

不同振荡放大比 MOPA 型化学激光器的数值模拟*

郭建增^{1)2)†} 刘铁根¹⁾ 牛志峰²⁾ 任晓明²⁾¹⁾ (天津大学, 精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)²⁾ (中国船舶重工集团公司第七一八研究所, 邯郸 056027)

(2012 年 7 月 25 日收到; 2012 年 11 月 8 日收到修改稿)

主振功率放大装置在激光激光器中有着广泛的应用, 在增益体积和沿光轴方向增益长度一定的情况下, 为了得到高能化学激光器主振部分和放大级部分的最佳比例, 研究了不同振荡放大比输出光束的近场强度以及最终输出功率的影响. 使用快速傅里叶变换的算法经过迭代计算得到了 1:4, 1:1, 2:1 三种振荡放大比情况下的近场光束强度分布, 并计算了其强度分布均匀性及最终输出功率情况. 计算结果表明: 采用 MOPA 结构的氟化氙化学激光器, 振荡放大比越大, 主振荡部分输出的能量越高, 谐振腔内功率密度越大, 对腔内镜片的承受能力要求越高; 而振荡放大比越小最终输出光束的衍射放大效应越明显, 对光束质量越不利. 在本文条件下, 计算结果还表明, 振荡放大比对功率会产生影响, 存在一个最佳的比例使得输出功率最大. 振荡放大比对输出功率的影响随主振部分输出耦合率, 光路中的各种损耗, 增益的规模等多种参数的不同而变化, 工程运用中可根据具体参数进行计算.

关键词: 主振功率放大, 光学谐振腔, 近场强度, 光束质量**PACS:** 42.55.Ks, 42.60.Da**DOI:** 10.7498/aps.62.074203

1 引言

化学激光器诞生于 1965 年, 它通过提取化学反应直接产生的非玻尔兹曼分布的激发态粒子而得到激光^[1]. 氧碘化学激光器^[2,3] 和氟化氙/氟化氢 (DF/HF) 化学激光器^[4] 在此研究领域占有极其重要的地位. 对于 DF/HF 激光器, 为了充分利用增益介质并得到平行输出的激光束, 通常采用共焦非稳腔提取能量^[5]. 若想获得更高的输出功率就需要更大的增益体积, 由于沿气流方向的激活区长度通常只有 5 cm 左右且难以提高^[6], 通常考虑就是增加喷管阵列的长度或在光轴方向布置更多增益模块, 还有一种方法就是使用环柱形喷管^[7,8]. 但是喷管阵列的长度的加长会使激光谐振腔内的光斑长宽比加大, 带来一系列不利影响; 如果沿光轴方向布置更多增益模块或者使用折叠腔则都会使谐振腔的长度变长, 菲涅耳数减小, 衍射损耗增加, 腔内镜片的功率密度过高等; 若采用环柱型喷管虽然可

以解决上述问题, 但需要使用更加复杂的类锥形非球面镜. 为此, 可以先使用较短腔长的谐振腔产生良好光束质量的激光束, 然后再通过另外的增益介质进行放大来得到既有较大功率又有良好光束质量的激光, 这种光路类型称为主振功率放大 (master oscillator power-amplifier, MOPA).

Sentman^[9] 研究了连续波 HF 化学激光器 MOPA 结构的性能, 认为多线放大的性能好于单线放大. Chen 等^[10-12] 对采用 MOPA 结构的 DF 化学激光器中放大自发辐射 (ASE) 以及能量的提取效率进行了研究. 张骁等^[13] 研究了 MOPA 型 HF 化学激光器增益模块长高比对输出功率和提取效率的影响. 最近这些研究推动了 MOPA 型化学激光器的发展, 形成了此领域的一个热点. 对于沿光轴方向增益介质总长度一定的 MOPA 型 DF 化学激光器而言, 主振荡器部分和放大部分可以有不同的比例. 在一定范围内主振荡器越短越容易产生高光束质量的激光, 但放大部分过长则会对最终的输出光带来不利影响, 例如非稳腔产生的光束空洞部分

* 国家高技术研究发展计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: Guojianzeng718@126.com

杂光会增多、ASE 影响加大、提取效率降低等. 本文拟从 MOPA 型结构的不同振荡放大比为出发点展开研究, 对几种比例的激光器输出光束进行模拟计算, 以期得到最佳的比值.

2 MOPA 型化学激光器光路模型

如图 1 所示, MOPA 型化学激光器主要光路由主振荡区和放大区组成, 其中主振荡区由凹面镜和凸面镜共焦放置组成, 产生的环形光束从凸面镜端面输出后进入到放大区放大并最终出射. 由于主振荡区能产生相干性好并具有足够功率密度的激光, 所以在放大区中进行传播时能够抑制增益区中的绝大部分自发辐射, 并获得足够好的提取效率. 当主振荡区和放大区的增益总长度一定的情况下, 不同的振荡放大比在光束质量和提取效率上会有相应变化.

设主振荡区增益长度为 L_1 , 放大区增益长度为 L_2 , 且有 $L_1 + L_2 = L$, L 为常数. L_1/L_2 即 MOPA 结构的振荡放大比. 设凹面镜到凸面镜在光轴上的间距为 d , 并设主振荡器几何放大率为 M , 它表征振

荡光束在主振荡器内往返一周时的扩展倍数, 显然物理上有意义的放大率应符合 $|M| > 1$. 根据凹面镜和凸面镜的共焦关系可得

$$r_1 = \frac{2Md}{M-1}, \quad (1)$$

$$r_2 = \frac{-2d}{M-1}, \quad (2)$$

$$f_1 + f_2 = \frac{r_1 + r_2}{2} = d, \quad (3)$$

其中, r_1 和 r_2 分别是凹面镜和凸面镜的曲率半径, f_1 和 f_2 分别是凹面镜和凸面镜的焦距. 在这里设 $d - L_1$ 为一固定的值.

主振荡器内光束的传播没有解析解, 只能通过数值计算来得到, 目前的计算方法有 Fox-Li 迭代^[14]、角谱法^[15]、特征向量法^[16]、差分法^[17]等. 其中, 角谱法采用了快速傅里叶变换 (FFT) 算法, 计算速度较快. 如图 2 所示, 把主振荡器中的增益介质简化到沿光轴方向的多个薄层上, 光束在主振荡器中的传播可分为在自由空间中的传播和在增益薄层中的放大. 光束在自由空间中的传播可以利用角谱传播规律进行快速计算.

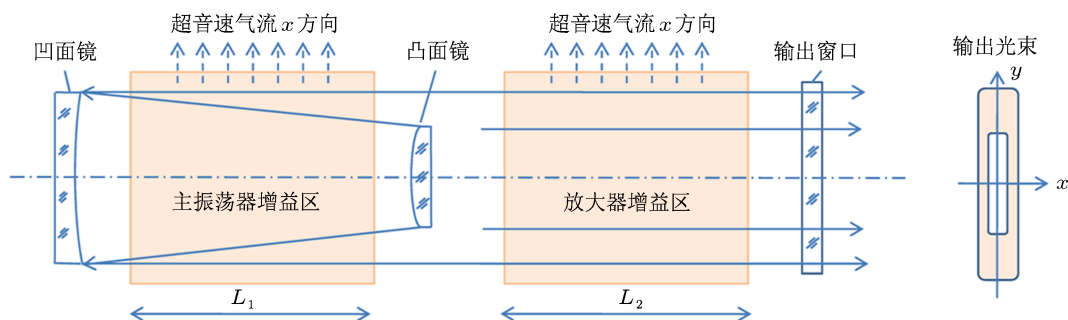


图 1 MOPA 型化学激光器光路模型

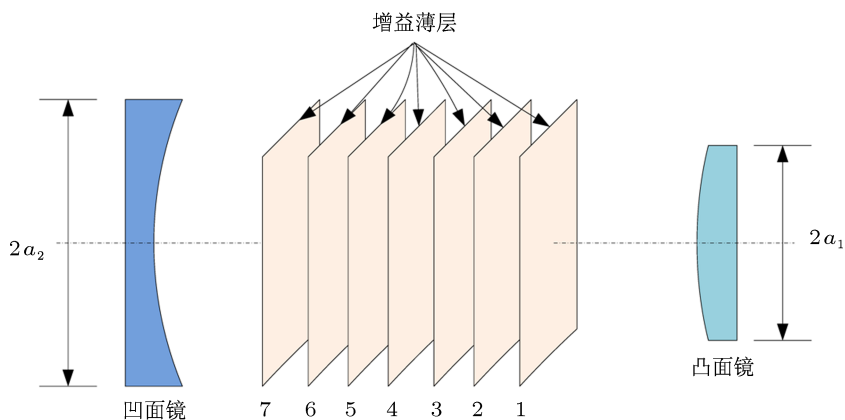


图 2 多层增益计算模型

假设初始光束的复振幅分布为 $U(x_0, y_0, 0)$, 则其角谱为

$$A(f_x, f_y, 0) = \text{FFT}[U(x_0, y_0, 0)], \quad (4)$$

式中, f_x 和 f_y 为空间频率, 单位是 mm^{-1} . 初始光束的角谱经过 z 距离的传播后, 新的角谱分布为

$$A(f_x, f_y, z) = A(f_x, f_y, 0) \cdot \exp \left\{ i \frac{2\pi z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} \right\}, \quad (5)$$

式中, λ 为光的波长. 对角谱做傅里叶逆变换就可以得到传输 z 距离后的光束分布.

当激光束经过增益介质时, 可按下式进行计算 [15]:

$$U'(x, y) = U(x, y) \cdot \exp \left\{ \left[\frac{g(x, y)}{2} + ik\Delta n(x, y) \right] \cdot \Delta L \right\}, \quad (6)$$

式中, $U(x, y)$ 和 $U'(x, y)$ 分别为光束经过增益前后的复振幅分布, k 为波数, $\Delta n(x, y)$ 为介质折射率的平均涨落, ΔL 为经过的增益区长度, $g(x, y)$ 为增益系数, 计算方法如下:

$$g(x, y) = \frac{g_0(x, y)}{1 + I_1/I_s}, \quad (7)$$

式中, $g_0(x, y)$ 为小信号增益, I_s 为饱和光强, I_1 是当前位置的光强. 当 ΔL 较小时计算会比较准确.

球面镜在近轴近似下的复振幅反射率 $r(x, y)$ 可以用下式表示:

$$r(x, y) = A \exp \left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2f} \right), \quad (8)$$

假设初始光束为靠近凸面镜表面的平面波, 在自由空间中经过一段距离的传播抵达增益区, 在增益区中不断放大和传播然后到达凹面镜, 然后凹面镜再反射回增益区直至传播到凸面镜. 在凸面镜范围内的光束将会被反射回主振荡器内继续参与振荡, 其余光束形成输出光. 利用 (4)–(8) 式不断迭代计算, 稳定后就可以得到主振荡器的最终输出光束. 主振荡区输出光束产生后进入放大区单次通过并最终输出, 其强度分布均匀度可以用 F 因子描述,

$$F = \frac{\bar{I}}{I_{\max}}, \quad (9)$$

式中, $\bar{I}$ 为光束的平均光强, $I_{\max}$ 是光束中的最大光强. 为了求得较为宏观的光强分布, 剔除尖峰的影响, 一般采用较低分辨率计算 F 因子 [18].

3 计算结果与分析

下面根据上述计算方法进行仿真, 设 MOPA 型 DF 激光器沿光轴方向总增益长度为 4.8 m. 在 DF 化学激光器内, 一般采用多种气流以超音速快速混合反应的方式产生增益, 流场分布较为复杂 [19]. 计算中对此进行了简化, 按照小信号增益沿气流方向呈中间强、两边弱的分布进行计算, 如图 3 所示, 并假设小信号增益只沿横向的气流方向变化. 激光波长按照 $\lambda = 3.8 \mu\text{m}$ 计算, 为了匹配增益区的形状, 凸面镜外形按矩形计算, 最终输出光斑外沿尺寸为 $3 \text{ cm} \times 9 \text{ cm}$. 通过计算不同振荡放大比的情况, 分别得到了在主振荡器输出和放大器输出位置上的光束的近场强度分布, 如图 4 所示.

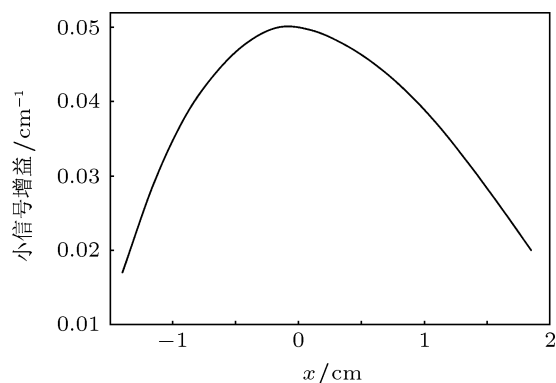


图3 小信号增益曲线

从图 4 可以看出, 主振部分采用共焦非稳腔时产生的输出光束为空心环形, 且其形状与输出镜的外形有关. 在增益总长度一定的情况下, MOPA 结构的振荡放大比越大, 主振部分的输出功率越高, 谐振腔内镜面承受的功率密度越大; 而振荡放大比越小, 放大级输出的空心部分衍射放大效应越明显, 这是因为放大级部分相对越来越长造成的. 一方面光束传播距离增加将会使得空心内衍射条纹增多, 另一方面较长放大级本身的增益又对空心内的衍射条纹进行了放大. 此外, 不同振荡放大比对放大级中的 ASE 也有较大影响. 利用文献 [10] 的结论可知, 在放大级中 ASE 能流极大值靠近放大级的入口处. 在增益总长一定的情况下, 振荡放大比越小, 则主振荡器输出功率越小, ASE 峰值光强随入射光强的减小而增大, 放大级越长 ASE 的影响越大. 因而要避免振荡放大比过小的 DF 化学激光器.

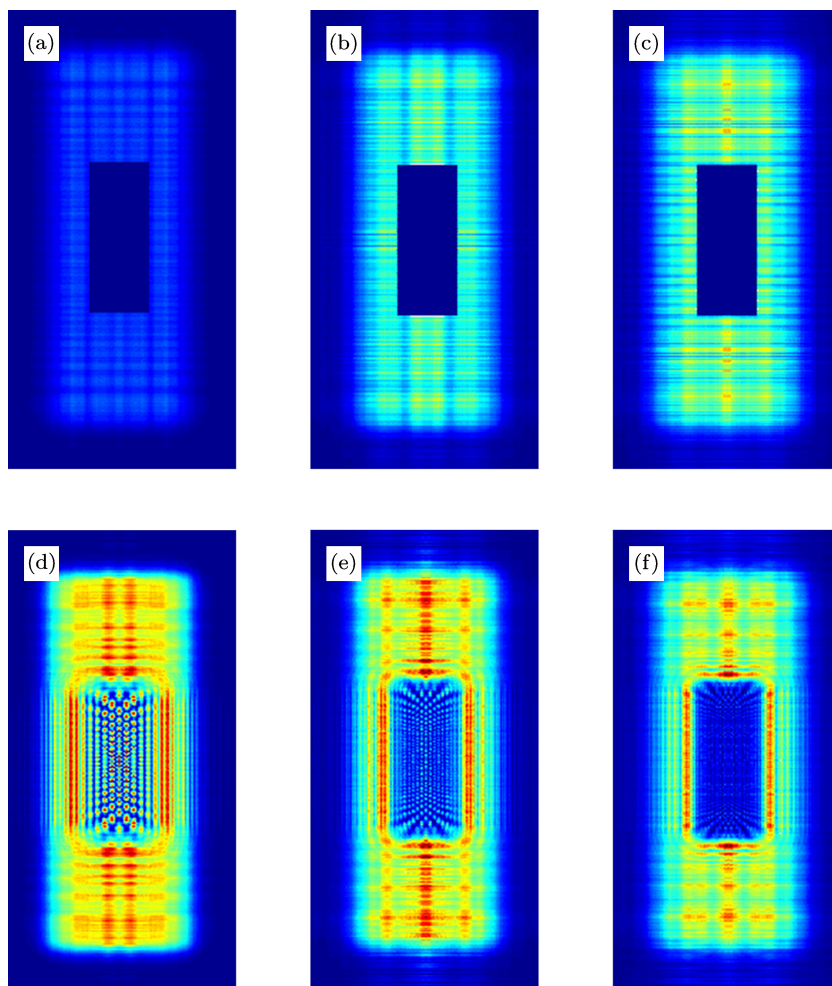


图4 不同振荡放大比的激光主振部分及放大级输出的近场强度分布图 (a) 1:4 主振输出; (b) 1:1 主振输出; (c) 2:1 主振输出; (d) 1:4 放大级输出; (e) 1:1 放大级输出; (f) 2:1 放大级输出

如果不考虑空心部分, 只对环形激光束进行分析, 可使用 F 因子来描述其强度分布的均匀度. 为了从宏观的角度来描述强度分布, 计算时采用了较低分辨率. 如图5所示, 对环形光束进行网格划分, 共分为32个部分, 对每个部分的光束取平均作为一个较低分辨率的图像, 然后再利用(9)式进行计算. 计算的结果如表1所示, 可以看出随着振荡放大比的增大输出光束的均匀度有所改善, 但影响不大. 另外, 上述计算中没有考虑镜面面型误差和其他像差, 因而计算所得的输出光束相位接近于平面波, 得到的上述几种不同比例的远场发散角相差很小, 对远场光斑光束质量影响不大.

最后, 在增益总长度不变的情况下, 通过计算多种振荡放大比的 MOPA 激光输出, 得到了输出功率随振荡放大比的变化趋势. 如图6所示, 当振荡放大比过小时, 主振部分输出功率太小而影响到了后续放大级的能量提取效率, 因而功率较低; 随着

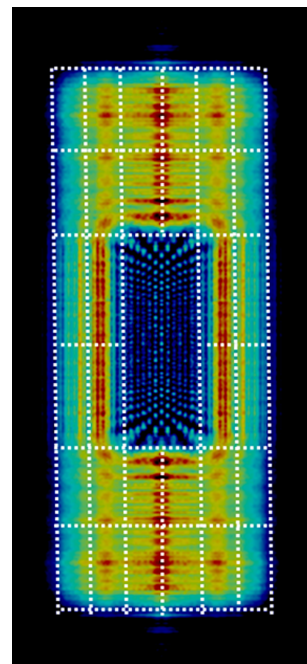


图5 计算 F 因子时的网格划分示意图

表1 同振荡放大比输出光束的 F 因子

振荡放大比	1:4	1:1	2:1
F 因子	0.57	0.58	0.59

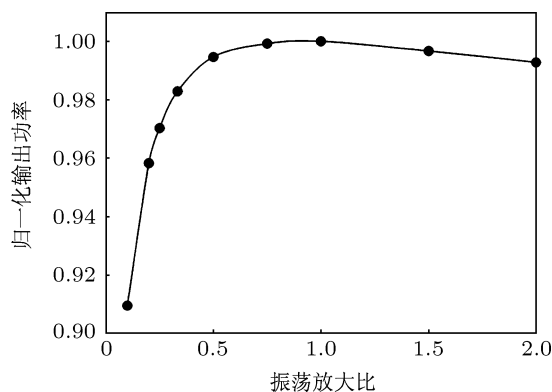


图6 不同振荡放大比的激光输出功率比较

振荡放大比的增大, 输出功率逐步提升; 当振荡放大比增大到一定程度, 主振部分过长将导致较大的腔损耗, 最终的输出功率会略有下降. 本算例中最佳的振荡放大比为 1:1. 但经过更多的计算表明, 主振部分不同的输出耦合率、不同的增益总体规模以及不同的损耗情况等会使振荡放大比对功率的

影响曲线产生变化, 在某些情况下, 最终输出功率随振荡放大比增大而单调上升, 这意味着在此种情况下采用单通腔得到的功率最大. 因此, 在应用中须根据实际的参数进行计算, 以得到特定条件下的最优结果.

4 结 论

在增益总长度和总体积一定的情况下, MOPA 结构的 DF 化学激光器的不同振荡放大比对最终输出光束的强度均匀性和输出功率都会产生影响. 通过计算可以看出, 振荡放大比越大, 主振荡部分输出的能量越高, 谐振腔内功率密度越大, 对腔内镜片的承受能力要求越高; 振荡放大比越小, 最终输出光束的衍射放大效应越明显, 对应用不利, 可使用空心反射镜将杂光去除. 振荡放大比对功率的影响较为复杂, 输出耦合率、增益总规模、各种损耗等因素对其都有影响. 在实际应用中, 按照一组特定参数通过计算就可以得出功率随振荡放大比的变化曲线, 综合考虑其对光束质量的影响便可确定最优的比值. 以上模拟计算可对连续波高能化学激光的研究提供重要的理论依据.

- [1] Sang F T, Zhou D Z, Jin Y Q, Zhuang Q 2000 *Chemical Laser* (Beijing: Chemical Industry Press) p2 (in Chinese) [桑凤亭, 周大正, 金玉奇, 庄琦 2000 化学激光 (北京: 化学工业出版社) 第 2 页]
- [2] Li G F, Duo L P, Jin Y Q, Yu H J, Wang J, Wang D Z, Sang F T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 104204 (in Chinese) [李国富, 多丽萍, 金玉奇, 于海军, 汪建, 王德真, 桑凤亭 2012 物理学报 **61** 104204]
- [3] Li G F, Duo L P, Jin Y Q, Yu H J, Wang D Z, Sang F T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4672 (in Chinese) [李国富, 多丽萍, 金玉奇, 于海军, 王德真, 桑凤亭 2010 物理学报 **59** 4672]
- [4] John W, Jacqueline G G 2000 *Technology Review Journal—Millennium Issue Fall/Winter* 69
- [5] Wilson L E 1980 *J. de Phys.* **C9** 1
- [6] Hua W H, Jiang Z F, Zhao Y J 1997 *Chinese Journal of Lasers* **24** 221 (in Chinese) [华卫红, 姜宗福, 赵伊君 1997 中国激光 **24** 221]
- [7] Wade R C 1993 *SPIE* **1868** 334
- [8] Jin D H, Liu W G, Chen X, Lu Q S, Zhao Y J 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1015 (in Chinese) [靳冬欢, 刘文广, 陈星, 陆启生, 赵伊君 2012 强激光与粒子束 **24** 1015]
- [9] Sentman L H, Carroll D, Gilmore J, Theodoropoulos P, Waldo R 1987 *AIAA, Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Laser conference 19th Honolulu HI June 8-10, 1987*, p10
- [10] Chen X, Liu W G, Jiang Z F, Jin D H 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 885 (in Chinese) [陈星, 刘文广, 姜宗福, 靳冬欢 2011 强激光与粒子束 **23** 885]
- [11] Chen X, Liu W G, Jiang Z F 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 764
- [12] Chen X, Liu W G, Jiang Z F, Jin D H 2012 *Optik- Int. J. Light Electron Opt.* (in press)
- [13] Zhang X, Liu W G 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1033 (in Chinese) [张骁, 刘文广 2012 强激光与粒子束 **24** 1033]
- [14] Fox A G, Li T 1961 *Bell System Technical Journal* **40** 453
- [15] Sziklas E A, Siegman A E 1975 *Applied Optics* **14** 1874
- [16] Cheng Y Y, Jiang C, Wang Y Q, Hu J, Li J R 2005 *Chinese Journal of Computational Physics* **22** 449 (in Chinese) [程愿应, 江超, 王义青, 胡进, 李家熔 2005 计算物理 **22** 449]
- [17] Zhang X, Liu W G 2011 *Electro-Optic Technology Application* **26** 1 (in Chinese) [张骁, 刘文广 2011 光电技术应用 **26** 1]
- [18] Niu Z F, Guo J Z 2011 *Applied Laser* **31** 200 (in Chinese) [牛志峰, 郭建增 2011 应用激光 **31** 200]
- [19] Jin D H, Liu W G, Chen X, Lu Q S, Zhao Y J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 064206 (in Chinese) [靳冬欢, 刘文广, 陈星, 陆启生, 赵伊君 2012 物理学报 **61** 064206]

Numerical simulation of different ratios of oscillator to amplifier of chemical laser with MOPA configuration*

Guo Jian-Zeng^{1)2)†} Liu Tie-Gen¹⁾ Niu Zhi-Feng²⁾ Ren Xiao-Ming²⁾

1) (College of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

2) (The 718th Research Institute of CSIC, Handan 056027, China)

(Received 25 July 2012; revised manuscript received 8 November 2012)

Abstract

Master oscillator power-amplifier (MOPA) configuration was widely used in high-power laser system. In order to find the optimal ratio of oscillator to amplifier, influences of this ratio on the near-field intensity distribution and the output power were studied. Fast Fourier transform method was used to calculate the near-field intensity distribution and the powers at the ratios of 1:4, 1:1 and 2:1. The simulation results indicated that when the total volume of the gain is constant, the output power of the oscillator increases with the ratio. The results also showed that the diffraction influence increases with the length of the amplifier. It was noted that the ultimate output power of the laser system was affected by the ratio of oscillator to amplifier intensity, when the laser was run at the same gain distribution, saturable intensity, amplification of the unstable oscillator, size of the whole laser and various losses of the cavity.

Keywords: master oscillator power-Amplifier, resonator, near field intensity, beam quality

PACS: 42.55.Ks, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.62.074203

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China.

† Corresponding author. E-mail: Guojianzeng718@126.com