

基于波导模式变换的圆波导 TE_{62} 模式激励器的研究*沈文渊¹⁾²⁾ 王虎¹⁾²⁾ 耿志辉¹⁾ 杜朝海³⁾ 刘濮鲲^{3)†}

1) (中国科学院电子学研究所, 高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100190)

3) (北京大学信息科学技术学院, 北京 100871)

(2013年7月4日收到; 2013年7月31日收到修改稿)

基于不规则波导模式匹配法以及缓变波导中电磁波模式耦合理论, 研究了一种 W 波段圆波导 TE_{62} 模式激励器. 该波导模式激励器采用矩形波导 TE_{10} 模式通过侧壁耦合馈入同轴波导, 利用同轴波导的选模特性激励 TE_{61} 模式; 随后利用轴向半径周期微扰的圆波导实现 TE_{61} — TE_{62} 模式变换. 文中推导了矩形 - 同轴波导模式匹配理论, 系统研究了波导结构缓变参数对模式变换效率的影响, 完成了模式变换器的优化仿真设计, 数值计算结果表明: 中心频率处 TE_{62} 模式的转换效率为 94.5%, 纯度为 98.16%, 效率 85% 以上带宽达到 1 GHz, 能够满足回旋管冷测的要求.

关键词: 同轴波导, 模式变换, 耦合模理论, 半径微扰

PACS: 84.40.Ik, 84.40.Az, 84.40.Fe, 23.20.-g

DOI: 10.7498/aps.62.238403

1 引言

可控热核聚变实验中等离子体加热主要采用 MW 级的高功率回旋管^[1,2], 近年来, 国内外学者对高功率回旋管的研究逐步深入^[3-7]. 这种高功率回旋管腔体尺寸比较大, 一般采用高阶边廊模 (如 $TE_{15,1}$) 或高阶体模 (如 $TE_{28,8}$, $TE_{34,19}$ 等). 工业加热及雷达用回旋管一般采用圆对称模 (如 TE_{02}) 或较低阶的边廊模^[6] (如 TE_{62}). 回旋管工作的高阶模式需要经过准光模式变换器变换为便于传输或直接利用的低阶模式^[6,7] (如 TEM_{00} 或 HE_{11}). 模式变换器在进行高功率测试之前需要用高阶模式激励器对其进行冷测^[7], 国内外对这种高阶模式激励器的研究十分关注^[2,6-9]. 文献报道的高阶模式激励器的研究主要采用准光模式激励法. 准光模式激励法具有模式纯度高的优点, 但是准光器件在装配过程需要对各个部件精确对准, 对实验条件要求较高.

本文提出了一种基于波导变换的模式激励方法, 针对中心频率 95 GHz, 工作模式为 TE_{62} 的回旋振荡管设计了 TE_{10}^{\square} — TE_{61}° — TE_{62}° 波导模式激励链.

研究了波导结构变化对模式转换效率和模式纯度的影响, 给出了模式激励器系统设计的参数, 该项研究可以作为高阶模式激励器设计参考, 有利于推动 MW 级高功率回旋管研究进展.

2 TE_{10}^{\square} — TE_{62}° 模式激励原理

2.1 同轴波导模式激励原理

W 波段低功率测量系统的功率馈源一般采用 TE_{10} 矩形波导, 而回旋管准光学模式变换系统所使用的 Vlasov 或 Denisov 辐射器都是圆波导系统^[10,11], 所以波导模式激励器首先要实现矩—圆变换. 矩—圆变换可以通过波导侧壁耦合来实现, 采用同轴波导可以降低目标模式与其相邻阶数模式竞争, 抑制寄生模式, 得到纯度较高的目标模式. 从侧壁将 TE_{10} 模馈入同轴波导可以用不规则波导模式匹配法和小孔耦合理论来研究.

矩形波导 TE_{10} 模通过波导侧壁耦合进入同轴波导, 当同轴半径差比矩形波导 E 面宽度大, 也就是满足 $R_b - R_a > b$ 时可以将其当作一个 E 面的 T

* 国家自然科学基金 (批准号: 61072026, 61072024) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: pkliu@pku.edu.cn

形接头来研究^[12],如图1和图2所示.忽略弯曲幅度的影响,用模式匹配法研究T形接头,波导中场的分布为

$$E = \sum_n (a_n E_n^+ + b_n E_n^-), \quad (1a)$$

$$H = \sum_n (a_n Y_n H_n^+ + b_n Y_n H_n^-), \quad (1b)$$

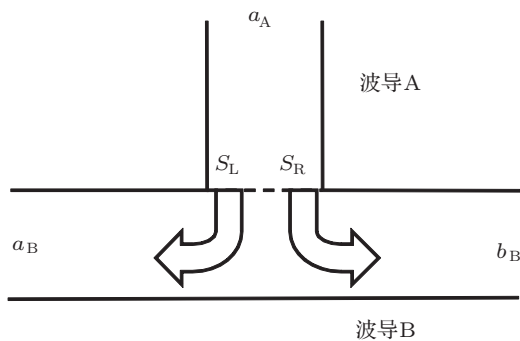


图1 E面T形波导接头结构图

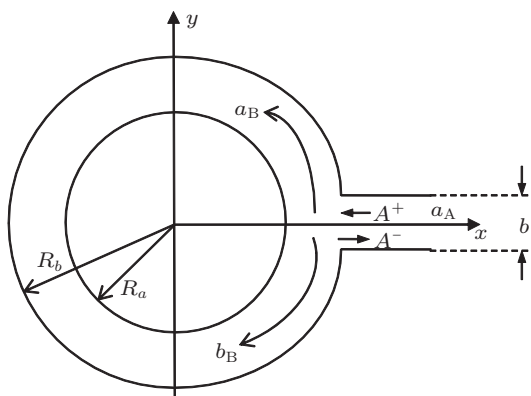


图2 矩形-同轴波导连接剖面图

式中“+”表示正向波,“-”表示反向波, Y_n 为导纳系数.利用模式匹配原理和互易定理可以计算得到散射系数^[13]

$$a_n = -\frac{1}{2} \int_{S_L} H_n^- \cdot (\hat{n} \times E) ds + a_{B_0} \delta_{n,0}, \quad (2a)$$

$$b_n = -\frac{1}{2} \int_{S_R} H_n^+ \cdot (\hat{n} \times E) ds + b_{B_0} \delta_{n,0}, \quad (2b)$$

其中 S_L 和 S_R 分别为电磁波从波导A到波导B两个端口匹配的有效面积.方程中“0”代表基模.两个波导匹配的公共面上切向磁场连续,可以得到:

$$\begin{aligned} & \sum_n Y_{B_n} \int_{S_L+S_R} \hat{n} \cdot [e_{A_m} \times (a_n H_n^+ + b_n H_n^-)] ds \\ & = b_{A_m} - a_{A_0} \end{aligned} \quad (3)$$

式中 Y_B 为导纳矩阵, e_{A_m} 为传输电场的本征函数,端口 a_A 馈入的模式为 m ,联合(2)式和(3)式可以

求解得到散射矩阵方程,由此可得到同轴波导中TE波电场和磁场的表达式为

$$E = \sum_m (a_m e_m^+ e^{-\gamma\varphi} + b_m e_m^- e^{\gamma\varphi}), \quad (4a)$$

$$H = \sum_m (a_m Y_m h_m^+ e^{-\gamma\varphi} + b_m Y_m h_m^- e^{\gamma\varphi}), \quad (4b)$$

式中 e_m 和 h_m 为同轴波导的本征函数,表达式为

$$\begin{aligned} e_m^\pm &= \left[\frac{m}{r} Z_1(k_r \cdot r) \hat{r} \mp j k_r Z_2(k_r \cdot r) \hat{\phi} \right] \\ & \times \sin \left[\frac{\pi}{d} \left(z + \frac{d}{2} \right) \right] \frac{1}{\sqrt{P}}, \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} h_m^\pm &= \left\{ \left[\mp k_r Z_2(k_r \cdot r) \hat{r} + j \frac{m}{r} Z_1(k_r \cdot r) \hat{\phi} \right] \frac{\pi}{d} \right. \\ & \times \cos \left[\frac{\pi}{d} \left(z + \frac{d}{2} \right) \right] \mp k_r^2 Z_1(k_r \cdot r) \\ & \left. \times \sin \left[\frac{\pi}{d} \left(z + \frac{d}{2} \right) \right] \hat{z} \right\} \frac{1}{\omega \mu_0 \sqrt{P}}, \end{aligned} \quad (5b)$$

其中 P 为归一化功率, Z_1 和 Z_2 表达式如下:

$$\begin{aligned} Z_1(k_r \cdot r) &= J_m(k_r \cdot r) - \frac{J'_m(k_r \cdot R_a)}{N'_m(k_r \cdot R_a)} N_m(k_r \cdot r), \\ Z_2(k_r \cdot r) &= J'_m(k_r \cdot r) - \frac{J'_m(k_r \cdot R_b)}{N'_m(k_r \cdot R_b)} N'_m(k_r \cdot r), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 J_m 和 N_m 分别为第一类和第二类贝塞尔函数. R_a 和 R_b 分别为同轴内外半径. m 为同轴波导模式角向系数. d 为同轴轴向矩形波导的宽度. k_r 为同轴波导中传播波数,由特征方程决定:

$$\frac{J'_m(k_r \cdot R_a)}{J_m(k_r \cdot R_b)} = \frac{N'_m(k_r \cdot R_a)}{N'_m(k_r \cdot R_b)}. \quad (7)$$

将(6)式代入(4)式,可以求得TE_{mm}波的归一化功率为

$$\begin{aligned} P &= \frac{m k_r^2 d}{2 \omega \mu_0} \left\{ \int_a^b \left[\frac{m^2}{r} J_m^2 + k_r^2 r J_m'^2 \right] dr \right. \\ & + \left[\frac{J'_m(k_r \cdot R_a)}{N'_m(k_r \cdot R_a)} \right]^2 \int_a^b \left[\frac{m^2}{r} N_m^2 + k_r^2 r N_m'^2 \right] dr \\ & + \frac{J'_m(k_r \cdot R_a)}{N'_m(k_r \cdot R_a)} \int_a^b \left[\frac{m^2}{r} J_m N_m \right. \\ & \left. \left. + k_r^2 r J'_m N'_m \right] dr \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

利用贝塞尔递推式可以求得(8)式的积分结果:

$$\begin{aligned} P &= \frac{m k_{m,n}^4 d}{2 \omega \mu_0 R_a^2 R_b^2} \left\{ [(k_r^2 R_b^2 - m^2) J_m^2(k_r R_b) \right. \\ & - (k_r^2 R_a^2 - m^2) J_m^2(k_r R_a)] \\ & + \left[\frac{J'_m(k_r \cdot R_a)}{N'_m(k_r \cdot R_a)} \right]^2 [(k_r^2 R_b^2 - m^2) N_m^2(k_r R_b) \end{aligned}$$

$$-(k_r^2 R_a^2 - m^2) N_m^2(k_r R_a)] \}. \quad (9)$$

通过 (9) 式可以求得同轴波导中电磁波功率. 考虑同轴波导中轴向能量的流动, 为了得到输出端口目标模式的模式纯度, 在轴向上可以用小孔耦合理论对以上结果进行修正. 将矩形波导输入看成耦合孔, 小孔激励电偶极子和磁偶极子^[14]. 电偶极子分量 P_e 和法向电场 E_n 成正比, 磁偶极子 P_m 和切向磁场 H_t 成正比.

$$P_e = \alpha_e \epsilon_0 E_n \delta(x - x_0), \quad (10a)$$

$$P_m = -\alpha_m H_t \delta(x - x_0), \quad (10b)$$

这里 x_0 表征耦合孔的位置, α_e 和 α_m 取决于孔的尺寸和形状, 在同轴波导中只有磁偶极子会产生平行与轴线方向的极化, 根据 (10) 式利用洛仑兹互易定理可以求得幅值^[15]

$$A_m = \int_V (\hat{z} H_{mz}) j \omega \mu_0 P_m e^{j\beta_n z} dV \\ = -j \omega \mu_0 \alpha_m H_{z0} Z_1(k_m R_b). \quad (11)$$

结合 (9) 式和 (11) 式可以得到同轴波导中 TE₆₁ 模式的功率为

$$P_{61}^{\text{total}} = P_{61} (A_{61})^2. \quad (12)$$

$$C_{[mn']|[mn]}^{\pm} = \frac{m^2 (R_{mn'} X_{mn}^2 \pm R_{mn} X_{mn'}^2) \mp (R_{mn} \pm R_{mn'}) X_{mn}^2 X_{mn'}^2}{(R_{mn} R_{mn'})^{1/2} (X_{mn}^2 - m^2)^{1/2} (X_{mn'}^2 - m^2)^{1/2} (X_{mn'}^2 - X_{mn}^2)} \times \frac{1}{a} \times \frac{da}{dz} \times (-1)^{n+n'},$$

其中 R_{mn} 为归一化传播常数, X_{mn} 为圆波导特征方程根, a 为波导半径. (13) 式可以用矩阵形式展开. 考虑到波导无源器件耦合系数的对称性, 可以得到如下的矩阵方程:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(\alpha_1 + j\beta_1) & C_{12} & \cdots & C_{1n} \\ -C_{12} & -(\alpha_2 + j\beta_2) & \cdots & C_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -C_{1n} & -C_{2n} & \cdots & -(\alpha_n + j\beta_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_n \end{bmatrix}. \quad (14)$$

波导输入端口激励为单一模式, 可以得到微分方程的初始条件^[19]

$$A_n|_{z=0} = [1, 0, \dots, 0]. \quad (15)$$

在半径渐变的圆波导模式变换器设计中, 考虑相位重匹配的情况, 可以采用如下轴向变化的轮廓函数^[20,21]

$$a(z) = \frac{a_0 [1 - \epsilon_0 \cos(2\pi z / \lambda_w) - \epsilon_1 \cos(4\pi z / \lambda_w)]}{1 - \epsilon_0 - \epsilon_1}, \quad (16)$$

式中 a_0 为波导初始半径, ϵ_0 和 ϵ_1 为相对微扰幅度,

以上公式可以用来估算目标模式的模式纯度, 同时, 推导过程也很清楚的解释了矩形 - 同轴波导模式激励的原理. 通过合理的结构设计可以抑制杂模, 提高 TE₆₁ 模式的模式纯度和模式转换效率.

2.2 圆波导模式耦合理论

存在多模传输的波导称为过模波导, 过模波导的波导结构发生缓变 (如半径改变, 轴向弯曲) 将产生不同模式之间的耦合, 描述这种耦合关系的基本理论就是模式耦合理论^[16,17]. 假设在波导中传输有 n 个模式, 各模式的振幅为 $[A_1, A_2, \dots, A_n]$, 不均匀波导中各个模式的幅值将会随着传输距离而改变. 波导输出端某一模式的能量由该模式在波导中的传输以及在不均匀处和其他模式的相互转换共同决定. 圆波导半径沿轴向缓变的模式耦合可以用耦合波方程组来描述^[18]:

$$\frac{dA_i}{dz} = -\gamma_i A_i + \sum_{k \neq i} C_{ik} A_k, \quad (13)$$

式中 $\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i$ 为传播常数, α_i 为损耗系数, β_i 为相位常数; C_{ik} 为模式 i 向模式 k 转化的耦合系数. 其表达式如下:

λ_w 为扰动周期.

选取合适的波导壁微扰参数, 编程求解 (14) 和 (15) 式微分方程的初值问题即可得到各个耦合波分量的幅值分布. 使用优化算法反复优化结构参数可以得到目标模式在最高转换效率下的结构参数.

3 模式激励器的设计

3.1 TE₁₀[□]—TE₆₁[○] 变换器的设计

同轴波导的使用对于模式选择和高阶模式激

励有非常重要的意义 [22], 波导中各个模式的特征解是同轴半径比值 C 的函数, 如图 3 所示. 当 C 值比较大时, 同轴波导中场分布近似于圆波导, 特征解 $X_{m,n}$ 会随着 C 的增大而趋近与圆波导中的定值; 当 C 值比较小时, 波导中存在的主要模式为 $H_{m,1}$, 通过设计内外半径 R_a 和 R_b 使 TE_{61} 模式特征值附近的其他竞争模式截止, 从而达到选模的效果. 图 4 所示为 $C = 1.6$ 时模式截止频率随 R_b 的变化, 从图中可知当 $R_b = 4.3$ mm 时, 工作频段内 $TE_{7,1}$ 模式截止, 由此可以提高目标模式的纯度和模式转换效率.

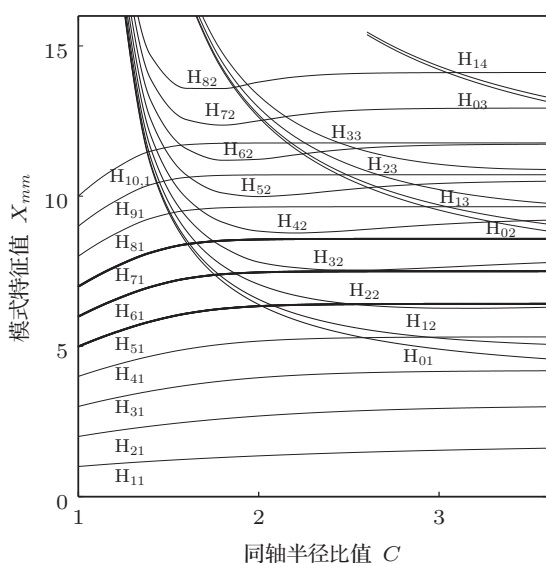


图 3 TE 波特征值随同轴半径比的变化

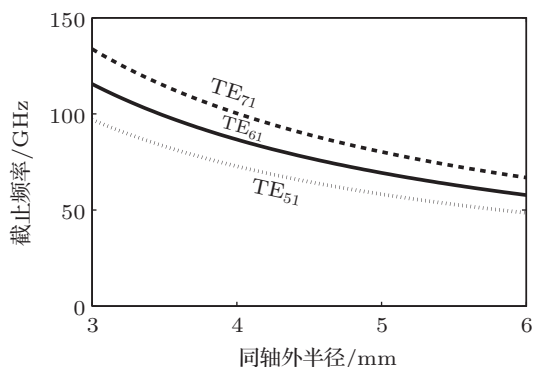


图 4 $C = 1.6$ 时 TE 模式截止频率随同轴外半径的变化

馈源采用 W 波段标准矩形波导, 波导尺寸为: $a = 2.54$ mm, $b = 1.27$ mm. 同轴波导外半径 $R_b = 4.3$ mm, 半径比 $C = 1.6$, 同轴长度 $L = 10.85$ mm. 使用 HFSS 仿真得到的 TE_{61} 模式的电场效果图如图 5 所示, 图 6 为模式转换效率随频率变化的曲线, 可以看出转换效率在中心频率处达到 95%, 85% 以上达到 1 GHz 带宽, 根据 (12) 式可以计算得到 TE_{61}

模式的转换效率为 73.6%. 仿真结果比理论计算的效率更高, 是因为仿真计算考虑了主要干扰模式的截止.

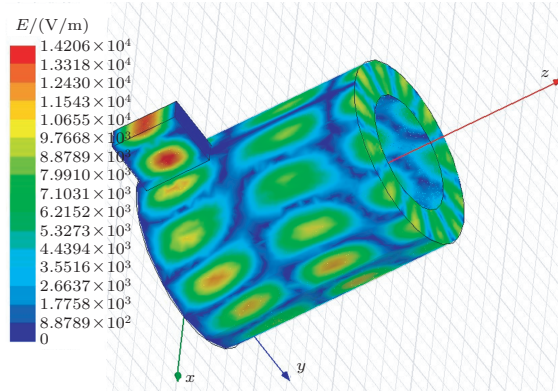


图 5 矩形-同轴变换的场分布

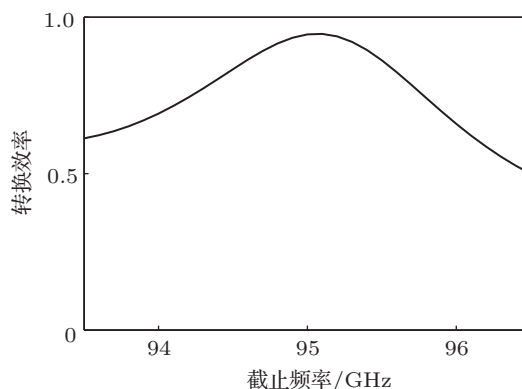


图 6 矩形 — 同轴模式转换效率随频率的变化

3.2 TE_{61} — TE_{62} 变换器的设计

在圆波导轴向半径周期微扰的模式变换器的设计中, 波导的轮廓函数如 (16) 式. 波导壁扰动的几何周期必须与相互作用波数满足共振关系 [23]; 同时, 考虑相位重匹配修正后的拍波长 λ_w 即满足此关系可作为扰动周期 [24]. 变换器总长度取拍波长的整数倍: $L = N \cdot \lambda_w$. 本文研究设计的变换器工作的中心频率在 95 GHz, 工作主模 TE_{61} 和 TE_{62} 的拍波长为 17.9 mm. 在该渐变结构中, TE_{64} 模截止, 寄生模式主要为 TE_{63} . 编程求解耦合波方程优化变换器几何结构参数, 表 1 数据为设计中考虑不同的模式数目时的转换效率. 可以看出在变换器输出口 TE_{62} 所占比例超过 99%, 同时 TM 模式的含量很小基本可以忽略不计.

表 2 所示为不同的扰动周期下优化得到的结构参数, 以及相应结构参数的模式转换效率. 当周期 $N = 4$ 时, 模式转换效率达到最高. 图 7 为中心频率 95 GHz 下模式变换器中三个耦合模式功率

随变换器轴向周期分布, 图中横轴表示波导长度, 纵轴表示各个模式功率与总功率之比. 可以看出在第四周期, 输出端口 TE_{61} 和 TE_{63} 都达到最小功率, 从而实现了 TE_{62} 最大的效率转换, 和表 2 数据一致.

表 1 考虑多个模式时的模式转换效率

	TE_{61}	TE_{62}	TE_{63}	TM_{61}	TM_{62}
考虑三个模式	0.0009	0.992	0.007		
考虑四个模式	0.0005	0.991	0.008	9×10^{-6}	
考虑五个模式	0.0005	0.991	0.008	9×10^{-6}	3×10^{-9}

表 2 不同扰动周期参数优化结果及其相应模式转换效率

	$N=1$	$N=2$	$N=3$	$N=4$	$N=5$
参数 ϵ_0	0.1914	0.1747	0.0638	0.0536	0.0417
参数 ϵ_1	0.1566	0	0.0494	0.008	0.0211
参数 δ	0	0	0.2914	0.1755	0.1617
效率 $\eta/\%$	50.54	77.38	92.12	99.18	93.42
变换器长度/mm	17.9	35.8	69.3	84.2	104.0

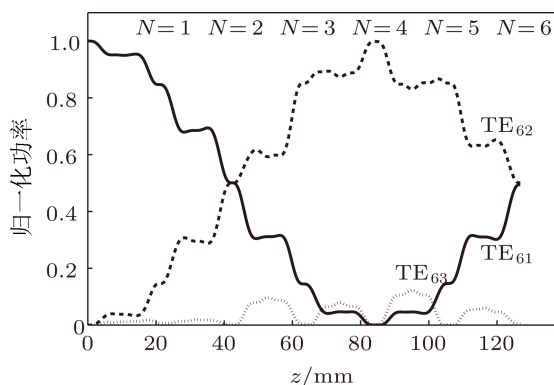


图 7 模式变换器中各个模式功率随轴向周期变化

以上数值方法分析了各个扰动参数对模式变换器的影响, 综合考虑给出经过优化的结构参数: 波导初始半径 $a_0 = 8.5 \text{ mm}$, 相对微扰幅度: $\epsilon_0 = 0.05$, $\epsilon_1 = 0.008$. 经过修正的扰动周期 $\lambda_w = 20.2 \text{ mm}$. 图 8 所示为最优参数下变换器 $TE_{6,2}$ 模式转换效率达到 99.18%.

用三维电磁仿真软件 HFSS 仿真的模式变换器的纵向电场模式如图 9 所示 (仿真时取圆波导的 1/24 对称), 可以看出输出端口得到了高纯度的 TE_{62} 模. 在 92—98 GHz 频带范围内进行频率扫描可以得到的 TE_{62} 模式转换效率随频率的变化, 理论计算值和 HFSS 软件仿真结果的对比如图 10 所示. 两者在中心频率 95 GHz 处都达到了最高转换效率 99.1%, 曲线在 3.5 GHz 带宽内基本重合, 验证

了设计的合理性.

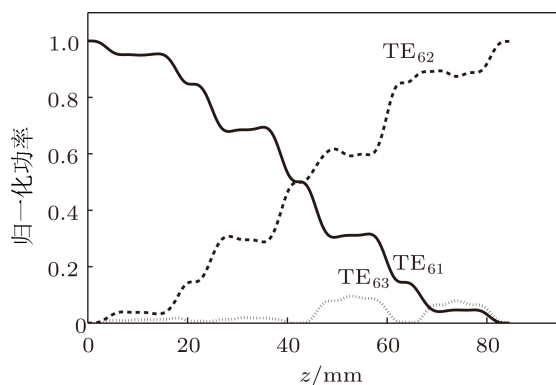


图 8 模式功率随波导轴向变化

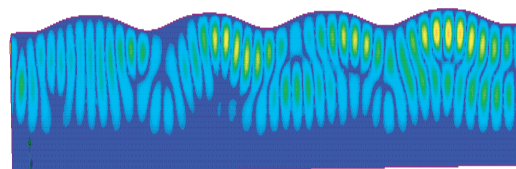


图 9 TE_{62} 模式变换器仿真效果

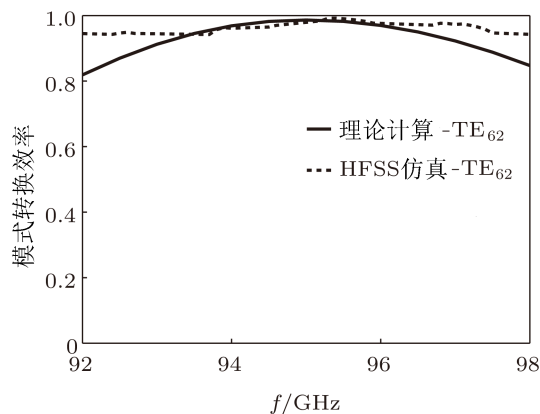


图 10 模式转换效率理论值与仿真值对比

3.3 模式激励器整体仿真

前文所设计的两段变换器, 其一为同轴波导, 另一段为圆波导; 而且两段波导还存在半径的差异. 所以在同轴波导与圆波导之间还必须设计过渡段将同轴变换为圆波导. 图 11 所示为圆波导与不同半径比的同轴波导中 TE_{61} 模式径向电场分布. 从图中可以看出, 当同轴外半径与内半径比值 $C > 3$ 时, 也就是圆波导中电磁波向前传播所形成的焦散区半径与同轴内导体半径相近; 同轴波导与圆波导径向电场分布将趋于一致. 所以, 在过渡段内不发生模式转换的前提下, 逐渐增大同轴外半径, 增大 C 值到一定程度时就可以截掉内导体, 顺利实现同轴到圆波导的过渡.

图 12 所示为电磁仿真软件对整个模式激励器系统建模的模型剖面图, 图中左端为 TE₁₀—TE₆₁ 模式变换器, 中间段为同轴到圆波导的过渡段, 优化设计其长度为 55 mm, 末端接 TE_{6,1}—TE_{6,2} 模式变换器, 模式激励器的整体长度为 161 mm. 模式激励器的模式转换效率可以用三段各自效率的乘积来表示, 由于过渡段和 TE₆₁—TE₆₂ 模式变换段的效率非常高, 所以整体效率主要由矩—同轴变换段决定. 在中心频率 95 GHz 处模式转换效率达到 94.5%, 效率 85% 以上的带宽达到 1 GHz.

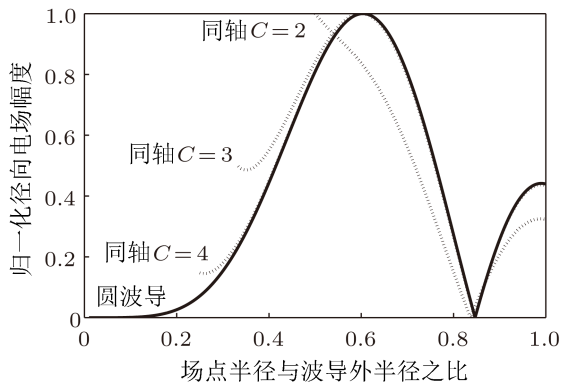


图 11 圆波导与同轴波导径向电场分布

软件仿真所得到输出端口 TE₆₂ 的模式电场幅度示意图如图 13(b) 所示, 图 13(a) 为标准圆波导 TE₆₂ 模式理论上的场幅度示意图. 模式纯度可以用二者的相关度来表示, 定义 TE₆₂ 模式纯度为

$$\eta = \frac{\iint_s |E_t| \cdot |E_m| ds}{\sqrt{\left(\iint_s |E_t|^2 ds\right) \cdot \left(\iint_s |E_m|^2 ds\right)}}, \quad (17)$$

式中 E_t 为 TE₆₂ 模式理论电场数据, E_m 为仿真计算得到的模场数据. 对于图 13 所得到的仿真计算结

果代入 (17) 式计算得到 TE₆₂ 模式纯度为 98.16%.

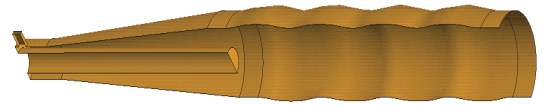


图 12 TE_{6,2} 模式激励器仿真模型剖面图

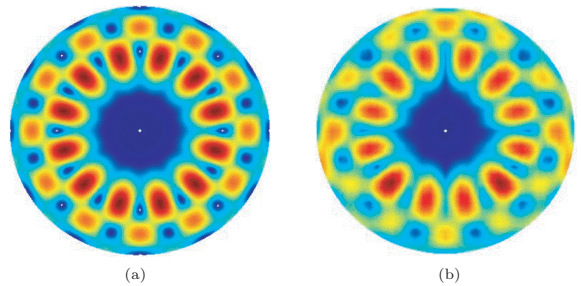


图 13 TE_{6,2} 模场幅分布 (a) 理论值; (b) 仿真值

4 结论

目前国外报道的回旋管冷测激励源大都采用准光激励法, 而如何提高模式纯度是模式激励系统的关键. 本文针对 TE₆₂ 模式工作的回旋管设计了 TE₁₀[□]—TE₆₁[○]—TE₆₂[○] 波导模式变换链. 基于模式匹配法和小孔耦合理论推导出了矩形—同轴波导的侧壁耦合结构公式并对其物理过程进行了研究分析, 设计出了高模式纯度的 TE₁₀[□]—TE₆₁[○] 模式变换器; 同时, 利用波导半径轴向周期微扰的方法设计了 TE₆₁[○]—TE₆₂[○] 变换器, 并研究了微扰参数对转换效率的影响. 对 TE₁₀[□]—TE₆₁[○]—TE₆₂[○] 模式变换链的仿真结果表明: TE₆₂ 模式在中心频率 95 GHz 处效率达到 94.5%, 模式纯度达到 98.16%. 转换效率超过 85% 的带宽达到 1 GHz, 能够满足 W 波段回旋管高频冷测的要求.

[1] Liu P K, Xu S X 2003 *Journal of Electronics and Information Technology* **25** 683 (in Chinese) [刘濮鲲, 徐寿喜 2003 电子与信息学报 **25** 683]
 [2] Dammertz G, Alberti S, Aronld A, Giguët E, LeGoff Y, Thumm M 2001 *Fusion Engineering and Design*. **53** 561
 [3] Du C H, Xue Q Z, Liu P K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 048703
 [4] Sun Y Y, Zhang S C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 095201 (in Chinese) [孔艳岩, 张世昌 2011 物理学报 **60** 095201]
 [5] Luo Y T, Tang C J, Liu C, Liu P K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8174 (in Chinese) [罗尧天, 唐昌建, 刘畅, 刘濮鲲 2009 物理学报 **58** 8174]
 [6] Jory H, Wagner D, Blank M, Chu S, Felch K 2001 *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*. **22** 1395
 [7] Alexandrov N L, Chirkov A V, Denisov G G, Vinogradov D V, Kas-

parek W, Pretterebner J, Wagner D 1992 *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*. **13** 1369
 [8] Li S F, Zhang C H, Wang Z, Chen H B, Hu L L, Pan W W, Guo F 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 2174 (in Chinese) [李少甫, 张从会, 王忠, 陈洪斌, 胡林林, 潘文武, 郭峰 2011 强激光与粒子束 **23** 2174]
 [9] Alexandrov N L, Denisov G G, Whaley D R, Tran M Q 1995 *Int. Journal of Electronics* **79** 215
 [10] Wang B, Liu P K, Geng Z H 2010 *J. Infrared Millim. Wave* **29** 109 (in Chinese) [王斌, 刘濮鲲, 耿志辉 2010 红外与毫米波学报 **29** 109]
 [11] Wang B, Du C H, Liu P K, Geng Z H, Xu S X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2512 (in Chinese) [王斌, 杜朝海, 刘濮鲲, 耿志辉, 徐寿喜 2010 物理学报 **59** 2512]

- [12] Marek E, Bialkowski J, Bornemann V, Waris P, Paul W D 1995 *IEEE. Trans. Microw. Theory Tech.* **43** 1875
- [13] McCurdy A H, Choi J J 1999 *IEEE. Trans. Microw. Theory Tech.* **47** 164
- [14] Wang W X, Gong Y B, Yu G F, Yue L N, Sun J H 2003 *IEEE. Trans. Microw. Theory Tech.* **51** 55
- [15] Chang T H, Li C H, Wu C N, Yu C F 2010 *IEEE. Trans. Microw. Theory Tech.* **58** 1543
- [16] Peng W, Liu P K, Geng Z H 2010 *Vacuum Electronics* **5** 1 (in Chinese) [彭伟, 刘濮鲲, 耿志辉 2010 真空电子技术 **5** 1]
- [17] Yang S W, Tan S H, Li H F 2000 *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, **21** 219
- [18] Li H F, Thumm M 1991 *Int. Journal of Electronics* **71** 827
- [19] Lan F, Yang Z Q, Shi Z J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 155 (in Chinese) [兰峰, 杨梓强, 史宗君 2012 物理学报 **61** 155]
- [20] Du R B, Luo Y, Niu X J 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 99 (in Chinese) [杜人波, 罗勇, 牛新建 2008 强激光与粒子束 **20** 99]
- [21] Niu X J, Li H F, Yu S, Xie Z L, Yang S W 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2291 (in Chinese) [牛新建, 李宏福, 喻胜, 谢仲怜, 杨仕文 2002 物理学报 **51** 2291]
- [22] Yuan C W, Zhong H H, Liu Q X, Qian B L 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 1251 (in Chinese) [袁成卫, 钟辉煌, 刘庆想, 钱保良 2005 强激光与粒子束 **17** 1251]
- [23] Niu X J, Gu L, Yu S, Li H F 2007 *J. Infrared Millim. Wave* **26** 117 (in Chinese) [牛新建, 顾玲, 喻胜, 李宏福 2007 红外与毫米波学报 **26** 117]
- [24] Chen L W, Niu X J, Li X Y, Sun M 2004 *J. Infrared Millim. Wave* **23** 51 (in Chinese) [陈立伟, 牛新建, 李晓燕, 孙敏 2004 红外与毫米波学报 **23** 51]

Study of a W-band TE₆₂ mode generator by the waveguide mode transformation*

Shen Wen-Yuan¹⁾²⁾ Wang Hu¹⁾²⁾ Geng Zhi-Hui¹⁾ Du Chao-Hai³⁾ Liu Pu-Kun^{3)†}

1) (Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

3) (School of Electronics Engineering and Computer Science Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 4 July 2013; revised manuscript received 31 July 2013)

Abstract

In this paper, based on the theory of mode-matching and the coupled wave theory, A W-band TE₆₂ mode generator by using waveguide mode transformation is presented. Because of the eigen-mode selection of coaxial waveguide, a TE₁ mode in standard rectangular waveguide is coupled into a coaxial waveguide to excite a TE₆₁ mode by an aperture. A transition follows on it to change the coaxial waveguide into a circular one. Finally, TE₆₁—TE₆₂ mode converter is achieved by using a periodic radius perturbation in circular waveguide. Calculation and analysis of the relationship between the mode conversion efficiency and structure parameters of waveguide also are finished. The validity of this study is confirmed by using electromagnetic simulation software. The conversion efficiency of TE₆₂ mode reaches 94.5% at the center frequency 95 GHz, and the mode purity reaches 98.16% The bandwidth of the efficiency above 85% reaches 1 GHz, which can meet the demand of the high-frequency cold test of gyrotrons.

Keywords: coaxial waveguide, mode converter, coupled wave theory, radius perturbation

PACS: 84.40.Ik, 84.40.Az, 84.40.Fe, 23.20.—g

DOI: 10.7498/aps.62.238403

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61072026, 61072024).

† Corresponding author. E-mail: pklui@pku.edu.cn