

W 波段准光模式变换器的设计

张天钟, 喻 胜, 张颜颜, 牛新建, 李宏福

(电子科技大学物理电子学院, 太赫兹科学技术研究中心, 四川成都 610054)

摘 要: 准光模式变换器是大功率输出回旋管的关键部件. 采用高转换效率的准光模式变换器可以横向输出电磁波, 增大收集极的尺寸, 提高回旋管的输出功率, 提高整管效率. 该文设计的回旋管内置准光模式变换器由 Denisov 辐射器天线和四个反射镜组成, 输入频率为 94GHz, 模式为 $TE_{6,2}$ 模. 采用耦合波理论分析和优化了 Denisov 辐射器内的场分布, 并根据矢量绕射理论编制数值模拟程序计算了各个反射镜上的场分布, 其输出功率转换效率达 97.2%. 利用三维全波仿真软件 feko6.0 进行对比分析, 最后加工所设计的结构并内置于回旋振荡管进行热测实验, 结果表明其输出场分布与理论计算结果基本一致.

关键词: 准光; 模式变换; $TE_{6,2}$ 模式; 高斯模式

中图分类号: O441.4

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112 (2015)12-2360-08

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.3969/j.issn.0372-2112.2015.12.003

Design a Quasi-Optical Mode Converter for W Band Gyrotron

ZHANG Tian-zhong, YU Sheng, ZHANG Yan-yan, NIU Xin-jian, LI Hong-fu

(Terahertz Science and Technology Research Center, University of Electronics Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract: Quasi-optical mode convertor is an important component for a high-power gyrotron. The transverse area of collector in gyrotron can be increased and the wave beam can be separated from the electron beam with a high conversion efficiency quasi optical mode convertor. To improve the conversion efficiency of the whole gyrotron, a quasi optical mode convertor with small size must be used to high-efficiently convert the cavity mode to fundamental Gaussian beam. This paper presents a quasi-optical mode convertor for $TE_{6,2}$ 94GHz gyrotron. The converter consists of a dimpled-wall Denisov launcher, a quasi-elliptical mirror, two parabolic mirrors and a plane mirror. The coupled-mode theory is used to analyze the operation of the pre-bunching waveguide launcher. The code of the vector diffraction theory is used to calculate the radiate fields of the mirrors. The efficiency of more than 97.2% is achieved for converting the rotating $TE_{6,2}$ mode at 94GHz into a fundamental Gaussian beam. Simulations with feko 6.0 are done to compare with the calculation result. The structures is fabricated and placed in the 94GHz gyrotron. Experimental measurements show that close agreement with theoretical predictions is obtained.

Key words: quasi-optical; mode converter; $TE_{6,2}$ mode; Gaussian mode

1 引言

高功率高频回旋管是一类重要的微波器件, 近年来受到国内外的普遍重视. 回旋管主要应用于等离子体加热、回旋共振加热 (ECRH)、回旋辐射诊断和回旋电流驱动 (ECCD) 等^[1]. 由于国际热核聚变实验堆 (ITER) 计划的需要, 使得回旋管向更高频率和功率方向发展. 然而随着输出功率的提高, 回旋管的高频结构不断增大而需工作于高阶模式^[2], 给电磁波的传输和模式变换带来了困难. 高阶模式在传输过程中呈空心状, 存在严重的绕射和反射损耗, 不利于在自由空间中直接传输或辐

射^[3,4]. 因此, 需要将高阶腔体模式转换成利于在自由空间中传输的低阶模或者利于在波纹波导中传输的高斯模. 采用传统的波导模式转换器不能很好的抑制寄生模式, 存在复杂的极化波^[5,6]. 准光模式变换器结构尺寸小, 绕射损耗低, 模式转换效率高, 辐射场成高斯分布^[7]. 国际上高功率输出回旋管通常采用准光模式变换器横向输出电磁波, 从而提高整管的效率. 德国 KIT 研究出的回旋管内置准光模式变换器, 工作频率 140GHz, 模式为 $TE_{28,8}$, 采用三个反射镜功率转换效率达 98%^[8,9]. MIT 研制出的准光模式变换器工作频率 110GHz, 模式为 $TE_{22,6}$, 输出基模高斯模式含量为 95%,

转换效率为 98.2%^[10-13]. 德国 KIT 中心和法国 Thales 公司等联合研制的回旋管输出频率为 170GHz, 模式为 TE_{34,19}, 后级采用准光模式变换器输出 TEM₀₀ 模, 变换器的转换效率为 99.6%^[14]. 国内回旋管的研究和发展受到普遍重视^[15-18], 功率和频率要求越来越高, 但对准光模式变换器的研究处于理论研究阶段^[19,20], 值得深入的研究和实验分析. 针对正在研制的百千瓦量级的回旋管设计其内置准光模式变换器, 要求输入频率为 94GHz, TE_{6,2} 模, 转换效率达 95% 以上. 传统的模式变换器结构大, 无法内置于回旋管中, 而 Vlasov 辐射器转换效率不大于 80%, 因此文中设计的准光模式变换器由 Denisov 辐射器和四个反射镜组成. 采用耦合波理论分析了 Denisov 辐射器内的场分布, 并根据矢量绕射理论计算反射镜上的场分布, 利用三维全波仿真软件 feko6.0 以及热测实验进行对比分析.

2 准光模式变换器模型

准光模式变换器的辐射器主要有 Vlasov 和 Denisov 两种类型, Denisov 型辐射器是 Vlasov 型辐射器的改进结构. 工作于高阶旋转模式或者高阶边廊模式的回旋管通常采用 Denisov 型辐射器把螺旋传输的电磁波经螺旋切口输出. 由于螺旋切口的旋转方向与电磁波方向一致, 因此最先到达切口起点的电磁波先向外辐射, 随后的电磁波经螺旋段多次反射后最终经切口的第一个布里渊区输出. 如此展开后的电磁波不再是椭圆极化

波而是成了线性极化波, 而且波束中心为实心. 这种未经扰动的电磁波在波导内的角向上成均匀分布, 切口边沿上的场比较强, 形成剧烈的边缘绕射和反射, 而反射的电磁波会加热回旋管的互作用高频结构, 影响波和电子的稳定工作, 因此需采用微扰段对输出前的电磁波进行预聚束, 将输入高阶模式变换成类基模高斯波束, 减小了螺旋切口边缘上的场, 从而提高准光模式变换器的转换效率. 经 Denisov 型辐射器直接辐射出的高斯波束通常不能满足回旋管的要求, 需要几个反射镜来改变波束的参量和传播方向, 最终从输出窗向外辐射. 该文设计的准光模式变换器由带有扰动段的 Denisov 辐射器和四个反射镜组成. Denisov 辐射器把输入的 TE_{6,2} 模式 94GHz 电磁波转换成类高斯波束后辐射到第一个反射镜上. 由于 Denisov 辐射器长度比较短, 为满足现有磁体及回旋管的要求, 后级还需要三个反射镜对类高斯波束进行幅度和相位校正, 同时延长整个准光模式变换器的长度. 该准光模式变换器的各个元件的相对位置关系如图 1(a) 所示. 图中 Denisov 辐射器的输入端口位于坐标轴的原点. 第一个反射镜为准椭圆柱面, 其母线平行于 Denisov 辐射器的中心轴, 随后的两个反射镜为抛物柱面, 母线垂直于 Denisov 辐射器的中心轴, 而且位于辐射器的两边, 最后一个反射镜为平面镜, 它不改变波束的束参量, 但是改变了波束的传播方向, 把电磁波导向输出窗.

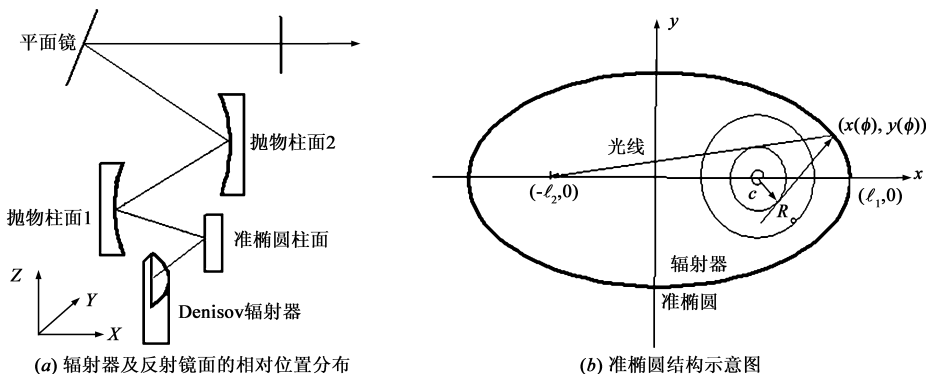


图1 准光模式变换器的结构模型

电磁波在规则圆波导中传播时, 能量并不存在波导中心处而是集中于焦散圆和波导壁之间, 因此从切口辐射出的电磁波沿与传播的路径反向延长的射线并不是汇聚于波导中心, 而是偏离波导中心一段距离, 这段距离就是焦散半径 R_c , 如图 1(b) 所示. 当采用椭圆柱面把电磁波从一个焦点传播到另一个焦点时, 要对

椭圆的参数方程加以修正, 使从螺旋切口输出的电磁波都汇聚于椭圆的另一个焦点上. 经过修正后的参数方程为

$$\begin{cases} x(\phi) = R_c \cos \phi - \ell(\phi) \sin \phi \\ y(\phi) = R_c \sin \phi + \ell(\phi) \cos \phi \end{cases} \quad (1)$$

其中

$$\begin{cases} \ell(\phi) = \frac{8\ell_2 R_c \cos \phi - 4R_c^2 \phi^2 - 4R_c^2 \phi \pi + 8\ell_g R_c \phi - R_c^2 \pi^2 + 4\ell_g R_c \pi - 8\ell_1 \ell_g - 8\ell_1 \ell_2}{8\ell_2 \sin \phi + 8R_c \phi + 4R_c \pi - 8\ell_g} \\ \ell_g^2 = R_c^2 + \ell_2^2 + 2\ell_1 \ell_g + 2\ell_1 \ell_2 \end{cases} \quad (2)$$

式(2)中 ℓ_2 是准椭圆的第二个焦点的坐标, ℓ_1 为焦点与准椭圆和横轴的交点的距离, R_c 为焦散圆半径. 通常准光模式变换器的中心位于准椭圆的一个焦点上, 电磁波经椭圆反射后汇聚于另一个焦点上. 由于其母线平行于 Z 轴, 椭圆柱面只对于角向电磁波进行聚束, 在纵向上只改变束方向, 不改变束参量. 当采用绕射积分法等计算各个反射镜上的场分布时, 通常要计算反射镜面的法向量. 由于式(1)给的是准椭圆面参数方程, 其法向量可以由偏导数的叉乘给出, 即

$$\mathbf{n} = \frac{\partial \mathbf{r}(u, v)}{\partial u} \times \frac{\partial \mathbf{r}(u, v)}{\partial v} \quad (3)$$

准椭圆柱面反射出的电磁波辐射到第一个抛物柱面上. 抛物柱面为单焦点曲面, 通常用来汇聚光束, 在这里用来汇聚电磁波束. 为了满足回旋管的要求, 需要两个抛物柱面来延长准光模式变换器的长度, 使电磁波离开磁体的端面后再向管外辐射. 抛物柱面的参数方程为

$$y^2 = 4fx \quad (4)$$

式中 f 为抛物线的焦距. 最后一面反射镜为平面镜, 它的特点为是只改变波束的方向, 并不会改变波束的束参量, 主要作用是把电磁波导向输出窗.

一维高斯分布与余弦函数分布如图 2, 在某种条件下, 采用式(5)计算其相似度可以达到 99.7%. 而余弦函数分布可以由三个特定的常规波导模式叠加而成, 如式(6).

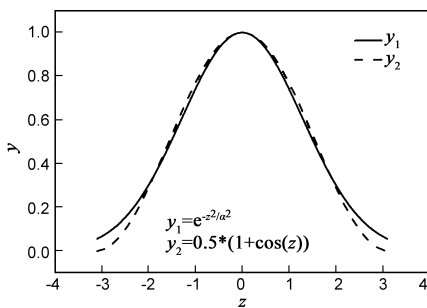


图2 一维高斯分布与余弦函数对比

表 1 组成高斯分布的各模式功率分布

模式	相对功率
TE _{2,3}	0.028
TE _{3,3}	0.11
TE _{4,3}	0.028
TE _{5,2}	0.11
TE _{6,2}	0.44
TE _{7,2}	0.11
TE _{8,1}	0.028
TE _{9,1}	0.11
TE _{10,1}	0.028

$$\eta_g = \frac{\int y_1 \cdot y_2^* dz \int y_2 \cdot y_1^* dz}{\int y_1 \cdot y_1^* dz \int y_2 \cdot y_2^* dz} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} y_2 &= B [e^{i\beta z} + \alpha e^{i\beta_j - \Delta m z} + \alpha e^{i\beta_j + \Delta m z}] \\ &= B e^{i\beta z} [1 + 2\alpha e^{i\Delta z} \cos(\beta z)] \\ &= B [1 + \cos(\beta z)] e^{i\beta z} \Big|_{\substack{\alpha=0.5 \\ \delta=0}} \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$\begin{cases} \delta = \frac{1}{2} [(\beta_j - \Delta m - \beta_j) - (\beta_j - \beta_j + \Delta m)] \\ \bar{\beta} = \frac{1}{2} [(\beta_j - \Delta m - \beta_j) + (\beta_j - \beta_j + \Delta m)] \end{cases} \quad (7)$$

因此, 二维高斯模式场分布可以由九个特定的常规波导模式以特定的幅度和相位叠加而成, 幅度关系如表 1. 从表 1 中可以看出, TE_{m,n} 模式指数在角向和纵向上都发生变化, 根据耦合波理论半径只沿着纵向发生变化时, 只能耦合出径向指数 n 一样, m 不同的模式, 为了耦合出表 1 中的各种模式, 需要半径沿着角向和纵向都在扰动而且扰动幅度是连续的扰动结构. 最通常也是最容易想到的结构就是螺纹形式扰动, 螺纹形式可以采用正弦和余弦形式, 两者结构一样, 相位差 90 度. 文中采用如式(8)的余弦式螺纹波导壁扰动结构.

$$R = a + \tau z + \delta_1 \cos(\Delta s_1 z - \phi) + \delta_3 \cos(\Delta s_3 z - 3\phi) \quad (8)$$

式中 α 是辐射器入口处的半径, τ 是辐射器张开的斜率, δ_1, δ_3 是扰动幅度. 由于波导壁在角向和纵向上匀有扰动, 波导内不再是严格的单模传输, 而是沿着波的传播方向, 存在主模和耦合模式之间不断产生能量交换, 此时可以采用耦合波理论精确计算出各个模式沿纵向的功率分布和波导壁上的电流分布. 耦合波方程及相应的耦合系数如式(9)^[21,22].

$$\begin{aligned} \frac{dA_m(z)}{dz} &= - \sum_n K_{mn} A_n(z) \\ K_{mn} &= \frac{a}{2} \int_0^{2\pi} \left[-h_{mz}^* \left(\delta \frac{\partial e_{m\phi}}{\partial r} + \frac{1}{a} \frac{\partial \delta}{\partial \phi} e_{nr} \right) + h_{m\phi}^* \frac{\partial \delta}{\partial z} e_{nr} \right] d\phi \\ h_{mz}^* \frac{\partial e_{m\phi}}{\partial r} &= - \frac{i}{\pi a^4} M X_m^2 (X_n^2 - q^2) e^{i(c_{q-p})\phi} \\ h_{mz}^* e_{nr} &= - \frac{1}{\pi a^3} M q X_m^2 e^{i(c_{q-p})\phi} \\ h_{m\phi}^* e_{nr} &= \frac{1}{\pi a^2} M p q \beta_m e^{i(c_{q-p})\phi} \\ M &= (\beta_n \beta_m (X_m^2 - p^2) (X_n^2 - q^2))^{-1/2} \end{aligned} \quad (9)$$

式(9)中 $A_x(x = m, n)$ 表示波导内可能存在的各个模式的幅度, 它可以是复数但不包含电磁波沿纵向变化项 $\exp(-i\beta z)$. β_x 是电磁波在波导中的传播常数. h_x 和 e_x 表示相应模式的归一化函数. X_m 表示 m 阶贝塞尔函数导

数的第 p 个根.

矢量绕射积分法常用于计算天线的辐射场和反射场,其相对于求解电场积分方程法等具有计算速度快,占用内存小等优点.矢量绕射积分的基本原理是把场源上的任一点看成是新的二次球面波源,接收面上的任一点的场是所示源点在场点的线性叠加.Stratton-Chu公式是较严格的矢量绕射理论计算公式如式(10)和(11),利用它可以快速的计算出各个反射镜面上的电磁场分布和电流分布.

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\omega\epsilon} \int_{\Omega} [k^2(\mathbf{i}_n \times \mathbf{H}_{\Omega})\phi + (\mathbf{i}_n \times \mathbf{H}_{\Omega}) \cdot \nabla(\nabla\phi) + i\omega\epsilon(\mathbf{i}_n \times \mathbf{E}_{\Omega}) \times \nabla\phi] d\Omega \quad (10)$$

$$\mathbf{H}_p = \frac{-1}{4\pi i\omega\mu} \int_{\Omega} [k^2(\mathbf{i}_n \times \mathbf{E}_{\Omega})\phi + (\mathbf{i}_n \times \mathbf{E}_{\Omega}) \cdot \nabla(\nabla\phi) - i\omega\mu(\mathbf{i}_n \times \mathbf{H}_{\Omega}) \times \nabla\phi] d\Omega \quad (11)$$

式中 \mathbf{E}_p 和 \mathbf{H}_p 分别表示接收镜面上任一点的电场和磁场, \mathbf{E}_{Ω} 和 \mathbf{H}_{Ω} 分别表示源点的电场和磁场, ϕ 是自由空间中的格林函数. \mathbf{i}_n 是源场所在反射面的法向量, k 是自由空间中的波常数, ω 是角频率, ϵ 和 μ 分别是真空中的介电常数和磁导率.式(10)和(11)是对整个源场进行积分,表示接收面上任一点 P 的电磁场是源场上所有源点对 P 点辐射响应效果的叠加.

3 数值分析及模拟

根据上述的准光模式变换器的分析方法,采用 MATLAB 语言编写了准光模式变换器的数值模拟程序,并以工作于 94GHz, $TE_{6,2}$ 模式的回旋管内置准光模式变换器的设计作为例子.设计中先根据工作参数采用耦合波理论优化了 Denisov 辐射器扰动段的长度和扰动幅度,在波导壁上得到很好的高斯束斑,同时在角向上得到一条壁电流很小的路径,这条路径即为辐射器的切口.把切口后的第一个布里渊区作为辐射场的二次场源,利用矢量绕射积分方程可以得到椭圆柱面上的场分布.反复利用矢量绕射积分法可以得到各个镜面上的场分布.根据高斯束理论中的 ABCD 法可以得到各个镜面的初始相对位置和曲面参量.最后根据数值计算方法的结果对各个镜面的位置和参量进行微调,使得在输出窗处的束斑最接近基模高斯波束.

Denisov 辐射器的优化过程中,先根据各个模式在稳定时的相对功率大小,调节扰动幅度,使功率分布满足表 1.经优化 Denisov 辐射器扰动段的长度和扰动幅度后,各模式相对功率沿纵向分布及变化规律如图 3 所示.

此时 Denisov 辐射器沿 $\phi = 0$ 的母线展开后壁上的壁电流密度分布如图 4(a)所示.通常,切断辐射器壁电

流会产生强烈的反射和绕射现象,降低转换效率和高斯模式纯度,因此切口应该沿着壁电流分布最弱的地方切开.图中白色实线为辐射器螺旋切口的边缘曲线,平行四边形框内为切口后的第一个布里渊区.类高斯分布的电磁波从螺旋切口的第一个布里渊区输出并辐射到准椭圆柱面上.此 Denisov 辐射器的切口起点在 21mm 处,切口纵向长度为 15mm,切口边缘处的电流小于 -20dB,切口对辐射场分布的影响可以忽略不计,辐射器总长为 36mm,能够满足准光输出回旋管的要求.

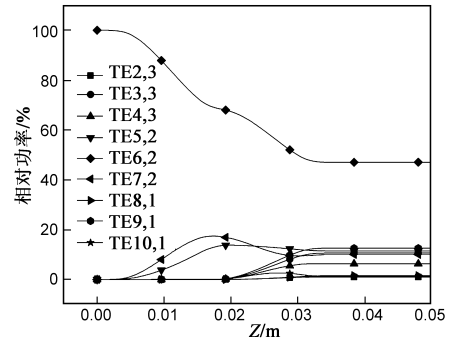


图 3 相对功率密度沿纵向分布

为了验证所设计的 Denisov 辐射器的可行性,采用三维全波仿真软件进行仿真分析.仿真中,辐射器的输入端口设置为“波导端口”,输入的是 94GHz, $TE_{6,2}$ 模式的旋转模式,为了方便计算,输入功率为 100W,求解方法采用多层快速多极子算法,观察面为比波导平均半径略小的圆柱面,观察场为近场.经计算得出切口处的场分布如图 4(b)所示.图中可以看出在切后的第一个布里渊区处得到了一个类高斯分布的场,沿着平行于 Z 轴的边缘有两个极值点,与数值计算结果对应的是图 4(a)的 A 点和 B 点;沿着螺旋边沿,在第一个布里渊区的下方存在一个极值点,与数值计算结果对应的是图 4(a)的 C 点.这说明了数值计算结果与仿真结果一致.

为了计算反射镜面上的场,首先假设波导切开前后其内部电磁波的变化很小可以忽略不计,满足这个条件的前提是切口边沿处的场很弱.前面的计算及仿真结果均能满足条件,因此可以采用切口后第一个布里渊区作为计算椭圆柱面上场分布作为二次源.编写了矢量绕射积分的计算程序并分析了电磁波在椭圆柱面上场分布如图 5(a)所示.由图可知,中心功率密度最大,随着半径的增大,功率密度快速减小,类似于高斯模式分布,但其等功率密度曲线并非圆形而是有一定程度的扭曲,原因是场分布中含有其它非基模高斯模式成分,需要后续反射镜进一步模式变换.

沿着传播路径,电磁波经椭圆柱面反射后辐射到第一个抛物柱面上的场分布如图 5(b).由图 5(b)可

知,抛物柱面上的场成椭圆分布,纵向半径大,需要对纵向进行聚束,因此第一个抛物柱面的焦点线平行了 y 轴.经抛物柱面聚束后等功率密度曲线得到了很好的转换,在第二个抛物柱面上基本形成了圆形且平滑的等功率密度曲线如图 5(c).第二个抛物柱面对电磁波的束参量及相位进步修正,反射场在平面镜上的场分布如图 5(d),可见,电磁波已经转换成基模高斯波束分布.最后一级反射镜为平面镜,它不会改变波束的束参量,只改变电磁波的传播方向,把它导向输出窗,在输

出窗上的场分布如图 6(a)所示,图中等功率密度曲线保持了圆形分布,束半径相对于在平面镜上时有了微小的改变,这是高斯波束在空间中传播束半径的自然变化造成的.电磁波经两个抛物柱面及平面镜进行聚束和导向后在输出窗上形成高斯束分布,此过程中,各个反射面的位置,镜面的尺寸参数,电磁波的传播方向等得到了优化,在离输出窗 120mm 处形成了束半径为 30mm 的高斯波束,经计算得出其功率转换效率达 97.2%,基模高斯模式含量达 98%.

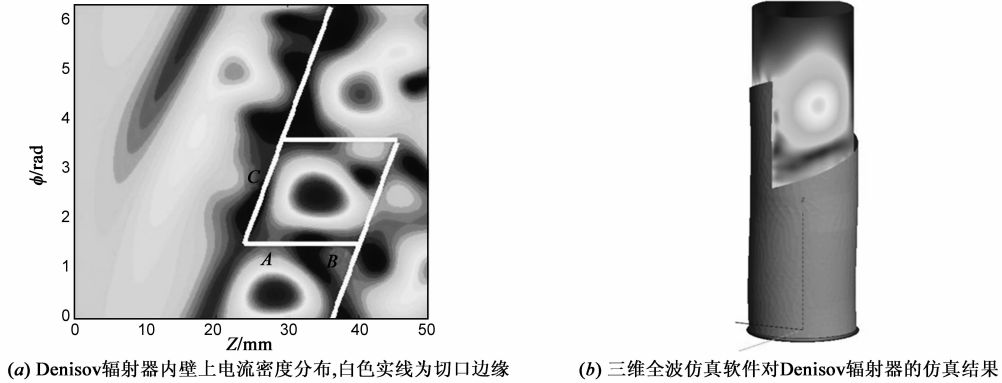


图4 Denisov辐射器内壁上场分布

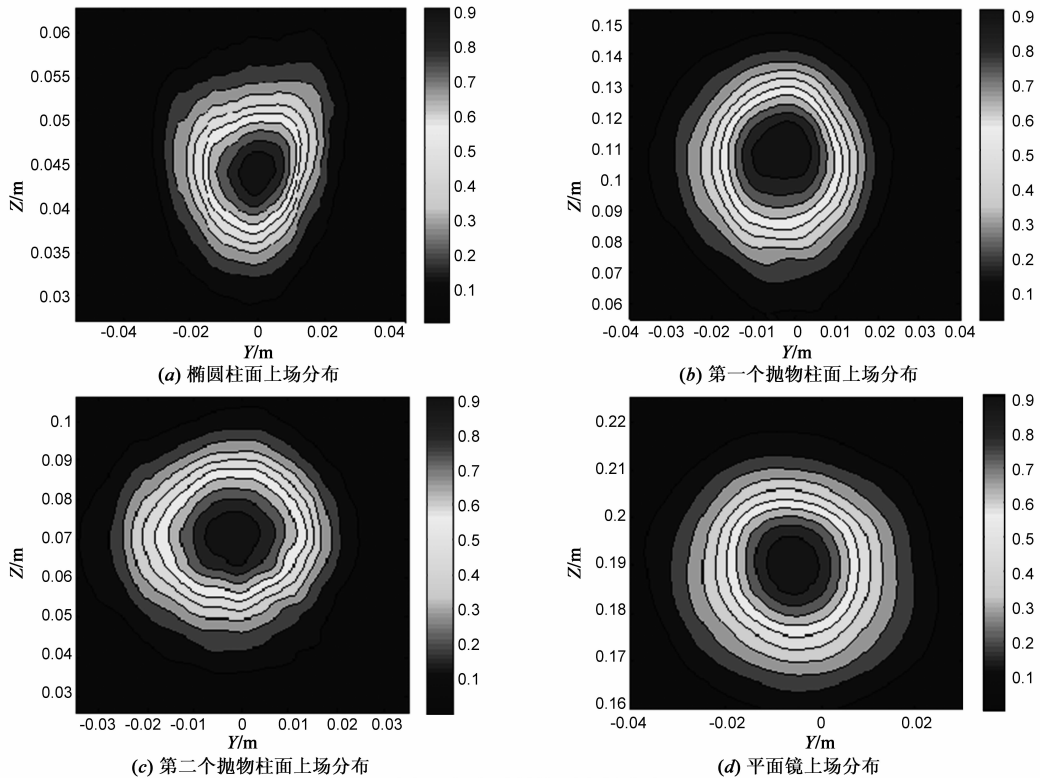


图5 各个反射镜面上场分布

为了进一步分析电磁波在准光模式变换器的传输过程,采用三维全波仿真软件并利用其自带的多层快

速多极子算法完整的仿真分析了所设计的整个准光模式变换器的结构,精确的计算出变换器的所有点位置

的场. 电磁波在模式变换器内的辐射过程如图 7(a), 图中选取了最有利于观察电磁波传输过程的角度进行分析, 同时显示出了电磁波在 Denisov 辐射器中汇聚过程. 可以看出, $TE_{6,2}$ 模式的电磁波从 $z=0$ 输入, 电磁波在角向上成均匀分布, 沿着纵向波导壁扰动逐渐增大, 波导内产生了各个模式间的能量耦合, 壁上场分布也得到汇聚, 在切口后的第一个布里渊区得到了很好的高斯分布场. 从 Denisov 辐射器切口输出的电磁波辐射中心点在 $z=43, x=25$ 的椭圆柱面上, 由于椭圆柱面在 y 方向上弯曲而在 z 方向上为直线, 因此它不影响电磁波

束在纵向上的束半径, 只对 y 方向进行聚束. 经椭圆柱面反射后的电磁波传输到抛物柱面上, 抛物柱面沿 z 轴弯曲, 改变了波束的纵向半径, 同样的现象, 经过第二个反射镜反射后辐射到平面镜上, 平面镜只是改变了波的传播方向并不会改变波束参量. 平面镜沿着 y 轴转过了 15 角度, 使波平行于 x 轴正向输出. 距离输出窗 120mm 处, 获得功率密度分布如图 6(b), 可以看出能量都集中于窗口的中心, 辐射场的旁瓣非常小, 与图 6(a) 计算结果对比表明数值计算结果与仿真结果基本一致.

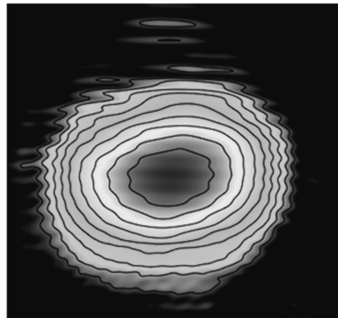
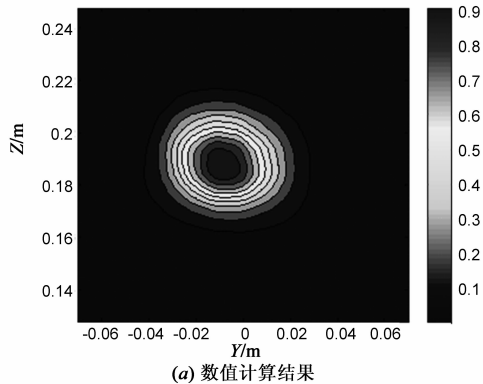


图6 输出窗上的场分布

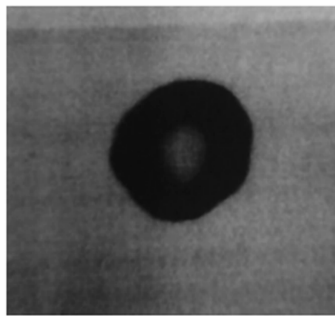
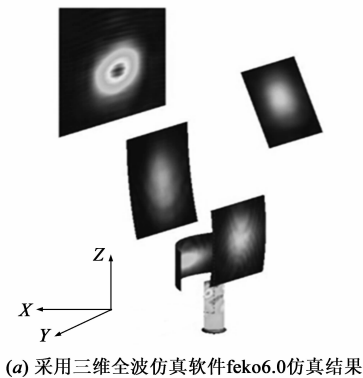


图7 仿真及实验结果

4 实验结果

把上述设计的准光模式变换器内置于回旋振荡管并进行热测实验. 回旋振荡管的谐振腔内激起 94GHz, $TE_{6,2}$ 模式的大功率微波信号, 经准光模式变换器转换成高斯模式分布的电磁波后从输出窗横向输出. 实验中, 在输出窗处放置一张热敏纸, 回旋管辐射的电磁波被热敏纸吸收后转换成热量, 在热敏纸上形成的温度分布反映出了电磁波的功率密度分布. 采用红外照相机可以拍摄到热敏纸的温度分布, 或者加大回旋管的输出功率可以看出热敏纸的烧斑图, 如图 7(b) 所示. 正

如前面的计算结果, 在输出窗处形成了圆形的高斯波束烧斑图, 图中圆心处颜色与背景颜色看似相同, 而实际是由于中心能量过高把热敏纸烧成了白色纸灰, 同时实验结果也表明采用准光模式变换器可以增大了回旋管收集极的半径, 提高收集极的散热能力, 提高了回旋管的整管工作效率.

5 结论

本文采用耦合波理论及矢量绕射理论设计了一个由一个 Denisov 辐射器天线和四个反射镜面组成的回旋管内置准光模式变换器, 工作频率为 94GHz, 输入模式为 $TE_{6,2}$ 模式. 编写数值计算程序分析输入模式经

Denisov 辐射器耦合出混合模式后输出的场及电磁波在各个反射镜面的场分布,采用三维全波仿真软件仿真电磁波在整个辐射器的传输过程,并与数值计算结果进行对比,结果表明数值计算与仿真结果基本一致.最后对设计的准光模式变换器进行热测实验,表明设计的准光模式变换器结构满足百千瓦量级的大功率回旋管横向输出电磁波的要求.

参考文献

- [1] Thumm M. High power gyro-devices for plasma heating and other applications[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2005, 26(4): 483 – 503.
- [2] Piosczyk B, Dammertz G, Dumbrajs O, Drumm O, Illy S. A 2-MW 170 GHz coaxial cavity gyrotron[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2004, 32(3): 413 – 417.
- [3] Dammertz G, Braz O, Chopra A K. Recent results of the 1-MW 140GHz TE_{22,6} mode gyrotron[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1999, 27(2): 330 – 339.
- [4] Jin J B, Piosczyk B, Thumm M, Rzesnicki T, Zhang S. Quasi-optical mode converter/mirror system for a high-power coaxial-cavity gyrotron [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006, 34(4): 1508 – 1513.
- [5] Bogdashov A A, Chirkov A V, Denisov G G, Vinogradov D V. Mirror synthesis for gyrotron quasi-optical mode converters[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 1995, 16(4): 735 – 744.
- [6] Hansjorg O P, Andreas A, Gunter D, Manfred T. Analysis of a TE_{22,6} 118-GHz quasi-optical mode converter[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2007, 55(8): 1697 – 1703.
- [7] 李浩,汪海洋,李天明. W 波段 TE_{6,2}-TEM₀₀准光模式变换器[J]. *强激光与粒子束*, 2011, 23(11): 3112 – 3116.
Li Hao, Wang Hai-yang, Li Tian-min. W-band quasi-optical TE_{6,2}-TEM₀₀ mode converter[J]. *High Power Laser and Particle Beams* 2011, 23(11): 3112 – 3116. (in Chinese)
- [8] Blank M, Felch K, Borchard P, Cahalan P. Demonstration of a high-power long-pulse 140-GHz gyrotron oscillator [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2004, 32(3): 867 – 876.
- [9] Denisov G G, Litvak A G, Myasnikov V E. Development in Russia of high-power gyrotrons for fusion[J]. *Nuclear Fusion*, 2008, 48(3), 054007 – 054012.
- [10] Anderson J P, Shapiro M A, Temkin R J. Studies of the 1.5MW 110GHz gyrotron experiment[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2004, 32(3): 877 – 883.
- [11] Choi E M, Sirigiri J R, Shapiro M A, Temkin R J. Experimental results for a 1.5 MW, 110GHz gyrotron oscillator with reduced mode competition [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13(2): 023103 – 023103 – 7
- [12] Choi E M, Cerfon A J, Mastovsky I. Efficiency enhancement of a 1.5 MW 110GHz gyrotron with a single-stage depressed collector[J]. *Fusion Science and Technology*, 2007, 52(2): 334 – 339.
- [13] Rzesnicki T, Piosczyk B, Gantenbein G. 2.2 MW record power of the 170GHz European preprototype coaxial cavity gyrotron for ITER [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2010, 38(6): 1141 – 1149.
- [14] 马春燕,袁学松,韩煜,鄢扬. 0.6 THz 三次谐波回旋管的研究[J]. *电子学报*, 2012, 40(3): 496 – 499.
MA Chun-yan, YUAN Xue-song, HAN Yu, YAN Yang. Study of a 3rd-harmonic 0.6 THz gyrotron[J]. *Acta Electronical Sinica*, 2012, 40(3): 496 – 498. (in Chinese)
- [15] 殷勇,祝大军,刘盛纲. 35GHz, TE₀₂₁回旋速调管的电磁模拟[J]. *电子学报*, 2005, 33(6): 1024 – 1027.
YIN Yong, ZHU Da-jun, LIU Sheng-gang. Electromagneticsimulation of a 35GHz, TE₀₂₁ gyrokystron [J]. *Acta Electronical Sinica*, 2005, 33(6): 1024 – 1027. (in Chinese)
- [16] 罗勇,李宏福,赵青. 低 Q 谐振腔混合模场匹配分析[J]. *电子学报*, 2004, 32(9): 1540 – 1542.
LUO Yong, LI Hong-fu, ZHAO Qing. Field matching analysis of hybrid modes for low Q cavities[J]. *Acta Electronical Sinica*, 2004, 32(9): 1540 – 1542. (in Chinese)
- [17] 李浩,王海洋,李天明. 准光模式变换器研究与设计[J]. *强激光与粒子束*, 2013, 25(10): 2663 – 2666.
Li Hao, Wang Hai-yang, Li Tian-min. Research and design of quasi optical mode converter[J]. *High Power Laser and Particle Beams* 2013, 25(10): 2663 – 2666. (in Chinese)
- [18] 袁学松,鄢扬,刘盛纲,等. 大半径同轴谐振腔太赫兹回旋管研究[J]. *电子学报*, 2009, 37(2): 334 – 337.
YUAN Xue-song, YAN Yang, LIU Sheng-gang, et al. Theoretical study on a large radius coaxial cavity terahertz gyrotron [J]. *Acta Electronical Sinica*, 2009, 37(2): 334-337. (in Chinese)
- [19] 牛新建,顾玲,喻胜,李宏福. 94 GHz 二次谐波回旋管波导模式转换. [J]. *红外与毫米波学报*, 2007, 26(2): 117 – 121.
NIU Xin-Jian, GU Ling, YU Sheng, LI Hong-Fu. Corrugated waveguide mode conversion for 94GHz second-harmonic gyrotron[J]. *Infrared and Millimeter Waves*, 2007, 26(2): 117 – 121. (in Chinese)
- [20] 罗勇,李宏福,谢仲怜,喻胜. 回旋速调管群聚腔研究. [J]. *电子学报*, 2003, 31(6): 864 – 866.
LUO Yong, LI Hong-fu, XIE Zhong-lian, YU Sheng. Study of buncher cavity in gyrokystron [J]. *Acta Electronical Sinica*, 2003, 31(6): 864-866. (in Chinese)
- [21] Bogdashov A A, Denisov G G. Asymptotic theory of high-efficiency converters of higher-order waveguide modes into eigenwaves of open mirror lines[J]. *Radio Physics and Quan-*

tum Electronics, 2004, 47(4): 283 - 296.

[22] Doane J L. Propagation and mode coupling in corrugated and

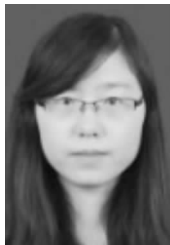
smooth-wall circular waveguides[J]. Infrared and Millimeter Waves, 1985, 13(5): 123 - 170.

作者简介



张天钟(通信作者) 男, 1982 年 7 月出生于广西省百色市. 现在电子科技大学攻读物理电子学博士学位. 主要从事于太赫兹回旋管的研究.

E-mail: 170166663@qq.com



张颜颜 女, 1986 年 9 月出生于山东省河泽市. 主要从事于太赫兹回旋管的研究.

E-mail: 470121607@qq.com



喻 胜 男, 1970 年 12 月出生于湖北省襄樊市. 1991 年毕业于国防科技大学光电子技术专业, 1996 年与 2002 年在电子科技大学获物理电子学硕士及博士学位, 现任电子科技大学物理电子学院教授, 博士生导师. 多年来从事回旋脉塞器件及相关应用的研究, “九五”、“十五”、“十一五”期间主持或参加了多项国家、部委重大项目的科研工作. 获得国防科技进步二、三等奖及教育部自然科学二等奖, 发表论文数十篇, 目前的主要研究领域是: 相对论电子学, 大功率毫米波技术, 毫米波回旋振荡器及放大器的理论与技术, 微波、毫米波传输及模式变换.

E-mail: yush@uestc.edu.cn



牛新建 男, 1969 年 10 月生于河南省新密市, 教授, 博士后, 1998 年以来一直从事高功率微波技术及回旋器件的研制工作, 参研和主持了国家 863 计划项目、预研项目及国家支撑计划项目. 在国内外重要学术刊物上发表论文 40 余篇.

E-mail: niuxinjian@sohu.com

李宏福 男, 1936 年 11 月生于四川开县, 教授, 博导, 国务院政府特殊津贴专家, 获国家、部、省级奖十余项, 发表论文 100 余篇. 主要从事相对论电子学、微波电子学、高功率微波等领域的研究工作.