

二维源射流混合介质光学性质的实验研究

俞 刚 李建国 刘文杰 杨仕润

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

Experimental study of optical properties for a medium of 2-D source jet mixing flow

Yu Gang, Li Jianguo, Liu Wenjie, Yang Shirun

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract: The experimental studies of near field phase error, wave front interpretation with Zernike polynomials and far field Fraunhofer diffraction integration for 2-D source jet mixing flow were conducted. The results would be useful for COIL.

Key words: source jet mixing, near field phase distortion

引 言

在化学激光器中, 流动与混合是产生激光的重要过程。但是由此引起的介质折射率不均匀对光束质量有害, 它引起近场波阵面畸变, 减少远场聚焦焦斑的能量^[1]。因此, 寻找一种兼顾提高功率与保证光束质量的有效混合方式, 同时发展一种鉴别介质光学性质和光束质量测量的手段具有重要的现实意义^[2]。Sutton, G. W.^[3,4]和 Christiansen, W. H.^[5]等人开创了这个研究主题。现在我们感兴趣的是分子量悬殊的两种气流混合介质光学性质问题, 它对改进化学氧碘激光光束质量十分重要。

二维源射流混合^[6]是指喷嘴出口尺寸非常狭小的射流混合流动。我们用数字激光 M-Z 干涉系统^[7]对二维源射流混合介质的光学性质进行了实验研究, 通过对平行和垂直于射流混合层两个方向的近场相位测量, Zernike 多项式拟合以及远场 Fraunhofer 衍射积分计算, 结果表明, 二维源射流混合为化学氧碘激光腔中分子量悬殊的介质混合提供了一种有效的方法。

一、基本分析

气体密度与折射率的关系^[8]

$$n - 1 = K\rho \quad (1)$$

式中 K 为 Gladstone-Dale 常数, n 为折射率, ρ 为气体密度。

在等温等压混合条件下并利用理想气体状态方程经过推导可得混合气体的折射率分布与密度分布

$$\Delta n(x, y) = \Delta N(x, y)\lambda/L = \Delta\phi(x, y)\lambda/2\pi L \quad (2)$$

$$\rho(x, y) = \rho_0 + \frac{\lambda(1 - M_a/M_s)}{2\pi L(K_s - K_a M_a/M_s)} \Delta\phi(x, y) \quad (3)$$

式中 $\Delta N(x, y)$ 为干涉条纹级数的变化; $\Delta\phi(x, y)$ 为相位变化; L 为光穿过的介质厚度; λ 为波长; M 为分子量, 下标 a 代表空气, s 代表 SF_6 气体。当 $\langle \Delta\phi \rangle^2$ 不大时可用近似公式

$$S_1 = \exp[\langle \Delta\phi \rangle^2] \quad (4)$$

计算归一化远场峰值强度, 即 Strehl 比。

波阵面相位实验数据可用 Zernike 多项式拟合^[9,10]

$$\phi(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{\infty} a_j z_j(\mathbf{r}) \quad (5)$$

展开系数 a_j 不但给出各种现象差大小的信息, 还可以用来计算 Strehl 比

$$S_2 = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \sum_{j=2}^{\infty} a_j^2 \quad (6)$$

如果将一二级像差修正,

$$S_3 = 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \sum_{j=7}^{\infty} a_j^2 \quad (7)$$

Strehl 比的精确值可用 Fraunhofer 积分计算。当光束直径为 D , 距离 $z \gg \frac{D^2}{\lambda}$ 时,

$$E(x, y) = \frac{\exp[z + (x^2 + y^2)/2z]}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda}(xx_1 + yy_1)/z\right] dx_1 dy_1 \quad (8)$$

远场光强

$$I(x, y) = E(x, y) \cdot \bar{E}(x, y) \quad (9)$$

二、实验装置

由于实验段内为负压, 空气的成分与实际的化学氧碘激光泵浦气流较接近, 所以混合气流的主流可利用空气, 并且直接从大气吸入。如图 1 所示, 整个实验装置类似于一吸入式风洞。为了获得匀直的低紊流度气流, 设计了气流扩散器, 三层整流网以及 8:1 的收缩段。实验段的压力和速度由进口临界喷管流量计和出口真空泵节流阀加以控制。实验段尺寸为 $9 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$ 。 SF_6 的分子量与 I 接近, 由置于实验段入口中心位置流线型叶片尾部的狭缝注入。狭缝尺寸为 $0.25 \text{ mm} \times 90 \text{ mm}$, 相当于二维源射流喷管。实验段垂直放置, 气流从上而下以消除重力影响。此外也便于不同方向光路的安排。

三、数字式激光 M-Z 干涉系统(DLIS)

我们发展了数字式激光干涉系统作为介质光学性质鉴别和光束质量研究的主要手段^[11-17]。该系统由激光 M-Z 干涉仪和干涉图计算机自动处理系统(ICAPS)组成, 如图 2 所示。干涉仪视场范围为 $\phi 150 \text{ mm}$, 配以脉冲(红宝石激光器)和连续(He-Ne 激光器)两套光源。对于速度不太高变化不太快的过程, 若 30 ms 曝光时间成像清晰, 则用 He-Ne 激光并通过 CCD 摄像机输入录像机记录并用 ICAPS 处理。ICAPS 的硬件由加拿大 PIP 1024 B 伪彩色图像

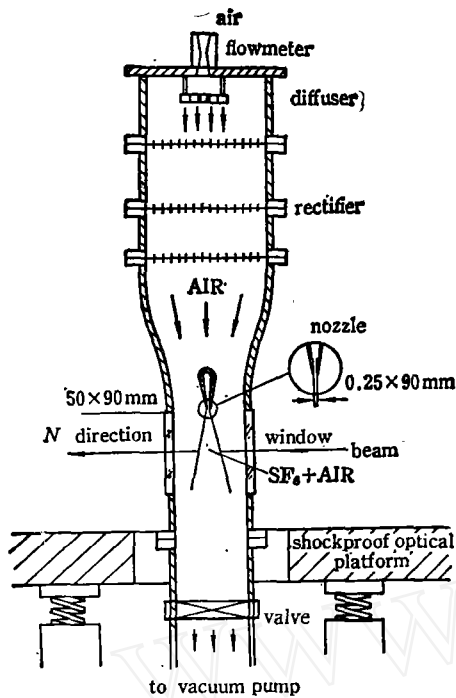


Fig. 1 Schematic diagram of 2-D source jet mixing test device

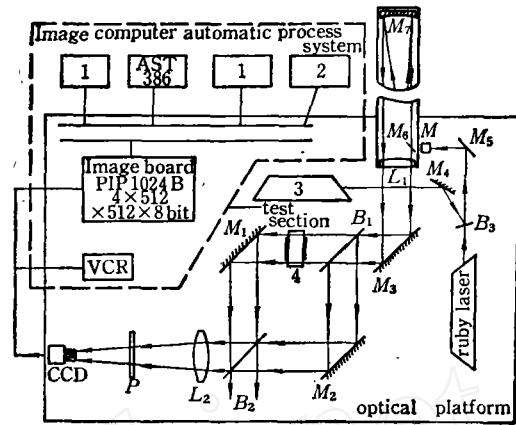


Fig. 2 Schematic diagram of digital laser M-Z interferometer

1—monitor; 2—printer; 3—He-Ne laser; L_1 —lens; B_{1-3} —part reflector; M_{1-7} —reflector; P —screen; M —convex lens filter

板和 AST 386 微机等组成。

干涉图处理的关键是干涉条纹的细化和骨架坐标的提取。通常, 条纹灰度值的极大、极小和边缘是比较容易判别的位置。为了确保骨架坐标的精度, 参考 Friedhelm, B. 的工作^[12], 分别试验了浮动阈值等 5 种条纹细化方法并对结果进行了分析。结果表明 ICAPS 有不低于 $1/50$ 波长的处理精度。

四、结果与讨论

在典型实验条件下, 空气流速 40 m/s , 压力 15 Torr , SF_6 气流音速注入与空气混合的摩尔比为 $x_{\text{SF}_6} : x_{\text{Air}} = 1:4$ 。图 3(a) 和 (b) 分别为光束垂直 (简称 N 向) 和平行 (简称 P 向) 射流混合层所得的 M-Z 干涉图。图中自由区的条纹不直是镜面不够标准造成的。但是这不影响数据处理结果, 因为在计算相位差时要和参考条纹相减。参考图指无 SF_6 射流所得干涉图。图 4(a) 与 (b) 分别为经过细化处理并与各自的参考图叠加的图。图中自由区的条纹重合得非常好, 下游很小的条纹位移仍然清晰可辨, 说明 ICAPS 具有高精度度。

图 5 是根据干涉条纹位移所得的相位变化数据绘制的相位分布三维图, z 轴为相位差, 以波长计。低阶像差, 特别是一阶像差 (Tilt) 在 N 向中表现得十分明显。这是混合层不断加厚的缘故。此外, 高阶像差使波阵面起皱, 但变化很小。在 P 向, 距喷嘴出口较近的区域由于 SF_6 来不及与空气很好地混合, 造成相位陡峭变化, 随着混合往下游逐渐均匀化, 波阵面趋于平

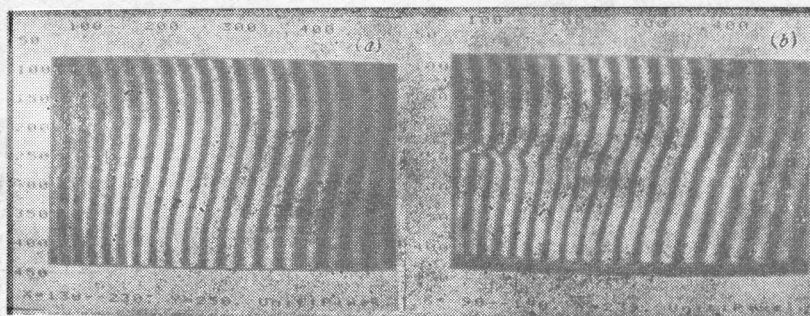


Fig. 3

(a) M-Z interferogram (N). $V_{\text{air}}=40\text{m/s}$, $P=15\text{Torr}$, SF_6 jet from left;
 (b) M-Z interferogram (P). $V_{\text{air}}=40\text{m/s}$, $P=15\text{Torr}$, SF_6 jet from left

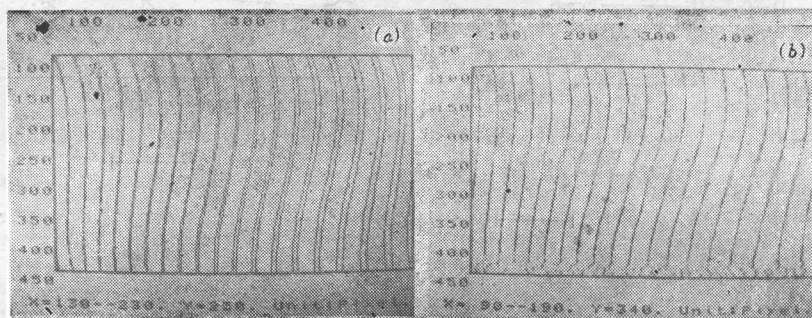


Fig. 4

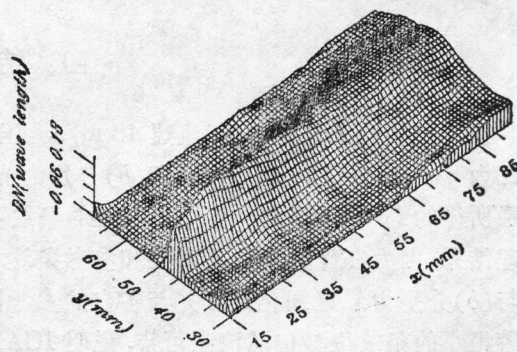
(a) Overlap of the interferograms (N); (b) Overlap of the interferograms (P)

坦。

图6为百分比均方密度偏差 $\langle \Delta\rho \rangle / \rho$ 随流动距离的变化。 N 向的 $\langle \Delta\rho \rangle / \rho \sim x$ 分布很平坦而且 $\langle \Delta\rho \rangle / \rho$ 值很小, P 向的 $\langle \Delta\rho \rangle / \rho$ 值大但衰减得很快, 在下游 8 cm 处两个方向的 $\langle \Delta\rho \rangle / \rho$ 值都达到较低的值 0.04~0.05。

图7为用公式(8)计算的 P 向远场光强图样, 出射光瞳中心位于图中的 $x=3.6\text{ cm}$, $y=5\text{ cm}$ 处, 光束直径 3.8 cm。在图5中 y 方向相位的陡峭变化造成图7中能量在 y 方向的分散, 形成两个较大的边瓣, 对Strehl比有明显的影 响, 降低到 0.9。由 Zernike 多项式系数分析, 除了 y 方向的二阶球差外, 高阶的偶次像差仍占一定比例^[13]。

表1给出了一组 P 向的 $\langle \Delta N \rangle$ (波长计), $\langle \Delta\phi \rangle$ (弧度计), $\langle \Delta\rho \rangle / \rho$ 以及用公式(4)、(6)、(7)计算的 S_1S_2 和 S_3 随流动距离的变化数据, 光束直径 3.8 cm。Mahajan, V. N.^[14] 曾对公式(4)和(6)作过研究比较, 发现当 $\langle \Delta N \rangle$ 不大于 0.08 时两者相差甚微。从我们的表中也可看出两者一致。在 $x=40\text{ mm}$ 处出现了一些差别,

Fig. 5 Wavefront of beam in near-field (P)

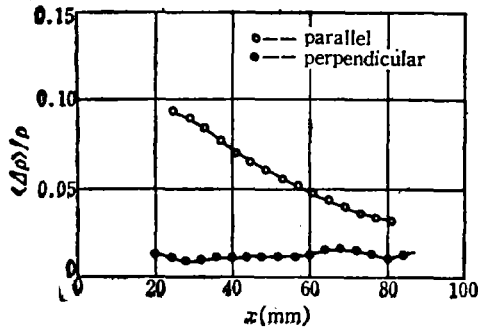


Fig. 6 $\langle \Delta \rho \rangle / \rho$ for different x
beam diameter 3.8 cm

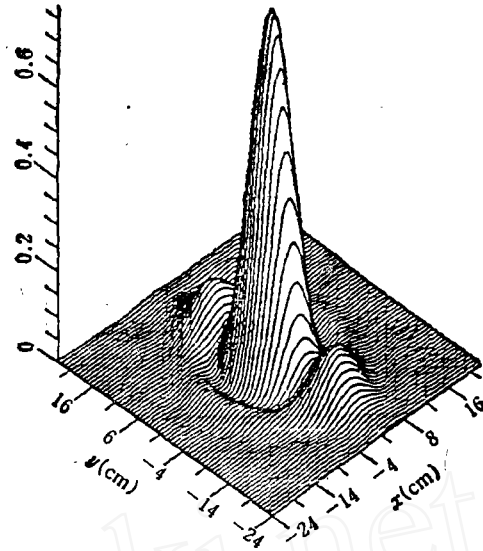


Fig. 7 Far-field intensity pattern (P)
beam diameter 3.8 cm, center (3.6 cm, 5 cm)

$S_1=0.7862$, $S_2=0.8251$, 其原因是用公式(4)时要求一二阶像差是修正过的。在图7中已分析过,这一区域存在不容忽略的二阶球差,所以用(4)式计算的 S_1 偏低,用公式(6)比较安全可靠,因为 Zernike 多项式展开的显著优点就是不同级的像差自动“平衡”,以获得最大可能的 Strehl 比。 S_3 是修正了一二阶像差之后可能达到的 Strehl 比。表中 S_3 明显大于 S_2 说明外光路补偿的重要性。

Table 1 Parallel to jet

x (mm)	$\langle \Delta N \rangle$	$\langle \Delta \phi \rangle$	$\langle \Delta \phi \rangle^2$	$\langle \Delta \rho \rangle / \rho$	I_1/I_0	I_2/I_0	I_3/I_0
36.0	0.0796	0.5003	0.2503	0.0807	0.7786	0.8300	0.9368
40.0	0.0781	0.4904	0.2405	0.788	0.7862	0.8251	0.9367
48.0	0.0711	0.4470	0.1998	0.715	0.8189	0.8355	0.9463
56.0	0.0641	0.4026	0.1621	0.640	0.8503	0.5875	0.9613
64.0	0.0575	0.3612	0.1304	0.570	0.8777	0.8802	0.9736
72.0	0.0515	0.3236	0.1047	0.506	0.9006	0.9008	0.9797
80.0	0.0437	0.2743	0.0752	0.425	0.9275	0.9274	0.9850

Radius=19 mm

Wavelength=6328

表2给出 N 向相位变化和 Strehl 比随光束直径加大而变化的一组典型数据,光束中心位于(8 cm, 5 cm)。由于主要像差成分是倾斜,高阶像差甚微,在修正了倾斜之后 Strehl 比可接近于1。此外,在表2中 $S_2=0.9293$ 对应 $\langle \Delta \rho \rangle / \rho=0.0589$,而表1中 $S_2=0.9274$ 对应 $\langle \Delta \rho \rangle / \rho=0.0425$ 。这说明 Strehl 比不仅与 $\langle \Delta \rho \rangle / \rho$ 的值有关,而且与流动的细微结构有关,即使相同的 $\langle \Delta \rho \rangle / \rho$ 值,不同的流动结构可能产生不同的 Strehl 比,因为象差是与流动结构有关的。这个问题有必要做深入研究。

Table 2 Perpendicular to jet

$R(\text{mm})$	$\langle \Delta N \rangle$	$\langle \Delta \phi \rangle$	$\langle \Delta \phi \rangle^2$	$\langle \Delta \rho \rangle / \rho$	I_1/I_0	I_2/I_0	I_3/I_0
2.0	0.0090	0.0564	0.0032	0.0120	0.9968	0.9967	0.9976
4.0	0.0085	0.0534	0.0029	0.0115	0.9971	0.9972	0.9992
6.0	0.0144	0.0903	0.0082	0.0194	0.9919	0.9930	0.9991
8.0	0.0196	0.1233	0.0152	0.0264	0.9849	0.9862	0.9994
10.0	0.0245	0.1538	0.0237	0.0330	0.9766	0.9782	0.9997
12.0	0.0289	0.1813	0.0329	0.0389	0.9677	0.9693	0.9996
14.0	0.0330	0.2074	0.0430	0.0445	0.9579	0.9596	0.9995
16.0	0.0370	0.2327	0.0542	0.0500	0.9473	0.9489	0.9996
18.0	0.0410	0.2575	0.0663	0.0553	0.9358	0.9374	0.9997
19.0	0.0436	0.2740	0.0751	0.0589	0.9277	0.9293	0.9997

作者十分感谢邬传保和吴宝根在实验过程中的帮助和许多有益的讨论。感谢范清玲对试验装置的设计和加工所做的努力。

参 考 文 献

- 1 R. W. F. Gross, J. F. Bott, Handbook of Chemical Lasers, John Wiley & Sons, 1976
- 2 APS Study, *Rev. Mod. Phys.*, **59**(3), Part II(1987)
- 3 G. W. Sutton, *AIAA J.*, **7**(9), 1969
- 4 B. T. Vu, O. W. Sutton, AIAA paper, 80-1414
- 5 W. H. Christiansen *et al.*, A Study of Inhomogeneous Shear Layers and Their Effect on Laser Beam Degradation, 5th GCL Symposium, Oxford, Aug. 20~24, 1984
- 6 谢象春, 湍流射流理论与计算, 科学出版社, 1975
- 7 杨士润, 俞刚, 力学与实践, **13**(2), 21(1991)
- 8 H. W. Liepmen, A. Roshko, Elements of Gas Dynamics, Wiley, New York, 1952
- 9 J. Y. Wang, D. E. Silva, *Appl. Opt.*, **19**(9), 1510(1980)
- 10 S. N. Bezdid'ko, *Sov. J. Opt. Technol.*, **41**(9), (1974)
- 11 刘文杰, 俞刚, 气动实验与测量, (2), (1991)
- 12 B. Friedhelm, Y. H. Yu, *Opt. Engineering*, **24**(3), 429(1985)
- 13 俞刚, 李建国, 杨士润, 待发表
- 14 V. N. Mahajan, *J. Opt. Soc. Am.*, **73**(6), 860(1983)

(收稿日期: 1990年3月5日; 修改稿收到日期: 1990年7月23日)