

# 突变复合腔回旋管自洽场理论与模拟

李宏福 杜品忠 杨仕文 谢仲怜 周晓岚 万洪蓉 黄 勇

(电子科技大学高能电子学研究所, 成都 610054)

(1999 年 1 月 23 日收到; 1999 年 6 月 6 日收到修改稿)

研究了具有突变结构复合腔回旋管注-波相互作用自洽非线性理论. 用场匹配方法处理了腔中的突变结构, 从具有电子流源的普遍传输线方程出发, 研究了腔中注-波相互作用非线性理论, 在腔直径渐变部分考虑了模式之间的耦合. 利用此非线性理论模型, 对突变结构复合腔三次谐波回旋管中电子流与  $H_{511}-H_{521}$  模式对的高频场相互作用进行了详细数值模拟, 得出了许多有价值的结果. 计算结果表明, 在合适的腔体结构尺寸下, 注波相互作用效率可大于 25%.

PACC: 7210; 4170; 1220

## 1 引 言

众所周之, 回旋管是一种新型大功率毫米波, 亚毫米波器件, 作为一种高峰值功率、高平均功率与高效率的毫米波源, 在国际上一直得到高度重视与蓬勃发展<sup>[1]</sup>. 在回旋管研究中, 碰到的一个重要问题是基波回旋管的工作磁场高, 磁场系统笨重而复杂. 这对回旋管的许多应用是不方便的. 回旋管工作所需磁场与工作频率成正比而与回旋谐波次数  $S$  成反比. 因此, 采用高次谐波是降低回旋管工作磁场的有效途径. 然而, 随着谐波次数的增加, 要得到高的注-波相互作用效率就越来越困难, 而且模式竞争也越加严重. 目前二次谐波回旋管已发展得比较成熟, 更高次谐波回旋管还有许多问题尚需研究.

高次谐波回旋管目前主要有两种方案, 一是绕轴旋转大回旋电子注开槽壁波导方案<sup>[2-5]</sup>, 另一种是小回旋电子注方案<sup>[6-9]</sup>. McDermott 等人报道了利用薄片加载腔三次回旋谐波非自洽注-波互作用的计算结果, 对小回旋与大回旋电子注方案分别得到 17% 与 23% 的电子效率<sup>[6]</sup>. 复合腔回旋管方案自被提出以后<sup>[10]</sup>, 在理论与实验上已作了不少研究<sup>[11-13]</sup>. 文献<sup>[7]</sup>报道了三次谐波渐变结构复合腔回旋管的实验结果, 在较高电压下, 在 54 GHz 得到了 10% 的电子效率. 在文献<sup>[8]</sup>中, 我们报道了 8 mm 波段渐变结构复合腔的实验结果, 在较低电压下得到了 12% 的电子效率. 为改进设计, 文献<sup>[9]</sup>中报道了渐变复合腔三次谐波回旋管的理论模拟结

果. 本文研究了突变结构复合腔回旋管的注-波相互作用自洽大信号理论, 用模式展开与场匹配的方法对腔中突变结构进行了严格处理, 利用由麦克斯韦方程所得到的具有电流源的普遍传输线方程, 研究了复合腔中自洽注-波相互作用的大信号理论, 该理论考虑了腔中直径渐变部分的模式耦合问题. 利用了上述理论模型, 对 8 mm 波段突变结构复合腔三次谐波回旋管进行了详细的数值模拟, 得到了电子效率大于 25% 的理论结果, 为低压、低磁场永磁包装回旋管的研制打下了基础.

## 2 注-波相互作用自洽场理论

所研究的注-波相互作用腔如图 1 所示, 是突变结构复合腔, 第 I 与第 II 小腔之间通过腔半径突变来

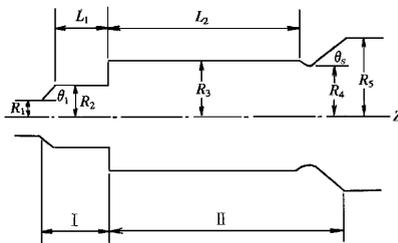


图 1 突变结构复合腔

连接以构成复合谐振腔. 这种腔有利于克服模式竞争与提高相互作用效率, 合适地设计腔体结构尺寸, 当  $m \neq 0$  时, 可使腔在工作频带内有单一的  $H_{mn1}$  -

$H_{mn'1}$  工作模式对. 在第 I 腔中, 电子注与  $H_{mn1}$  的驻波场作用, 使电子注产生预群聚, 并在第 II 腔中优先激励起  $H_{mn'1}$  模并与之互作用, 产生高频振荡.

首先研究复合腔直径渐变部分, 驻波场与电子流的相互作用. 腔中的场可分解为横向场  $E_t, H_t$  与纵向场  $E_z, H_z$  两个部分. 横向场可表为

$$\begin{aligned} E_t &= \sum_{i=1}^2 \sum_{mp} f_{mp}^{(i)}(z) e_{mp}^{(i)}(r, \varphi), \\ H_t &= \sum_{i=1}^2 \sum_{mp} g_{mp}^{(i)}(z) h_{mp}^{(i)}(r, \varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $f_{mp}^{(i)}$  表驻波电场幅值沿  $z$  的分布, 求和号  $\sum_{mp}$  包括腔中一切可能存在的模式. 式中  $e_{mp}^{(i)}, h_{mp}^{(i)}$  为对应均匀波导  $mp$  模的电场与磁场正交归一化矢量波函数. 上标  $i=1$  与  $2$ , 分别表电波与磁波模

$$\begin{aligned} e_{mn}^{(2)} &= \sqrt{\frac{1}{\pi}} \frac{(-1)^{n+1}}{J_m(\mu_{mn}) \sqrt{\mu_{mn}^2 - m^2}} \\ &\cdot \left[ j \frac{m}{r} J_m\left(\frac{\mu_{mn}}{a} r\right) \right]_r + \frac{\mu_{mn}}{a} J_m'\left(\frac{\mu_{mn}}{a} r\right) \Big|_{\varphi} \Big] e^{-jm\varphi}, \\ e_{mn}^{(1)} &= \sqrt{\frac{1}{\pi}} \frac{(-1)^{n+1}}{J_{m+1}(v_{mn})} \\ &\cdot \left[ j \frac{1}{a} J_m'\left(\frac{v_{mn}}{a} r\right) \right]_r + \frac{m}{rv_{mn}} J_m\left(\frac{v_{mn}}{a} r\right) \Big|_{\varphi} \Big] e^{-jm\varphi}. \end{aligned} \quad (2)$$

由韦克斯韦方程, 可得到有电子流源时的传输线方程

$$\begin{aligned} \frac{df_{mp}^{(i)}}{dz} &= -Z_{mp}^{(i)} \gamma_{mp}^{(i)} g_{mp}^{(i)} + \sum_{i'=1}^2 \sum_{mp'} f_{mp'}^{(i')} \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}} \frac{1}{a} \frac{da}{dz} \\ &+ \frac{j}{\omega \epsilon} \iint_s \nabla_t J_z(\mathbf{r}) \cdot e_{mp}^{(i)*} dS, \\ \frac{dg_{mp}^{(i)}}{dz} &= -\gamma_{mp}^{(i)} / Z_{mp}^{(i)} \cdot f_{mp}^{(i)} - \sum_{i'=1}^2 \sum_{mp'} g_{mp'}^{(i')} \mathcal{C}_{(mp') \{ mp \}}^{(i') \{ i \}} \\ &\cdot \frac{1}{a} \frac{da}{dz} - \iint_s \mathbf{J}_t(\mathbf{r}) \cdot e_{mn}^{(i)*} dS, \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $a$  为波导半径,  $Z_{mp}^{(i)}$  为相应波型的波阻抗, 对电波  $Z_{mp}^{(1)} = \frac{\gamma_{mp}^{(1)}}{j\omega\epsilon}$ , 对磁波  $Z_{mn}^{(2)} = j\omega\mu / \gamma_{mn}^{(2)}$  ( $\gamma_{mn}^{(2)} = (k_{cmn}^{(2)})^2 - k^2$ ).  $\mathbf{J}_t, \mathbf{J}_z$  分别为横向与纵向电子电流密度.  $\mathbf{J}_r(\mathbf{r}), \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}}$  由下列式子确定:

$$\mathbf{J}_r(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi\alpha_0} \int_0^{2\pi} \mathbf{J}_r(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega t} d(\omega t), \quad (4)$$

$$\iint_s e_{mp}^{(i')} \cdot \frac{\partial e_{mp}^{(i)}}{\partial z} dS = \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}} \frac{1}{a} \frac{da}{dz}. \quad (5)$$

由(3)式可得到关于  $f_{mp}^{(i)}(z)$  的二阶微分方程

$$\begin{aligned} \frac{d^2 f_{mp}^{(i)}}{dz^2} &= (\gamma_{mp}^{(i)})^2 f_{mp}^{(i)} + Z_{mp}^{(i)} \gamma_{mp}^{(i)} \iint_s \mathbf{J}_t(\mathbf{r}) \cdot e_{mp}^{(i)*} dS \\ &+ \frac{j}{\omega \epsilon} \frac{d}{dz} \left[ \iint_s \nabla_t J_z \cdot e_{mp}^{(i)*} dS \right] + \frac{d \ln Z_{mp}^{(i)} \gamma_{mp}^{(i)}}{dz} \\ &\cdot \left\{ \frac{df_{mp}^{(i)}}{dz} - \frac{1}{a} \frac{da}{dz} \sum_{i'} \sum_{mp'} f_{mp'}^{(i')} \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}} \right\} \\ &- \frac{j}{\omega \epsilon} \iint_s \nabla_t J_z \cdot e_{mp}^{(i)*} dS \Big\} + Z_{mp}^{(i)} \gamma_{mp}^{(i)} \\ &\cdot \frac{1}{a} \frac{da}{dz} \sum_{i'=1}^2 \sum_{mp'} \frac{\mathcal{C}_{(mp') \{ mp \}}^{(i') \{ i \}}}{Z_{mp'}^{(i')} \gamma_{mp'}^{(i')}} \left\{ - \frac{df_{mp}^{(i')}}{dz} \right. \\ &+ \frac{j}{\omega \epsilon} \iint_s \nabla_t J_z \cdot e_{mp}^{(i)*} dS + \frac{1}{a} \frac{da}{dz} \\ &\cdot \sum_{i''=1}^2 \sum_{mp''} f_{mp''}^{(i'')} \mathcal{C}_{(mp) \{ mp'' \}}^{(i) \{ i'' \}} \Big\} + \frac{1}{a} \frac{da}{dz} \sum_{i'=1}^2 \sum_{mp'} \\ &\cdot \frac{df_{mp}^{(i')}}{dz} \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}} + \left[ \frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dz^2} - \left( \frac{1}{a} \frac{da}{dz} \right)^2 \right] \\ &\cdot \sum_{i'=1}^2 \sum_{mp'} f_{mp'}^{(i')} \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $\mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(i) \{ i' \}}$  可由文献[14]中的有关公式得到, 它表示  $mp'$  模到  $mp$  模的耦合系数, 对两个磁波的有

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(2) \{ 2 \}} &= \frac{2\mu_{mp}^2 \mu_{mp'}^2 (1 - m^2 / \mu_{mp}^2) (-1)^{\rho+\rho'}}{(\mu_{mp'}^2 - \mu_{mp}^2) \sqrt{(\mu_{mp}^2 - m^2) (\mu_{mp'}^2 - m^2)}}^{1/2}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\mathcal{C}_{(mp) \{ mp \}}^{(2) \{ 2 \}} = - \frac{m^2}{\mu_{mp}^2 - m^2}. \quad (8)$$

对电波与磁波之间, 有

$$\mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(1) \{ 2 \}} = \frac{2m(-1)^{\rho+\rho'}}{(\mu_{mp'}^2 - m^2)^{1/2}}, \quad (9)$$

$$\mathcal{C}_{(mp) \{ mp' \}}^{(2) \{ 1 \}} = 0. \quad (10)$$

电子运动由罗伦兹方程可得<sup>[15]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d|\beta_{\perp}|}{dz} &= \frac{-e}{\beta_{\parallel} \gamma m_0 c^2} (1 - \beta_{\perp}^2) \sqrt{E_r \cos(\phi - \varphi)} \\ &+ E_{\varphi} \sin(\phi - \varphi) - \frac{e}{\gamma m_0 c} [B_r \sin(\phi - \varphi) \\ &- B_{\varphi} \cos(\phi - \varphi)] + \frac{e}{\gamma m_0 c^2} \beta_{\perp} E_z, \\ \frac{d\phi}{dz} &= \frac{eB_z}{\gamma m_0 c \beta_{\parallel}} - \frac{e}{\gamma m_0 c^2 \beta_{\parallel} \beta_{\perp}} \\ &\cdot [E_{\varphi} \cos(\phi - \varphi) - E_r \sin(\phi - \varphi)] \\ &- \frac{e}{\gamma m_0 c \beta_{\perp}} [B_r \cos(\phi - \varphi) \end{aligned}$$

$$+ B_\varphi \sin(\phi - \varphi)],$$

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_{//}}{dz} = & \frac{e\beta_{\perp}}{\gamma m_0 c^2} [E_R \cos(\phi - \varphi) \\ & + E_\varphi \sin(\phi - \varphi)] \\ & - \frac{e\beta_{\perp}}{\gamma m_0 c \beta_{//}} [B_\varphi \cos(\phi - \varphi) - B_R \sin(\phi - \varphi)] \\ & - \frac{e}{\gamma m_0 c^2 \beta_{//}} (1 - \beta_{//}^2) E_z. \end{aligned} \quad (11)$$

式中  $\beta_{\perp}$ ,  $\beta_{//}$  为归一化电子横向速度与纵向( $z$  向)速度,  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ ,  $\beta_{//} = v_{//}/c$ ,  $c$  为光速,  $\phi$  为电子运动动量空间角,  $\gamma$  为相对论因子  $\gamma = (1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{//}^2)^{-1/2}$ ,  $e$  为电子电荷绝对值,  $m_0$  为电子静止质量. 方程(1)(6)与(11)联立, 构成注-波相互作用自治方程组, 它适合于第 I 与第 II 小腔, 也适合单腔中的注-波相互作用. 其中磁感应强度  $B_z, B_\varphi, B_r$  既包括高频场, 也包括直流场, 自治方程组既适合于单模也适合于多模与电子流的自治相互作用.

现在研究 I 腔与 II 腔之间直径突变的处理, 解决 I 腔中  $H_{mn}$  模与 II 腔中  $H_{mn}$  模驻波的连接问题. 在 I 腔中  $H_{mn}$  模满足谐振条件, 形成驻波, 在 II 腔中  $H_{mn}$  模满足谐振条件, 形成驻波. 而在 I 腔与 II 腔中, 其他波或被截止, 场幅值随离开突变面指数衰减或远离截止, 在腔的渐变段反射很小, 它们向突变处的入射可以忽略. 可以认为 I 腔中只有  $H_{mn}$  的  $+z$  向行波, II 腔中只有  $H_{mn}$  的反向( $-z$ )行波分别向突变处入射. 入射波幅值分别为  $A_{mn1}^{(2)}$  与  $B_{mn2}^{(2)}$ , 它们分别在 I 腔的  $-z$  方向、II 腔中的  $+z$  方向产生模式号数  $m$  相同的一系列电波、磁波(包括消失波). 突变左边总横向场为<sup>[16]</sup>

$$\begin{aligned} E_i^-(r, \varphi, z) = & (R_1 A_{mn1}^{(2)} + A_{mn2}^{(2)}) e_{mn}^{(2)} e^{\gamma_{mn}^{(2)} z} \\ & + A_{mn1}^{(2)} e_{mn}^{(2)} e^{-\gamma_{mn}^{(2)} z} + \sum_{i=1}^2 \sum_{p=1}^{\infty} (A_{mp1}^{(i)} \\ & + A_{mp2}^{(i)}) e_{mn}^{(i)} e^{\gamma_{mp}^{(i)} z}, \end{aligned} \quad (12)$$

突变右边场为

$$\begin{aligned} E_i^+(r, \varphi, z) = & B_{mn2}^{(2)} e_{mn}^{(2)} e^{j\beta_{mn}^{(2)} z} + (B_{mn1}^{(2)} \\ & + R_2 B_{mn2}^{(2)}) e_{mn}^{(2)} e^{-j\beta_{mn}^{(2)} z} + \sum_{j=1}^2 \sum_{q=1}^{\infty} \\ & \cdot (B_{mq1}^{(j)} + B_{mq2}^{(j)}) e_{mq}^{(j)} e^{-\gamma_{mq}^{(j)} z}. \end{aligned} \quad (13)$$

(12) 式中  $\sum'$  中不包括  $i=2, p=n$  项, (13) 式中  $\sum''$  中不包括  $j=2, q=n'$  项,  $e_{mq}^{(j)}, \beta_{mn}^{(j)}, \gamma_{mq}^{(j)}$  为 II

腔中的量.

令突变截面场为

$$E_i(r, \varphi) = \begin{cases} \sum_{l=1}^2 \sum_{t=1}^{N_l} a_t^{(l)} e_{mt}^{(l)} & 0 \leq r \leq a, \\ 0 & a \leq r \leq b, \end{cases} \quad (14)$$

$a, b$  分别表突变左、右两端腔体半径, 对应于图 1 中的  $R_2$  与  $R_3$ .

由模式正交归一化特性, 有

$$\begin{aligned} A_{mn1}^{(2)}(1 + R_1) + A_{mn2}^{(2)} &= \iint_{S_{R_2}} E_i(r, \varphi) \cdot e_{mn}^{(2)*} dS, \\ A_{mp1}^{(i)} + A_{mp2}^{(i)} &= \iint_{S_{R_2}} E_i(r, \varphi) \cdot e_{mp}^{(i)*} dS, \\ B_{mn2}^{(2)}(1 + R_2) + B_{mn1}^{(2)} &= \iint_{S_{R_2}} E_i(r, \varphi) \cdot e_{mn}^{(2)*} dS, \\ B_{mq1}^{(j)} + B_{mq2}^{(j)} &= \iint_{S_{R_2}} E_i(r, \varphi) \cdot e_{mq}^{(j)*} dS. \end{aligned} \quad (15)$$

由突变两端场的连续条件得

$$\begin{aligned} \mathcal{A} [A_{mn1}^{(2)} Y_{mn}^{(2)} \delta_{mv} \delta_{2u} + B_{mn2}^{(2)} Y_{mn}^{(2)} C_{vn}^{(u2)}] = \\ \sum_{l=1}^2 \sum_{t=1}^{N_l} a_t^{(l)} [Y_{mt}^{(l)} \delta_{lu} \delta_{lv} + \sum_{j=1}^2 \sum_{q=1}^{\infty} Y_{mq}^{(j)} C_{tq}^{(lj)} C_{vq}^{(uj)}], \end{aligned} \quad (16)$$

式中  $\delta_{lv}$  等当两个下标相等时为 1, 否则为 0, 而  $C_{tq}^{(lj)}$  等为

$$C_{tq}^{(lj)} = \iint_{S_{R_2}} e_{mt}^{(l)} \cdot e_{mq}^{(j)} dS, \quad (17)$$

式中之  $u, v$  有  $N_1 + N_2$  个选法, (16) 式代表  $N_1 + N_2$  个方程的方程组. 当  $A_{mn1}^{(2)} = 1, B_{mn2}^{(2)} = 0$  时, 由 (16)(14)(15) 式解出  $R_1, A_{mp1}^{(i)}, B_{mq1}^{(j)}$ . 当  $A_{mn1}^{(2)} = 0, B_{mn2}^{(2)} = 1$  时, 同样可解出  $A_{mp2}^{(i)}, B_{mq2}^{(j)}, R_2$ , 当  $A_{mn1}^{(2)} \neq 1, B_{mn2}^{(2)} \neq 1$  时, 上述值相应地变为  $R_1 A_{mn1}^{(2)}, A_{mp1}^{(i)}, A_{mn1}^{(2)}, B_{mq1}^{(j)}, A_{mn1}^{(2)}$  及  $A_{mp2}^{(i)}, B_{mn2}^{(2)}, B_{mq2}^{(j)}, B_{mn2}^{(2)}, R_2 B_{mn2}^{(2)}$ . 突变左、右两边为均匀波导或缓变波导,  $H_{mn}$  模的驻波可分解为前向与反向幅值分别为  $A_{mn}^{(2)+}, A_{mn}^{(2)-}$  的两列行波. 左边

$$\begin{aligned} A_{mn}^{(i)+}(0^-) &= \frac{1}{2} (Z_{mn}^{(2)})^{-1/2} \left[ f_{mn}^{(2)}(0^-) + \frac{j}{\beta_{mn}^{(2)}} \frac{df_{mn}^{(2)}}{dz} \Big|_{z=0^-} \right], \\ A_{mn}^{(2)}(0^-) &= \frac{1}{2} (Z_{mn}^{(2)})^{-1/2} \left[ f_{mn}^{(2)}(0^-) - \frac{j}{\beta_{mn}^{(2)}} \frac{df_{mn}^{(2)}}{dz} \Big|_{z=0^-} \right], \end{aligned} \quad (18)$$

式中  $A_{mn}^{(2)+}(0^-) = A_{mn1}^{(2)}$ ,  $A_{mn}^{(2)-}(0^-) = R_1 A_{mn1}^{(2)} + A_{mn2}^{(2)} B_{mn2}^{(2)}$ , 突变右边对  $H_{mn}$  模有

$$B_{mn2}^{(2)} = [A_{mn}^{(2)}(0^-) - R_1 A_{mn}^{(2)+}(0^-)] \Psi A_{mn2}^{(2)}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} f_{mn}^{(2)}(0^+) &= (Z_{mn}^{(2)})' \Psi [B_{mn}^{(2)+}(0^+) + B_{mn}^{(2)-}(0^+)], \\ \frac{df_{mn}^{(2)}}{dz} &= -j\beta_{mn}^{(2)} (Z_{mn}^{(2)})' \Psi [B_{mn}^{(2)+}(0^+) \\ &\quad - B_{mn}^{(2)-}(0^+)]. \end{aligned} \quad (20)$$

上式中  $B_{mn}^{(2)-}(0^+) = B_{mn2}^{(2)}$ ,

$$B_{mn}^{(2)+}(0^+) = R_2 B_{mn}^{(2)-}(0^+) + B_{mn1}^{(2)} A_{mn}^{(2)+}(0^-).$$

II 腔中其他波的初始幅值为

$$B_{mq}^{(j)+}(0^+) = B_{mq1}^{(j)} A_{mn}^{(2)+}(0^-) + B_{mq2}^{(j)} B_{mn}^{(2)-}(0^+). \quad (21)$$

因此,如知道了突变左端  $f_{mn}^{(2)}$ ,  $\frac{df_{mn}^{(2)}}{dz}$  值,由(18)(19)与(20)式,就可求出  $f_{mn}^{(2)}$ ,  $\frac{df_{mn}^{(2)}}{dz}$  在第 II 小腔中的初值。

与电子注相互作用的场,在复合腔的入口及输出端,分别满足向外辐射的条件:

$$\frac{df_{mn}^{(2)}(z)}{dz} - \gamma_{mn}^{(2)} f_{mn}^{(2)}(z) = 0, \quad (22)$$

$$\sum_{mq} \left| \frac{df_{mq}^{(j)}(z)}{dz} + \gamma_{mq}^{(j)} f_{mq}^{(j)}(z) \right| = 0. \quad (23)$$

### 3 注-波相互作用的数值模拟

利用上述理论我们对 8 mm 波段三次谐波突变结构复合腔回旋管的注-波相互作用进行详细自洽非线性数值模拟.假定电子是单能量的,所有电子的初始回旋中心均在  $r = R_0$  的圆柱面上,复合腔工作模式对为  $H_{51}-H_{52}$ ,冷腔体谐振频率  $f_0 = 35$  GHz.  $R_0$  是注波相互作用最佳耦合半径<sup>[17]</sup>,  $R_0 = R_2 \mu_{2i} / \mu_{51} \approx R_3 \mu_{2i} / \mu_{52}$ . 电子注电压选为 45 kV,初始横向与纵向速度比  $\alpha = v_{\perp 0} / v_{\parallel 0} = 2.0$ . 由电子回旋脉塞谐振条件,对回旋振荡管,相互作用区直流纵向磁场  $B_{z0}$  与频率有关系

$$B_{z0} = \frac{m_0 \gamma}{e} \frac{\omega_0}{s} k_B. \quad (24)$$

$k_B$  为略小于 1 的磁场系数.  $\omega_0$  取为冷腔体  $H_{51}-H_{52}$  模式对的谐振角频率.

现在来探讨复合腔中注-波自洽相互作用、腔中

多模相互耦合、突变截面场的连接计算过程.在 I 腔中,环形电子注从腔的入口进入,与  $H_{51}$  驻波场作用.由突变截面在 I 腔中产生的其他电波、磁波模均为截止状态的消失波,计算表明,它们与电子注的相互作用可忽略.经过自洽互作用,得到 I 腔中  $f_{51}^{(2)}(z)$  及其导数的分布.在突变截面处,计算表明,突变两边各取 10 个电波模 ( $TM_{51}, TM_{52}, \dots, TM_{510}$ ) 与 10 个磁波模 ( $TE_{51}, TE_{52}, \dots, TE_{510}$ ) 求解方程(12)~(21)式,就可求出满足场匹配条件突变截面两边各波幅值.并能满足突变两边同向功率流相等的检验条件:  $P_{51}^{(2)}(0^-) = P_{51}^{(2)}(0^+) + P_{52}^{(2)}(0^+) + P_{51}^{(1)}(0^+)$ . 在 II 腔中除  $TE_{52}, TE_{51}, TM_{51}$  为不截止的波外,由突变产生的其余各电波、磁波模均为截止状态的消失波,场为本地场,对满足突变结构场的连续条件作出贡献,而与电子流互作用可忽略.计算还表明,在 II 腔中由于  $TE_{51}, TM_{51}$  波不满足谐振条件,它们与电子流净的相互作用甚微,可以忽略.故在整个 II 腔中仅考虑  $TE_{52}$  驻波与电子流互作用.但在 II 腔直径渐变段,计算中考虑了  $TE_{51}, TM_{51}, TE_{52}$  三波之间的耦合,即与方程(11)联解的方程(6)就包括了三个方程.取足够多典型的“宏电子”进行计算,用龙格库塔法数值求解自洽方程组(6)与(11),经过上述过程,从复合腔入端开始,逐点解各“宏电子”运动参量和 I 腔中  $f_{51}^{(2)}(z)$  及 II 腔中  $f_{51}^{(2)}(z)$ ,  $f_{52}^{(2)}(z)$ ,  $f_{51}^{(1)}(z)$  的值.在稳态情况下,场分布应满足腔输入、输出两端的边界条件(22)(23)式.我们编制了能自动搜索优化的程序软件,使计算从腔入口至出口不断反复,每次自动选取腔入口  $f_{51}^{(2)}(z)$  的初值及频率  $f$ ,直至  $f_{51}^{(2)}(z)$  与  $f$  搜索至稳态值,满足条件(22)(23)式为止.其中每次都要求解突变连接的匹配方程(12)至(21).计算中对电磁场及几何尺寸等均采用文献[15]中的方法进行归一化处理.

在不同的复合腔尺寸下进行了数值计算,要使合适的电流下获得较高的电子效率,腔体的尺寸,如第 I 小腔与第 II 小腔的长度等参数要合适优化选择.下面给出优化尺寸下的计算结果.图 2 给出了在腔体  $Q$  值 2865 不同  $B_{z0}$  (即不同  $k_B$ ) 下,相互作用电子效率随工作电流的变化.改变复合腔输出端收口半径  $R_4$ ,从而改变腔体  $Q$  值,在  $Q$  值为 2450 下,电子效率与电流关系示于图 3;从这两个图可以看出,对三次谐波回旋管,磁场变化对相互作用效率影响很大,在合适磁场下,最高效率达 25% 左右, $Q$  值增大,最高效率对应的电流与起振电流均下降.电子

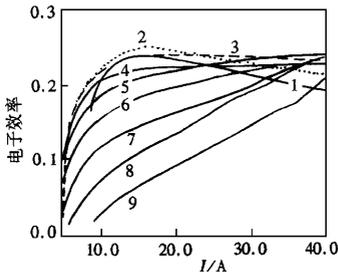


图 2 注-波相互作用电子效率与电流关系 1.  $k_B = 0.970$ ; 2.  $k_B = 0.972$ ; 3.  $k_B = 0.974$ ; 4.  $k_B = 0.976$ ; 5.  $k_B = 0.978$ ; 6.  $k_B = 0.980$ ; 7.  $k_B = 0.982$ ; 8.  $k_B = 0.984$ ; 9.  $k_B = 0.986$ ,  $Q = 2865$ ,  $f = 35.0$  GHz

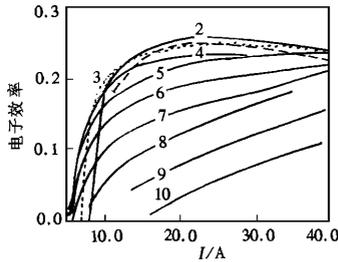


图 3 注-波相互作用电子效率与电流关系 1.  $k_B = 0.970$ ; 2.  $k_B = 0.972$ ; 3.  $k_B = 0.974$ ; 4.  $k_B = 0.976$ ; 5.  $k_B = 0.978$ ; 6.  $k_B = 0.980$ ; 7.  $k_B = 0.982$ ; 8.  $k_B = 0.984$ ; 9.  $k_B = 0.986$ ; 10.  $k_B = 0.988$   $Q = 2450$ ,  $f = 35.0$  GHz

电流  $I_0$  在 10 A 以上可得到较高效率. 图 4 表示, 在考虑突变场的连续条件与腔体渐变部分模式耦合情况下, 计算所得与电子流相互作用后, 电场幅值沿  $z$  的典型分布, 图中只给出 I 腔中  $f_{S1}^{(2)}$ , II 腔中  $f_{S2}^{(2)}$ ,

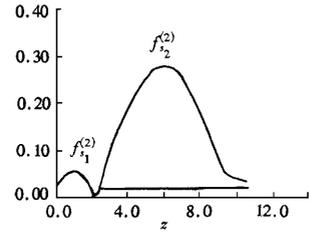


图 4 自洽场幅值随  $z$  的分布

$f_{S1}^{(2)}$  绝对值的分布, II 腔中非截止的  $TM_{51}$  电场值  $f_{S1}^{(1)}$  的大小与形状与  $f_{S1}^{(2)}$  接近, 此处未给出, 计算所得  $f_{S1}^{(2)}$ ,  $f_{S1}^{(1)}$  的大小在 II 腔中变化很小, 基本上接近突变面右端的值. 说明在直径渐变的输出段, 波的反射很小, 它们接近  $+z$  方向的行波状态. 图 4 的曲线与  $k_B$  及电流大小有关, 图 4 是一种典型情况. 图 5 表示电子效率在腔内沿  $z$  的变化, 图 6 表示同一回旋圆周上电子群聚随  $z$  的演化过程. 在腔入口, 电子均匀分布在回旋圆周上(如图 6(a))在第 I 小腔结束时, 电子开始群聚(如图 6(b))在第 II 腔内, 不同  $z$  向位置, 随相互作用加强, 电子群聚就加剧, 逐渐形成明显的三个群聚块(如图 6(c)-(f)), 有效地与场进行能量交换. 这是三次回旋谐波相互作用的必然结果.

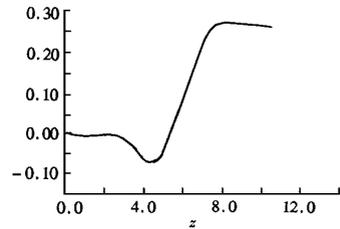


图 5 相互作用电子频率随  $z$  的分布

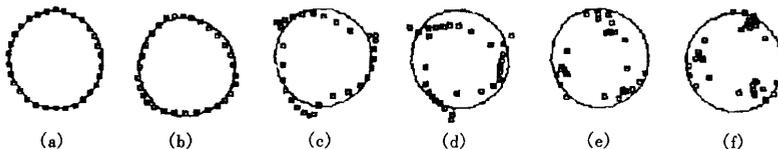


图 6 电子群聚情况随  $z$  的变化过程

## 4 结 论

本文研究了具有突变结构复合腔回旋管的注-波相互作用自洽非线性理论,在腔直径渐变(包括不变)部分,得出了包括多模耦合的注-波相互作用自洽场方程组,并用场匹配的方法,处理了复合腔的突变部分,建立了复合腔中第 I、第 II 两个小腔内工作模式  $H_{mn}$  与  $H_{m'n'}$  驻波幅值之间的关系式,编制了可以反复计算自动搜索复合腔回旋管稳态的软件程序,并对 8 mm 波段三次谐波回旋管的注-波相互作用在不同电流、磁场与  $Q$  值下,进行了大量计算,证明,在合适的结构尺寸下,三次谐波复合腔回旋管可以得到较好的注-波相互作用效果,在较低电压下(45 kV),最高效率在 25% 左右,这给低压、低磁场回旋管的研制提供了重要依据。

[1] V. L. Granatstein *et al.*, *IEEE Trans. On Plasma Science*, **25** (1997), 1322.

[2] K. R. Chu *et al.*, *Int. J. IR/MM Waves* **2** (1983) 37.

[3] Li Hongfu, Xu Fengling, Liu Shenggang, *Int. J. Electronics* **65** (1988) 409.

[4] W. Namkung *et al.*, *Phys. of Fluids* **27** (1984) 329.

[5] Yan Yang, Li Hongfu *et al.*, *IEEE Trans. on Plasma Science*, **22** (1994) 1010.

[6] D. B. McDermott *et al.*, *IEEE Trans. on Plasma Science*, **24** (1996) 613.

[7] S. A. Malygin, *Radiotekhnika I Elektronika* **31** (1986) 334.

[8] Li Hongfu *et al.*, in 21st Int. Conf. IR/MM Waves, 1996.

[9] Huang Yong, Li Hongfu, Du Pinzhong, Liu Shenggang, *IEEE Trans. on Plasma Science* **25** (1997) 1406.

[10] V. G. Pavel 'ev, Sh. E. Tsimring, Inventors Certificate No. 661664 Byull Izobret (1979) 17240.

[11] A. W. Fliolet *et al.*, *Int. J. Electronics* **65** (1988) 273.

[12] H. Jory *et al.*, in IEDM, 1983 267.

[13] Y. Carmel *et al.*, in IEDM, 1982 372.

[14] Li Hongfu *et al.*, *Int. J. Electronics* **71** (1991) 827.

[15] 李宏福、杜品忠, *电子学报*, **12**(2)(1984), 76[ Li Hongfu, Du Pinzhong, *Acta Electronica Sinica*, **12**(2)(1984), 76 (in Chinese)].

[16] 杨仕文、李宏福, *电子学报*, **25**(12)(1997) 40[ Yang Shiwen, Li Hongfu, *Acta Electronica Sinica* **25**(12)(1997) 40 (in Chinese)].

[17] Liu Shenggang, *Scientia Sinica* **25**(1982) 203.

## A SELF-CONSISTENT FIELD THEORY AND SIMULATION FOR COMPLEX CAVITY GYROTRON WITH ABRUPT TRANSITION

LI HONG-FU DU PIN-ZHONG YANG SHI-WEN

XIE ZHONG-LIAN ZHOU XIAO-LAN WAN HONG-RONG HUANG YONG

(Research Institute of High Energy Electronics,

University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054)

(Received 23 January 1999; revised manuscript received 6 June 1999)

### ABSTRACT

A self-consistent nonlinear theory of interaction between electron beam and RF field in a complex cavity gyrotron with abrupt transition is studied in this paper. A field matching technique is used to treat mode conversion at the step in cavity. Starting from general transmission line equations with an electron beam source, the nonlinear theory of interaction is investigated in which mode coupling is taken into account in diameter-gradual-change sections. Using the theoretical model, the electron beam interaction with  $H_{51}$ — $H_{52}$  RF field in the third-harmonic complex cavity gyrotron is simulated numerically in detail. Many interest results are obtained. The results show that an electron efficiency over 25% is predicted for suitable dimensions of the complex cavity.

PACC: 7210; 4170; 1220