科学通报 2010 年 第 55 卷 第 13 期：1227 ~ 1232
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

超声速混合层密度场测量与近似重构

赵玉新, 易仕和, 何霖, 田立丰

国防科技大学航天与材料工程学院, 长沙 410073
E-mail: zyx_nudt@yahoo.com.cn

2009-06-26 收稿, 2009-09-13 接受
国家自然科学基金(批准号: 10672178)资助项目

摘要 利用纳米示踪粒子研究了超声速混合层的密度场结构. 探讨了基于实验图像的密度场校准方法, 采用斜激波实验校准了示踪粒子浓度与当地流场密度之间的关系. 针对混合层流动图像的实际特征, 校准了光强分布不均匀对密度场测量的影响. 以对流马赫数 0.12 混合层为研究对象, 测量得到了相应的密度场结构. 根据混合层展向结构的涡结构特征和流向的密度场分布, 近似重构了超声速混合层的密度场, 所得到的密度场结构较好地反映了混合层流动的三维特征.

关键词
纳米粒子
超声速混合层
密度场

超声速流动的高时空分辨率密度场测量是一个困扰实验流体力学研究人员的难题. 传统的流动成像方法(如纹影、阴影)是基于流场密度变化导致光线偏折来研究流场结构[1~5]. 从理论上讲, 可以通过精确控制实验条件, 采用纹影或阴影方法进行密度场测量, 但基于光线偏折的方法都有一个共同的缺点, 就是流场图像所反映的是光线传输路径上密度场变化的积分, 因此无法实现流场三维空间结构的测量. 平面激光流动成像技术可在一定程度上消除积分效应, 该类技术利用示踪物跟随流体一起运动, 并根据示踪物的光散射或激发特性分析流场的结构, 可以获取定量的多参数流场信息, 如密度[6]、温度[7]、压力[8]、组分[9]和速度[10,11]的全场测量. 这类技术的优点在于它们所记录的是流场特定位置的示踪物的信息, 并可根据所研究流场的具体情况对其局部或整体特征进行观测, 因此可以实现多分辨率的三维流动成像与测量.

目前, 利用光散射特性的成像方法主要包括平面激光 Mie 散射(PLMS)[12]、滤波瑞利散射(FRS)[13]、粒子图像测速技术(PIV)[14,15]以及多普勒全场测速技术(DGV)[16]; 利用光激发特性的成像方法包括激光诱导荧光技术(LIF)[17]、分子标记测速技术(MTV)[18]以及相干反斯托克斯拉曼散射技术(CARS)[19]等. 虽然这些技术已经在实验流体力学领域得到广泛应用, 但由于超声速流动受到可压缩性、激波、不稳定性以及湍流等因素的影响, 相应的密度场测量技术面临诸多困难. 基于 LIF 和 FRS 的密度场测量方法得到了一定的应用[20,21], 但应用于超声速流场中也存在一定的问题: LIF 的荧光信号一般只能靠 ICCD 才能捕捉到, 测量结果信噪比较低; FRS 的光散射信号与散射分子直径的六次方成反比, 因此信号强度较弱, 对应的空间分辨率也差一些. 本文采用新近提出的基于纳米粒子的平面激光散射技术(NPLS)研究了超声速混合层流场结构[22,23], 利用 NPLS 具有良好的粒子跟随性和高时空分辨率的特点, 探讨基于 NPLS 图像的密度场校准和测量方法, 并实现三维瞬态的超声速混合层的密度场测量与重构.

1 实验装置

在流动精细结构的实验研究领域, 超声速混合层对风洞设计的要求远远高于不可压缩流动. 由于不稳定性的存在, 边界条件的任何微小扰动都可能改变混合层的流场结构, 这一特征对实验装置的设计提出了严峻的挑战. 目前已有很多研究超声速混

英文版见: Zhao Y X, Yi S H, He L, et al. Density field measurement and approximate reconstruction of supersonic mixing layer. Chinese Sci Bull, 2010, 55, doi: 10.1007/s11434-010-0222-3

合层流场结构的风洞, 其中以 Yu[24], Urban[25~27]以及 Cutler[28]设计的剪切混合风洞最为典型, 但是他们所设计的风洞难以消除来流的各种扰动, 相应的混合层流场存在很大的扰动, 甚至出现很多激波结构, 这对研究混合层密度场结构是极为不利的.

超声速混合层风洞是一种特殊的风洞, 在设计中所需考虑的主要无量纲参数是对流马赫数 Mc. 对流马赫数的概念是 Bogdanoff[29]于 1983 年首次提出的, 随后 Papamoschou 与 Roshko(1988)将对流马赫数的定义细化, 并将大量的实验数据拟合到单一曲线[30]. 所谓对流马赫数是指, 假定混合层内的拟序结构对流速度为 U_c, 如果以运动速度为 U_c 的坐标系为参考系, 则高低速层的对流马赫数分别为

$$Mc_1=\frac{U_1-U_c}{a_1},\ Mc_2=\frac{U_2-U_c}{a_2}, \tag{1}$$

其中 U 和 a 分别为高低速层的速度和声速, 下标“1”代表低速层, “2”代表高速层. 根据压力匹配条件和等熵关系式有

$$\left(1+\frac{\gamma_1-1}{2}Mc_1^2\right)^{\left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1-1}\right)}=\left(1+\frac{\gamma_2-1}{2}Mc_2^2\right)^{\left(\frac{\gamma_2}{\gamma_2-1}\right)}, \tag{2}$$

其中 γ_1 和 γ_2 分别为高低速层气体的比热比, 如果二者相等, 即 $\gamma_1=\gamma_2$, 则有

$$Mc_1=Mc_2=\frac{U_1-U_2}{a_1+a_2}. \tag{3}$$

对流马赫数的大小决定了混合层的增长速度以及混合层中的大尺度结构, 同时也是衡量混合层可压缩效应的重要参数. 为实现超声速混合层的密度场测量, 本文设计了能够实现对流马赫数 0.2~0.6 的吸气式双喷管超声速混合层风洞, 其示意图如图 1 所示. 风洞主体由 3 部分组成: 稳定段、双喷管与实验段, 相应的配套设备还包括总压调节器以及真空设备等. 与传统的实验设备相比, 该风洞的来流可以通过干燥器、除尘机和空调进行处理, 实现高质量的来流条件; 总压调节器可以连续调节来流总压, 实现混合层的压力匹配; 双喷管以 B-样条曲线为基础进行设计, 精度较高, 能够为混合层提供均匀的来流条件; 工作时间长达 2 min 以上, 可以完全消除风洞启动和关闭的影响, 因此远远优于激波管驱动的混合层风洞. 本文所测量的混合层流场校测参数如表 1 所示.

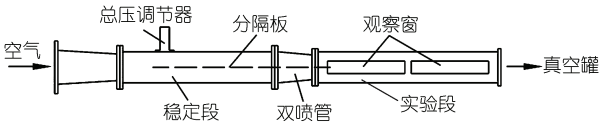

图 1 超声速混合层风洞

表 1 超声速混合层风洞流场校测结果

Mc	Ma	压力/Pa	密度/kg·m^{-3}	速度/m·s^{-1}
0.12	2.884	1077.1	0.033	619.3
	3.649	1077.1	0.046	668.1

NPLS 系统由计算机、同步控制器、CCD 相机、脉冲激光光源以及纳米粒子发生器组成. 在 NPLS 系统中, 计算机控制各部件的运行, 并保存所采集到的实验图像; 同步控制器的输入、输出参数通过计算机软件控制, 其他各部件的协同工作均由同步器所发出的指令控制; CCD 相机的曝光和脉冲激光光源的激光输出时序可根据测量目的进行调整; 准直激光束通过片光镜头转换为具有一定厚度的平面激光, 并照射所感兴趣的观察区域; 纳米粒子发生器由高压气源驱动, 输出粒子的浓度通过调节驱动压力实现. NPLS 系统工作时, 首先通过一定的撒播方式使纳米粒子与来流充分混合, 待观察区域内建立所需流场之后, 同步控制器控制激光与 CCD 的同步, 保证纳米粒子散射激光的同时 CCD 处于曝光状态. 因此, NPLS 图像所反映的是平面激光所切割的流场平面内的流动, 其曝光时间实际上就是激光脉冲的时间(6 ns), 在 6 ns 的时间间隔内, 超声速流场本身可以看成是冻结的.

根据粒子的光散射原理可知, 当流场内粒子之间间距(微米量级)远大于粒子直径(纳米量级)时, 单个粒子散射的光线经过其他粒子再次散射的效应可以忽略. 因此, CCD 接收到的纳米粒子散射光强与片光切面内的流场的粒子浓度呈线性关系, 在 CCD 线性度较好的光强范围内, 流动图像的灰度值与粒子浓度亦呈线性关系. 由于纳米粒子具有良好的流动跟随性能, 若已知所关心的流场区域边界的粒子浓度分布, 那么粒子浓度的变化所反映的就是流场内部的密度变化及掺混情况. 正是基于这一特征, NPLS 方法非常适合于测量密度变化较为明显的可压缩流场结构, 以及混合层、射流和横向喷流等混合结构.

2 密度场校准方法

在保证驻室粒子浓度均匀的前提下, 流场的

NPLS 图像所反映的是未经校准的密度场，通过校准 NPLS 图像可以得到流动的密度场分布. 研究表明，NPLS 图像的灰度分布主要与流场中纳米粒子浓度及入射光强的分布有关. 由于纳米粒子发生器可以有效地控制撒播到流场中的纳米粒子的浓度和均匀度，所以从 NPLS 图像计算密度场的关键问题是如何校准入射光强分布的不均匀，并最终确定图像灰度与流场密度之间的关系.

2.1 光强分布不均匀的校准

在 NPLS 实验中，纳米粒子的浓度要适中，过大会影响流动自身的结构，过小则达不到流动成像所需要的信噪比. 在实际测量中，一般要保证在平均密度下每个纳米粒子成像在一个像素上，且相邻粒子的图像尽量不相互重叠. 由此得到的 NPLS 图像，就单个像素而言，其灰度值仅对应单个粒子的散射光强，而与流场的密度无关. 若要由 NPLS 图像得到粒子浓度，应该针对多个像素取其灰度的统计平均值，这与粒子图像测速技术中的查问区窗口是类似的. 查问窗口越大，查问区内单个粒子位置分布随机性的影响越小，测量精度越高，但相应的空间分辨率越低，因此需要根据测量的实际条件和要求选择合适的窗口大小. 假设查问区窗口为 $m\times n$ 个像素，那么其平均灰度值 $\bar{f}$ 为

$$\bar{f}=\sum_{m}\sum_{n}f(m,n)\Big/(m\times n). \tag{4}$$

在进行光强分布不均匀校准时，如果纳米粒子浓度分布均匀，那么所对应的 NPLS 图像的灰度分布不均匀所反映的正是光强分布不均匀性，该不均匀性可以由(4)式给出的平均灰度值 $\bar{f}$ 定量度量. 设校准区域内共有 k 个查问窗口，所对应的平均灰度值为 $\bar{f}_i(i=1,2,...k)$，取某一查问区为参考，其平均灰度值为 $\bar{f}_{\mathrm{ref}}$，由此可以将图像内所有查问区的无量纲灰度值表示为 $L_i=\bar{f}_i/\bar{f}_{\mathrm{ref}}(i=1,2,...k)$. 在激光强度和片光位置不变的前提下，$L_i$ 的分布是不变的，由此可以校准光强分布不均匀所带来的误差. 对于本文的超声速混合层 NPLS 实验来说，片光镜头焦距较长(500~1000 mm)，相比之下，流场在片光入射的方向上尺寸很小(<50 mm)，此时可以将光强分布看成是沿混合层流向的单变量函数 $L_i(x)$，这在一定程度上降低了密度场校准的复杂性.

2.2 图像灰度与流场密度之间关系的校准

根据光强分布校准函数可以得到流场的相对密度分布，此时需要校准 NPLS 图像灰度值和密度的对应关系才能得到流场的绝对密度分布. 对于可压缩流动来说，在给定驻室粒子浓度的前提下，通过逐渐改变流场密度并拍摄相应的粒子图像可以拟合出灰度与密度的关系曲线.

从实验的角度来看，有多种手段可以改变流场密度，本文提出了一种便于实施的方法，该方法通过在超声速风洞中拍摄斜劈生成的激波流场来改变密度，如图 2 所示. 图 2(a)中来流条件与待测流场来流条件相同. 超声速来流经过斜劈时会产生斜激波，激波角和气流偏转角可以通过 NPLS 图像计算得到，由此可以通过斜激波关系式得到激波前后的密度分布，同时还可以从 NPLS 图像计算激波前后查问窗口的平均灰度值，这样就将流场的密度 ρ 和 NPLS 图像的

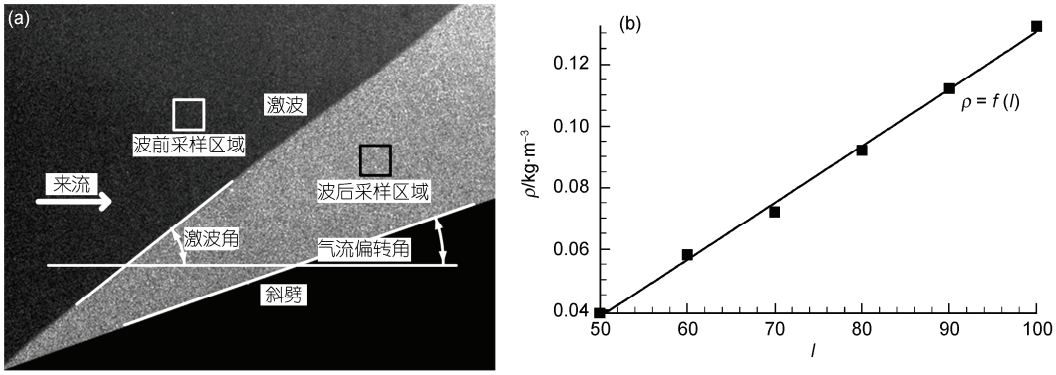

图 2 基于斜劈的密度场校准 NPLS 图像与曲线

(a) 基于斜激波的密度场校准图像; (b) 灰度值与密度之间关系的校准曲线

灰度值 I 关联起来. 改变不同的斜劈角度可以得到不同的波后密度和对应的图像灰度, 由此可以得到一组密度与灰度的对应数据, 采用适当的数据拟合方法就可以得到相应的关系曲线, 结果如图 2(b)所示, 由图可以看出, 两者基本呈线性关系.

3 超声速混合层密度场结构

前面给出了基于 NPLS 图像的密度场校准方法, 以之为基础可以测量超声速混合层的密度分布. 图 3(a)和(b)所示为 Mc=0.12 混合层在光强分布不均匀修正前后的 NPLS 图像, 其修正曲线如图 4 所示, 修正过程所使用的查问区窗口大小为 10×10 像素. 由图 3 可以看出, 修正前混合层的前段图像偏暗、中间位置偏亮, 修正后图像光强分布比较均匀. 由图 4 可以看出, 光强修正曲线较好地反映了光强分布不均匀沿混合层流向的变化规律. 在修正后混合层 NPLS 图像的基础上, 采用斜激波校准方法得到的 Mc=0.12 混合层的密度云图如图 5 所示. 由该图可以看出, 所得到的密度云图较好地反映了涡运动导致的流场密度变化, 并且明显地观察到了来流边界层内低密度气体的混合区域.

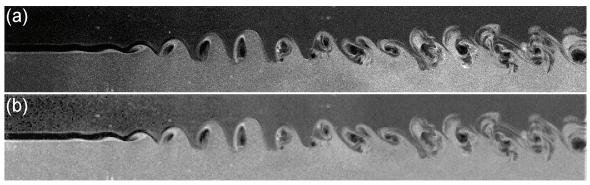

图 3 Mc=0.12 的混合层光强分布不均匀修正的 NPLS 图像
(a) 修正前; (b) 修正后

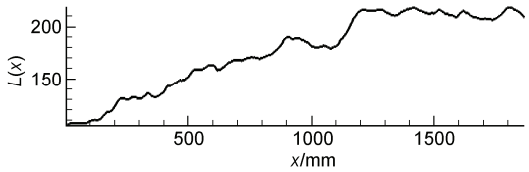

图 4 图 3 对应的光强分布不均匀修正曲线

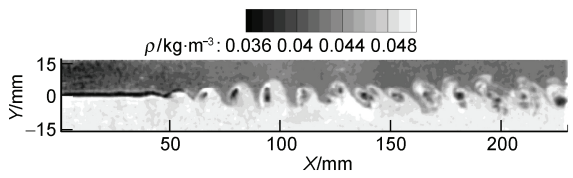

图 5 Mc=0.12 混合层密度场的 NPLS 实验结果

由超声速混合层密度场的定量测量可以看出, 基于 NPLS 方法可以定量测量其密度分布, 所提出的校准方法可以校准光强分布不均匀带来的测量误差. 由于 NPLS 技术具有时间相关特征, 所以采用该方法还可以观察到密度场随时间的演变过程. 尽管从空间分辨率和信噪比的角度来看, NPLS 方法测量密度场存在一定的优势, 但也应该看到该方法的缺点. 例如, 如果背景光比较强, 相应的光强校准函数不仅依赖于片光光强的分布, 还与实验装置的具体布置方式有关, 此时需要改进实验设置, 如使用可调谐激光光源及窄带滤波装置等.

4 密度场三维近似重构

混合层的三维性和非定常性使得密度场三维重构十分困难. 目前, 基于光线在变密度场中的传输效应测量其三维结构的方法在很大程度上受到光线积分效应的限制. 相比之下, 通过多切面测量流场三维结构的方法由来已久, Hesselink[31]详细讨论了如何通过切片的方法测量和重构三维流场, 并针对射流流场进行了三维重构. 本文所使用的方法与之类似, 分别测量超声速混合层的流向和展向结构, 然后根据各个切面的流动特征对混合层三维密度场进行近似重构.

比较典型的 Mc=0.12 超声速混合层展向结构如图 6 所示, 3 幅 NPLS 图像对应的实际流场从涡结构卷起的位置开始算起, 首尾相连, 但不具有时间相关性. 由图 6(a)可以看出, 在混合层 K-H 涡开始卷起的区域内, 展向涡是一种具有周期性的矩阵结构, 其中白色对应纳米粒子浓度较高的高速层气体, 黑色对应低速层气体. 通过对大量图像的比较和分析可以发现, 该区域内的展向涡波长与流向 K-H 涡的波长相近. 由图 6(b)可以看出, 在 K-H 涡形成之后, 混合层展向结构是具有周期性特征的条带, 其中黑/白色条带分别对应低/高速层气体. 条带本身的非对称性说明 K-H 在卷起的同时存在变形. 黑/白条带的交界面的不规则性意味着三维 K-H 涡在向下游滚转过程中存在不均匀的速度分布. 随着流动继续向下游发展, 混合层展向涡结构开始破碎, 条带特征也不再明显, 相应的流场具有极为复杂的拓扑结构, 如图 6(c)所示.

超声速混合层展向涡结构的 NPLS 图像表明, 混合层三维涡结构是二维占优结构, 但在不同流向切

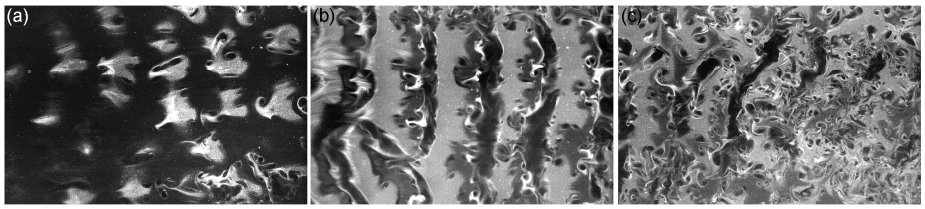

图 6　超声速混合层展向典型结构的 NPLS 图像

(a) 前段; (b) 中段; (c) 后段

面有一定的平移和变形, 若仅考虑平移效应就可以近似重构出混合层三维的密度场分布. 对于 Mc=0.12 的混合层, 其流向密度场可以通过前述校准方法得到, 流向结构在不同切面的平移距离可通过统计方法从展向涡结构的 NPLS 图像中测量得到. 由此可以通过前后平移流向涡结构构造不同切面的密度场, 并得到相应的密度场三维分布, 其等密度面如图 7 所示. 对重构的三维密度场取流向和展向剖面所得到的涡结构与 NPLS 实验结果是类似的, 这说明重构方法可在一定程度上反映出超声速混合层的三维密度场结构.

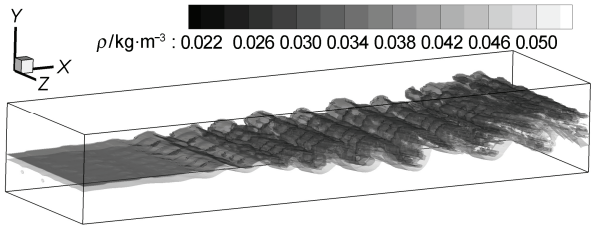

图 7　近似重构得到的超声速混合层三维密度场

5　结论

本文利用纳米示踪粒子研究了超声速混合层的密度场测量与近似重构方法. 在均匀撒播纳米示踪粒子的前提下, 图像的灰度值对应流场中纳米粒子的浓度. 由于纳米粒子具有良好的跟随性, 如果来流粒子浓度均匀, 粒子图像所反映的是未经校准的密度场. 利用斜激波校准实验可以实现示踪粒子浓度与当地流场密度之间关系的校准. 针对混合层流动图像的实际特征, 可以校准光强分布不均匀对密度场测量的影响. 在所提出的校准方法的基础上, 以对流马赫数 0.12 的混合层为研究对象, 测量得到了相应的密度场结构. 根据混合层展向涡结构特征和流向的密度场分布, 近似重构了超声速混合层的密度场, 所得到的三维密度场结构较好地反映了混合层流动的特征.

参考文献

1　Settles G S. Schlieren and Shadowgraph Techniques. New York: Springer, 2001
2　Brassington G B, Patterson J C, Lee M. A new algorithm for analyzing shadowgraph images. J Flow Vis Image Proc, 2002, 9: 25—51
3　Settles G S. Colour-coding Schlieren techniques for the optical study of heat and fluid flow. Int J Heat Fluid Flow, 1985, 6: 3—15
4　Merzkirch W. Density-sensitive whole-field flow measurement by optical speckle photography. Exp Therm Fluid Sci, 1995, 10: 435—443
5　Lauterborn W, Vogel A. Modern optical techniques in fluid mechanics. Ann Rev Fluid Mech, 1984, 16: 223—244
6　Bergmann V, Meier W, Wolff D, et al. Application of spontaneous Raman and Rayleigh scattering and 2D LIF for the characterization of a turbulent $CH_4/H_2/N_2$ jet diffusion flame. Appl Phys B, 1998, 66: 489—502
7　Forkey J N, Lempert W R, Miles R B. Accuracy limits for planar measurement of flow field velocity, temperature and pressure using filtered Rayleigh scattering. Exp Fluids, 1998, 24: 151—162
8　Boguszko M, Elliott G S. On the use of filtered Rayleigh scattering for measurements in compressible flows and thermal fields. Exp Fluids, 2005, 38: 33—49
9　Watsona K A, Lyons K M, Donbarb J M, et al. Simultaneous Rayleigh imaging and CH-PLIF measurements in a lifted jet diffusion flame. Combust Flame, 2000, 123: 252—265
10　Stanislas M, Okamoto K, Kähler C J, et al. Main results of the second international PIV challenge. Exp Fluids, 2005, 39: 170—191
11　Stier B, Koochesfahani M M. Molecular tagging velocimetry (MTV) measurements in gas phase flows. Exp Fluids, 1999, 26: 297—304
12　Herring G C, Hillard M E. Flow visualization by elastic light scattering in the boundary layer of a supersonic flow. NASA/TM-

2000-210121, 2000
13 Elliott G S, Glumac N, Carter C D. Molecular Rayleigh scattering applied to combustion and turbulence. AIAA Paper 99-0643, 1999
14 Haertig J, Havermann M, Rey C, et al. Particle image velocimetry in Mach 3.5 and 4.5 shock-tunnel flows. AIAA J, 2002, 40: 1056
15 Khalitov D A, Longmire E K. Simultaneous two phase PIV by two-parameter phase discrimination. Exp Fluids, 2002, 32: 252—268
16 Meyers J F. Doppler global velocimetry—The next generation? AIAA Paper 92-3897, 1992
17 Meyer T R, King G F, Martin G C, et al. Accuracy and resolution issues in NO/acetone PLIF measurements of gas-phase molecular mixing. Exp Fluids, 2002, 32: 603—611
18 Falco R E, Chu C C. Measurement of two dimensional fluid dynamic quantities using a photochromic grid tracing technique. Proc SPIE, 1987, 814: 706—710
19 Teets R E. Accurate convolutions of coherent anti-Stokes Raman spectra. Opt Lett, 1984, 9: 226—228
20 Gross K P, McKenzie R L, Logan P. Measurement of temperature, density, pressure, and their fluctuations in supersonic turbulence using laser-induced fluorescence. Exp Fluids, 1987, 5: 372—380
21 Miles R B, Lempert W R. Two-dimensional measurement of density, velocity, and temperature in turbulent high-speed air flows by UV Rayleigh scattering. Appl Phys B, 1990, 51: 1—7
22 Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, et al. The fractal measurement of experimental images of supersonic turbulent mixing layer. Sci China Ser G-Phys Mech Astron, 2008, 51: 1134—1143
23 Zhao Y X, Yi S H, He L, et al. The experimental study of interaction between shock wave and turbulence. Chinese Sci Bull, 2007, 52: 1297—1301
24 Yu S T. Modern CFD applications for the design of a reacting shear layer facility. AIAA-91-0577, 1991
25 Urban W D. A PIV study of compressible shear layers. In: 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, CA 94035-3032 USA, January 12—15, 1998
26 Urban W D. Planar velocity measurements in compressible mixing layers. AIAA 97-0697, 1997
27 Urban W D. Velocity field of the planar shear layer—Compressibility effects. AIAA 98–0697, 1998
28 Cutler A D. Supersonic coaxial jet experiment for CFD code validation. AIAA-99-3588, 1999
29 Bogdanoff D W. Compressibility effects in turbulent shear layers. AIAA J, 1983, 21: 926—927
30 Papamoschou D. Structure of the compressible turbulent shear layer. AIAA J, 1991, 29: 680—681
31 Hesselink L. Digital image processing in flow visualization. Ann Rev Fluid Mech, 1988, 20: 421—486