第 57 卷 第 5 期 2008 年 5 月
1000-3290/2008/57(05)/2875-07
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.57,No.5,May,2008

特殊三反射镜太赫兹波段准光腔回旋管的动力学理论*

李文平 张雅鑫† 刘盛纲 刘大刚
(电子科技大学物理电子学院,成都 610054)

(2007 年 6 月 8 日收到;2007 年 8 月 29 日收到修改稿)

基于回旋管线性理论,运用 Laplace 变换和留数定理的方法,在线性 Vlasov-Maxwell 方程组的框架下,研究了特殊三反射镜准光腔回旋管的动力学理论.导出了注-波互作用功率、频偏和起振电流公式,运用 MATLAB 进行了数值运算.结果表明,这种回旋管工作于高次谐波状况下能有较高的互作用功率,具有工作于太赫兹波段的潜力.

关键词:三反射镜准光腔, 太赫兹, 回旋动力学理论
PACC:2920H, 4272, 4170

1.引　言

目前对于大功率太赫兹波器件,特别是低磁场下工作的大功率回旋器件的研究在国际上颇受重视[1—9].在回旋管研究中,工作在毫米波段遇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,造成回旋管的应用困难.工作于高次谐波的回旋管虽然对磁场的大小有所降低,然而,随着谐波次数的增加,要得到高的注-波互作用效率就越来越困难,而且模式竞争也越来越严重.另外波导型回旋器件因频率较高使高频系统尺寸过小,高频损耗增大,造成加工困难和功率容量小,也阻碍了回旋管的发展.

光学技术和微波技术相结合,研制太赫兹波振荡器,有着光明的前景,这一新的途径已受到很多科学工作者的高度重视[3,4].采用准光学谐振腔与微波电子学相结合研制的准光腔回旋管可以克服以上的困难[10—15].

本文研究了一种特殊的三反射镜准光腔回旋管的动力学理论,先将三反射镜中的场分布在电子回旋中心坐标系下展开,结合线性 Vlasov 方程的解,得到注-波互作用功率、频偏和起振电流.并通过数值分析,得到注-波互作用功率和起振电流曲线图,进一步分析了该回旋管的高频特性和高次谐波特性.结果表明:基波波长为 3 mm 的归一化最大负互作用功率为 0.764,而 4 次谐波的归一化最大负互作用功率为 0.236.说明准光腔回旋管工作在高次谐波下很有优势.

2.理论分析

2.1.三反射镜准光腔回旋管的物理模型

图 1 中镜 Ⅰ 和镜 Ⅱ 表示两个相互垂直安置的 Fabry-Perot 型准光腔,它们组成一个准光谐振系统.镜 Ⅰ 和镜 Ⅱ 都为共焦球面谐振腔,即两球面镜曲率半径相同,且曲率半径与两镜面距离相等,$L = R_{\mathrm{I}} = R_{\mathrm{II}}$,如图 1 所示.

准光腔回旋管的物理模型如图 2 所示,在图 1 所示的 z_2-z_2 轴上放另一个镜面 Ⅲ,然后去除镜面 Ⅲ左下部的两个球面镜,再把整个系统绕着 z_1-z_1 轴旋转,就构成了如图 2 所示的三反射镜旋转对称准光学谐振腔回旋管,电子注沿着平行于镜面 Ⅲ 的 z 方向通过.图 2 中腔长 l 取图 1 中两镜面距离 L,即 $l = L$;镜面 Ⅰ 和镜面 Ⅱ 的角度均取 34.6°[16].

当高斯束在腔体中来回振荡时,准光腔谐振频率公式为[17]

$$f_{mnq} = \frac{c}{2l}\left[q + \frac{1}{\pi}(2m + n + 1)\cos^{-1}(g_1 g_2)^{1/2}\right],$$

---

* 国家自然科学基金(批准号:60472013)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20050614017)资助的课题.

† E-mail:zhangyaxin@uestc.edu.cn

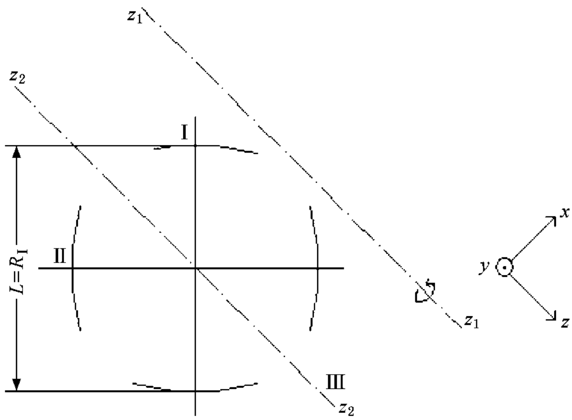

图 1　三反射镜准光腔的示意图

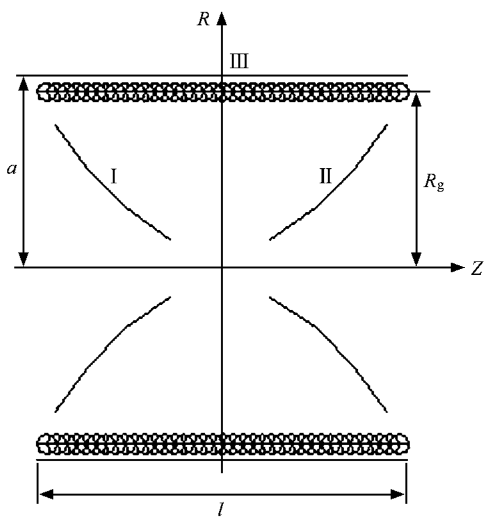

图 2　准光腔回旋管的物理模型

q 为半波长数，m，n 为横向模数，l 为腔长．对于图中的对称共焦圆形镜球面腔，$g_1 = g_2 = 0$，我们只考虑 TEM_{00q} 模式，于是谐振条件为

$$l = \frac{c}{2f}\left(q + \frac{1}{\pi}\right) = \frac{\lambda}{2}\left(q + \frac{1}{\pi}\right).$$

该式表明腔长与半波长数和半波长的乘积有关．

2.2. 场的局部展开

三反射镜准光腔中的场分布可以由两对二维腔中的叠加场绕 z_1-z_1 轴旋转而得[15]．我们仅考虑 TEM_{00q} 模，电场 $\boldsymbol{E}$ 的极化方向为 y 方向，纵向的半波数 q 为偶数的情形．

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{E}_\phi &= E_0\{G_1(R,z)\sin[k_{/\!/}(a - R + z)] \\
&\quad - G_2(R,z)\sin[k_{/\!/}(-a + R + z)]\}\cos\omega t\boldsymbol{e}_\phi, \\
\boldsymbol{B}_R &= \sqrt{2}k/(2\omega)E_0\{G_1(R,z)\cos[k_{/\!/}(a - R + z)] \\
&\quad - G_2(R,z)\cos[k_{/\!/}(-a + R + z)]\}\sin\omega t\boldsymbol{e}_R, \\
\boldsymbol{B}_z &= -\sqrt{2}k/(2\omega)E_0\{G_1(R,z)\cos[k_{/\!/}(a - R + z)] \\
&\quad + G_2(R,z)\cos[k_{/\!/}(-a + R + z)]\}\sin\omega t\boldsymbol{e}_z,
\end{aligned} \tag{1}$$

其中 $G_1(R,z) = \exp\left[-\frac{(a - R - z)^2}{2r_0^2}\right]$；$G_2(R,z) = \exp\left[-\frac{(a - R + z)^2}{2r_0^2}\right]$ E_0 为场幅值，$r_0 = (\lambda l/\pi)^{1/2}$ 为场斑半径．

通常，我们先将腔体中的场分为前向波和反向波两部分，与电子回旋脉塞动力学理论相关的是 ϕ 分量和 R 分量场[13]．其前向波为

$$\begin{aligned}
\boldsymbol{E}_\phi^{(1)} &= \frac{1}{2\mathrm{j}}E_0\{G_1(R,z)\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_\perp(a-R)} \\
&\quad - G_2(R,z)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_\perp(a-R)}\}\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_{/\!/}z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\boldsymbol{e}_\phi, \\
\boldsymbol{B}_R^{(1)} &= \mathrm{j}\frac{\sqrt{2}}{4}\frac{k}{\omega}E_0\{G_1(R,z)\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_\perp(a-R)} \\
&\quad - G_2(R,z)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_\perp(a-R)}\}\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_{/\!/}z}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\boldsymbol{e}_R,
\end{aligned} \tag{2}$$

其中 $k_\perp = k_c = k_{/\!/} = \frac{\sqrt{2}}{2}k$，其中 k 为自由空间波数，k_c 为截至波数．

将场在如图 3 所示的电子回旋中心坐标系（r，θ，z）中作场的局部展开．

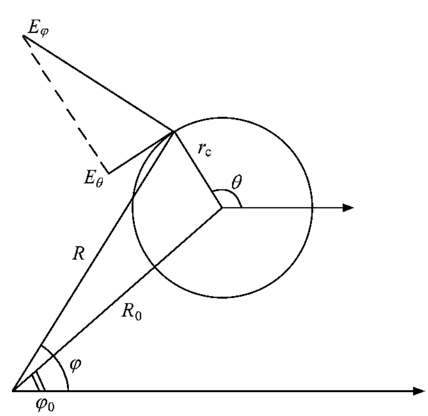

图 3　电子回旋中心坐标系

在（2）式中，G_1，G_2 是场的幅值因子．在电子回旋运动的拉莫圆上，场幅值变化很小，可以用 R_0 代替 R．指数 $\exp\{\pm \mathrm{j}k_\perp(a - R)\}$ 是一旋转量．但因 $R_0 \gg r_c$，可作近似处理 $R \approx R_0 + r_c\cos(\theta - \varphi_0)$，

$$\boldsymbol{E}_\theta^{(1)} = \boldsymbol{e}_\theta\frac{-\mathrm{j}}{4}E_0\{G_1(R_0,z)\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_\perp(a-R_0)} \cdot \mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_\perp r_c\cos(\theta-\varphi_0)}$$

$$
\begin{aligned}
&- G_2(R_0,z)\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_\perp(a-R_0)}\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_\perp r_c\cos(\theta-\varphi_0)}\}\\
&\times[\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\theta-\varphi_0)}+\mathrm{e}^{-\mathrm{j}(\theta-\varphi_0)}]\mathrm{e}^{\mathrm{j}(k_{/\!/}z-\omega t)},
\end{aligned}
$$

$$
\boldsymbol{B}_{\mathrm{r}}^{(1)}=\boldsymbol{e}_{\mathrm{r}}\left(-\frac{\sqrt{2}}{2}\frac{k}{\omega}\right)E_\theta^{(1)}. \tag{3}
$$

再利用有关 Bessel 函数的公式

$$
\mathrm{e}^{\pm\mathrm{j}k_c r_c\cos(\theta-\varphi_0)}=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}(\pm\mathrm{j})^m J_m(k_c r_c)\mathrm{e}^{\mathrm{j}m(\theta-\varphi_0)},
$$

$$
J_{m+1}(k_c r_c)-J_{m-1}(k_c r_c)=-2J'_m(k_c r_c),
$$

我们可以得到

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{E}_\theta^{(1)}&=\boldsymbol{e}_\theta\frac{E_0}{2}\sum_m\{(\mathrm{j})^m J'_m(k_c r_c)\\
&\times[R_1G_1(R_0,z)+R_2G_2(R_0,z)]\}\mathrm{e}^{-\mathrm{j}[\omega t-k_{/\!/}z-m(\theta-\varphi_0)]},\\
\boldsymbol{B}_{\mathrm{r}}^{(1)}&=\boldsymbol{e}_{\mathrm{r}}\left(-\frac{\sqrt{2}}{2}\frac{k}{\omega}\right)E_\theta^{(1)},
\end{aligned} \tag{4}
$$

其中 $R_1=(-1)^m\mathrm{e}^{\mathrm{j}k_c(a-R_0)}$，$R_2=\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k_c(a-R_0)}$.

2.3. 腔体中线性 Vlasov 方程的解

假设一环形空心相对论电子束在回旋管腔体中沿 z 轴传播，线性 Vlasov 方程为

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial f_1}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\nabla_{\mathrm{r}}f_1+e(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_1)\cdot\nabla_{\mathrm{p}}f_0\\
&+e(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_0)\cdot\nabla_{\mathrm{p}}f_1=0,
\end{aligned} \tag{5}
$$

其中 f_0，f_1 分别为平衡分布函数和扰动分布函数.

扰动分布函数 f_1 可以通过沿未扰轨道积分方法求得[18]

$$
f_1=-e\int_{t-\frac{z+l/2}{v_{/\!/}}}^{t}\mathrm{d}t'(\boldsymbol{E}'+\boldsymbol{v}'\times\boldsymbol{B}')\cdot\nabla_{p'}f_0, \tag{6}
$$

令 $t'=t-\tau$，$z'=z-v_{/\!/}\tau$，$\theta'=\theta-\omega_c\tau$，所以

$$
\begin{aligned}
f_1^{(1)}&=-e\int_0^{z+l/2}\frac{1}{v_{/\!/}}\mathrm{d}\left(z'+\frac{l}{2}\right)\\
&\times\left\{E_\theta^{(1)\prime}\cdot\left[\left(1-\frac{k_{/\!/}v_{/\!/}}{\omega}\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}+\frac{k_{/\!/}v_\perp}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial p_{/\!/}}\right]\right\}.
\end{aligned} \tag{7}
$$

利用变量替换[15]

$$
z+\frac{l}{2}\to z,\quad z'+\frac{l}{2}\to z',
$$

得到

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{E}_\theta^{(1)}&=\boldsymbol{e}_\theta\frac{E_0}{2}\sum_m\{(\mathrm{j})^m J'_m(k_c r_c)\\
&\times[R_1g_1(z)+R_2g_2(z)]\}\mathrm{e}^{\mathrm{j}[k_{/\!/}z-\omega t+m(\theta-\varphi_0)-k_{/\!/}l/2]},
\end{aligned} \tag{8}
$$

式中，$g_1(z)$，$g_2(z)$ 表示场的纵向分布函数，

$$
\begin{aligned}
g_1(z)&=\exp\left[-\frac{\left(a-R_0+\frac{l}{2}-z\right)^2}{2r_0^2}\right]\\
&=\exp[-(B_1+Az)^2],\\
g_2(z)&=\exp\left[-\frac{\left(a-R_0-\frac{l}{2}+z\right)^2}{2r_0^2}\right]\\
&=\exp[-(B_2+Az)^2],
\end{aligned}
$$

$$
A=\frac{1}{\sqrt{2}r_0},\quad B_1=-\frac{a-R_0+\frac{l}{2}}{\sqrt{2}r_0},
$$

$$
B_2=\frac{a-R_0-\frac{l}{2}}{\sqrt{2}r_0}.
$$

将(8)式代入到(7)式可得

$$
\begin{aligned}
f_1^{(1)}&=\left(-\frac{eE_0}{2}\right)\sum_n(\mathrm{j})^n J'_n(k_c r_c)\\
&\times\left[\left(1-\frac{k_{/\!/}v_{/\!/}}{\omega}\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}+\frac{k_{/\!/}v_\perp}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial p_{/\!/}}\right]\\
&\times\int_0^z\mathrm{d}z'\frac{1}{v_{/\!/}}[R_1g_1(z')+R_2g_2(z')]\\
&\times\exp[-\mathrm{j}(z'-z)(\omega-k_{/\!/}v_{/\!/}-n\omega_c)/v_{/\!/}],
\end{aligned} \tag{9}
$$

式中 $\exp\{-\mathrm{j}[\omega t-k_{/\!/}z-n(\theta-\varphi_0)+k_{/\!/}l/2]\}$ 因子暂时忽略.

对 $f_1^{(1)}$ 作拉氏变换，利用卷积定理[13]

$$
\begin{aligned}
F_1^{(1)}(p)&=-\frac{\sqrt{\pi}eE_0}{4A}\sum_n\{(\mathrm{j})^n J'_n(k_c r_c)\\
&\times\left\{R_1\exp\left[\left(B_1+\frac{p}{2A}\right)^2-B_1^2\right]\cdot\operatorname{erfc}\left(B_1+\frac{p}{2A}\right)\right.\\
&\left.+R_2\exp\left[\left(B_2+\frac{p}{2A}\right)^2-B_2^2\right]\cdot\operatorname{erfc}\left(B_2+\frac{p}{2A}\right)\right\}\\
&\times\left[\left(1-\frac{k_{/\!/}v_{/\!/}}{\omega}\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}+\frac{k_{/\!/}v_\perp}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}\right]\\
&\times\left.\frac{1}{v_{/\!/}}\frac{1}{p-\mathrm{j}(\omega-k_{/\!/}v_{/\!/}-n\omega_c)/v_{/\!/}}\right\},
\end{aligned} \tag{10}
$$

其中，$\operatorname{erfc}(x)=1-\operatorname{erf}(x)$ 为余误差函数.

通过拉普拉斯逆变换，使用留数定理，我们得到

$$
\begin{aligned}
f_1^{(1)}&=\sum\mathrm{Res}[F_1^{(1)}(p)\mathrm{e}^{pz}]\\
&=-\frac{\sqrt{\pi}e}{4A}E_0\sum_n\{(\mathrm{j})^n j'_n(k_c r_c)\cdot[S]\cdot\frac{1}{v_{/\!/}}\\
&\times\left[\left(1-\frac{k_{/\!/}v_{/\!/}}{\omega}\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}+\frac{k_{/\!/}v_\perp}{\omega}\frac{\partial f_0}{\partial p_{/\!/}}\right]\mathrm{e}^{\mathrm{j}\Omega z/v_{/\!/}},
\end{aligned} \tag{11}
$$

其中，$\Omega=\omega-k_{/\!/}v_{/\!/}-n\omega_c$.

$$[S] = (-1)^n \exp\{[B_1\Omega/Av_{/\!/} + k_c(a-R_0)] - \Omega^2/4A^2v_{/\!/}^2\} \times \mathrm{erfc}(B_1 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/}) + \exp\{[B_2\Omega/Av_{/\!/} - k_c(a-R_0)] - \Omega^2/4A^2v_{/\!/}^2\} \cdot \mathrm{erfc}(B_2 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/}). \quad (12)$$

同理,可以求得反向波的扰动分布函数 $f_1^{(2)}$.

2.4. 注-波互作用功率

求得扰动分布函数 f_1 后,扰动电流密度可以在动量空间积分求得

$$J_\theta = e\int \frac{p_\perp}{m_0\gamma} f_1 \mathrm{d}^3 p_\perp. \quad (13)$$

取未扰分布函数为

$$f_0 = \frac{\sigma_0}{2\pi p_\perp}\delta(p_\perp - p_{\perp 0})\delta(p_{/\!/} - p_{/\!/0}). \quad (14)$$

将(14)式代入(13)式,经过复杂的运算可得

$$J_\theta^{(1)} = \frac{\omega_p^2}{c}\frac{\sqrt{\pi}\varepsilon_0 E_0^2}{4\omega A\beta_{/\!/}}\sum_n (\mathrm{j})^n J_n'(k_c r_c)) \times\Big\{\Big[(\omega - k_{/\!/}v_{/\!/})(2 + k_c r_c J_n''/J_n') - \frac{\beta_\perp^2 k_{/\!/} c}{\beta_{/\!/}}\Big]\cdot[S] + \frac{\beta_\perp^2}{c\beta_{/\!/}}[\omega^2 - k_{/\!/}c(\omega - n\omega_c)/\beta_{/\!/}] \times([T] + \mathrm{j}[S]z)\Big\}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\Omega z/v_{/\!/}} \times\exp\{-\mathrm{j}[\omega t - k_{/\!/}z - n(\theta - \varphi_0) + k_{/\!/}l/2]\}, \quad (15)$$

其中,$\omega_p^2 = \dfrac{\sigma_0 e^2}{\varepsilon_0 m_0\gamma}$,$\beta_{/\!/} = v_{/\!/}/c$,$\beta_\perp = v_\perp/c$,

$$[T] = (-1)^n\exp[-B_1^2 + \mathrm{j}k_c(a-R_0)] \times\{\exp[(B_1 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/})^2] \times(\mathrm{j}B_1/A - \mathrm{j}\Omega/2A^2v_{/\!/}) \times\mathrm{erfc}(B_1 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/}) - \mathrm{j}/A\sqrt{\pi}\} + \exp[-B_2^2 - \mathrm{j}k_c(a-R_0)] \times\{\exp[(B_2 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/})^2] \times(\mathrm{j}B_2/A - \mathrm{j}\Omega/2A^2v_{/\!/}) \times\mathrm{erfc}(B_2 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/}) - \mathrm{j}/A\sqrt{\pi}\}. \quad (16)$$

注-波互作用全功率为[15]

$$P_e = \frac{1}{2}\int \boldsymbol{E}^*\cdot\boldsymbol{J}\mathrm{d}V = \frac{1}{2}\int \boldsymbol{J}_\theta^{(1)}\cdot(\boldsymbol{E}_\theta^{(1)})^*\mathrm{d}V + \frac{1}{2}\int \boldsymbol{J}_\theta^{(2)}\cdot(\boldsymbol{E}_\theta^{(2)})^*\mathrm{d}V + \frac{1}{2}\int \boldsymbol{J}_\theta^{(1)}\cdot(\boldsymbol{E}_\theta^{(2)})^*\mathrm{d}V + \frac{1}{2}\int \boldsymbol{J}_\theta^{(2)}\cdot(\boldsymbol{E}_\theta^{(1)})^*\mathrm{d}V = P_{e1} + P_{e2} + P_{e3} + P_{e4}. \quad (17)$$

将(8),(15)式代入(17)式,可得前向波电流和前向波电场的互作用功率

$$P_{e1} = \frac{\omega_p^2}{c}\frac{\pi^{3/2}\varepsilon_0 E_0^2}{4\omega A\beta_{/\!/}}R_0 r_c \times\sum_n\Big\{\Big[Q_p(\omega - k_{/\!/}v_{/\!/}) - \frac{\beta_\perp^2 k_{/\!/}c}{\beta_{/\!/}}W_p\Big][\alpha] + \frac{\beta_\perp^2}{c\beta_{/\!/}}W_p[\omega^2 - k_{/\!/}c(\omega - n\omega_c)/\beta_{/\!/}] \times([\beta] + \mathrm{j}[\gamma])\Big\}, \quad (18)$$

式中,耦合系数 Q_p 和 W_p 为

$$W_p = J_n'^2(k_c r_c),\quad Q_p = 2W_p + (k_c r_c)J_n'J_n'',$$

而

$$[\alpha] = (C_{11}R_1^* + C_{33}R_2^*)[S],$$
$$[\beta] = (C_{11}R_1^* + C_{33}R_2^*)[T],$$
$$[\gamma] = (C_{22}R_1^* + C_{44}R_2^*)[S],$$

其中

$$C_{11} = \frac{\sqrt{\pi}}{2A}\exp[-\Omega^2/4A^2v_{/\!/}^2 - \mathrm{j}B_1\Omega/Av_{/\!/}] \times[\mathrm{erf}(-B_1 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/}) + \mathrm{erf}(-B_2 - \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/})],$$

$$C_{22} = \frac{1}{2A^2}\{-\exp[-(B_1 + Al)^2 + \mathrm{j}\Omega l/v_{/\!/}] + \exp(-B_1^2)\} + \frac{1}{A}(-B_1 + \mathrm{j}\Omega/2Av_{/\!/})C_{11},$$

C_{33},C_{44} 可以将 C_{11},C_{22} 中的 $B_1(B_2)$ 用 $B_2(B_1)$ 替换即可得到.将(18)式中的 $k_{/\!/}$,k_c 用 $-(k_{/\!/})$,$-(k_c)$ 代替,即可求得 P_{e2}.根据以上方法,P_{e3},P_{e4} 同样可以求得,这里不再写出.

2.5. 频偏、起振电流密度以及能量输出特性

2.5.1. 频偏和起振电流密度

注-波互作用全功率 P_e 的实部表示电子注与腔体场的功率互换情况.当 $\mathrm{Re}[P_e] < 0$ 时,电子把能量交给场.虚部 $\mathrm{Im}[P_e]$ 表示腔体内存在电子注而引起的电抗部分,它使腔体工作频率 ω_{0p} 偏离冷腔体频率 ω 频偏表示为

$$\Delta\omega = \mathrm{Im}[P_e]/W_c,$$

其中 W_c 为三反射镜的腔体储能.

$$W_c \cong \frac{\pi^2 r_0^2 l^2}{96 w^2}\Big[\mathrm{erf}\Big(\frac{w}{r_0}\Big)\Big]^2\varepsilon_0 E_0^2 \times(12\sqrt{2}a - 6a + 7l - 3\sqrt{2}l). \quad (19)$$

腔体内要维持稳定的振荡,需要满足功率平衡条件

——起振功率条件

$$-\mathrm{Re}[P_e] \geqslant P_w + P_{\mathrm{out}} = \frac{\omega W_c}{Q_T}. \tag{20}$$

利用关系式[13]

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\eta_0 \mu_0}{\gamma v_{/\!/} S_e} I_b, \tag{21}$$

其中 S_e 为电子注的横截面积，$\eta_0 = e/m$，I_b 为注电流. 由此，我们可以求得起振电流

$$I_{st} = -\frac{4\pi R_g r_c \omega \omega_p^2 \overline{W}_c v_{/\!/} \gamma}{c^2 Q_T \eta_0 \mu_0 \mathrm{Re}[\overline{P}_e]}, \tag{22}$$

其中，$\overline{W}_c = W_c/(r_0^3 \varepsilon_0 E_0^2/4)$，$\overline{P}_e = P_e/(r_0^3 \varepsilon_0 E_0^2 \omega/4)$，$Q_T$ 为谐振腔的品质因数.

另外，从频偏的定义，可以得到起振频偏

$$(\Delta\omega/\omega)_{st} = -[\mathrm{Im}(\overline{P}_e)/\mathrm{Re}(\overline{P}_e)]/Q_T. \tag{23}$$

2.5.2. 耦合方式及能量输出特性

根据匹配的概念可知，微波能量输至准光传输线的输出头，可以采用‘准光学方法’. 在波导传输线与开放式谐振腔之间的耦合机构是一个具有特殊形状的喇叭口. 如图 4 所示[16].

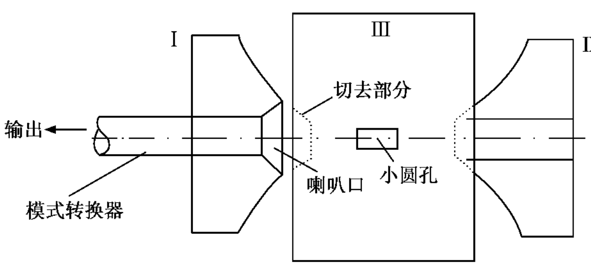

图 4　三反射镜谐振腔的准光耦合

我们通过镜面Ⅲ(外圆筒)中心小圆孔激励，从镜面Ⅰ上喇叭口输出. 将馈送信号的矩形波导端面的宽边平行于腔轴与小圆孔连接，在腔中镜面Ⅲ附近激励 TE 波，若窄边平行于腔轴与小圆孔连接，则激励 TM 波. 腔的谐振点与镜面距相对应，不因喇叭口不同而有显著变化，这说明喇叭口的确可视作对本征振荡的微扰. 实验表明[16]，通过镜面Ⅰ上的喇叭口可将腔中电磁储能以边缘衍射耦合方式有效的输出. 由于喇叭口处于腔的弱场区，因而对腔中的场结构不产生过大的扰动，又由于喇叭口具有相当大的口径和光滑的轮廓，可允许输出很大的能量流.

3. 数值分析

根据已经推导出来的注－波互作用功率方程(17)和起振电流公式(22)进行数值计算. 取腔体长度 $l = 21.48$ mm，内腔半径 $a = 9.61$ mm. 采用真空中的光速 c、场斑半径 r_0 对(17)和(22)式所有有关速度和长度的量进行归一处理.

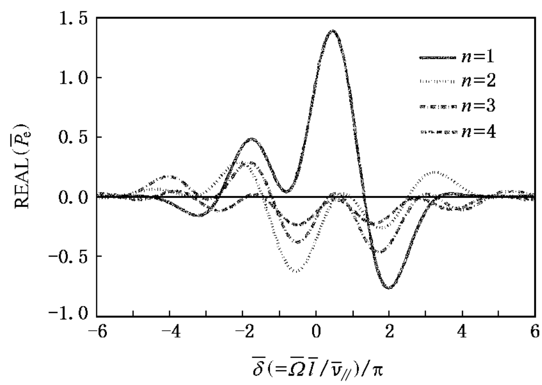

图 5　互作用功率与相位的关系

图 5 为归一化注波互作用功率 $\mathrm{Re}[\overline{P}_e]$ 与归一化相位 $\overline{\delta}(=\overline{\Omega}\overline{l}/\overline{v}_{/\!/})$ 在各次谐波($n=1,2,3,4$)下的关系. 图中取了以下参数：$\overline{R}_g$ 随谐波次数的不同分别取了表 1 中归一化参数，$\overline{r}_c = 0.1$(已归一)，$q = 14$，$\lambda = 3$ mm，$\alpha = 1.2$，$V_b = 1$ MV，$I_b = 500$ A. 图中实线、点线、点划线、虚线分别表示为一到四次谐波. 表 1 描述了各次谐波的最佳引导中心位置 $\overline{R}_g$，$\mathrm{Re}[-\overline{P}_e]$ 的最大值点和 $\mathrm{Re}[P_e]<0$ 的区间. 当 $\mathrm{Re}[-\overline{P}_e]$ 取最大值时，注-波互作用效率最高. $\mathrm{Re}[P_e]<0$ 时电子把能量交给场. 根据表 1，我们可以通过调整外加磁场 B_0，使相位处在 $\mathrm{Re}[\overline{P}_e]$ 为负值的区间内，从而使电磁波不断从电子束中获得能量. 从图中可以看出工作于三次谐波和四次谐波的注-波互作用功率幅值也很可观，我们可以让回旋管工作在高次谐波，以获得更高频率的输出波.

引导中心位置 R_g 是回旋管设计中的一个重要参量，起振电流和注-波互作用功率对 R_g 非常敏感，图 6 所示为一次谐波的注波互作用功率和起振电流与 $\overline{R}_g$ 的关系，图中取了参数 $\overline{\delta} = 1.990\,\pi$，其余参数与图 5 相同. 图 7 中给出了 1—4 次回旋谐波的起振电流与归一化引导中心位置 $\overline{R}_g$ 的关系，各次谐波分别取了以下的相位：$\overline{\delta} = 1.990\pi$ ($n=1$)，$\overline{\delta} = -0.557\pi$ ($n=2$)，$\overline{\delta} = 1.735\pi$ ($n=3$)，$\overline{\delta} = -0.525\pi$ ($n=4$)，其余参数与图 5 相同. 图 7 表明，由于紧凑的场结构和腔体壁损耗很小，三反射镜准光腔回旋管工作在高次回旋谐波下很有优势.

表 1 各次谐波的特征量

	$\bar{R}_g$	$\mathrm{Re}[-\bar{P}_e]$的最大值点	$\mathrm{Re}[P_e]<0$的区间
$n=1$	2.14	$\bar{\delta}=1.990\pi$ 时取最大值为 0.764	$(-4.508\pi, -2.652\pi)(1.327\pi, 3.3424\pi)$
$n=2$	2.217	$\bar{\delta}=-0.557\pi$ 时取最大值为 0.624	$(-1.432\pi, 0.558\pi)(0.955\pi, 2.492\pi)$
$n=3$	2.089	$\bar{\delta}=1.735\pi$ 时取最大值为 0.464	$(-1.194\pi, 0.372\pi)(0.690\pi, 2.811\pi)$
$n=4$	2.023	$\bar{\delta}=-0.525\pi$ 时取最大值为 0.236	$(-3.403\pi, -1.919\pi)(-1.455\pi, 2.811\pi)$

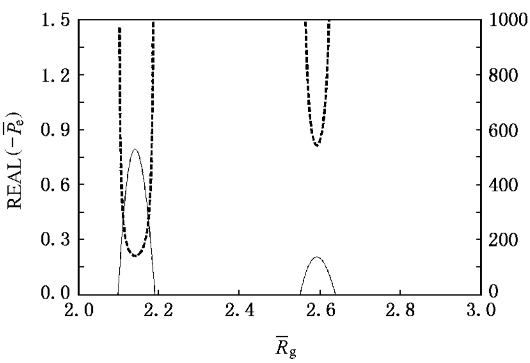

图 6 互作用功率(实线)和起振电流(虚线)随引导中心位置的变化

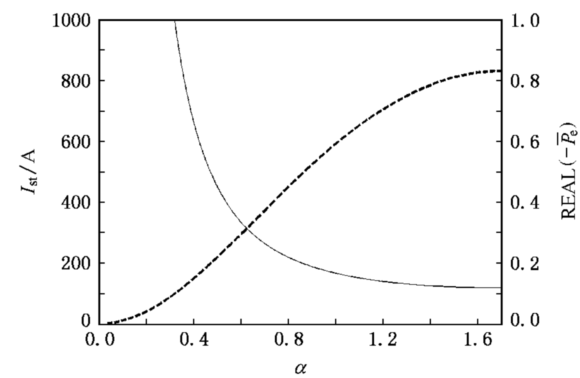

图 8 起振电流和互作用功率与 α 的关系

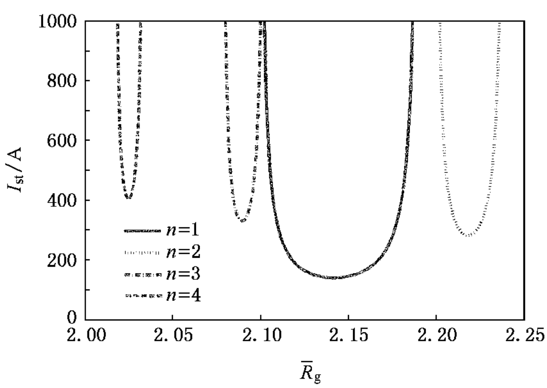

图 7 引导中心位置对起振电流的影响

图 8 中给出起振电流 I_{st} 和归一化负互作用功率 $\mathrm{Re}[-\bar{P}_e]$ 与电子动量纵横比 α 的关系.结果表明随着 α 增加,$\mathrm{Re}[-\bar{P}_e]$ 将会增大,I_{st} 将会减小.

4. 结　论

本文给出了特殊三反射镜准光腔回旋管的动力学理论,得到了注-波互作用功率,起振电流和频偏,并且进行了数值计算.结果表明这种准光腔回旋管可以工作在太赫兹波段,并且工作在高次回旋谐波状况下很有优势.

此外,采用三反射镜的准光腔回旋管还有些其他的优势:

1. 由于腔体具有轴对称结构,便于采用磁控注入电子光学系统(MIG).

2. 电子束的路径并不需要在镜面上开孔,并且腔体的结构与环形电子束很吻合,这样电子束的利用率会很高.

3. 腔体有很大的互作用空间,可以把功率做得很高.

4. 能量输出系统很简单,并且腔体的结构也很紧凑.

因此这种新型准光腔回旋管有很多潜在的应用价值,值得继续更深入的研究.

[1] Blok H, Disselhorst J A J M, Orlinskii S B, Schmidt J 2004 *Journal of Magnetic Resonance* **166** 92

[2] Keishi Sakamoto, Atsushi Kasugai, Masaki Tsuneoka, Koji Takahashi, Tsuyoshi Imai, Tsuyoshi Kariya, Yoshika Mitsunaka

1999 *Rev*. *Sci*. *Instrum*. **70** 208

[3] Sirigiri J R, Shapiro M A, Temkin R J 2003 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **90** 258302

[4] Yin Y, Zhu D J, Liu S G 2006 *IEEE Transactions on Plasma Science* **34** 18

[5] Yu S, Li H F, Xie Z L, Luo Y 2001 *Acta Phys*. *Sin*. **50** 1979 (in Chinese) [喻　胜、李宏福、谢仲怜、罗　勇 2001 物理学报 **50** 1979]

[6] Li H F, Du P Z, Yang S W, Xie Z L, Zhou X L, Wan H R, Huang Y 2000 *Acta Phys*. *Sin*. **49** 312 (in Chinese) [李宏福、杜品忠、杨仕文、谢仲怜、周晓岚、万洪蓉、黄　勇 2000 物理学报 **49** 312]

[7] Yu S, Li H F, Xie Z L, Huang Y 2000 *Acta Phys*. *Sin*. **49** 2455 (in Chinese) [喻　胜、李宏福、谢仲怜、黄　勇 2000 物理学报 **49** 2455]

[8] Lai G J, Liu P K 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 321 (in Chinese) [来国军、刘濮鲲 2006 物理学报 **55** 321]

[9] Zhang Y X, Zhu D J, Liu S G, Wang E F 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 4535 (in Chinese) [张雅鑫、祝大军、刘盛纲、王峨锋 2006 物理学报 **55** 4535]

[10] Sprangle P, Vomvoridis J L, Manheimer W M 1981 *Phys*. *Rev*. A **23** 3127

[11] Liu P K, Yang Z H, Liu S G 1995 *Chin*. *Phys*. *Lett*. **12** 597

[12] Liu P K, Zhang C Y, Tang C J, Yang Z H 1995 *Int*. *J*. *Electronics* **78** 759

[13] Liu P K, Yang Z H, Tang C J 1993 *Int*. *J*. *of Infrared and Millimeter Waves* **14** 2277

[14] Yang Z H, Li M G, Cheng C D, Lin C W, Li J Y, Liu S G 1986 *Int*. *J*. *of Infrared and Millimeter Waves* **7** 1169

[15] Yang Z H, Liu S G 1984 *Int*. *J*. *Electronics* **57** 1003

[16] Liu S G, Lin C W, Xie W K, Wang C B 1986 *Scientia Sinica* (Series A) **24** 979 (in Chinese) [刘盛纲、林崇文、谢文揩、王昌标 1986 中国科学(A 辑) **24** 979]

[17] Dou W B 2000 *Millimeter Wave Quasi-optic Theory and Technology* (Beijing: Electron Industry Press) p17 (in Chinese) [窦文斌 2000 毫米波准光理论与技术(北京: 电子工业出版社) 第 17 页]

[18] Liu S G 1987 *Relativistic Electronics* (Beijing: Science Press) p254 (in Chinese) [刘盛纲 1987 相对论电子学(北京: 科学出版社) 第 254 页]

Kinetic theory of a novel THZ gyrotron with three-mirror quasi-optical cavity*

Li Wen-Ping　Zhang Ya-Xin†　Liu Sheng-Gang　Liu Da-Gang

(*School of Physical Electronics*, *University of Electronics Science and Technology of China*, *Chengdu* 610054, *China*)

(Received 8 June 2007; revised manuscript received 29 August 2007)

Abstract

Based on the linear theory of gyrotron, and using the Laplace transformation and residue theorem, the kinetic theory of a novel gyrotron with three-mirror quasi-optical cavity is developed within the framework of the linearized Vlasov-Maxwell equations. The beam-wave interaction power, frequency shift and starting current have been derived and numerically calculated. The results indicate that this novel gyrotron has high interaction power when operating at high cyclotron harmonics, and has potential application in THZ band.

Keywords: three-mirror quasi-optical cavity, THZ, cyclotron kinetic theory

PACC: 2920H, 4272, 4170

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant N0. 60472013), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant N0.20050614017).

† E-mail: zhangyaxin@uestc.edu.cn