $G_1$  为行波管的整体增益,设为 30 dB.从图2中可知:在  $w/L = 0.1, 0.2, 0.3$  时,增益峰值分别为 1.07, 1.15, 1.16 dB/周期, 3 dB 增益带宽分别为 36.83%, 18.51%, 7.47%.由此可知:随着脊宽度  $w$  的增加,带宽明显减小,增益峰值增加,这可以解释为耦合阻抗增加,而色散增强的缘故.此外,增益峰值所对应的工作频率点向低频端移动,这意味着中心工作频率向截止频率靠

近了. 因此, 为了获得更高的增益, 同时保证一定的工作带宽, 脊宽度取为  $w/L = 0.2$  较合适.

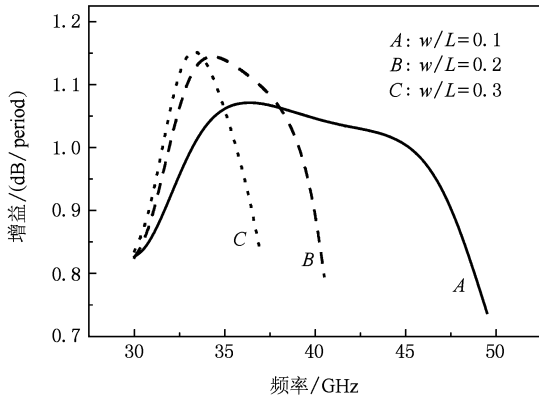


图 2 脊宽度对小信号增益曲线的影响,  $b/a = 0.08, L/a = 0.8, r/a = 0.08, h/b = 0.3, U_0 = 13.0 \text{ kV}, I_0 = 100 \text{ mA}$

图 3 给出了脊高度  $h$  对增益峰值和带宽的影响. 当脊高度  $h/b = 0.25, 0.3, 0.35$  时, 增益峰值  $g_{\max} = 1.05, 1.15, 1.27 \text{ dB/周期}$ , 带宽分别为  $28.34\%, 18.51\%, 10.36\%$ . 从中可知: 随着脊高度的增加, 行波管的增益明显增加, 但工作带宽变小了. 综合考虑脊高度对增益和带宽的影响, 脊高度  $h/b$  取为  $0.3$  较合适.

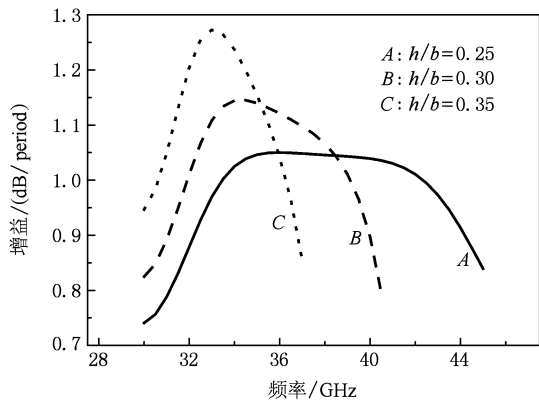


图 3 脊高度对小信号增益曲线的影响,  $b/a = 0.08, L/a = 0.8, r/a = 0.08, w/L = 0.2, U_0 = 13.0 \text{ kV}, I_0 = 100 \text{ mA}$

电子注电压  $U_0$  对增益和带宽影响如图 4 所示, 此处给出了工作电压分别为  $12.5 \text{ kV}, 13.0 \text{ kV}, 13.5 \text{ kV}$  时小信号增益随频率的变化情况. 因为电子注速度和动能随着电子注电压的增加而增大, 而且只有当电子注速度与慢电磁波相速同步时, 注-波相互作用最强, 所以结合图 4 可知: 一方面, 在同步条件满足的情况下, 随着电压的增加, 电子注能给予高频场的动能更大, 因此增益曲线的峰值也变大,

对应于电子注电压值的增益峰值分别为  $1.13, 1.15, 1.16 \text{ dB/周期}$ ; 另一方面, 随着工作电压的增加, 电子注速度随之增大, 注-波互作用的同步条件变了, 能有效互作用的频率范围变小了, 同时具有增益最大值的工作频率点也随之变化, 向低频端移动. 带宽随着工作电压的增加而减小, 分别为  $21.69\%, 18.51\%, 11.24\%$ . 根据上述分析, 电子注电压  $U_0$  取为  $13 \text{ kV}$  时, 行波管的增益和带宽性能得到了很好的兼顾.

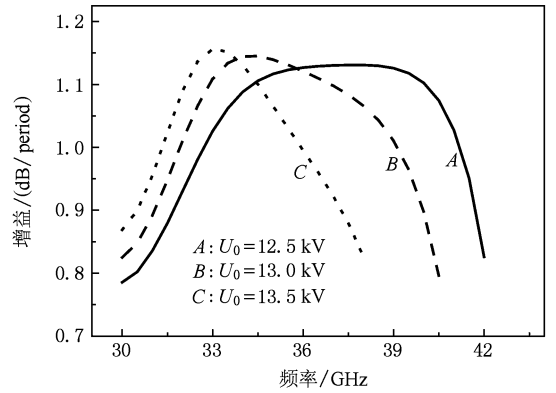


图 4 电子注电压  $U_0$  对小信号增益曲线的影响,  $b/a = 0.08, L/a = 0.8, r/a = 0.08, w/L = 0.2, h/b = 0.3, I_0 = 100 \text{ mA}$

图 5 给出了电子注电流分别为  $100 \text{ mA}, 150 \text{ mA}, 200 \text{ mA}$  时, 小信号增益曲线随频率的变化情况. 由于电子注电流正比于 pierce 增益参量, 因此从图 5 可知, 随着电子注电流的增大, 行波管的增益明显增大:  $g_{\max} = 1.15, 1.31, 1.44 \text{ dB/周期}$ . 同时, 提高电子注电流可以略微增大增益带宽:  $18.51\%, 20.13\%, 21.64\%$ . 但是, 电子注的传输情况直接影响着行波管的工作性能, 而且电子注电流越大, 对

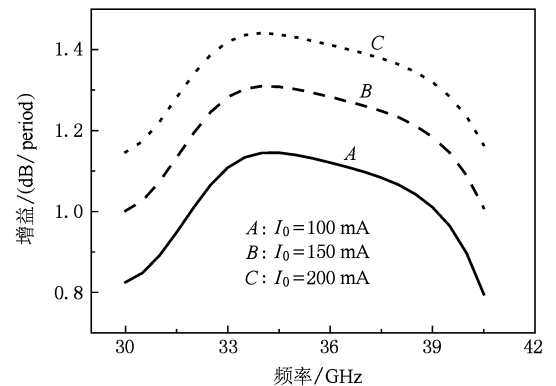


图 5 电子注电流  $I_0$  对小信号增益曲线的影响,  $b/a = 0.08, L/a = 0.8, r/a = 0.08, w/L = 0.2, h/b = 0.3, U_0 = 13.0 \text{ kV}$

其聚焦的难度越大. 特别是工作在毫米波段的行波管, 其电子注通道半径尺寸随频率的增大而明显变小, 使得电子注传输问题更加明显, 限制了电子注电流值的提高. 因此, 对于工作在  $K\alpha$  波段的脊加载曲折波导行波管, 采用 100 mA 的电子注电流值较为合适.

图 6 给出了在相同工作条件下, 新型曲折波导行波管和曲折波导行波管的小信号增益特性比较. 曲折波导行波管的 3 dB 增益带宽为 29.07%, 而脊

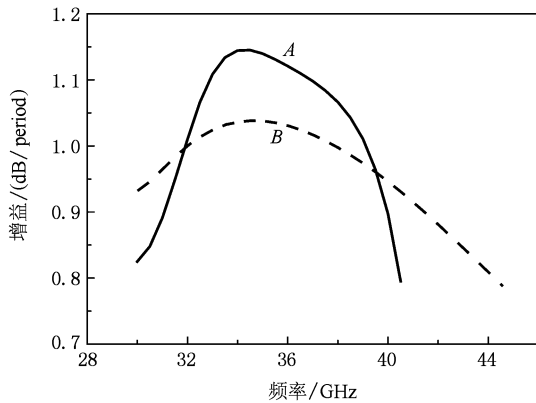


图 6 相同工作条件下, 新型(A)和常规(B)曲折波导行波管的增益特性比较,  $b/a = 0.08$ ,  $L/a = 0.8$ ,  $r/a = 0.08$ ,  $w/L = 0.2$ ,  $h/b = 0.3$ ,  $U_0 = 13.0$  kV,  $I_0 = 100$  mA

加载曲折波导行波管的 3 dB 增益带宽为 18.51%; 但常规结构的增益峰值只有 1.038 dB/周期, 明显小于脊加载结构的 1.15 dB/周期. 说明脊加载曲折波导行波管在保证一定带宽的情况下, 可以明显提高小信号增益和电子注效率.

## 5. 结 论

本文对脊加载曲折波导行波管的注-波相互作用线性理论进行了分析. 采用场匹配法获得此类慢波结构第  $m$  次空间谐波的相位常数表达式, 并在此基础上结合电流连续性方程和电子运动方程, 推导出了热色散方程. 通过数值求解此色散方程, 分析了脊尺寸和电子注参数对小信号增益的影响. 计算结果表明: 随着脊宽度和高度的增加, 行波管的 3 dB 增益带宽变窄, 增益峰值明显增加; 随着工作电压的增加, 能有效互作用的频率范围变小了, 同时具有增益最大值的工作频率点向低频端移动; 在一定范围内加大电子注电流, 不但能够提高小信号增益, 而且可以展宽频带. 通过两种不同结构的增益特性比较, 可知脊加载曲折波导行波管在保证一定带宽的情况下, 比曲折波导行波管具有更高的增益和效率. 本文的理论将为研制和发展此类行波管奠定理论基础.

- [1] Liao F J 1999 *Vacuum electronics technology—the key component of information equipment* (Beijing: National defense industry Press) p10—98 (in Chinese) [廖复疆 1999 真空电子技术—信息装备的心脏 (北京: 国防工业出版社) 第 10—98 页]
- [2] Wei Y Y, Wang W X, Gong Y B, Zhou P 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 949 (in Chinese) [魏彦玉、王文祥、宫玉彬、周 鹏 2000 物理学报 **49** 949]
- [3] Wei Y Y, Wang W X, Sun J H, Liu S G 2002 *Chin. Phys.* **11** 277
- [4] Lu Z G, Gong Y B, Wei Y Y, Wang W X 2006 *Chin. Phys.* **15** 2661
- [5] Li J Q, Mo Y L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4117 (in Chinese) [李建清、莫元龙 2006 物理学报 **55** 4117]
- [6] Bhattacharjee S, Booske J H, Kory C L, Weide D W, Limbach S, Gallagher S, Welter J D, Lopez M R, Gilgenbach R M, Ives R L, Read M E, Divan R, Mancini D C 2004 *IEEE Trans. Plasma Science* **32** 1002
- [7] Kory C L, Booske J H, Lee W J, Gallagher S, Weide D W, Limbach S, Bhattacharjee S 2002 *IEEE MIT-S Digest* 1265—1268
- [8] Young H N, Sang W C, Jin J C 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1017
- [9] Booske J H, Converse M C, Kory C L, Chevalier C T, Gallagher D A, Kreischer K E, Heinen V O, Bhattacharjee S 2005 *IEEE Trans. Electron Devices* **52** 685
- [10] Han S T, Jang K H, So J K, Kim J, Shin Y M, Ryskin N M, Chang S S, Park G S 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 60
- [11] McVey B D, Basten M A, Booske J H, Scharer J E 1994 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **42** 995
- [12] Joe J, Scharer J E, Booske J H, Basten M A 1997 *Phys. Plasma* **4** 2707
- [13] Henoeh B T 1958 *J. Appl. Phys.* **18** 1
- [14] Neil V K, Heckrotte W 1963 *J. Appl. Phys.* **36** 2761
- [15] Lau Y Y 1982 *IEEE Trans. Electron Devices* **29** 320
- [16] Ganguly A K, Choi J J, Armstrong C M 1995 *IEEE Trans. Electron Devices* **42** 348

# Linear theory of the beam-wave interaction in a ridge-loaded folded slow-wave structure \*

He Jun<sup>†</sup> Wei Yan-Yu Gong Yu-Bin Duan Zhao-Yun Lu Zhi-Gang Wang Wen-Xiang

(*Vacuum Electronics National Laboratory, School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

(Received 4 January 2010; revised manuscript received 19 January 2010)

## Abstract

A novel mm-wave high power microwave device, the ridge-loaded folded waveguide traveling wave tube (TWT), is presented and its linear gain properties are investigated. The perturbed dispersion equation is derived and the small signal growth rate is calculated for different dimensions of ridge and parameters of electron beam. For a cold beam, the linear theory predicts a gain of 1.15 dB/period and a 3-dB small-signal gain bandwidth of 18.51% in  $K\alpha$ -band. The investigation reveals that, with the same beam parameters, the novel slow-wave structure (SWS) has advantage over the folded waveguide SWS in its gain and efficiency. The dimensions of ridge and the beam current may be increased in order to raise the gain.

**Keywords:** millimeter wave, folded waveguide, ridge-loaded, small signal gain

**PACC:** 7870G, 8760F

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60532010, 60971038) and the Program for New Century Excellent Talents in University.

<sup>†</sup> E-mail: skyboyhj@163.com