

# 回旋管准光辐射器研究与设计

刘建卫\*, 赵青

(电子科技大学 物理电子学院, 四川 成都 610054)

**摘要:** 准光辐射器是高功率回旋管准光模式变换器的重要组成部分。采用几何光学理论分析圆波导准光辐射器, 根据高斯波束( $TEM_{00}$  模)在辐射器切口处形成的原因, 利用耦合波理论设计波纹波导准光辐射器。通过编写程序并进行数值优化完成 140 GHz、 $TE_{28,8}$  模式回旋管波纹波导准光辐射器的设计, 结果表明波纹波导辐射器的总长度仅为 205.2 mm, 切口长度为 47.2 mm, 在辐射器螺旋切口 Brillouin 区内高斯模式标量相关系数大于 98%。本文所用的方法也可用于其它频率和模式的回旋管准光辐射器设计。

**关键词:** 回旋管; 准光辐射器; 几何光学; 耦合波理论

**中图分类号:** TN122; TN814 **文献标识码:** A

## Research and design of the quasi-optical mode launcher for the gyrotron

LIU Jian-Wei\*, ZHAO Qing

(Institute of the Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, ChengDu 610054, China)

**Abstract:** The quasi-optical launcher is an important part of quasi-optical mode converter in high power gyrotron. The circular waveguide quasi-optical launcher was analyzed with the theory of geometrical optics. To form the Gaussian mode ( $TEM_{00}$ ) at the cut of the launcher, the coupled-wave theory was employed to design corrugated waveguide quasi-optical launcher. A high efficiency launcher has been designed for 140 GHz,  $TE_{28,8}$  mode. Results show that total length of the launcher is only 205.2 mm, and the cut length is 47.2 mm. At the helical cut the scalar correlation efficiency of the Gaussian mode in the Brillouin zone is greater than 98%. The method can also be used for the designs of other frequency and mode gyrotron quasi-optical launcher.

**Key words:** gyrotron, quasi-optical launcher, geometrical optics, coupled-wave theory

**PACS:** 84.40. Ik, 84.40. Az, 42.15. -i, 84.40. Ba

### 引言

高功率回旋管适合作电子回旋共振加热 (ECRH) 系统、电流驱动 (CD)、电子高能射频加速器的功率源<sup>[1-2]</sup>。用于 ECRH 系统中回旋管输出模式一般为不对称体模 (asymmetric volume mode) ( $TE_{mp}, m \gg 1$  且  $p > 2$ ), 这种模式在传输过程中存在严重的散射并且无确定极化方向, 需要结构紧凑, 可以直接置于回旋管内的准光模式变换器将其转化为适合在空间传播的高斯波束  $TEM_{00}$  模<sup>[3]</sup>。内置式准光模式变换器的高频输出结构由准光辐射器和多

级反射镜面构成<sup>[4-5]</sup>, 准光辐射器的作用是将回旋管输出模式向外空间辐射, 多级反射镜面是为了波束更好的聚焦以及修正波束的相位。准光辐射器可以分为圆波导准光辐射器 (Vlasov 型辐射器<sup>[4]</sup>) 和波纹波导准光辐射器 (Denisov 型辐射器<sup>[6]</sup>)。由于圆波导准光辐射器辐射出的波束具有较高的旁瓣电平, 并且转换效率低, 因此在高功率回旋管中逐渐被波纹波导准光辐射器所取代。波纹波导准光辐射器利用一段半径沿角向和轴向同时周期性变化的不均匀波导将回旋管输出模式转换成混合模式, 使总场在辐射器切口处叠加成高斯波束, 从而减少模式在

收稿日期: 2013-08-20, 修回日期: 2014-10-18

Received date: 2013-08-20, revised date: 2014-10-18

基金项目: 国家国际科技合作专项项目 (2011DFA63190); 国家自然科学基金 (11275045); 四川省国际合作计划项目 (2013HH0001)

Foundation items: Supported by Key Program for International S&T Cooperation Projects of China (2011DFA63190); National Natural Science of China (11275045); International Cooperation Projects of Sichuan Province, China (2013HH0001)

作者简介 (Biography): 刘建卫 (1982-), 男, 安徽安庆人, 讲师, 博士, 主要研究领域为模式变换、高功率微波传输

\* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: jianwei@uestc.edu.cn

辐射器切口处的散射,提高了准光模式变换器的传输效率<sup>[6]</sup>.目前国外用于加热 Tokamak 装置中等离子体的大功率回旋管准光辐射器均采用这种波纹波导辐射器<sup>[7-8]</sup>,即提高传输效率也有利于后面的反射面的设计,同时可以不用设计相位反射面,避免了相位修正面的位置校正问题,使得整个准光系统转换成高斯模式的效率达到 97% 以上.国内对准光模式变换器的研究主要集中在圆波导准光辐射器和多级反射镜上面<sup>[5,9-10]</sup>,功率传输效率只有 85% 左右,设计的准光模式变换器效率低的原因是没有采用波纹波导准光辐射器.随着我国加入国际热核聚变实验堆 (ITER) 计划,西南物理研究所和中国科学院等离子体所的 Tokamak 装置均需要大功率回旋管加热等离子体,因此对工作在高频、高模式下的回旋管准光辐射器进行研究十分必要.

设计了用于加热等离子体的大功率回旋管波纹波导准光辐射器.理论分析了圆波导准光辐射器和波纹波导准光辐射器工作原理,通过编写程序进行数值模拟,设计出高效的 140 GHz、TE<sub>28,8</sub> 模式波纹波导准光辐射器.

## 1 理论分析与设计

### 1.1 圆波导准光辐射器

从大功率回旋管输出的右旋 TE<sub>mn</sub> 模式的电磁场,沿着圆波导轴向传播,在圆柱坐标系 ( $\rho, \phi, z$ ) 下可以表示为

$$E = E_0 \exp [i(k_z z + m\phi)] \quad (1)$$

$$\left[ -\frac{mk_0}{k_r^2 r} J_m(k_r r) \vec{\rho} - \frac{ik_0}{k_r} J'_m(k_r r) \vec{\phi} \right]$$

$$H = \frac{E_0}{\eta_0} \exp [i(k_z z + m\phi)] \quad (2)$$

$$\left[ \frac{ik_z}{k_r} J'_m(k_r r) \vec{\rho} - \frac{mk_z}{k_r^2 r} J_m(k_r r) \vec{\phi} + J_m(k_r r) \vec{z} \right]$$

式中  $E_0$  为电场的幅度,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  为自由空间波数,  $k_r = \mu_{mn}/a_0$  为径向波数,  $a_0$  为圆波导半径,  $\mu_{mn}$  为  $m$  阶第一类函数 Bessel 函数的第  $n$  个导数根.  $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_r^2}$  为轴向波数,  $J_m$  和  $J'_m$  分别为  $m$  阶第一类 Bessel 函数及其导数.  $\eta_0$  为自由空间波阻抗.

由于圆波导半径远大于大功率回旋管输出的微波在自由空间中传播波长,因此微波在波导中的传播可以用几何光学进行分析.从几何光学的观点<sup>[11]</sup>,利用 Hankle 函数的德拜渐近形式推导出圆波导中的微波沿着射线方向右螺旋传播,如图 1(a)

所示,沿圆波导内壁传播的方向为

$$\vec{N}(a_0, \phi, z) \approx \frac{\sqrt{\mu_{mn}^2 - m^2}}{a_0} \vec{\rho} + \frac{m}{a_0} \vec{\phi} + k_z \vec{z} \quad (3)$$

这些射线在圆波导在波导内壁来回反射,形成半径为  $r_c$  的焦散面,见图 1(b) 所示,其中焦散半径为

$$r_c = a_0 \cos\theta = a_0 \frac{m}{\mu_{mn}} \quad (4)$$

$\theta$  为焦散半径和圆波导半径所形成的夹角(如图 1(b) 所示)

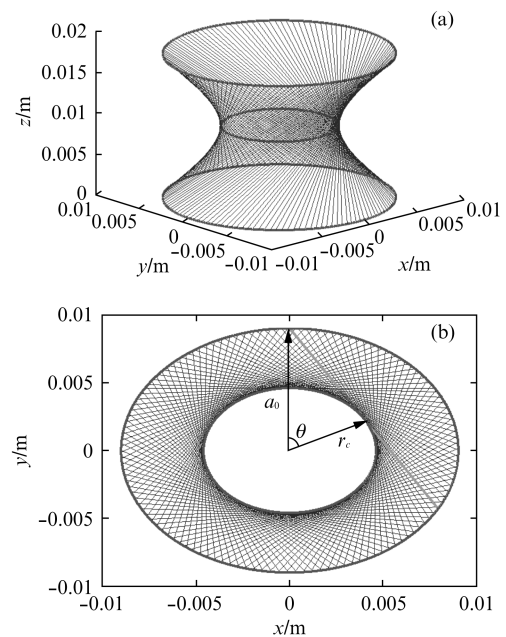


图 1 圆波导旋转模式的几何光学射线表示 (a) 三维示意图, (b) 二维示意图

Fig. 1 Geometrical optical description of the mode propagation in the circular waveguide, (a) three-dimension and (b) two-dimension

微波在圆波导中传播的剖面图如图 2 所示,可以推导出微波在圆波导内壁上两次反射的轴向长度为

$$L_B = 2a_0 \frac{k_z}{k_0} \left[ 1 - \left( \frac{m}{\mu_{mn}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

微波在传播时沿圆波导内壁上的倾角为  $\alpha = \arctan\left(\frac{k_r}{k_z} \sin\theta\right)$ , 在轴向完成一次循环的距离即切口长度为

$$L = 2\pi a_0^2 \frac{k_z}{\mu_{mn}} \sqrt{1 - \left( \frac{m}{\mu_{mn}} \right)^2} \left[ \arccos\left(\frac{m}{\mu_{mn}}\right) \right]^{-1} \quad (6)$$

由图 2 可知,微波在圆波导中传播形成了 Brillouin 区,区中集中了微波传输的能量,因此按照螺

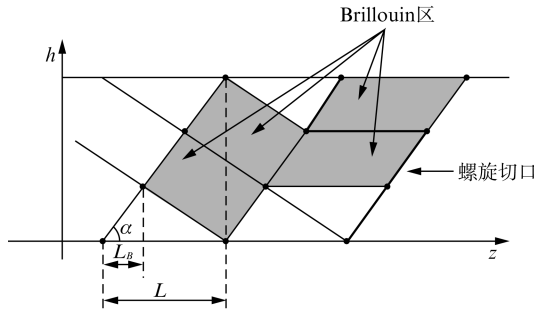


图2 圆柱波导展开示意图(黑点表示射线反射的轨迹)  
Fig. 2 Unfold surface of the circular waveguide (The black points represent reflection of one ray from the waveguide wall)

旋切口切割,即可将圆波导中的能量辐射出去,这就是圆波导准光辐射器.由于这种辐射器辐射出电磁波具有较高的旁瓣电平,并且转换效率低,因此有两种改进方法,一种是在圆波导前面加一段波纹波导,在辐射器切口处形成高斯波束再向空间辐射,另一种是改进后面的准光反射镜面,加相位修正面,对波束进行修正.本文研究第一种改进方法即波纹波导准光辐射器.

## 1.2 波纹波导准光辐射器

对于波纹波导的扰动可以采用耦合波理论进行分析<sup>[11]</sup>

$$\frac{\partial A^k}{\partial z} = jk_{zk}(z)A^k + j \sum_{h=1}^h C_{k,h}(z)A^h \quad (7)$$

其中上标  $k, h$  表示  $TE$  或者  $TM$  模式 ( $k: TE_{mp}$  或者  $TM_{mp}$  模式,  $h: TE_{nq}$  或者  $TM_{nq}$  模式),  $A^k$  表示  $k$  模式的振幅,  $C_{k,l}$  表示从  $k$  模式到  $h$  模式的耦合系数. 其中:

$$C_{k,l} = K_{k,l} \frac{\alpha_{k,l}(z)}{R(\varphi, z)} \quad (8)$$

$$\alpha_{k,l}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left\{ \sum_{i=1}^N \delta_i \cos[\Delta\beta_i z - l_i \phi] \right\} \exp[-j(m-n)\phi] d\phi \quad (9)$$

各种模式相互之间耦合因子  $K_{k,h}$  为

$$K_{k,h} = \begin{cases} \frac{mn(k_0^2 - k_{zm,p}^2 k_{zn,q}^2) - (\mu_{mp} - \mu_{nq})^2}{\sqrt{k_{zm,p}^2 k_{zn,q}^2 (\mu_{mp}^2 - m^2)(\mu_{nq}^2 - n^2)}} & (TE_{mp} \rightarrow TE_{nq}) \\ \frac{jm k_0 (k_{zm,p}^2 - k_{zn,q}^2)}{\sqrt{k_{zm,p}^2 k_{zn,q}^2 (\mu_{mp}^2 - m^2)}} & (TE_{mp} \rightarrow TM_{nq}) \\ \frac{jm k_0 (k_{zm,p}^2 - k_{zn,q}^2)}{\sqrt{k_{zm,p}^2 k_{zn,q}^2 (\mu_{nq}^2 - n^2)}} & (TM_{nq} \rightarrow TE_{mp}) \\ \frac{k_0^2 - k_{zm,p}^2 k_{zn,q}^2}{\sqrt{k_{zm,p}^2 k_{zn,q}^2}} & (TM_{mp} \rightarrow TM_{nq}) \end{cases} \quad (10)$$

沿  $x$  方向传播的基模高斯波束 ( $TEM_{00}$ ) 场分布可以表示为

$$u = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{w_y(x) \cdot w_z(x)}} \exp\left(-\frac{y^2}{w_y^2(x)} - \frac{z^2}{w_z^2(x)} - j\phi\right) \quad (11)$$

$$w_y(x) = w_{0y} \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(x - x_{0y})}{\pi w_{0y}^2}\right]^2} \quad (12)$$

$$w_z(x) = w_{0z} \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(x - x_{0z})}{\pi w_{0z}^2}\right]^2} \quad (13)$$

式中  $w_{0y}$  与  $w_y(x)$  分别为  $y$  方向的束腰和束半径,  $w_{0z}$  与  $w_z(x)$  分别为  $z$  方向的束腰和束半径,  $(x_{0y}, x_{0z})$  为束腰中心,  $\phi$  为波束的相位. 在束腰处的  $TEM_{00}$  模式场分布见图3所示.

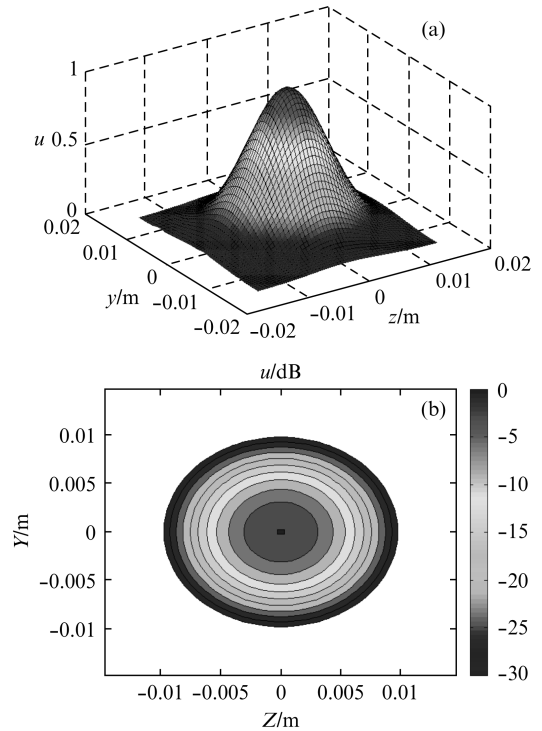


图3 高斯波束在束腰处场分布等势图(a)三维示意图,(b)二维示意图

Fig. 3 The Gaussian beam field distribution at the beam waist, (a) three-dimension and (b) two-dimension

波纹波导内壁高斯波束含量可以由标量相关系数  $\eta_s$  和矢量相关系数  $\eta_v$  表示

$$\eta_s = \frac{\iint_s |u_1 \cdot u_2| ds}{\sqrt{\iint_s |u_1|^2 ds \cdot \iint_s |u_2|^2 ds}} \quad (14)$$

$$\eta_v = \frac{\iint_s |u_1| \cdot |u_2| \exp[j(\varphi_1 - \varphi_2)] ds \cdot \iint_s |u_1|^2 ds \cdot \iint_s |u_1| \cdot |u_2| \exp[j(\varphi_2 - \varphi_1)] ds}{\iint_s |u_2|^2 ds}, \quad (15)$$

其中  $u_1 \exp(j\varphi_1)$  表示  $TE_{m,0}$  模式场分布,  $u_2 \exp(j\varphi_2)$  表示波纹波导内壁 Brillouin 区的场分布。

高斯波束可以由 9 个特殊的 TE 模式通过适当的幅度及相位叠加形成, 这 9 个模式的相对功率大小要满足表 1 的参数<sup>[7-8,11]</sup>。

表 1 TE 模式叠加产生高斯场分布(相对功率大小)  
Table 1 Set of TE modes combined to generate a Gaussian-like field distribution (with relative power)

	角向波束 →		
轴向波束 ↓	$TE_{m-2,n+1}$ (3%)	$TE_{m+1,n}$ (11%)	$TE_{m+4,n-1}$ (3%)
	$TE_{m-3,n+1}$ (11%)	$TE_{mn}$ (44%)	$TE_{m+3,n-1}$ (11%)
	$TE_{m-4,n+1}$ (3%)	$TE_{m-1,n}$ (11%)	$TE_{m+2,n-1}$ (3%)

其中  $TE_{mn}$  为输入波导的模式, 通过波纹波导的扰动, 模式之间发生相互耦合, 耦合得到其它模式以及稳定时各个模式的相对功率大小, 通过相位匹配, 在波纹波导内壁形成高斯分布。其中波纹波导可以表示为

$$R(\varphi, z) = a_0 + \alpha z + \sum_{i=1}^N \delta_i \cos[\Delta\beta_i z - l_i \phi], \quad (16)$$

$\alpha$  为很小的倾斜坡度, 目的是减少微波在波纹波导中的反射,  $\delta_i$  为波纹波导的扰动幅度,  $l_i$  为整数, 表示角向扰动的次数。

通过计算波纹波导扰动幅度  $\delta_i$  和长度  $L_h$ , 就可以得到需要的模式及它们的相对功率, 使它们在波纹波导内壁叠加形成高斯波束。对于在轴向和角向形成高斯波束, 所要求的波纹波导扰动幅度和长度如下<sup>[11]</sup>:

(1) 对于  $TE_{m,n}$  模式, 轴向波束  $\Delta m \neq 0, \Delta n = 0$ , 高斯场分布可以沿着轴向形成, 其扰动长度为  $L_h =$

$$2h\pi a_0^2 \frac{k_{zm,n}^3}{k_0^2 (\Delta m \theta)^2} \left(1 - \frac{m^2}{\mu_{zm,n}^2}\right), \text{ 扰动幅度为 } \delta = \frac{\lambda a_0 (\Delta m \theta k_0)^2}{(\mu_{m,n}^2 - m^2) k_{zm,n}^2};$$

(2) 对于  $TE_{m,n}$  模式, 角向波束  $\Delta m \neq 0, \Delta n \neq 0$ , 高斯场结构可以沿着角向形成, 其扰动长度为  $L_h = \frac{2h\pi k_{zm,n} a_0^2}{(\Delta m)^2} \left(1 - \frac{m^2}{\mu_{m,n}^2}\right)$ , 扰动幅度为  $\delta = \frac{\lambda a_0 (\Delta m)^2}{\mu_{m,n}^2 - m^2}$ , 其中  $0.25 \leq \lambda < 1, 0.5 \leq h \leq 0.8165$ 。

## 2 140 GHz、 $TE_{28,8}$ 模式波纹波导准光辐射器设计

通过以上理论分析, 建立数值模型, 结合实际高功率回旋管的工作参数, 设计波纹波导准光辐射器。回旋管工作频率为 140 GHz, 腔体工作模式为  $TE_{28,8}$ , 由于  $\theta = \arccos\left(\frac{m}{x_{m,n}}\right) = 62.23^\circ$ , 因此模式的焦散半径与波导半径的比约为 0.5, 为波束在角向形成高斯波束提供基础,  $\Delta m = \frac{\pi}{\theta} \approx 3$  即光线在角向反射 3 次, 可以形成 3 个 Brillouin 区。波纹波导的扰动半径为

$$R(\varphi, z) = a_0 + \alpha z + \delta_1 \cos(\Delta\beta_1 z - l_1 \phi) + \delta_2 \cos(\Delta\beta_2 z - l_2 \phi), \quad (17)$$

其中  $a_0 = 22.5 \text{ mm}, \alpha = 0.003^\circ, l_1 = 1, l_2 = 3$ , 波纹波导扰动幅度  $\delta_1, \delta_2$  和扰动长度的关系可以由上面分析的公式得出, 如图 4 所示。

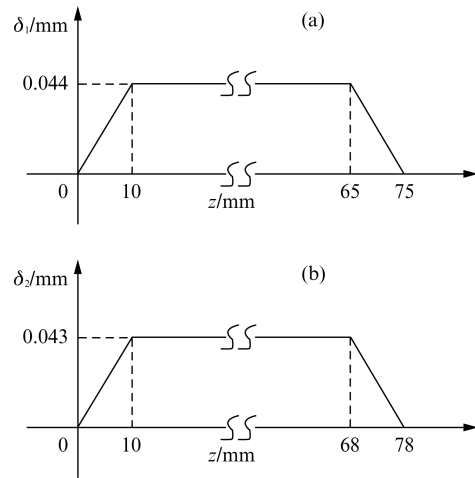


图 4 波纹波导壁扰动示意图 (a)  $\delta_1$  随  $z$  向的变化, (b)  $\delta_2$  随  $z$  向的变化

Fig. 4 Schematic drawing of corrugated wall deformation, (a)  $\delta_1$  with the change in  $z$ -direction, and (b)  $\delta_2$  with the change in  $z$ -direction.

两个扰动都有 10 mm 的倾斜坡度长度, 其中扰动幅度  $\delta_1$  为 0.044 mm, 随  $z$  向的扰动长度为 75 mm, 扰动幅度  $\delta_2$  为 0.043 mm, 随  $z$  向的扰动长度为 78 mm。角向波束和轴向波束的波数可以分别表示为:

$$\Delta\beta_1 = \frac{1}{2}(\beta_{27,8} - \beta_{29,8}) = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\mu_{27,8}}{a_0}\right)^2} - \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\mu_{29,8}}{a_0}\right)^2} \right], \quad (18)$$



$$\Delta\beta_2 = \frac{1}{2}(\beta_{25,9} - \beta_{31,7}) = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\mu_{25,9}}{a_0}\right)^2} - \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\mu_{31,7}}{a_0}\right)^2} \right] \quad (19)$$

因此所设计的波纹波导结构见图 5 所示.

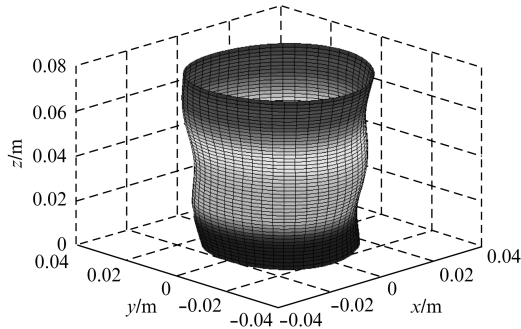


图 5 波纹波导结构图  
Fig. 5 Schematic contour of the corrugated waveguide

根据上述耦合波理论,编写程序,进行大量优化,为了达到精确,在数值优化过程中考虑 64 个 TE 模式之间的相互耦合.由上面分析可知,当扰动幅度  $\delta_1 = 0$  时,波束在角向形成聚焦,得到磁场在波纹波导内壁分布的等势图(如图 6 所示),当扰动幅度  $\delta_2 = 0$  时,波束在轴向形成聚焦,得到磁场在波纹波导内壁分布的等势图(如图 7 所示).

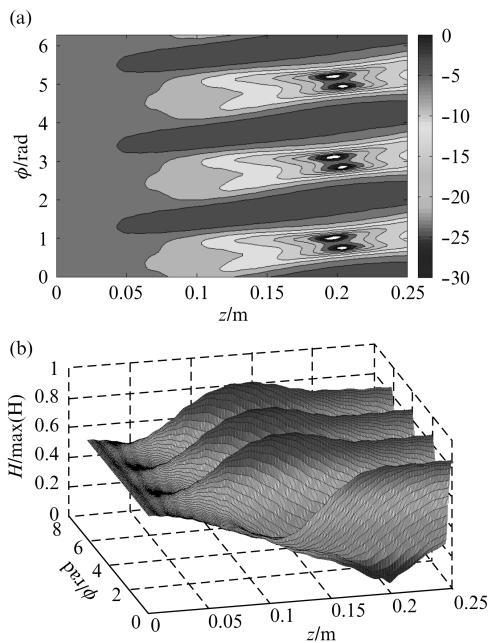


图 6 各模式磁场在波纹波导内壁叠加等势图( $\delta_1 = 0$ ) (a) 二维等势图(dB), (b) 三维等势图  
Fig. 6 Magnetic field distribution on the corrugated waveguide wall( $\delta_1 = 0$ ), (a) two-dimension and (b) three-dimension

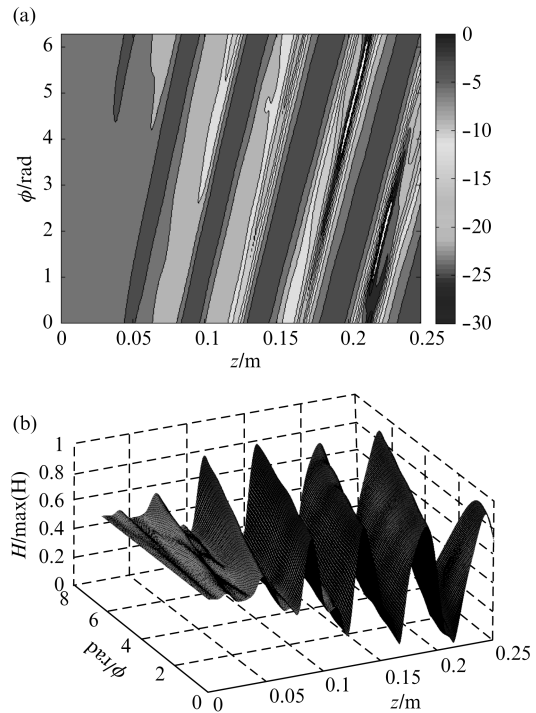


图 7 各模式磁场在波纹波导内壁叠加等势图( $\delta_2 = 0$ ). (a) 二维等势图(dB), (b) 三维等势图  
Fig. 7 Magnetic field distribution on the corrugated waveguide wall( $\delta_2 = 0$ ), (a) two -dimension and (b) three -dimension

因此同时扰动  $\delta_1, \delta_2$  就可以同时在轴向和角向对波束进行聚焦,从而在波纹波导内壁的 Brillouin 区中得到高斯分布.根据耦合波理论,通过数值计算可以得出各个模式的相对功率大小随着波纹波导轴向的变化,其中 9 个主要模式的变化与图 8 所示.在  $z = 0$  对应着波纹波导的输入,  $TE_{28,8}$  模式的相对功率为 1,其他模式的相对功率为 0.随着波纹波导的扰动,模式之间发生耦合,主要耦合的模式为:  $TE_{29,8}, TE_{31,7}, TE_{25,9}, TE_{27,8}$ ,当波纹波导长度 78 mm 时不再

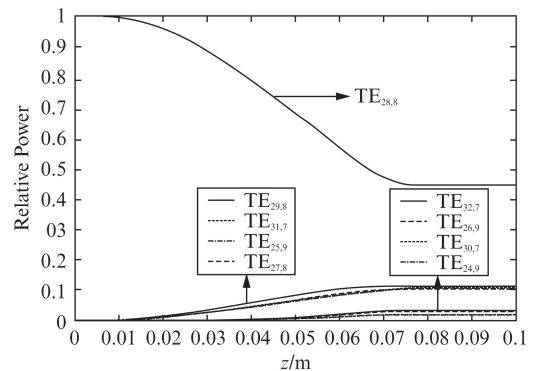


图 8 各模式沿 z 轴的相对功率变化图  
Fig. 8 Mode composition (relative power) coefficients vary along the z-direction

发生扰动,各个模式的相对功率大小达到稳定,稳定式的功率大小见表 2 所示.与表 1 理论值相比,各个模式的相对功率大小十分接近.

表 2 稳定时各模式在辐射口出相对功率大小

Table 2 Relative power of each mode at the aperture

TE <sub>26,9</sub> (3.2%)	TE <sub>29,8</sub> (11.2%)	TE <sub>32,7</sub> (3.5%)
TE <sub>25,9</sub> (10.3%)	TE <sub>28,8</sub> (44.3%)	TE <sub>31,7</sub> (10.7%)
TE <sub>24,9</sub> (2.5%)	TE <sub>27,8</sub> (10.1%)	TE <sub>30,7</sub> (2.9%)

各个模式叠加的磁场在波纹波导内壁分布如图 9 所示,由图中可以看出,高斯波束已经在辐射器切口处很好地形成,图 10 表示为波纹波导内壁 Brillouin

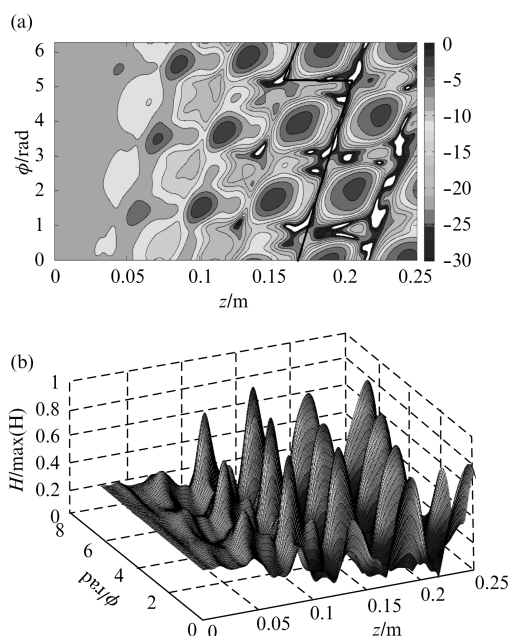


图 9 各模式磁场在波纹波导内壁叠加等势图 (a) 二维等势图 (dB), (b) 三维等势图

Fig. 9 Magnetic field distribution on the corrugated waveguide wall, (a) two-dimension and (b) three-dimension

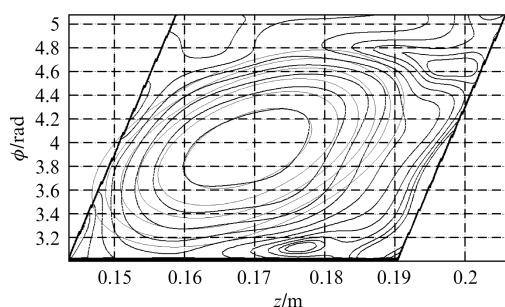


图 10 波纹波导内壁 Brillouin 区的场分布与基模高斯波束场分布的对比图 (间隔为 -3 dB)

Fig. 10 Field distribution on Brillouin zone of the corrugated waveguide wall (steps -3 dB), bold lines and fine lines represent the wave-beam mode and ideal Gaussian distribution, respectively

区的场分布与基模高斯波束场分布的对比.通过数值计算可知高斯波束标量相关系数大于 98%,矢量相关系数大于 85%.所设计的波纹波导准光辐射器切口的起始坐标为 (158 mm, 5.1 rad),切口长度为 47.2 mm.

### 3 结论

准光辐射器是高功率回旋管准光输出系统中的关键组成部分.采用几何光学理论和耦合波理论系统研究了传统的圆波导准光辐射器和波纹波导准光辐射器,针对 140 GHz、TE<sub>28,8</sub> 模式回旋管设计高效的波纹波导准光辐射器.所设计的准光辐射器的波纹波导扰动长度为 78 mm,总长度仅为 205.2 mm,切口长度为 47.2 mm,在切口处的 Brillouin 区中高斯模式标量相关系数大于 98%,矢量相关系数大于 85%.通过设计波纹波导准光辐射器有利于后面准光反射镜面的设计,同时也提高了准光输出系统的整体效率.本文所设计的波纹波导准光辐射器可用于加热等离子体的高功率回旋管中,同时也为设计其它频率和模式的回旋管准光辐射器提供借鉴.

### 致谢

本文得到德国卡尔斯鲁厄理工学院 (KIT-IHM) 金践波博士和 Manfred Thumm 教授的大力支持和帮助,在此特别表示感谢.

### References

- [1] NIU Xin-Jian, YU Sheng, LI Hong-Fu, *et al.* Design mode coupling for overmode bent circular waveguide [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (牛新建, 俞胜, 李宏福, 等, 过模弯曲圆波导模式耦合器. *红外与毫米波学报*), 2006, **25** (1): 67-70.
- [2] Thumm M, Kasperek W. Passive high-power microwave components [J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2002, **30** (3): 755-786.
- [3] Mobius A W, Casey J A, Kreischer K E, *et al.* An improved design for Quasi-Optical mode conversion of whispering gallery mode gyrotron radiation [J]. *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, 1992, **13**(8): 1033-1061.
- [4] Vlasov S N, Orlova I M. Quasioptical transformer which transforms the waves in a waveguide having a circular cross section into a high directional wave beam [J]. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 1975, **17**(1): 115-119.
- [5] LIU Jian-Wei, ZHAO Qing, LI Hong-Fu. Design of quasi-optical mode converter for 94 GHz gyrotron [J]. *Acta Phys. Sin.* (刘建卫, 赵青, 李宏福. 94 GHz 回旋管准光模式变换器设计. *物理学报*), 2011, **60**(10): 104201.
- [6] Denisov G G, Kufin A N, Malygin V I, *et al.* 110 GHz gyrotron with a built-in high-efficiency converter [J]. *Int. J. Electron*, 1992, **72**(5-6): 1079-1091.

(下转第 73 页)

- tions and Remote Sensing, 2011, **4**(1): 138 - 146.
- [4] ZHOU J, CHEN Y, ZHANG X, *et al.* Modeling the diurnal variations of urban heat island with multi-source satellite data [J]. *International Journal of Remote Sensing*, 2013, Accepted.
- [5] LI Z-L, TANG B-H, WU H, *et al.* Satellite-derived land surface temperature: Current status and perspectives [J]. *Remote Sensing of Environment*, 2013, **131**: 14 - 37.
- [6] ZHAN Wenfeng, ZHOU Ji, MA Wei. Computer simulation of land surface thermal anisotropy based on realistic structure model: A review [J]. *Advances in Earth Science* (占文凤, 周纪, 马伟. 基于真实结构的地表热辐射方向性计算机模拟研究进展. *地球科学进展*), 2009, **24**(12): 1309 - 1318.
- [7] SOBRINO J A, JIMÉNEZ-MUÑOZ J C, Verhoef W. Canopy directional emissivity: Comparison between models [J]. *Remote Sensing of Environment*, 2005, **99**(3): 304 - 314.
- [8] PENG Jing-Jing, LIU Qiang, LIU Qin-Huo, *et al.* Kernel-driven model fitting of multi-angle thermal infrared brightness temperature and its application [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (彭菁菁, 刘强, 柳钦火, 等. 多角度热红外亮温值的模型拟合与应用. *红外与毫米波学报*), 2011, **30**(4): 361 - 367.
- [9] ZHOU Ji, CHEN Yun-Hao, LI Jing, *et al.* Progress in Thermal anisotropy of urban area: A review [J]. *Advances in Earth Science* (周纪, 陈云浩, 李京, 等. 城市区域热辐射方向性研究进展. *地球科学进展*), 2009, **24**(5): 497 - 506.
- [10] LAGOUARDE J-P, HÉNON A, KURZ B, *et al.* Modeling daytime thermal infrared directional anisotropy over Toulouse city centre [J]. *Remote Sensing of Environment*, 2010, **114**(1): 87 - 105.
- [11] LAGOUARDE J-P, HÉNON A, IRVINE M, *et al.* Experimental characterization and modelling of the nighttime directional anisotropy of thermal infrared measurements over an urban area: Case study of Toulouse (France) [J]. *Remote Sensing of Environment*, 2012, **117**(15): 19 - 33.
- [12] MA Wei, CHEN Yun-Hao, ZHAN Wen-Feng, *et al.* Thermal anisotropy model for simulated three dimensional urban targets [J]. *Journal of Remote Sensing* (马伟, 陈云浩, 占文凤, 等. 城市模拟目标的 3 维热辐射方向性模型. *遥感学报*), 2013, **17**(1): 62 - 76.
- [13] YU Tao, TIAN Qi-Yan, GU Xing-Fa, *et al.* Modelling directional brightness temperature over a simple typical structure of urban areas [J]. *Journal of Remote Sensing* (余涛, 田启燕, 顾行发, 等. 城市简单目标方向亮温研究. *遥感学报*), 2006, **10**(5): 661 - 670.
- [14] VOOGT J A. Assessment of an Urban Sensor View Model for thermal anisotropy [J]. *Remote Sensing of Environment*, 2008, **112**(2): 482 - 495.
- [15] SOUX A, VOOGT J A, OKE T R. A model to calculate what a remote sensor sees of an urban surface [J]. *Boundary-Layer Meteorology*, 2004, **111**(2): 109 - 132.
- [16] FONTANILLES G, BRIOTTET X, FABRE S, *et al.* Thermal infrared radiance simulation with aggregation modeling (TITAN): an infrared radiative transfer model for heterogeneous three-dimensional surface-application over urban areas [J]. *Applied Optics*, 2008, **47**(31): 5799 - 5810.
- [17] LI X, WANG J. The definition of effective emissivity of land surface at the scale of remote sensing pixels [J]. *Chinese Science Bulletin*, 1999, **44**(23): 2154 - 2158.
- [18] REN H, YAN G, CHEN L, *et al.* Angular effect of MODIS emissivity products and its application to the split-window algorithm [J]. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 2011, **66**(4): 498 - 507.
- [19] LAGOUARDE J-P, MOREAU P, IRVINE M, *et al.* Airborne experimental measurements of the angular variations in surface temperature over urban areas; case study of Marseille (France) [J]. *Remote Sensing of Environment*, 2004, **93**(4): 443 - 462.
- [20] LAGOUARDE J-P, IRVINE M. Directional anisotropy in thermal infrared measurements over Toulouse city centre during the CAPITOL measurement campaigns; first results [J]. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 2008, **102**(3-4): 173 - 185.
- [21] VINNIKOV K Y, Yu Y, Goldberg M D, *et al.* Angular anisotropy of satellite observations of land surface temperature [J]. *Geophysical Research Letters*, 2012, **39**: L23802.
- [22] SOBRINO J A, OLTRA-CARRIÓ R, JIMÉNEZ-MUÑOZ J C, *et al.* Emissivity mapping over urban areas using a classification-based approach: Application to the Dual-use European Security IR Experiment (DESIREX) [J]. *International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation*, 2012, **18**: 141 - 147.

(上接 65 页)

- [7] Jin J B, Thumm M, Piosczyk B, *et al.* Theoretical investigation of an advanced launcher for a 2-MW 170-GHz TE<sub>34</sub>, 19 coaxial cavity gyrotron [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* 2006, **54**(3): 1139 - 1145.
- [8] Thumm M, Yang X K, Arnold A. A high-efficiency quasi-optical mode converter for 1 140-GHz 1-MW CW gyrotron [J]. *IEEE Trans. Electron Device*. 2005, **52**(5): 818 - 824.
- [9] WANG Bin, Du Chao-Hai, LIU Pu-Kun. Study and design of a quasi-optical mode converter for W-band whispering-gallery mode gyrotron [J]. *Acta Phys. Sin.* (王斌, 杜朝海, 刘濮鲲, 等. W 波段边廊模回旋管准光模式变换器的研究与设计. *物理学报*), 2010, **59**(4): 2512 - 2518.
- [10] XU Xi-Shou, WANG Bin, GENG Zhi-Hui, *et al.* Study of a Quasi-Optical Mode Converter for W-band Gyrotron Oscillator [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2011, **39**(12): 3345 - 3350.
- [11] JING Jian-Bo. Quasi-Optical Mode Converter for a Coaxial Cavity Gyrotron [D]. Chengdu: Southwest Jiaotong University. (金践波, 同轴回旋管准光模式变换器 [D]. 成都: 西南交通大学, 2005).
- [12] Blank M, Kreischer K, Temkin R. Theoretical and experimental investigation of a quasi-optical mode converter for a 110-GHz gyrotron [J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 1996, **24**(3): 1058 - 1066.