

# 基于中红外光参量振荡器光束质量优化的 90°像旋转四镜非平面环形谐振腔型设计与分析\*

刘景良 陈薪羽 王睿明 吴春婷 金光勇†

(长春理工大学理学院, 吉林省固体激光技术与应用重点实验室, 长春 130022)

(2018 年 11 月 11 日收到; 2019 年 6 月 9 日收到修改稿)

为改善中红外光参量振荡器 (OPO) 激光输出光束质量, 设计了一种 90°像旋转四镜非平面环形腔型结构. 通过建立单位球等效计算方法, 对此种特殊腔型结构存在的像旋转角进行计算, 并由此确定了适用于中红外 OPO 运行的 90°像旋转谐振腔结构相关参数. 在此基础上进一步建立了非对称轴环形腔中光场模式再现模型, 分析得出随着像旋转角由 0°向 90°变化, 谐振腔内光场模式逐渐均匀化, 当旋转角为 90°时, 基模以及高阶模都表现出非常好的中心对称性. 基于此采用中红外 ZnGeP<sub>2</sub> OPO 对所设计的腔型参数进行实验测量, 实现了光束质量  $M_x^2 = 1.81$  和  $M_y^2 = 1.61$ . 由此可以证明所设计的 90°像旋转四镜非平面环形腔对中红外 OPO 激光系统的输出光束质量的优化有显著效果.

**关键词:** 非平面环形腔, 像旋转, 光束质量, 光参量振荡器

**PACS:** 42.60.-v, 42.60.Jf, 42.65.Yj

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182001

## 1 引言

中红外传输窗口 3—5 μm 波段内的光参量振荡器 (OPO) 是当下激光系统的研究热点之一, 其在环境检测、遥感、医疗等领域有非常重要的作用 [1–4]. 除此之外, 其还是红外对抗系统的核心部件 [5,6]. 因此此类激光器的高脉冲能量和高平均功率的发展是必然趋势. 由于其多数采用纳秒级激光系统进行抽运 [7,8], 因此对于损伤阈值较低的中红外非线性晶体来说是一项非常大的挑战. 为了降低晶体损伤的风险, 通常会采用增大抽运光斑半径的方式进行优化. 这种方式的引入会导致谐振腔内菲涅耳数提高, 模式辨别能力降低, 激光输出光束质量恶化. 因此在高能中红外 OPO 激光系统中光束质量的优化是亟待解决的问题之一. 近年来,

关于光束质量优化方面也有许多研究报道 [9–16], Rustad 等 [10] 采用腔内两块非线性晶体正交走离放置的方式实现光束质量  $M^2 = 2 \times 2$  输出, 但是两块晶体的放置需要精确调节. Lippert 等 [11] 和 Haakestad 等 [12] 采用主振荡器功率放大器 (MOPA) 结构抽运三镜环形腔实现光束质量为  $M^2 = 3$  的中红外激光输出, 由于其要求腔内光束两次通过晶体, 因此晶体的放置位置同样需要精确调节, 并且 MOPA 结构整体系统相对复杂, 对于小型化集成化的要求存在一定限制. Shen 等 [13] 和 Qian 等 [14] 采用平面环形腔结构实现了光束质量为  $M^2 \approx 3$  的中红外激光和  $M^2 \approx 1.6$  的远红外激光, 但是平面环形腔会导致系统体积变大, 同样不适于小型化集成化的要求.

本文将基于非平面环形腔结构, 对中红外 OPO 光学谐振腔进行优化设计, 并对所设计的腔

\* 吉林省教育厅“十三五”科学技术研究项目 (批准号: JJKH20181105KJ)、吉林省科技发展计划 (批准号: 20180101033JC) 和长春市科技计划项目地院 (校、所) 合作专项 (批准号: 17DY027) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jgycust@163.com

型结构进行深入分析, 详细讨论非平面环形腔图像旋转对腔内模式的调控. 最终经过试验验证, 完成中红外 OPO 激光系统的光束质量优化, 对小型化集成化中红外激光系统的设计有一定的指导意义.

## 2 非平面环形腔型设计

### 2.1 中红外 OPO 四镜非平面环形腔整体构架

本文所采用的中红外 OPO 四镜非平面环形腔结构如图 1 所示, 抽运光由镜  $M_1$  入射进入中红外非线性晶体, 经过相位匹配非线性频率变换产生中红外参量输出, 未发生频率变换的抽运光从镜  $M_2$  输出, 避免再次返回前级抽运源而引起激光系统的损坏. 镜  $M_2$  为参量光输出耦合镜, 其他三个腔镜镀有参量光高反射膜. 中红外参量光在四镜非平面腔内以  $M_2 \rightarrow M_3 \rightarrow M_4 \rightarrow M_1 \rightarrow M_2 \dots$  单向多次反射产生振荡. 由于在相邻两镜之间光束反射形成的平面存在角度, 即为像旋转角. 由此参量光在经过反射之后会产生图像以及偏振方向的旋转, 经过对腔镜之间的像旋转角以及总像旋转角的设计, 并在腔内插入半波片控制参量光的偏振方向, 最终可以使反射之后再次经过非线性晶体的参量光保持偏振方向不变, 形成参量光增益. 与此同时, 在特定像旋转角度下, 参量光经过多次像旋转形成高度中心对称的激光模式输出, 实现中红外 OPO 高光束质量激光输出.

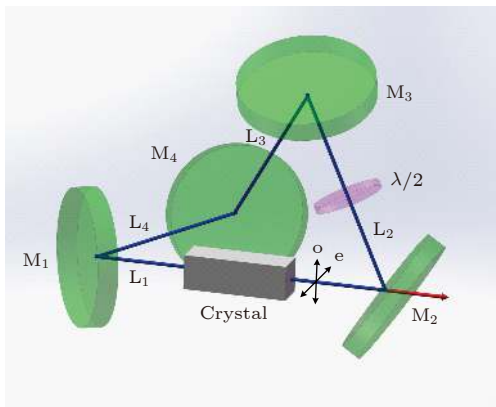


图 1 中红外 OPO 四镜非平面环形腔示意图

Fig. 1. Schematic diagram of a four-mirror non-planar ring resonator mid-infrared OPO laser.

对此我们对中红外 OPO 四镜非平面环形腔的像旋转角进行计算与设计, 并从光场模式以及实

验测量验证所设计的腔型结构对中红外 OPO 激光输出光束质量的改善效果.

### 2.2 非平面镜面反射像旋转角计算

对于非平面镜面反射来说, 光束在传输过程中会发生图像旋转, 如图 2 所示. 假设光入射镜  $M_1$  上的初始参考系为  $[X, Y]$ , 此处所定义的直角坐标为  $Y$  轴位于光在镜  $M_1$  的入射平面 (光传播矢量和法线所组成的平面) 内,  $Z$  轴位于传播方向上. 光从镜  $M_1$  反射之后,  $Z'$  参考系将沿新的传播方向进行对齐, 此时参考系变为  $[X', Y']$ . 在新的参考系下, 图像的  $y'$  值相对于初始参考系中的  $y$  值出现反转, 而  $x$  值不发生变化. 由此参考系  $[X, Y]$  的像坐标  $(x, y)$  在新的参考系  $[X', Y']$  中将变为  $(x', y')$ . 在镜  $M_2$  上的入射平面与在  $M_1$  上的平面并不为同一个面, 所以在从镜  $M_1$  反射的光入射到镜面  $M_2$  时参考系需要进行旋转, 此处定义旋转之后的参考系为  $[X'', Y'']$ , 从镜  $M_2$  反射之后的参考系为  $[X''', Y''']$ , 由于两镜之间参考系的转换需要围绕传播方向旋转角度  $\gamma$ , 即镜子  $M_1$  和  $M_2$  的入射平面之间的角度. 采用传输矩阵的方法可得, 从初始参考系到最终参考系的总转换为

$$\begin{bmatrix} x''' \\ y''' \end{bmatrix} = \mathbf{M} \mathbf{R} \mathbf{M} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{M}$  为镜面反射的像变换矩阵,  $\mathbf{R}$  为两镜之间坐标旋转的变换矩阵<sup>[17]</sup>, 有:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix}. \quad (3)$$

由此应用于形成谐振腔的一组环形腔镜上, 在这种情况下, 初始和最终参考系可以经过旋转又变为相同的参考系. 以镜  $M_1$  之后坐标变换之前作为

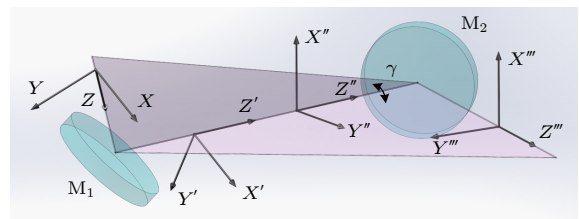


图 2 非平行入射平面的参考系和像旋转示意图

Fig. 2. Diagram of reference frame and image rotation for nonparallel planes of incidence.

光束传播起点, 此处分别采用三镜和四镜环形腔进行变换:

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} = MR_{31}MR_{23}MR_{12} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} = MR_{41}MR_{34}MR_{23}MR_{12} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中  $(x_0, y_0)$  是初始参考系中一个点的坐标,  $(x_1, y_1)$  是光束在谐振腔中环程一次之后的坐标. 可以将 (4) 式和 (5) 式改写为:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_1 \\ -y_1 \end{bmatrix} &= M^{-1} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} = R_{31}(MR_{23}M)R_{12} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix} \\ &= R_{31}R_{23}^{-1}R_{12} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{bmatrix} &= (MR_{41}M)R_{34}(MR_{23}M)R_{12} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix} \\ &= R_{41}^{-1}R_{34}R_{23}^{-1}R_{12} \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $R_{ij}^{-1} = MR_{ij}M$  为  $R_{ij}$  的逆矩阵.

由此可以得出结论, 在腔镜为奇数时与旋转矩阵  $R_{ij}$  有关, 而腔镜为偶数时与旋转矩阵  $R_{ij}^{-1}$  有关. 如果谐振腔组成为偶数镜, 则 (7) 式所示的变换矩阵的分组清楚地表明腔中的像发生了真正的旋转. 然而, 如果谐振腔组成为奇数镜, 则会额外存一个镜面反射变换矩阵  $M$ , 由此腔中的像经过旋转后又叠加了一次镜面反转, 导致  $y$  轴坐标出现镜面反转, 使腔内模式单向反演形成镜像而不能实现重合叠加的可能, 除非在腔中加入相关色散补偿元件, 否则这种“假旋转”将不会达到预期光束旋转叠加改善光束质量的效果. 由此我们将主要考虑四镜环形谐振腔的设计.

四镜环形腔内光往返一周的像旋转角为连续镜面的入射平面之间的角度之和, 其中偶数支路和奇数支路采用相反的  $z$  方向. 图 3 所示光束沿腔镜循环反射  $M_1 \rightarrow M_2 \rightarrow M_3 \rightarrow M_4$ . 为了方便计算, 可以将每个镜面上的入射平面表示在一个单位球面上, 将四个单位矢量  $k_1, -k_2, k_3$  和  $-k_4$  绘制在一个单位球中, 如图 4(a) 所示. 其中  $M_1$  的入射平面为  $-k_4$  和  $k_1$  所在的平面,  $M_1$  上的入射角为  $-k_4$  和  $k_1$  所形成的弧角的一半, 镜  $M_1$  到镜  $M_2$  的像旋转角为两镜的入射平面之间的夹角的负值, 在图中用  $\gamma_1$  表示, 其他镜面同理. 所以往返一周的旋转角度

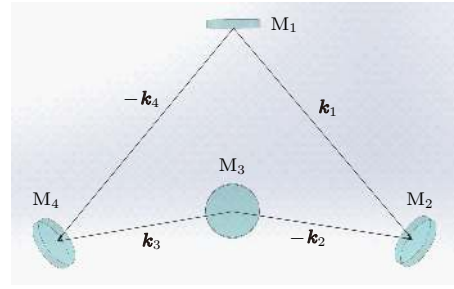


图 3 简单四镜非平面环形腔示意图

Fig. 3. Example of a four-mirror nonplanar ring resonator.

可以由下式表示:

$$\Theta = -(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4). \quad (8)$$

由图 4(a) 可以进一步将像旋转角的表示绘制在一个非透明球体上, 如图 4(b) 所示. 以  $z$  轴与球面的交点  $O$  作为辅助点连接每个矢量点, 可得:

$$\begin{aligned} \Theta &= (A + H - \pi) + (B + C - \pi) \\ &\quad + (D + E - \pi) + (F + G - \pi) \\ &= (A + B + I) + (C + D + J) \\ &\quad + (E + F + K) + (G + H + L) - 6\pi. \end{aligned} \quad (9)$$

由此可知, 像旋转角可以简单地由连接传播单位矢量在单位球面上的弧所组成的球面四边形的面积进行表示.

### 2.3 90°像旋转四镜非平面环形腔设计

在 OPO 激光系统中, 对于腔内传播光束必须要考虑其偏振变换特性. 基于此我们对上述四镜非平面环形腔进行进一步设计, 采用具有 90°像旋转的四镜环形腔. 图 5(a) 为该设计的正视图、俯视图和左视图, 从俯视图所在  $x-y$  平面的矩形开始进行扭转, 支路 1 和支路 3 相对于  $y-z$  平面倾斜角为  $\alpha$ , 而支路 2 和支路 4 相对于该平面倾斜角为  $\beta$ . 图 5(b) 为对应单位球体表示, 从该腔型的对称性来看, 构成四边形的四个三角形是相同的. 设定图像旋转角度为 90°, 则由 (9) 式可得:

$$4(A + B + C - \pi) = \frac{\pi}{2}, \quad (10)$$

$$A + B = \frac{5}{8}\pi. \quad (11)$$

如果进一步将角度  $A$  限制为 45°, 则角度  $B = 67.5^\circ$ , 这种角度设定可以使支路 1 和支路 4 所在的平面与支路 1 和支路 2 所在的平面垂直. 由此光线通过支路 4 在镜  $M_1$  处反射所得的 s 偏振光再经过支路 1 在镜  $M_2$  处反射会变为 p 偏振光. 同理, 在

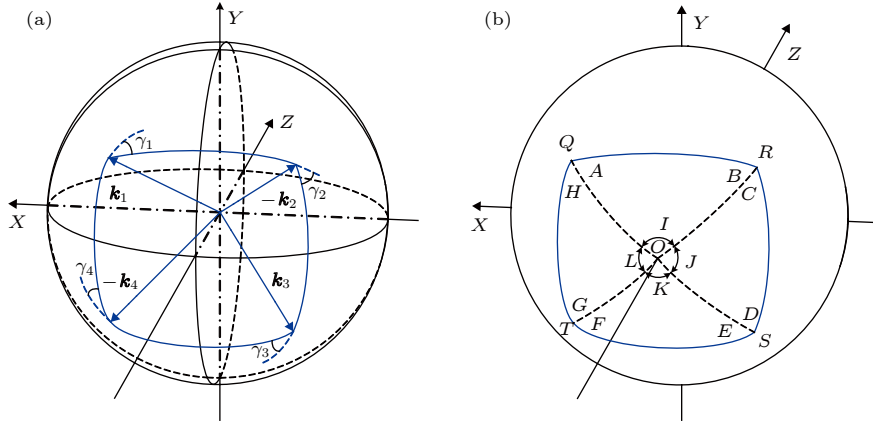


图 4 四镜非平面环形腔的两种等效球体表示方式 (a) 透明等效单位球体; (b) 非透明等效单位球体

Fig. 4. Two equivalent sphere representations of a four-mirror nonplanar ring resonator: (a) Transparent equivalent unit sphere; (b) non-transparent equivalent unit sphere.

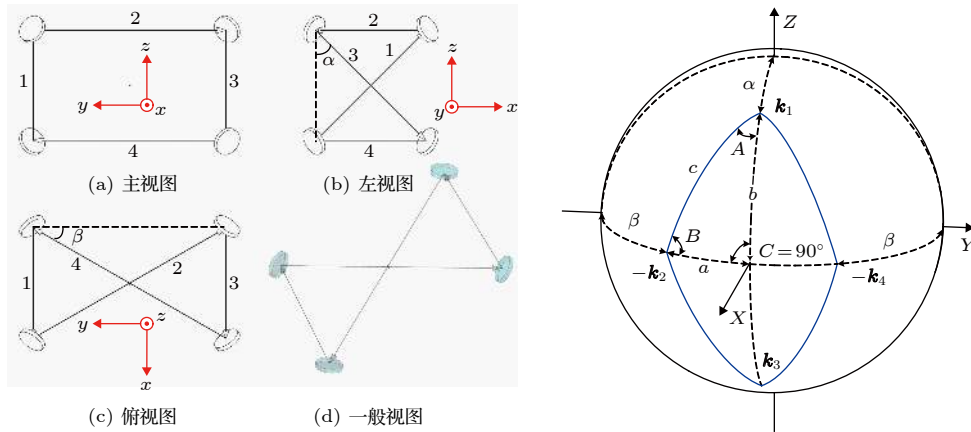


图 5 90°像旋转四镜非平面环形腔三视图及单位球表示

Fig. 5. Diagram and unit sphere representation of a 90° image rotating four-mirror non-planar ring resonator.

镜  $M_3$  和  $M_4$  之间也会发生 s 和 p 偏振的转换. 但是, 因为  $B \neq 45^\circ$ , 镜  $M_2$  和  $M_3$  之间或镜  $M_4$  和  $M_1$  之间偏振不会发生反转. 这种设计在 OPO 腔型结构设计中是非常有用的.

这种腔型结构在实际的激光系统中应用如图 1 所示. 在长支路  $L_1$  中加入单个非线性激光晶体, 确定非线性晶体的切割参数及摆放位置之后, 可以使其 e 和 o 偏振光位于反射镜  $M_1$  和  $M_2$  的正交入射平面中. 由于 s 和 p 偏振在反射镜  $M_3$  和  $M_4$  之间反转,  $M_3$  处反射时 s 和 p 之间的任何反射相移都被反射镜  $M_4$  处的相移抵消. 因此从晶体的信号光沿水平极化方向传播, 在通过支路  $L_2$  时采用半波片将传播极化改变为垂直, 因此镜  $M_2$  和  $M_3$  之间的相移抵消, 随后光束通过镜  $M_3$ ,  $M_4$  和  $M_1$  时光的偏振以像旋转的相同方式进行旋转, 最终光束经过镜  $M_1$  之后偏振方向又变回水平方向. 由此光束

在围绕谐振腔完成一次环程之后, 水平极化波最终又会变回水平极化波, 因此谐振腔的本征极化就是晶体 e 和 o 极化, 实现 OPO 环程振荡条件.

对于以上腔型参数的确定, 可以采用球面三角形余弦定理<sup>[18]</sup>进行求解:

$$\cos A = -\cos B \cos C + \sin B \sin C \cos a. \quad (12)$$

由此可得  $a = 40.06^\circ$ , 同理可得  $b = 57.235^\circ$ ,  $c = 65.53^\circ$ . 由于  $a = \pi/2 - \beta$ , 可以得到  $\beta = 49.94^\circ$ . 同理得到  $\alpha = 32.765^\circ$ , 而由弧角  $c$  的值可以得出光线在四个谐振腔镜的入射角为  $c/2 = 32.765^\circ$ .

由图 5 可知该结构下的四个支路的长度存在关系:  $L_1 = L_3$ ,  $L_2 = L_4$ , 相邻两支路的长度比由下式给出:

$$L_1 \sin \alpha = L_2 \sin \beta. \quad (13)$$

最终可得相邻两支路的长度比为

$$L_1 = \sqrt{2}L_2. \quad (14)$$

### 3 非平面环形腔内光场模式分布分析

在非对称轴环形腔中, 衍射面与观察面之间不

$$E_2(x_2, y_2, z) = \left(-\frac{i|B|^{-\frac{1}{2}}}{\lambda}\right) \exp(ikz) \iint_{S_1} E_1(x_1, y_1, 0) \times \exp\left\{\frac{ik}{2} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ x_2 \\ y_2 \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} B^{-1}A & -B^{-1} \\ C - DB^{-1}A & DB^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ x_2 \\ y_2 \end{bmatrix}\right\} dx_1 dy_1, \quad (15)$$

式中  $A, B, C, D$  均为  $2 \times 2$  矩阵.  $E_1(x_1, y_1, 0)$  和  $E_2(x_2, y_2, z)$  分别为波源点和传播点处光场的复振幅;  $\lambda$  为光波波长,  $k = 2\pi/\lambda$ . 上述所设计的 OPO 腔结构中加入了半波片, 由于半波片只起到相位延迟的作用, 只改变光场的偏振方向, 不改变光场分布, 因此光在腔中垂直透射过半波片, 并不影响腔内模式的变换, 此处可以忽略不计.

根据激光谐振腔中的模式自再现条件, 在环形腔中光束环程一周后再次到达波源点的场分布与

$$\begin{aligned} \xi E_1[n] &= \sum_{m=1}^g E_1[m] \left(-\frac{i|B|^{-\frac{1}{2}}}{\lambda}\right) \exp(ikz) \iint_{S_{n,m}} \exp\left\{\frac{ik}{2} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ x_2 \\ y_2 \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} B^{-1}A & -B^{-1} \\ C - DB^{-1}A & DB^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ x_2 \\ y_2 \end{bmatrix}\right\} dx_1 dy_1 \\ &= \sum_{m=1}^g E_1[m] A[n, m], \end{aligned} \quad (16)$$

式中  $n = 1, 2, \dots, g$ , 由此可以得到如下关系:

$$\xi \mathbf{U} = \mathbf{V} \mathbf{U}, \quad (17)$$

式中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} E_1[1] \\ E_1[2] \\ \vdots \\ E_1[g] \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V} = \begin{bmatrix} A[1, 1] & A[1, 2] & \cdots & A[1, g] \\ A[2, 1] & A[2, 2] & \cdots & A[2, g] \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A[g, 1] & A[g, 2] & \cdots & A[g, g] \end{bmatrix}$$

$\xi$  为方程的本征值, 表示光在谐振腔中环程一周之后的振幅衰减和相位变化.

通过 (17) 式可以看出传输矩阵  $\mathbf{V}$  特征值的求解过程即是本征值  $\xi$  的求解过程, 而不同阶的模式分布即对应不同特征值下的特征向量. 由此可见传输矩阵  $\mathbf{V}$  包含了对腔内所有模式和光束特性的描述.

对于文中所研究的四镜非平面环形谐振腔结

是自由空间, 而是由 ABCD 变换矩阵表征的复杂光学系统, 则根据 Collins 公式可以得出, 用 4 阶变换矩阵的空间域中的广义 Huygens-Fresnel 衍射积分公式<sup>[19]</sup> 为

初始场分布完全相同, 除了其振幅相差一个复常数因子  $\xi$ , 因此有  $\xi E_1(x_1, y_1) = E_2(x_2, y_2)$ .

对于 (15) 式我们采用有限元传输矩阵算法 (FEM) 进行求解<sup>[20]</sup>, 将源场积分区域按照一定的顺序划分成足够多个单元, 这样原有的连续函数  $E_1(x_1, y_1)$  离散为向量  $U = [E_1[1], E_1[2], \dots, E_1[g]]^T$ . 当源场划分足够精细时, 每个点的复振幅波动将会很小, 可以近似认为均匀分布, 因此每个点与积分变量  $x, y$  无关, 由此 (15) 式可以写为

构, 可得光在腔内环程一周的  $ABCD$  矩阵为:

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{M}(M_4) \mathbf{M}(\gamma_4) \mathbf{M}(L_4) \mathbf{M}(M_3) \mathbf{M}(\gamma_3) \mathbf{M}(L_3) \cdot \\ &\quad \times \mathbf{M}(M_2) \mathbf{M}(\gamma_2) \mathbf{M}(L_2) \mathbf{M}(M_1) \mathbf{M}(\gamma_1) \mathbf{M}(L_1), \end{aligned} \quad (18)$$

式中  $\mathbf{M}(M), \mathbf{M}(L)$  及  $\mathbf{M}(\gamma)$  分别表示反射腔镜、自由空间传输及坐标旋转的 4 阶变换矩阵. 分别表示为:

$$\mathbf{M}(M) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos \theta} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\frac{2 \cos \theta}{R} & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (19)$$

式中  $R$  为反射镜曲率  $\theta$  为入射角度, 由于本文中设计的谐振腔镜主要是平面镜, 因此该矩阵将直接变为单位矩阵.

$$M(L) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & L & 0 \\ 0 & 1 & 0 & L \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (20)$$

式中  $L$  为两腔镜之间的距离.

$$M(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 0 & 0 \\ -\sin \gamma & \cos \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \gamma & \sin \gamma \\ 0 & 0 & -\sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix}, \quad (21)$$

式中  $\gamma$  为上文所说的两镜之间的像旋转角.

由此基于之前所设计的谐振腔结构, 所选总腔长为  $L = 150 \text{ mm}$ , 腔内初始光束直径为  $d = 700 \text{ }\mu\text{m}$ . 根据 (10) 式—(14) 式可以计算得出在不同旋转角

下的各支路腔长参数. 由此仿真给出当总旋转角为  $0^\circ, 5^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  时腔内  $\text{TEM}_{00}$ ,  $\text{TEM}_{10}$  和  $\text{TEM}_{01}$  横模光强分布图, 如图 6 所示.

从图 6 可以看出, 在旋转角为  $0^\circ$  时, 即平面环形腔中, 腔内光强分布类似于典型的平平两镜谐振腔中的光强分布, 高阶模的光场分布不为中心对称, 而是在某个方向产生分离. 随着旋转角的增加, 腔内基模在横向和纵向出现轻微椭圆变化, 而高阶模出现逐渐融合的现象, 当旋转角为  $90^\circ$  时, 基模以及高阶模都具有非常好的中心对称性.

图 7 为所设计  $90^\circ$  像旋转四镜非平面环形腔腔内横模光强分布三维视图. 可以看出, 其光场均匀

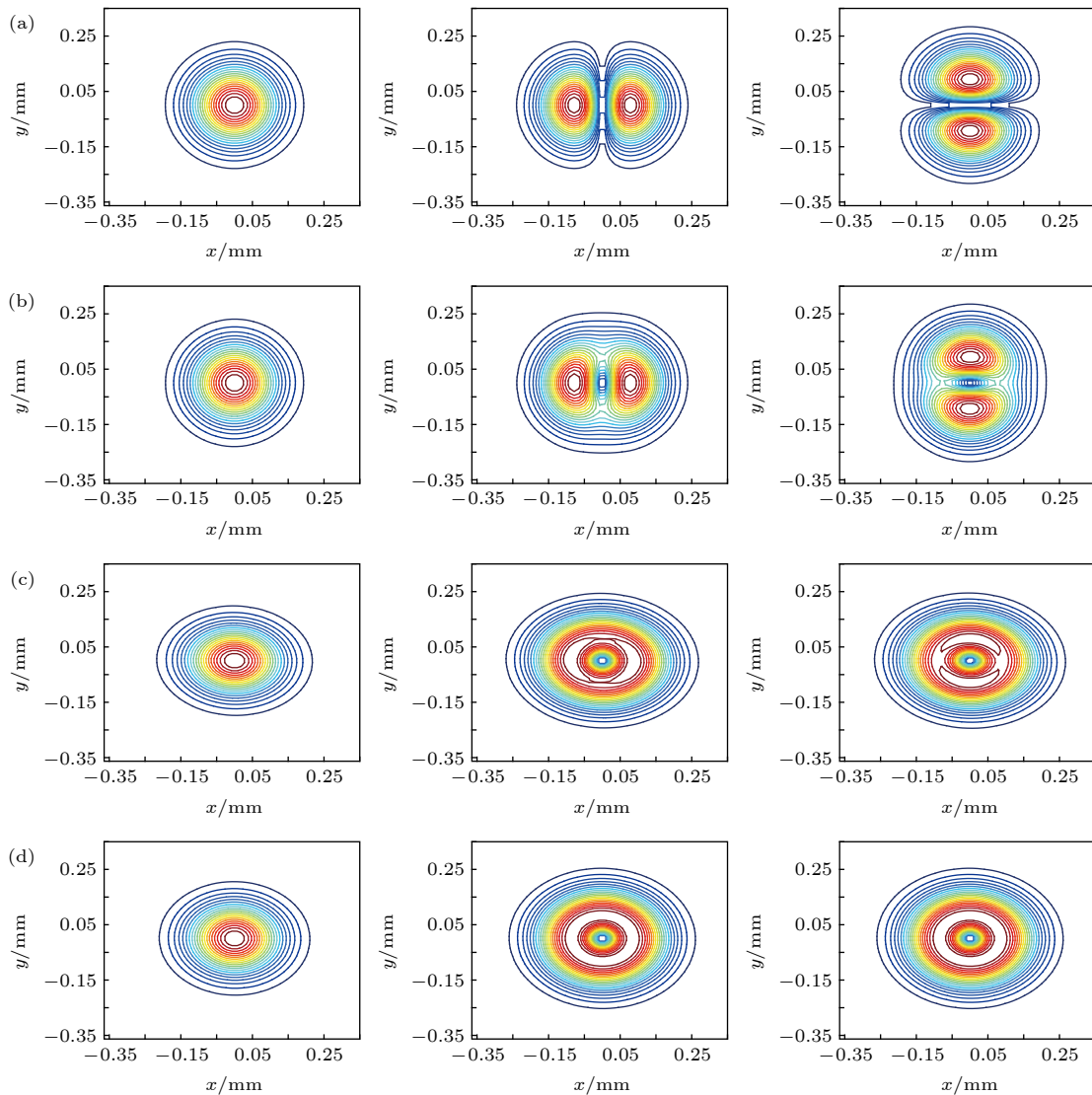


图 6 不同旋转角下四镜非平面环形腔内横模光强分布 (a)  $0^\circ$  旋转角光强分布; (b)  $5^\circ$  旋转角光强分布; (c)  $45^\circ$  旋转角光强分布; (d)  $90^\circ$  旋转角光强分布

Fig. 6. The intensity distribution of transverse mode in a four-mirror non-planar ring resonator at different rotation angles: (a) The intensity distribution at  $0^\circ$  rotation angle; (b) the intensity distribution at  $5^\circ$  rotation angle; (c) the intensity distribution at  $45^\circ$  rotation angle; (d) the intensity distribution at  $90^\circ$  rotation angle.

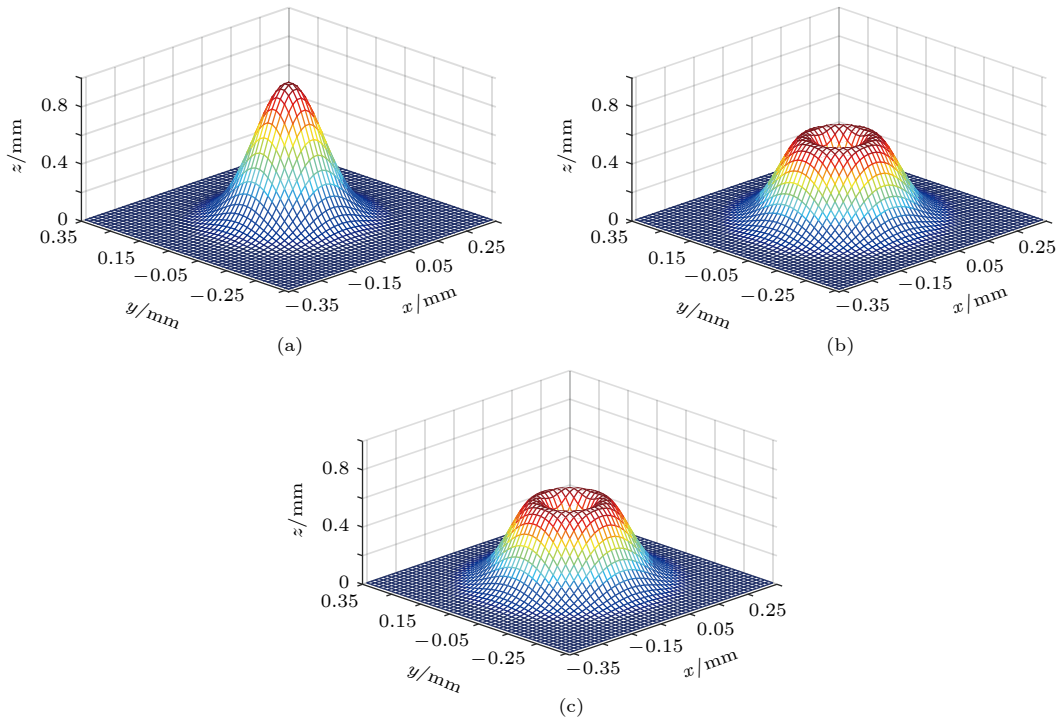


图 7 90°像旋转四镜非平面环形腔内横模光强分布 (a) TEM<sub>00</sub> 模; (b) TEM<sub>01</sub> 模; (c) TEM<sub>10</sub> 模

Fig. 7. The intensity distribution of transverse mode in a 90° image rotating four-mirror non-planar ring resonator: (a) TEM<sub>00</sub> mode; (b) TEM<sub>01</sub> mode; (c) TEM<sub>10</sub> mode.

化并不是变为一般意义上的高斯光束, 而是变为环形光斑. 考虑到输出激光主要是以基模激光为主, 再由此叠加像旋转均匀化处理之后的高阶模式激光, 可以预见该腔型结构对输出激光光束质量的优化有着非常优良的效果.

#### 4 中红外非平面环形腔 OPO 实验测量

基于以上所设计的 90°像旋转非平面环形腔,

采用中红外 ZnGeP<sub>2</sub> 非线性晶体进行 OPO 实验测量. 实验采用重复频率 6 kHz, 脉冲宽度 21 ns, 光束质量  $M^2 \approx 1.5$ 、中心波长 2090.7 nm 的 Ho:YAG 激光作为抽运源, ZnGeP<sub>2</sub> 晶体的尺寸为 5 mm × 5 mm × 15 mm, 切割角为  $\theta = 55^\circ$ , OPO 腔长为 150 mm, 其中长支路为 44 mm, 短支路为 31 mm. 在抽运功率为 21.5 W 时, 最终获得 5.97 W 的 3–5 μm 激光输出. 同时, 实验对比测量了腔长同为 150 mm 的平平腔和 90°像旋转非平面环形腔的

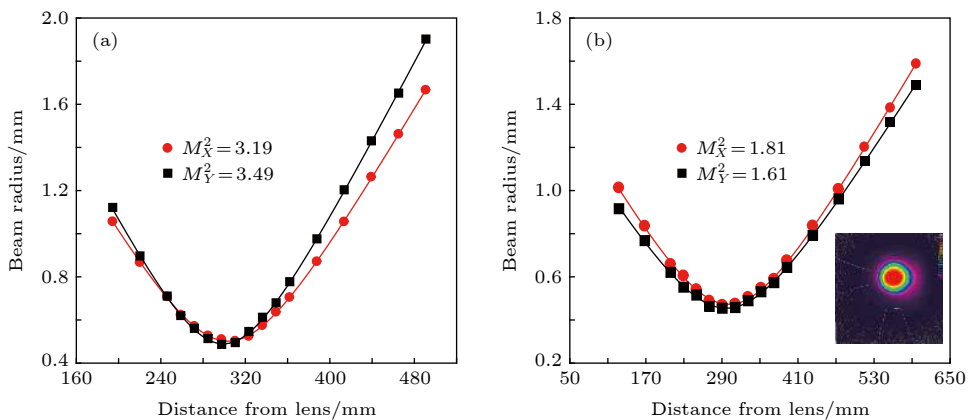


图 8 不同腔型下中红外 ZnGeP<sub>2</sub> OPO 输出光束质量 (a) 平平腔; (b) 90°像旋转四镜非平面环形腔

Fig. 8. The beam quality based on ZnGeP<sub>2</sub> OPO in different resonators: (a) Plano-plano resonator; (b) 90° image rotating four-mirror non-planar ring resonator.

输出光束质量, 如图 8 所示. 从图中可以看出, 平平腔的光束质量为  $M_x^2 = 3.19$ ,  $M_y^2 = 3.49$ , 非平面环形腔的光束质量为  $M_x^2 = 1.81$  和  $M_y^2 = 1.61$  的激光输出, 由此可见  $90^\circ$  像旋转非平面环形腔有助于中红外 OPO 输出光束质量的改善.

## 5 结 论

本文设计了一种改善中红外 OPO 激光输出光束质量的  $90^\circ$  像旋转四镜非平面环形腔结构. 通过采用单位球等效的方式计算非平面环形腔的像旋转角, 并由此确定中红外 OPO  $90^\circ$  像旋转谐振腔结构相关参数. 建立在非对称轴环形腔中光场模式自再现模型, 分析不同像旋转角对腔内模式的调控作用. 采用中红外  $\text{ZnGeP}_2$  OPO, 对所设计的腔型参数进行实验测量, 实现了光束质量  $M_x^2 = 1.81$  和  $M_y^2 = 1.61$ . 最终证明  $90^\circ$  像旋转四镜非平面环形腔对于中红外 OPO 激光系统输出光束质量的优化具有良好的效果, 对实际激光系统的设计有一定的指导意义.

## 参考文献

- [1] Mürztz M, Hering P 2008 *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications: Online Monitoring of Exhaled Breath Using Mid-Infrared Laser Spectroscopy* (Vol. 1) (Germany: Springer) p535
- [2] Geiser P, Willer U, Walter D, Schade W 2006 *Appl. Phys. B* **83** 175
- [3] Waynant R W, Ilev I K, Gannot I 2001 *Philos. Trans. R. Soc. B* **359** 635
- [4] Stoepler G, Schellhorn M, Eichhorn M 2012 *Laser Phys.* **22** 1095
- [5] Ren G, Zhong M, Li T, Niu R H, Zeng Q Y, Gong C C, He H X, Yu S F, Wang B 2006 *Infrared Laser Eng.* **3** 5 (in Chinese) [任钢, 钟鸣, 李彤, 牛瑞华, 曾饮勇, 龚赤冲, 何衡湘, 于淑范, 王滨 2006 红外与激光工程 **3** 5]
- [6] Yu Y J, Chen X Y, Cheng L B, Wang C, Wu C T, Dong Y, Li S T, Jin G Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **22** 234 (in Chinese) [于永吉, 陈薪羽, 成丽波, 王超, 吴春婷, 董渊, 李述涛, 金光勇 2015 物理学报 **22** 234]
- [7] Wang L, Yang J W, Cai X W, Wang J T, Wu H X, Wu X Y, Jiang H H 2014 *Chinese J. Lasers* **41** 37 (in Chinese) [王礼, 杨经纬, 蔡旭武, 王金涛, 吴海信, 吴先友, 江海河 2014 中国激光 **41** 37]
- [8] Kadwani P, Gebhardt M, Gaida C, Shah L, Richardson M 2013 *CLEO: Applications and Technology* **JW2A** 29
- [9] Yao B Q, Wang Y Z, Liu Q, Wang Q 2001 *Chinese J. Lasers* **28** 693 (in Chinese) [姚宝权, 王月珠, 柳强, 王骥 2001 中国激光 **28** 693]
- [10] Rustad G, Øystein Farsund, Arisholm G 2010 *SPIE Solid State Lasers and Amplifiers IV, and High-Power Lasers* Brussels, Belgium April 12–16, 7721 77210J
- [11] Lippert E, Fomnum H, Arisholm G, Stenersen K 2010 *Opt. Express* **18** 26475
- [12] Haakestad M W, Fomnum H, Lippert E 2014 *Opt. Express* **22** 8556
- [13] Shen Y J, Yao B Q, Cui Z, Duan X M, Ju Y L, Wang Y Z 2014 *Appl. Phys. B* **117** 127
- [14] Qian C P, Shen Y J, Dai T Y, Duan X M, Yao B Q 2016 *SPIE High-Power Lasers and Applications VIII Beijing*, China October 12–14, 10016 100160G
- [15] An R, Fan X Z, Lu J X, Wen Q 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 074201 (in Chinese) [安然, 范小贞, 卢建新, 文侨 2018 物理学报 **67** 074201]
- [16] Cai X T, Li X, Zhao G M 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 1219001 (in Chinese) [蔡小天, 李霄, 赵国民 2017 光学学报 **37** 1219001]
- [17] Fang H L 1981 *The Principle of the Optical Resonator* (Vol. 1) (Beijing: Science Press) p23 (in Chinese) [方洪烈 1981 光学谐振腔理论 第23页]
- [18] Zhang C B 1959 *Spherical Trigonometry* (Vol. 1) (Beijing: Higher Education Press) p14 (in Chinese) [张楚宾 1959 球面三角学 (北京: 高等教育出版社) 第14页]
- [19] Lu B D 2003 *Laser Optics: Beam Characterization, Propagation and Transformation, Resonator Technology and Physics* (Vol. 3) (Beijing: Higher Education Press) p13 (in Chinese) [吕百达 2003 激光光学 光束描述、传输变换与光腔技术物理 (北京: 高等教育出版社) 第13页]
- [20] Wang Z G, Xiao G Z, Ding Z C, Lu G F, Yang K Y 2015 *Chinese J. Lasers* **42** s102009 (in Chinese) [汪之国, 肖光宗, 丁志超, 卢广峰, 杨开勇 2015 中国激光 **42** s102009]



# Design and analysis of 90° image rotating four-mirror non-planar ring resonator based on mid-infrared optical parametric oscillator beam quality optimization\*

Liu Jing-Liang    Chen Xin-Yu    Wang Rui-Ming  
Wu Chun-Ting    Jin Guang-Yong<sup>†</sup>

(*Jilin Key Laboratory of Solid Laser Technology and Application, College of Science,*

*Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

( Received 11 November 2018; revised manuscript received 9 June 2019 )

## Abstract

Mid-infrared optical parametric oscillator (OPO) operating in the mid-infrared transmission window (3–5  $\mu\text{m}$  wavelength range) is one of hot issues in the field of laser system. It has many applications in environmental detection, remote sensing, and medicine. Besides, this laser system is used as a key component of infrared countermeasures. The optical damage limit of nonlinear crystal is a great challenge to the mid-infrared OPO which is pumped by a nanosecond laser source. Therefore, the pump beam diameter should be appropriately increased to avoid damaging the crystal when scaling a nanosecond OPO to high pulse energy. The result of this design is that the Fresnel number in the cavity is increased and the beam quality is deteriorated. In order to improve the beam quality of mid-infrared OPO laser, a 90° image-rotating four-mirror non-planar ring resonator structure is designed. The advantages of this design include the general ring resonators, such as greatly reduced feedback into the pump laser and the avoidance of optical damage caused by standing wave cavity structure. Most importantly, the image rotating cavity can uniform the beam in the cavity and improve the beam quality. In this paper, the equivalent sphere representation of a four-mirror nonplanar ring resonator is established, and the image rotation angle of this special cavity structure is calculated. Based on this method, the parameters related to the 90° image rotating resonator structure suitable for mid-infrared OPO operation are designed. The self-reproduction of the transverse mode in the axially-asymmetric resonator is further established. It is found that the transverse mode in the resonator is gradually uniformed as the rotation angle of the image changes from 0° to 90°. When the rotation angle is 90°, the fundamental mode and the high-order mode both exhibit very good central symmetry. Finally, the mid-infrared ZnGeP<sub>2</sub> OPO laser with the 90° image rotating resonator structure is used to verify the improvement of beam quality. The beam quality of  $M_X^2 = 1.81$  and  $M_Y^2 = 1.61$  are achieved. It can be proved that the 90° rotating four-mirror non-planar ring resonator has a significant effect on the optimization of the output beam quality of the mid-infrared OPO laser system.

**Keywords:** non-planar ring resonator, image rotation, beam quality, optical parametric oscillator

**PACS:** 42.60.-v, 42.60.Jf, 42.65.Yj

**DOI:** 10.7498/aps.68.20182001

\* Project supported by the Foundation of Education Department of Jilin Province, China (Grant No. JJKH20181105KJ), the Foundation of Jilin Province Science and Technology Department, China (Grant No. 20180101033JC), and the Cooperation Foundation of Changchun Science and Technology Bureau, China (Grant No. 17DY027).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jgycust@163.com](mailto:jgycust@163.com)