

阶梯槽交错双栅慢波结构高频特性理论和模拟*

谢文球^{1)2)†} 王自成¹⁾ 罗积润¹⁾ 刘青伦¹⁾ 李现霞¹⁾

1) (中国科学院电子学研究所, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013年7月17日收到; 2013年9月13日收到修改稿)

本文基于一种阶梯槽交错双栅周期慢波结构模型, 获得了该结构中的电磁场分布公式. 通过场匹配方法, 求出了该结构的高频色散方程和耦合阻抗表达式. 以 W 波段行波管用的阶梯槽交错双栅为例, 利用本文公式和 CST-MWS 电磁软件比较计算了色散和耦合阻抗特性, 分析了阶梯尺寸参数对高频特性 (基模色散、+1 次空间谐波归一化相速和耦合阻抗) 的影响. 结果表明, 理论和 CST-MWS 软件模拟有很好的 consistency; 相对矩形交错双栅, 改善了色散特性, 拓展了基模带宽, 同时具有足够大的耦合阻抗和适合工程应用的机械强度, 在一定程度上可以弥补矩形交错双栅周期慢波结构的不足.

关键词: 场匹配法, 阶梯槽, 交错双栅周期慢波结构, 高频特性

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Gy

DOI: 10.7498/aps.63.014101

1 引言

近年来, 交错双栅慢波结构在毫米波和太赫兹源的研究中受到关注^[1-7]. 这种慢波结构通过在矩形波导两个宽边上分别周期性放置两排保持一定位错的矩形金属栅得到. 位错的引入虽然降低了基波强度, 但高次谐波得到了显著增强, 与高次谐波同步所需的电子注电压降低^[1,3]. 对称双排栅的基模 TE_{x10} 模是 Y 向反对称模, 通道中纵向电场很弱, 无法在 'o' 形器件中利用. 虽然第一高次模 TE_{x11} 模是 Y 向对称模, 有较强纵向电场, 但工作于该模易引入模式竞争等不稳定因素^[3]. 引入位错后, 双栅结构的基模 TE_{x10} 模不再是 Y 向反对称模, 通道中的横向场分量 E_y 减弱, 纵向场分量 E_z 增强, 给注波相互作用提供了有利条件, 此时慢波结构可工作于基模, 提高了稳定性^[3,4]. 交错双栅作为毫米波和太赫兹行波管、返波振荡器、自由电子激光等的高频慢波电路时, 具有高频损耗较小、增益较高、带宽较大等优点, 是一种有高频应用潜力的全金属慢波结构^[1-7]. 文献^[4] 讨论了矩形交错双栅的高频特性, 分析了位错大小对高频特性的影

响, 发现半周期位错具有最大的耦合阻抗和基模带宽. 文中表明, 可以通过减小矩形栅厚度以增强纵向电场, 进一步改善注波耦合, 但栅的加工和机械强度便成为新的问题. 为此本文构建一种阶梯槽交错双栅慢波结构, 希望在保证足够机械性能和良好注波耦合阻抗基础上, 进一步改善交错双栅的色散特性.

2 阶梯槽交错双栅的电磁传播理论

2.1 阶梯槽交错双栅结构的电磁场描述

阶梯槽交错双栅慢波结构如图 1 所示, p 代表慢波周期, d_1, d_2 代表阶梯跨度, h_1, h_2 代表阶梯高度, 槽的总深度 $h = h_1 + h_2$, $2g$ 为上下两排栅间距, s 为上下两排栅的位错, a 为波导宽度. 在本文的研究中始终有 $p > d_1 \geq d_2$. 在这种基于矩形波导的慢波结构中建立电磁场表达式时宜采用直角坐标系. 由该结构所支持的电磁模式是相对于 x 方向的横电模, 即 TE_x 模, $E_x = 0$. 场在 x 方向由于金属壁的限制为驻波形式. 这类慢波结构适合在带状注器件中使用, 带状电子注在两排栅的间隙中通过.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61172016) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xiewenqiu11@mails.ucas.ac.cn

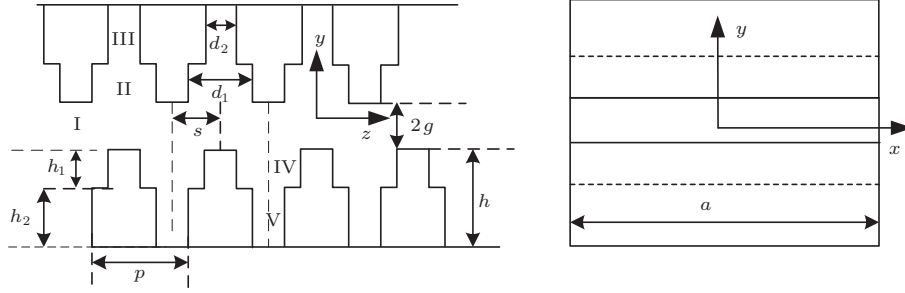


图1 阶梯槽交错双栅慢波结构

下面考虑场表达式时暂不包含带状电子注在内, 即只讨论“冷”高频特性. 阶梯槽交错双栅慢波结构分为5个区(图1): 互作用区I和槽区II, III, 以及槽区IV, V. 从 H_x 出发, 根据麦克斯韦方程组推得各区中其他场分量的表达式. 为了简单起见, 仅写出匹配所需的 H_x 和 E_z 分量. 讨论的场为时谐场, 略去了时间因子 $e^{j\omega t}$. 且略去了场表达式中I区传播的是沿着 z 方向的行波, 根据模型假设, $H_{1,x}$ 在 z 方向具有 $e^{-j\beta z}$ 的形式. 考虑 z 方向周期性, 据Floquet定理, 场展开为无限项空间谐波之和的形式. 根据以上条件写出I区内的场表达式

$$H_x^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [A_n F(v_n y) + B_n G(v_n y)] \times \sin(k_x x) e^{-j\beta_n z}, \quad (1)$$

$$E_z^I = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{j\omega\mu_0 v_n}{k^2 - k_x^2} [A_n F'(v_n y) + B_n G'(v_n y)] \times \sin(k_x x) e^{-j\beta_n z}, \quad (2)$$

其中, 当 $k^2 - (\beta_n^2 + k_x^2) > 0$ 时,

$$\begin{aligned} v_n &= \sqrt{k^2 - (\beta_n^2 + k_x^2)}, \\ F(v_n y) &= \sin(v_n y), \\ F'(v_n y) &= \cos(v_n y), \\ G(v_n y) &= \cos(v_n y), \\ G'(v_n y) &= -\sin(v_n y); \end{aligned}$$

当 $k^2 - (\beta_n^2 + k_x^2) < 0$ 时,

$$\begin{aligned} v_n &= \sqrt{\beta_n^2 + k_x^2 - k^2}, \\ F(v_n y) &= \sinh(v_n y), \\ F'(v_n y) &= \cosh(v_n y), \\ G(v_n y) &= \cosh(v_n y), \\ G'(v_n y) &= \sinh(v_n y). \end{aligned}$$

II区由于栅的阻挡, 场解在 z 向写为无限本征驻波之和的形式, 由边界条件 $E_y^{\text{II}}|_{z=0, z=d_1} = 0$ 得

$$H_x^{\text{II}} = \sum_{m=0}^{\infty} [a_m F(l_m y) + b_m G(l_m y)] \times \cos\left(\frac{m\pi z}{d_1}\right) \sin(k_x x), \quad (3)$$

$$E_z^{\text{II}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{j\omega\mu_0 l_m}{k^2 - k_x^2} [a_m F'(l_m y) + b_m G'(l_m y)] \times \cos\left(\frac{m\pi z}{d_1}\right) \sin(k_x x). \quad (4)$$

当 $(m\pi/d_1)^2 + k_x^2 - k^2 > 0$ 时,

$$\begin{aligned} l_m &= \sqrt{(m\pi/d_1)^2 + k_x^2 - k^2}, \\ F(l_m y) &= \sinh(l_m y), \\ G(l_m y) &= \cosh(l_m y), \\ F'(l_m y) &= \cosh(l_m y), \\ G'(l_m y) &= \sinh(l_m y); \end{aligned}$$

当 $(m\pi/d_1)^2 + k_x^2 - k^2 < 0$ 时,

$$\begin{aligned} l_m &= \sqrt{k^2 - k_x^2 - (m\pi/d_1)^2}, \\ F(l_m y) &= \sin(l_m y), \\ G(l_m y) &= \cos(l_m y), \\ F'(l_m y) &= \cos(l_m y), \\ G'(l_m y) &= -\sin(l_m y). \end{aligned}$$

III区的场与II区的场具有类似的形式, 不同点是需满足边界条件 $E_y^{\text{III}}|_{z=0.5(d_1 \pm d_2)} = 0$ 以及 $E_z^{\text{III}}|_{y=g+h} = 0$, 可得III区内的场

$$H_x^{\text{III}} = \sum_{m=0}^{\infty} c_m G[\gamma_m (y - g - h)] \times \cos\left(\frac{m\pi}{d_2} \left(z - \frac{d_1 - d_2}{2}\right)\right) \times \sin(k_x x), \quad (5)$$

$$E_z^{\text{III}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{j\omega\mu_0 c_m}{k^2 - k_x^2} G' [\gamma_m (y - g - h)] \times \cos\left(\frac{m\pi}{d_2} \left(z - \frac{d_1 - d_2}{2}\right)\right) \times \sin(k_x x), \quad (6)$$

其中, 当 $(m\pi/d_2)^2 + k_x^2 - k^2 > 0$ 时,

$$\gamma_m = \sqrt{(m\pi/d_2)^2 + k_x^2 - k^2},$$

$$F(\gamma_m y) = \sinh(\gamma_m y),$$

$$G(\gamma_m y) = \cosh(\gamma_m y),$$

$$F'(\gamma_m y) = \cosh(\gamma_m y),$$

$$G'(\gamma_m y) = \sinh(\gamma_m y).$$

当 $(m\pi/d_2)^2 + k_x^2 - k^2 < 0$ 时,

$$\gamma_m = \sqrt{k^2 - (m\pi/d_2)^2 - k_x^2},$$

$$F(\gamma_m y) = \sin(\gamma_m y),$$

$$G(\gamma_m y) = \cos(\gamma_m y),$$

$$F'(\gamma_m y) = \cos(\gamma_m y),$$

$$G'(\gamma_m y) = -\sin(\gamma_m y).$$

同理, 根据相应边界条件写出 IV, V 区的场表达式:

IV 区内的场

$$H_x^{\text{IV}} = \sum_{m=0}^{\infty} [d_m F(l_m y) + e_m G(l_m y)] \times \cos\left(\frac{m\pi(z-s)}{d_1}\right) \sin(k_x x), \quad (7)$$

$$E_z^{\text{IV}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{j\omega\mu_0 f_m}{k^2 - k_x^2} [d_m F'(l_m y) + e_m G'(l_m y)] \times \cos\left(\frac{m\pi(z-s)}{d_1}\right) \sin(k_x x). \quad (8)$$

V 区内的场

$$H_x^{\text{V}} = \sum_{m=0}^{\infty} f_m G[\gamma_m (y + g + h)] \times \cos\left(\frac{m\pi}{d_2} \left(z - \frac{d_1 - d_2}{2} - s\right)\right) \times \sin(k_x x), \quad (9)$$

$$E_z^{\text{V}} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{j\omega\mu_0 f_m}{k^2 - k_x^2} G'[\gamma_m (y + g + h)] \times \cos\left(\frac{m\pi}{d_2} \left(z - \frac{d_1 - d_2}{2} - s\right)\right) \times \sin(k_x x). \quad (10)$$

2.2 阶梯槽交错双栅的色散方程

写出结构中的场表达式后, 采用场匹配法获得阶梯槽交错双栅慢波结构的色散方程. 在 I, II 区交

界面 $y = g$ 处以及 I, IV 区交界面 $y = -g$ 处的场匹配条件分别为

$$H_x^{\text{I}}|_{y=g} = H_x^{\text{II}}|_{y=g}, \quad (0 < z < d_1),$$

$$E_z^{\text{I}}|_{y=g} = \begin{cases} E_z^{\text{II}}|_{y=g}, & (0 < z < d_1), \\ 0, & (d_1 < z < p); \end{cases} \quad (11)$$

$$H_x^{\text{I}}|_{y=-g} = H_x^{\text{III}}|_{y=-g}, \quad (s < z < d_1 + s),$$

$$E_z^{\text{I}}|_{y=-g} = \begin{cases} E_z^{\text{III}}|_{y=-g}, & (s < z < d_1 + s), \\ 0, & (d_1 + s < z < p + s). \end{cases} \quad (12)$$

将对应的场表达式代入, 并经过一系列数学运算和整理可得

$$\sum_{n'=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta_{n,n'} p d_1 v_{n'} [A_{n'} F'(v_{n'} g) + B_{n'} G'(v_{n'} g)] = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} [A_n F(v_n g) + B_n G(v_n g)] \times R\left(\beta_{n'}, \frac{m\pi}{d_1}\right) R\left(-\beta_n, \frac{m\pi}{d_1}\right) \times \frac{2l_m [F'(l_m g) + b_m/a_m G'(l_m g)]}{(1 + \delta_{0,m}) [F(l_m g) + b_m/a_m G_m(l_m g)]}, \quad (13)$$

$$\sum_{n'=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta_{n,n'} p d_1 v_{n'} [A_{n'} F'(v_{n'} g) - B_{n'} G'(v_{n'} g)] = \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} e^{j(\beta_{n'} - \beta_n)s} [-A_n F(v_n g) + B_n G(v_n g)] R\left(\beta_{n'}, \frac{m\pi}{d_1}\right) R\left(-\beta_n, \frac{m\pi}{d_1}\right) \times \frac{2l_m [F'(l_m g) - b_m/a_m G'(l_m g)]}{(1 + \delta_{0,m}) [-F(l_m g) + b_m/a_m G_m(l_m g)]}. \quad (14)$$

由 (13) 式、(14) 式可知, 需要求出 b_m/a_m 与 d_m/c_m 才能获得关于 A_n 和 B_n 的线性方程组, 从而进一步获得色散方程. 而 b_m/a_m 与 d_m/c_m 的获取需要用到 $y = \pm(g + h_1)$ 的导纳匹配条件. 以 b_m/a_m 的求解为例, 在 II 区和 III 区的阶梯交界面 $y = g + h_1$ 处, 由于阶梯跨度的突变, 不能直接使用场连续性条件, 而是用交界面处的电压和电流的连续性条件代替场连续性条件, 结合图 2 该连续性条件可以写为 [8-10]

$$\begin{aligned} V_{z,m}^{\text{II}} &= V_{z,m}^{\text{III}}, \\ J_{y,m}^{\text{II}} &= J_{y,m}^{\text{III}} + B \cdot V_{z,m}^{\text{III}}, \\ (y &= g + h_1), \end{aligned} \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} B &= j\omega C, \\ C &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \left\{ \frac{\partial^2 + 1}{\partial} \ln \frac{1 + \partial}{1 - \partial} - 2 \ln \frac{4\partial}{1 - \partial^2} \right\}, \\ \partial &= \frac{d_2}{d_1}, \end{aligned}$$

C 表达式成立的条件是 $d_2 < 0.2\lambda$, λ 为真空中的波长 [8,9]. 这里的 $V_{z,m}$ 为第 m 次空间谐波沿着 z 向的有效电压, $J_{y,m}$ 为其壁上电流. 具体的,

$$\begin{aligned} J_{y,m} &= H_{x,m}, \\ V_{z,m} &= \begin{cases} \int_0^{\frac{\lambda_m}{4}} (E_{z,m})_{\text{mag}} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_m} z\right) dz, & (m \neq 0), \\ (E_{z,m})_{\text{mag}} d, & (m = 0), \end{cases} \end{aligned}$$

这里的 $(E_{z,m})_{\text{mag}}$ 表示电场 $E_{z,m}$ 的幅度, $\lambda_m = \frac{2\pi}{(\pi m d)}$ 表示波长, d 表示阶梯跨度.

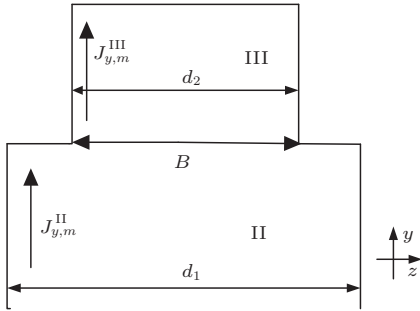


图2 阶梯跨度阶越示意图

将 (3) 式至 (6) 式代入 (15) 式有

$$b_m/a_m = \frac{F[l_m(h_1 + g)] D - l_m F'[l_m(h_1 + g)]}{l_m G'[l_m(h_1 + g)] - D G[l_m(h_1 + g)]},$$

其中

$$D = \begin{cases} \frac{d_2}{d_1} \frac{-\gamma_m G'(\gamma_m h_2)}{\left(G(\gamma_m h_2) + \frac{C\omega^2 \mu_0 d_2}{k^2 - k_x^2} \gamma_m G'(\gamma_m h_2)\right)}, & (m \neq 0), \\ \frac{d_2}{d_1} \frac{-\gamma_m G'(\gamma_m h_2)}{\left(G(\gamma_m h_2) + \frac{C\omega^2 \mu_0 d_2}{k^2 - k_x^2} \gamma_m G'(\gamma_m h_2)\right)}, & (m = 0). \end{cases}$$

采用同样的方法可以求得 d_m/c_m

方程组 (13) 和方程组 (14) 有非平凡解的条件是系数行列式须为零, 为零的系数行列式即为色散方程. 色散方程具体为

$$\begin{vmatrix} M & N \\ P & Q \end{vmatrix} = 0, \quad (16)$$

其中

$$\begin{aligned} M_{n,n'} &= \delta_{n'n} p d_1 \nu_{n'} F'(\nu_{n'} g) \\ &\quad - F(\nu_n g) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2}{1 + \delta_{0m}} \\ &\quad \times \frac{l_m [F'(l_m g) + b_m/a_m G'(l_m g)]}{[F(l_m g) + b_m/a_m G(l_m g)]} \\ &\quad \times R\left(\beta_{n'}, \frac{m\pi}{d}\right) R\left(-\beta_n, \frac{m\pi}{d}\right), \\ N_{n,n'} &= \delta_{n'n} p d_1 \nu_{n'} G'(\nu_{n'} g) \\ &\quad - G(\nu_n g) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2}{1 + \delta_{0m}} \\ &\quad \times \frac{l_m [F'(l_m g) + b_m/a_m G'(l_m g)]}{[F(l_m g) + b_m/a_m G(l_m g)]} \\ &\quad \times R\left(\beta_{n'}, \frac{m\pi}{d}\right) R\left(-\beta_n, \frac{m\pi}{d}\right), \\ P_{n,n'} &= \delta_{n'n} p d_1 \nu_{n'} F'(\nu_{n'} g) \\ &\quad + F(\nu_n g) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2}{1 + \delta_{0m}} \\ &\quad \times \frac{l_m [F'(l_m g) - d_m/c_m G'(l_m g)]}{[-F(l_m g) + d_m/c_m G(l_m g)]} \\ &\quad \times R\left(\beta_{n'}, \frac{m\pi}{d}\right) R\left(-\beta_n, \frac{m\pi}{d}\right) e^{j(\beta_{n'} - \beta_n)s}, \\ Q_{n,n'} &= -\delta_{n'n} p d_1 \nu_{n'} G'(\nu_{n'} g) \\ &\quad - G(\nu_n g) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2}{1 + \delta_{0m}} \\ &\quad \times \frac{l_m [F'(l_m g) - d_m/c_m G'(l_m g)]}{[-F(l_m g) + d_m/c_m G(l_m g)]} \\ &\quad \times R\left(\beta_{n'}, \frac{m\pi}{p}\right) R\left(-\beta_n, \frac{m\pi}{p}\right) e^{j(\beta_{n'} - \beta_n)s}. \end{aligned}$$

2.3 阶梯槽交错双栅的耦合阻抗

耦合阻抗在行波管中被用来描述注波互作用的强弱程度, 而在慢波结构中电子注保持同布条件来获取电子注能量的并非所有空间谐波而是某一次空间谐波 [11]. $-0.5a_1 < x < 0.5a_1$, $-g_1 < y < g_1$ 的带状电子注区域内的 m 次空间谐波的平均耦合阻抗为

$$\overline{K_{c,m}} = \frac{\int_{-0.5a_1}^{0.5a_1} \int_{-g_1}^{g_1} |E_{z,m} \cdot E_{z,m}^*| dy dx}{2S\beta_m^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{wn}}. \quad (17)$$

$$\times \left[|a_m|^2 \left(\frac{\sin(2v_m g_1)}{2v_m g_1} + 1 \right) + |b_m|^2 \left(-\frac{\sin(2v_m g_1)}{2v_m g_1} + 1 \right) \right].$$

在(17)式中, E_{zm} 为电子注所在位置的纵向电场幅值, E_{zm}^* 为 E_{zm} 的共轭值, $S = 2a_1 g_1$ 为带状注横截面积, β_m 为在特定频率下 m 次空间谐波的纵向传播常数. 在 P_w 为单位时间通过系统的总功率流, 即各空间谐波功率流之和, $P_w = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_{wn}$. 谐波号为 n 的空间谐波功率流^[12]

$$P_{wn} = \frac{1}{2} \text{Re} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-g}^g [-E_{yI} \cdot H_{xI}^*]_n dy dx. \quad (18)$$

当 $k^2 - (\beta_n^2 + k_x^2) < 0$ 时,

$$v_n = \sqrt{\beta_n^2 + k_x^2 - k^2};$$

$$P_{wn} = \frac{1}{2} \frac{\omega \mu_0 \beta_n}{k^2 - k_x^2} ag \left[|a_n|^2 \left(\frac{\sinh(2v_n g)}{2v_n g} - 1 \right) + |b_n|^2 \left(\frac{\sinh(2v_n g)}{2v_n g} + 1 \right) \right].$$

当 $k^2 - (\beta_n^2 + k_x^2) > 0$ 时,

$$v_n = \sqrt{k^2 - \beta_n^2 - k_x^2};$$

$$P_{wn} = \frac{1}{2} \frac{\omega \mu_0 \beta_n}{k^2 - k_x^2} ag \left[|a_n|^2 \left(1 - \frac{\sin(2v_n g)}{2v_n g} \right) + |b_n|^2 \left(\frac{\sin(2v_n g)}{2v_n g} + 1 \right) \right].$$

另外, 当 $\beta_m^2 + k_x^2 - k^2 > 0$ 时,

$$v_m = \sqrt{\beta_m^2 + k_x^2 - k^2};$$

$$\int_{-0.5a_1}^{0.5a_1} \int_{-g_1}^{g_1} |E_{z,m} \cdot E_{z,m}^*| dy dz$$

$$= a_1 g_1 \left(1 + \frac{\sin(k_x a_1)}{k_x a_1} \right) \left(\frac{\omega \mu_0}{k^2 - k_x^2} \right)^2 |v_m|^2$$

$$\times \left[|a_m|^2 \left(\frac{\sinh(2v_m g_1)}{2v_m g_1} + 1 \right) + |b_m|^2 \left(\frac{\sinh(2v_m g_1)}{2v_m g_1} - 1 \right) \right].$$

当 $\beta_m^2 + k_x^2 - k^2 < 0$ 时,

$$v_m = \sqrt{k^2 - \beta_m^2 - k_x^2};$$

$$\int_{-0.5a_1}^{0.5a_1} \int_{-g_1}^{g_1} |E_{z,m} \cdot E_{z,m}^*| dy dx$$

$$= a_1 g_1 \left(1 + \frac{\sin(k_x a_1)}{k_x a_1} \right) \left(\frac{\omega \mu_0}{k^2 - k_x^2} \right)^2 |v_m|^2$$

3 数值计算结果与讨论

阶梯槽交错双栅的色散方程(16)式是复杂的超越方程组, 含有积分项以及无穷级数求和. 采用密勒法^[13]求解时, 对无穷级数采取截断有限项. 当参数尺寸 $a = 1.8$ mm, $g = 0.15$ mm, $p = 1.0$ mm, $s = 0.5p$, $d_1 = 3/4p$, $d_2 = 3/8p$, $h = 0.8$ mm, $h_1 = h_2 = 1/2h$ 时, 基模 TE_{x10} 、第一高次模 TE_{x11} 的理论计算和 CST-MWS^[14] 的仿真结果如图3所示. 由图可知, 两种方法所获色散曲线符合很好, TE_{x10} 模色散曲线几乎重合, 而 TE_{x11} 模的理论计算值与 CST-MWS 计算值最大偏差 0.7 GHz (约 0.6%). 基模的下截止频率为 83.2 GHz, 上截止频率为 114.1 GHz, 通带近 31 GHz. 阶梯形槽交错双栅作为行波管的高频慢波电路时与电子注同步的为图3所示基模的 +1 次空间谐波, 其色散很弱, 与 18 kV 电子注能在宽频带内保持同步, 如图4(a).

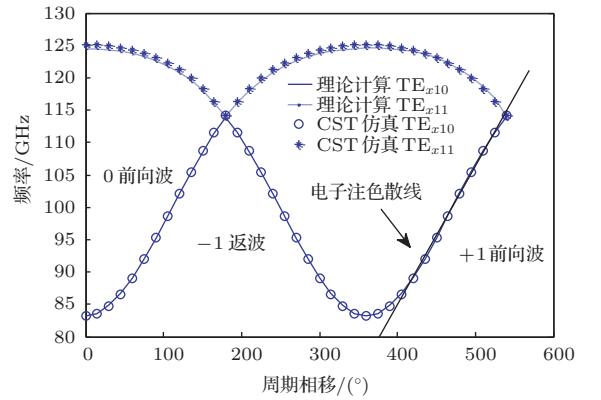


图3 阶梯槽交错双栅结构的色散特性

接下来, 利用(17)式计算 +1 次空间谐波的耦合阻抗. 取 $a_1 = 0.6a$, $g_1 = 0.6g$. 图4(b)给出了理论计算值和 CST-MWS^[14] 的仿真值. 曲线表明, 理论计算值与仿真值符合较好, 两者的变化趋势一致, 最大偏差在 10% 以内. 阶梯槽交错双栅的耦合阻抗并不是很大, 大部分频段内只有 1Ω 左右, 这与矩形交错双栅结构的耦合阻抗相当^[7]. 不过, 由于能够配合功率容量较大的带状电子注, 仍可望产生较大功率输出. 由图4可知, 阶梯槽交错双栅拥有较大的同步带宽且在同步带宽内的阻抗曲

线较为平坦, 因而适合作为宽频带行波管的慢波电路.

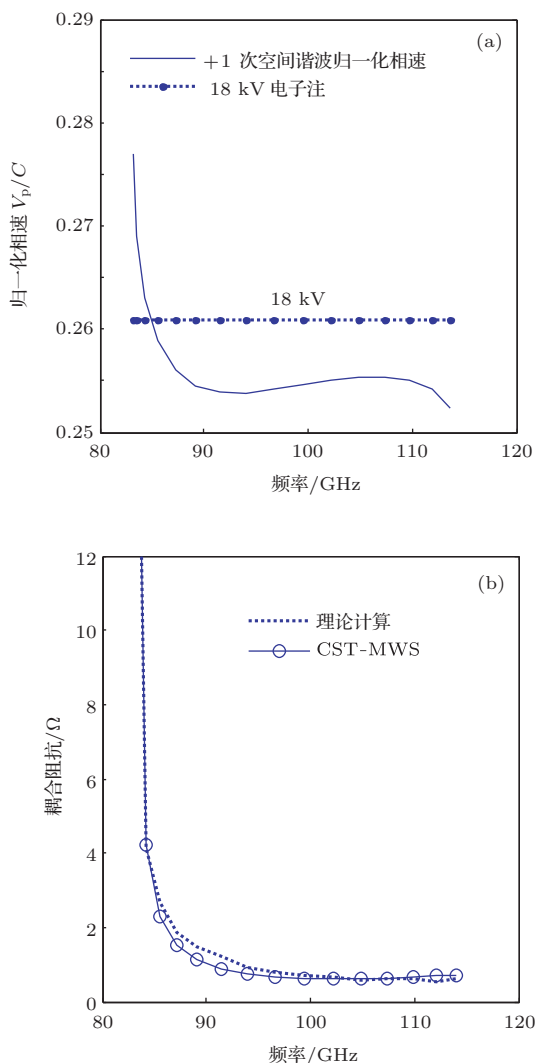


图4 阶梯槽交错双栅+1次空间谐波的归一化相速与耦合阻抗 (a) 归一化相速; (b) 耦合阻抗

4 阶梯参数尺寸变化对高频特性的影响

下面讨论阶梯尺寸 (h_1, h_2, d_1, d_2) 对慢波结构高频特性的影响. 讨论时基本参数尺寸与前文所述相同. 为了简单起见, 每次只保持扫描一个变量来观察尺寸变化给高频特性带来的变化.

图5(a) 显示了阶梯高度对基模色散特性的影响. 扫描时, 栅的高度 $h = h_1 + h_2$ 保持不变. 由图可知, 随着 h_1 增加 (同时 h_2 减小), 上截止频率先增加后减小, 下截止频率受限于矩形波导宽度 a 保持不变, 基模带宽先增加后减小. 相应地, +1次空间谐波的相速先增加后减小, 而色散由强转弱再转

强 (图5(b)). 随着 h_1 均匀增加, +1次空间谐波耦合阻抗持续增加, 且增加幅度逐渐减小 (图5(c)). 图6画出了纵向电场 E_z 沿着电子注通道中心轴线的单周期幅值分布. 可以看出, 随着 h_1 均匀增加,

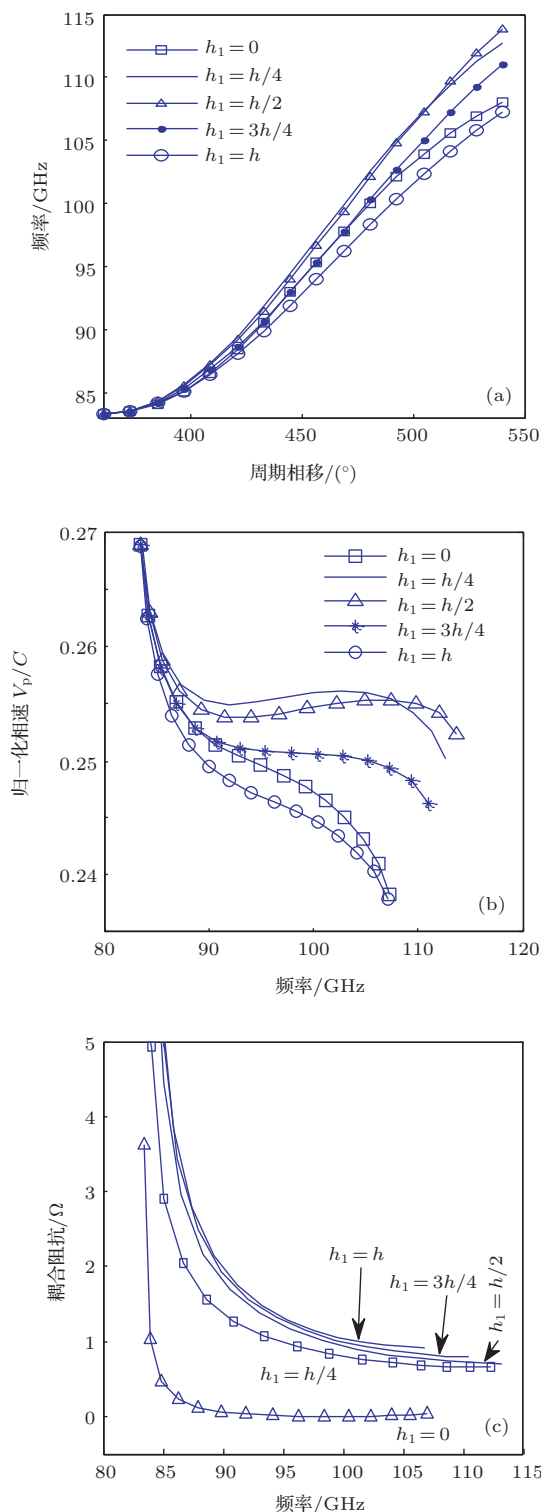


图5 h_1 对高频特性的影响 (a) 基模色散特性; (b) +1次谐波归一化相速; (c) +1次谐波耦合阻抗 ($a = 1.8$ mm, $g = 0.15$ mm, $p = 1.0$ mm, $h = 0.8$ mm, $s = 0.5p$, $d_1 = (3/4)p$, $d_2 = (3/8)p$, $h_1 + h_2 = h$)

纵向场 E_z 增加, 增加幅度逐渐减小. 对应着耦合阻抗的变化规律, 当 $h_1 = 0$ 时, 结构退化成栅厚度为 $(5/8)p$ 的“厚齿形”矩形槽, 其耦合阻抗最小; 当 $h_1 = h$ 时, 结构退化为栅厚度为 $(1/4)p$ 的“薄齿形”矩形槽, 其耦合阻抗最大. 相对于“厚齿形”矩形槽, $h_1 = (1/2)h$ 的阶梯形槽既能拓展带宽, 改善色散, 又极大地提高了耦合阻抗; 其相对于“薄齿形”矩形槽, 虽然阶梯形槽耦合阻抗降低了约 15%, 但基模带宽增加了 7 GHz (相对带宽增加 28%), 色散有很大改善, 且有合适的机械强度.

图 7 显示了第一个阶梯跨度 d_1 的变化对高频特性的影响. 随着 d_1 均匀增加, 基模下截止频率不变, 上截止频率增加, 基模带宽持续展宽 (图 7(a)), +1 次空间谐波色散由强转弱, 同步带宽增加 (图 7(b)). d_1 从 $(3/8)p$ 增至 $(3/4)p$, 上截止频率约增加了 7 GHz (相对带宽增加了约 28%). 此外, 带宽拓宽的同时耦合阻抗也逐渐增大 (图 7(c)), $d_1 = (3/8)p$ 时耦合阻抗几乎为零, $d_1 = (3/4)p$ 时, 大部分频段内的耦合阻抗能达到 1Ω 左右, 且带内

阻抗曲线比较平缓. 耦合阻抗增加是因为随着 d_1 的增加, 通道中的 E_y 相对减小, 而 E_z 相对增加, 如图 8 所示. d_1 的大小受到实际加工工艺水准的限制, d_1 越大, 栅越薄, 结构机械强度越差, 精确加工越难. 在设计中, 一般要求 d_1 不超过 $3/4$ 个慢波周期 [1-7].

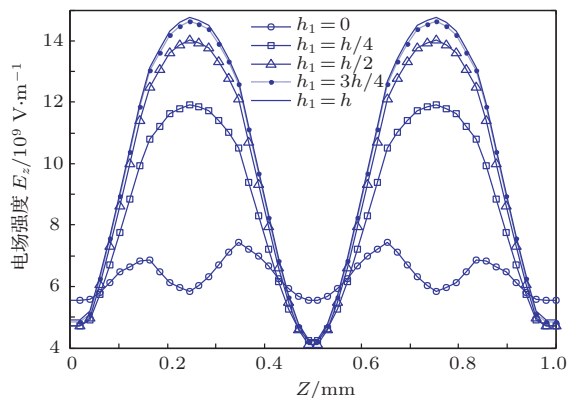


图 6 不同阶梯高度 h_1 下, 纵向场 E_z 沿着电子注通道中心的单周期幅值分布

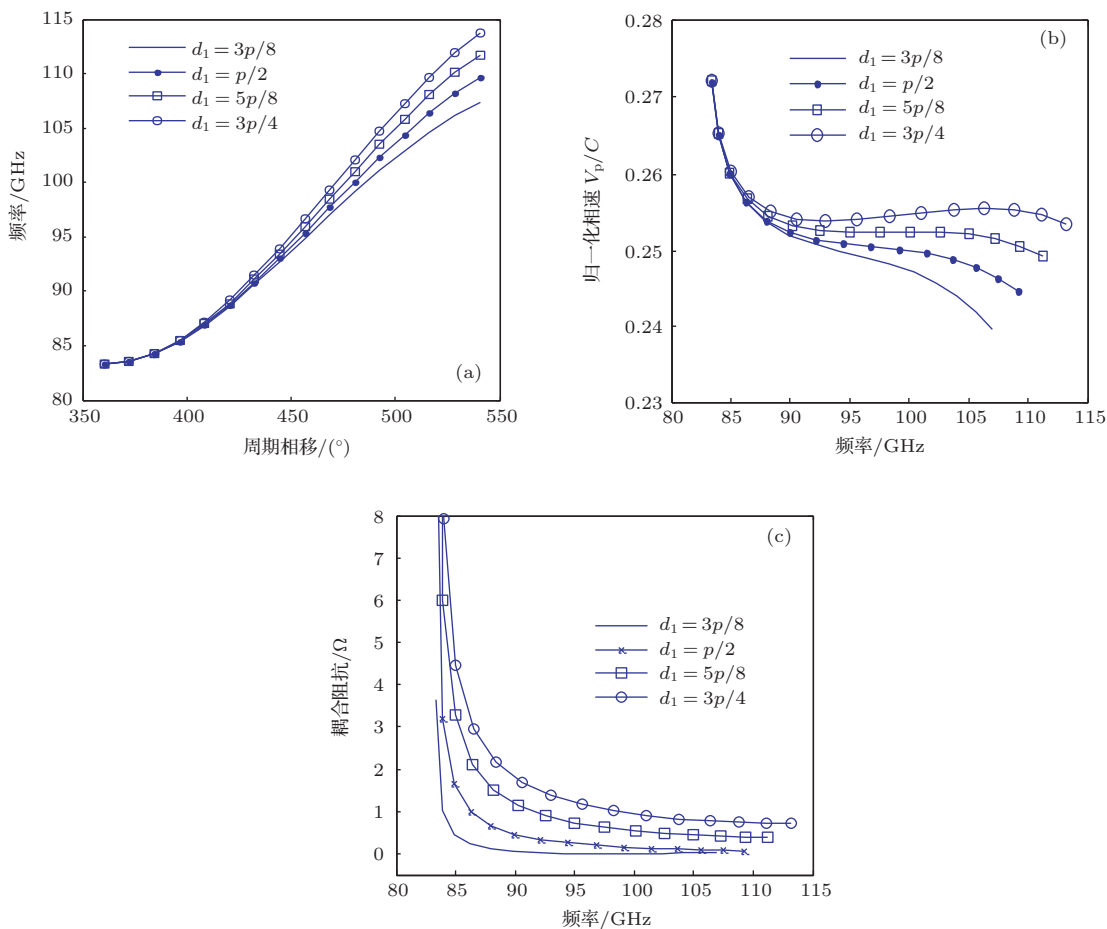


图 7 d_1 对高频特性的影响 (a) 基模色散色性; (b) 正 1 次空间谐波归一化相速; (c) 正 1 次空间谐波耦合阻抗 ($a = 1.8 \text{ mm}$, $g = 0.15 \text{ mm}$, $p = 1.0 \text{ mm}$, $s = 0.5p$, $d_2 = (3/8)p$, $h = 0.8 \text{ mm}$, $h_1 = h_2 = (1/2)h$)

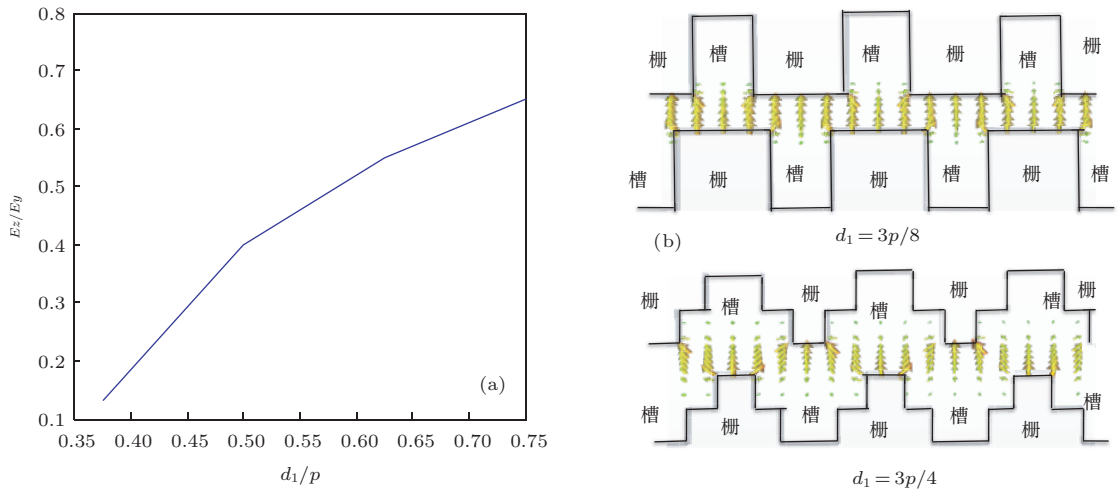


图8 d_1 对通道中电场分布的影响 (a) 通道中心处的 E_z/E_y ; (b) d_1 为 $(3/8)p$ 和 $(3/4)p$ 时的电场分布

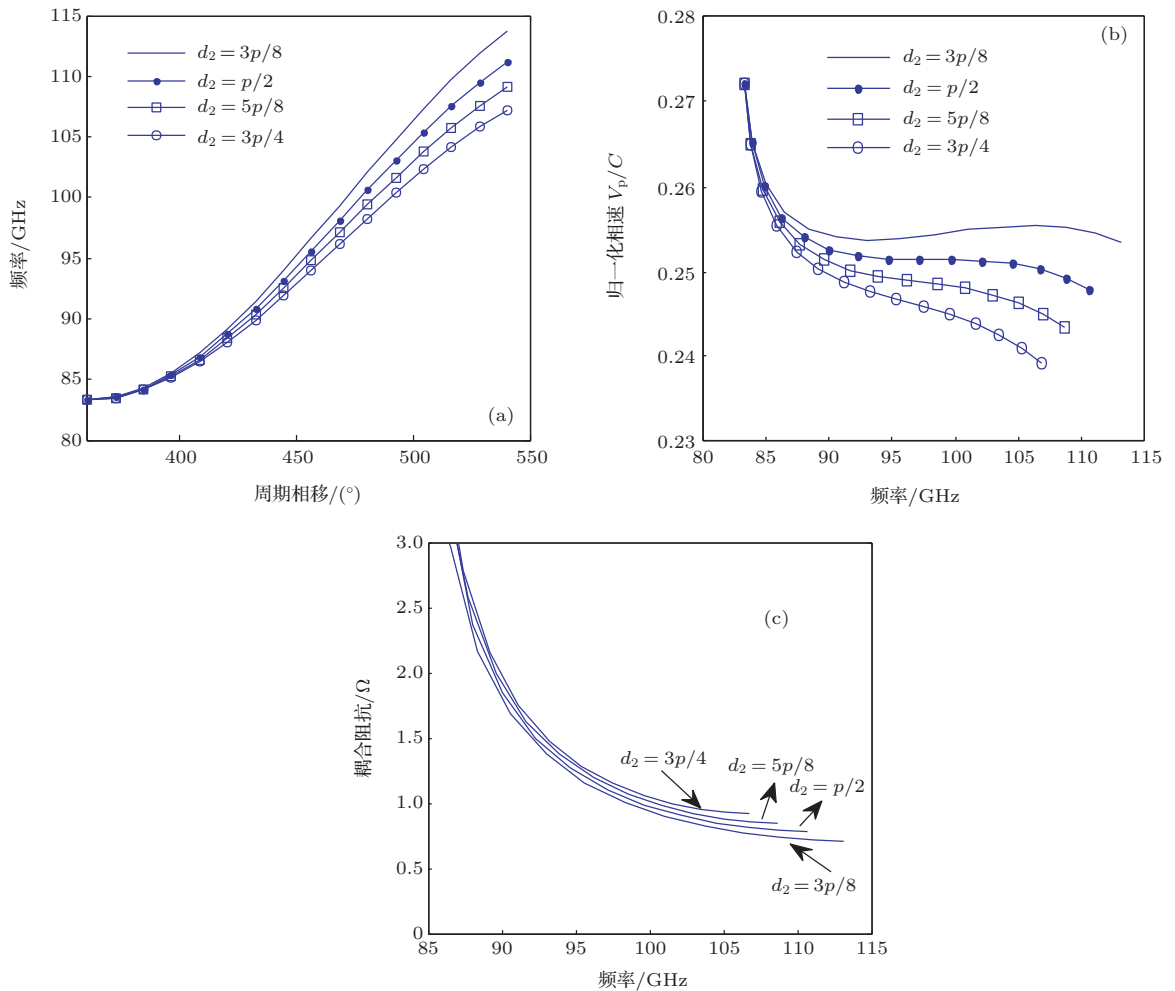


图9 d_2 对高频特性的影响 (a) 基模色散特性; (b) +1 次空间谐波归一化相速; (c) +1 次谐波耦合阻抗 ($a = 1.8$ mm, $g = 0.15$ mm, $p = 1.0$ mm, $s = 0.5p$, $d_1 = (3/4)p$, $h = 0.8$ mm, $h_1 = h_2 = (1/2)h$)

图9给出了第二个阶梯跨度 d_2 对慢波结构高频特性的影响, d_2 每增加 $(1/8)p$, 上截止频率下降 2.3 GHz 左右, 带宽收缩(图9(a)), 相应地, +1 次空间谐波相速下降, 色散增强, 同步情况变坏

(图9(b)). d_2 增加时, 耦合阻抗略有增加, 且高频端相对明显, 每次约 10%(图9(c)). 提取 E_z 在 y 轴的分布绘成图10. 可以看出, d_2 增加, 第二个阶梯内(III区或V区)的 E_z 下降, 减小的 E_z 转移到了第

一个阶梯(II区或IV区)和相互作用区(I区),注波耦合强度增加. d_2 的大小也受到实际加工工艺水准的限制.比较图7和图9可知, d_2 对耦合阻抗的影响不如 d_1 明显,因为第一个阶梯更靠近相互作用区,更直接影响相互作用区场分布,不过 d_2 对色散特性的影响与 d_1 相当,但效果相反.

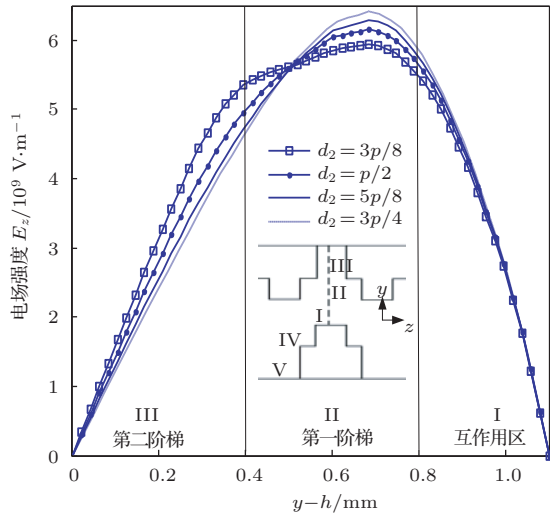


图10 d_2 对 E_z 分量在各区域的分布情况的影响

5 结 论

本文采用一种阶梯槽交错双栅周期慢波结构以改善双栅慢波系统的高频特性,通过场匹配方法,获得了这种慢波结构色散方程和耦合阻抗的解析表达式.利用本文公式和三维电磁计算软件CST-MWS,在W波段分别计算了这种慢波结构的色散和耦合阻抗特性,两者结果符合良好.通过数值模拟,分析W波段阶梯尺寸(h_1, h_2, d_1, d_2)对色散特性和耦合阻抗的影响发现,当 $h_1 = h_2 = h/2, d_1 = 3p/4, d_2 = 3p/8$ 时,相对于“厚齿形”($h_1 = 0$)和“薄齿形”($h_1 = h$)矩形交错双栅周期慢波结构,引入阶梯后改善了色散特性,基模同步带宽得到了约7 GHz(28%)的展宽,同时具有足够高的耦合

阻抗和机械强度,对工程设计应用有很好的实际意义.

参考文献

- [1] Lin Y Y, Huang Y C 2007 *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* **10** 030701
- [2] Shin Y M, Barnett L R 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 091501
- [3] Shin Y M, Barnett L R, Luhmann N C 2009 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **56** 706
- [4] Liu Q L, Wang Z C, Liu P K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 244102 (in Chinese)[刘青伦,王自成,刘濮鲲 2012 物理学报 **61** 244102]
- [5] Lai J Q, Gong Y B, Xu X, Wei Y Y, Duan Z Y, Wang W X, Feng J J 2012 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **59** 496
- [6] Lai J Q, Wei Y Y, Liu Y, Huang M Z, Tang T, Wang W X, Gong Y B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 068403
- [7] Liu Q L, Wang Z C, Liu P K, Du C H, Li H Q, Xu A Y 2013 *IEEE Trans. Elec. Dev.* **60** 1463
- [8] S. Ramo, J. Whinnery, and T. Van Duzer 1965 *Fields and Waves in Communication Electronics* (New York: Wiley) p598
- [9] Lu Z G, Wei Y Y, Gong Y B, Wang W X 2006 *J. Infrared Millim. Waves* **25** 349 [路志刚,魏彦玉,宫玉彬,王文祥 2006 红外与毫米波学报 **25** 349]
- [10] Wang W X, Guo F Y, Wei Y Y 1997 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **45** 1689
- [11] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (The second edition) (Beijing: Electronic Industry Press) p411 (in Chinese)[张克潜,李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论(第二版)(北京:电子工业出版社)第411页]
- [12] Liu S G, Li H F, Wang W X, Mo Y L 1985 *Introduction of Microwave Electronics* (Beijing: National Defence Industry Press) p104 (in Chinese)[刘盛纲,李宏福,王文祥,莫元龙 1985 微波电子学导论(北京:国防工业出版社)第104页]
- [13] Li Q Y, Wang N C, Yi D Q 2008 *Numerical Analysis* (Beijing: Qinghua University Press) p229 (in Chinese)[李庆扬,王能超,易大义 2008 数值分析(北京:清华大学出版社)第229页]
- [14] CST. CST MWS Tutorials. [Online]. Available: <http://www.cstchina.cn/>

Theory and simulations of high frequency characteristics for a staggered double-grating slow-wave structure with step-shaped grooves*

Xie Wen-Qiu^{1)2)†} Wang Zi-Cheng¹⁾ Luo Ji-Run¹⁾ Liu Qing-Lun¹⁾ Li Xian-Xia¹⁾

1) (*Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 17 July 2013; revised manuscript received 13 September 2013)

Abstract

Based on a staggered double-grating slow wave structure with step-shaped grooves, the expressions of the electromagnetic field in it have been obtained and the formulae of the dispersion equation and coupling impedance have been solved by means of field matching method. As an example, a staggered double-grating slow wave structure for W band TWT application was used to calculate the characteristics of dispersion and coupling impedance using the formulae and CST-MWS code, and analyze the effect of the step dimension variation on the high frequency characteristics. Results show that the theoretical calculations are in good agreement with the CST-MWS code simulations, and the slow wave structure can improve the dispersion characteristics, enhance interaction bandwidth, while keeping a proper coupling impedance and mechanical intensity, which can to some extent compensate for the deficiency in the staggered double-grating slow wave structure with the rectangular-shaped grooves.

Keywords: field matching method, step shaped groove, staggered double-grating slow wave structure, high frequency characteristics

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Gy

DOI: [10.7498/aps.63.014101](https://doi.org/10.7498/aps.63.014101)

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61172016).

† Corresponding author. E-mail: xiewenqiu11@mails.ucas.ac.cn