

圆形射流中心线上小尺度湍流的统计特性 及其受高频噪声的影响*

徐敏义 杜 诚 米建春†

(湍流与复杂系统国家重点实验室, 北京大学工学院, 北京 100871)

(2010年5月11日收到; 2010年5月28日收到修改稿)

本文采用热线风速仪测量了出口雷诺数为 $Re (= U_j d/\nu) = 20100$ 的圆形射流的中心线轴向速度, 其中 U_j 为动量平均出口速度, d 为喷嘴出口直径, ν 为运动黏性系数. 在有效去除热线测量数据中的高频噪声后, 作者对射流中心线上小尺度湍流统计量的变化规律进行了系统的分析. 研究发现, 射流在经过一定距离的发展后, 其小尺度统计量逐渐进入自相似状态, 湍动能平均耗散率 ε 随下游距离的增加以指数形式衰减, Kolmogorov 尺度 η , Taylor 尺度 λ 与下游距离的变化呈线性关系, 湍流雷诺数 Re_λ 以及速度一阶导数的偏斜因子 S 与平坦因子 K 均趋于常数. 与前人结果相比, 本文所获得的湍流自相似关系式中的比例系数更为严谨、合理, 同时作者还发现, 相比于湍流的大尺度运动, 湍流的小尺度运动能更早地发展到自相似状态, 并且湍流最小尺度统计量的变化规律更具有普遍性. 此外, 本文还分析了噪声对这些小尺度湍流统计量的影响, 对今后湍流小尺度研究的实验测量具有指导意义.

关键词: 恒温热线, 圆形湍射流, 耗散率, 小尺度

PACS: 47.27.wg, 47.27.eb

1. 引言

流体湍流运动中包含了广泛的流动尺度, 通常分为大尺度和小尺度. 大尺度与流场宽度同量级, 包含了大部分能量, 主导了动量、质量和热量的输运, 而小尺度由能量耗散尺度和惯性区尺度组成. 相比于大尺度湍流, 小尺度湍流具有普遍性或准普遍性, 是建立湍流模型的重要基础. 同时, 圆形射流是工业气体燃烧器的基本形式, 并且其小尺度湍流的混合是影响燃烧效果的关键因素, 因此对圆形射流小尺度湍流的研究非常重要^[1, 2]. 在对圆形射流的基本特性进行了全面分析的基础上^[1], 本文对圆形射流中的小尺度湍流展开了系统的研究.

对于高雷诺数湍流, 湍动能从大尺度涡结构传递到小尺度涡结构, 最终在湍流最小尺度通过粘性耗散掉. 因此通常认为最小尺度结构的湍动能平均耗散率 ε 等于大尺度结构的湍动能平均供应率^[2], 即

$$\varepsilon = K_\varepsilon U_0^3 / L_0, \quad (1)$$

其中 U_0 和 L_0 是局部特征速度和长度尺度, K_ε 是比

例系数, 通常认为在高雷诺数 Re 条件下, K_ε 与 Re 无关^[3]. 对于圆形射流(图1), 局部特征速度 U_0 为中心线平均速度, 局部长度尺度 L_0 为速度半宽度(即 $U(L_0) = U_0/2$). 在其自相似的远场区^[4], $U_0/U_j \approx K_U [(x-x_0)/d]^{-1}$ 和 $L_0 \approx K_L (x-x_0)$ 二式必然满足; 这里 x_0 是虚拟源点在 x 轴上的坐标, U_j 是射流出口速度及和 K_L 为比例系数. 因此, Friehe 等人^[5] 获得下列关系式:

$$\varepsilon d / U_j^3 = C_\varepsilon [(x-x_0)/d]^{-4}, \quad (2)$$

其中 $C_\varepsilon = K_\varepsilon K_U^3 K_L^{-1}$, 并且通过测量 $Re = 120000$ 的圆形射流中心线速度, 获得了比例系数 $C_\varepsilon = 48$. 这个比例系数也被 Antonia 等人^[2] 证实, 他们测量的圆形射流雷诺数范围为 55600—471000; 同时, Antonia 等人^[2] 给出了 $K_\varepsilon = 0.03$, 以及 Kolmogorov 尺度, Taylor 尺度, 湍流雷诺数在射流相似区中的变化规律. 但是, Antonia 等人的实验结果与经典统计量存在较大差别, 特别是其自相似区中心线上的湍流强度过高, $K_u = u'/U_0 = 0.32$, (其中 $u' = \langle u^2 \rangle^{1/2}$, $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均). 而经典实验结果^[4, 6, 7] 表明, 圆

* 国家高技术研究发展计划(批准号:2007AA05Z300)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jemi@coe.pku.edu.cn.

形射流自相似区中心线湍流强度为 0.23—0.27. 根据 Taylor 尺度的定义 $\lambda = u' / \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle^{1/2}$, 这种差别显然会显著影响 Taylor 尺度的统计结果, 进而影响湍流雷诺数 $Re_\lambda = u' \lambda / \nu$ 的计算结果. 而我们已发表的实验结果^[1]显示本研究中射流自相似区中心线上湍流强度位于经典结果的范围, 为 $u' = 0.23$, 这是获得合理的小尺度统计量的必要前提. 同时文献[1]中众多经典统计结果说明本文中所采用的射流装置及结果在射流研究中具有较强的代表性, 这也是我们进行射流小尺度湍流研究的基本前提.

一般来说, 小尺度湍流研究中使用的高频速度和温度信号主要来源于热线和冷线技术的测量, 但是, 由于机械滤波的局限性, 这些测量信号会不可避免地受到高频电子噪声的影响. Antonia 等人^[2, 8]通过联合使用差分器、过滤器、信号实时监控仪和频谱分析仪等仪表, 对流场中每一个测量位置的速度信号进行分析, 最后获得合适的滤波频率 f_c , 从而使正确计算速度梯度以及上述湍流微尺度成为可能, 但是他们同时^[2, 8]也指出, 在选择 f_c 的过程中有一些任意性, 这就使得测量获得的速度脉动信号可能或多或少地存在误差, 从而使通过速度信号计算的速度梯度量以及相关的小尺度湍流量存在更大的误差, 这就在一定的程度上影响了实验结果的精度. 因此, 降低乃至消除高频噪声对测量信号的影响是获得高质量小尺度湍流统计结果的必要前提. Mi 等人^[9]提出的滤波方法是基于小尺度湍流的定义, 即流体自身的机理进行迭代数字滤波, 其有效性已得到验证. 本文即使用其方法对高频噪声进行了过滤. 本研究采用尽可能降噪的测量环境和采样方法, 在获得了众多湍射流经典统计量以及对热线所得高频信号进行滤波处理的基础上, 对 $Re = 20100$ 的圆形射流轴向速度进行分析, 具体目标为: 1) 系统地研究充分发展圆形射流小尺度湍流统计规律, 包括湍动能耗散率 ε , Kolmogorov 尺度 η , Taylor 尺度 λ , 湍流雷诺数 Re_λ , 以及速度一阶导数

的偏斜因子 S 与平坦因子 K ; 2) 同时对比噪声过滤前后各种流动统计量的变化, 详细分析噪声对实验结果的影响.

2. 实验介绍

2.1. 实验条件及测量

图 2 所示为本文的圆形射流实验装置, 其中主体为一光滑、渐缩圆形喷嘴射流. 为了在喷嘴处制造匀速、低湍流度流动, 喷嘴上游接有长 600 mm、直径 95 mm 的整流段, 中间分布有蜂窝状格栅和金属网格, 平行于主流的长段蜂窝格栅可以减少流体卷曲, 金属网格能够降低湍流度, 并减少湍流边界层对速度的影响. 同时, 射流喷嘴 4.5:1 的径缩比以及光滑的三次函数曲面进一步确保了流动的均匀. 实验中使用供给稳定、与室温相同的恒温压缩空气作为气源. 热线探头固定在二维自动进给坐标架上, 所测流场范围为 $x/d = 0—30$, 其中圆形光滑渐缩喷嘴出口直径 $d = 20$ mm. 该实验装置放置在一个独立实验室中, 其室内空调将室温控制在 23 ± 0.3 °C, 同时, 实验室可以确保测量不受外界声音和振动的干扰. 射流装置与地面平行放置于实验室中部.

实验中采用单热线测量圆形射流的速度及脉动. 热线探头为直径 5 μm 的 Wollaston (Pt-10% Rh) 线, 长度约 1 mm, 探头接于恒温热线风速仪. 热线探头将流场流速信号转变为电压信号, 电压信号经过机械滤波、放大后, 由一块 12 bit A/D 转换板采集入电脑. 为确保采样系统能够尽可能完全的捕捉到含有小尺度湍流信息的高频电子信号, 采样时的滤波截断频率 f_0 被设置为热线风速仪滤波截断频率的上限, 即 $f_0 = 9.2$ kHz, 同时采样频率设置为 $f_s = 2f_0 = 18.4$ kHz, 采样时间为 30 s. 图 3 给出了圆形射流的出口条件. 在测量截面中心部分 ($r/d < 0.45$), 无量纲出口速度 $\langle U \rangle / U_j$ 呈现出典型的“平顶型”分布, 对应的湍流度 $u' / U_j = 0.014$; 在喷嘴边缘附近, $\langle U \rangle / U_j$ 迅速衰减, 而湍流度出现明显的峰值, 说明在此位置上剪切作用非常强烈. 通过在 $x/d = 0.05$ 处的测量可以得到初始边界层厚度. 由出口速度分布和动量积分方程可以计算位移厚度 $\delta = \int_0^\infty (1 - U/U_b)_{x=0.05d} dy$ 以及动量厚度 $\theta = \int_0^\infty U/U_{0,c} (1 - U/U_b)_{x=0.05d} dy$, 得到的结果分别为 0.024d 和 0.007d.

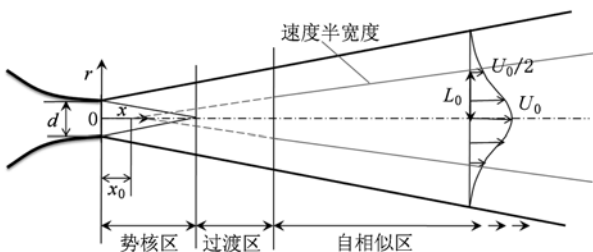


图 1 圆形射流示意图

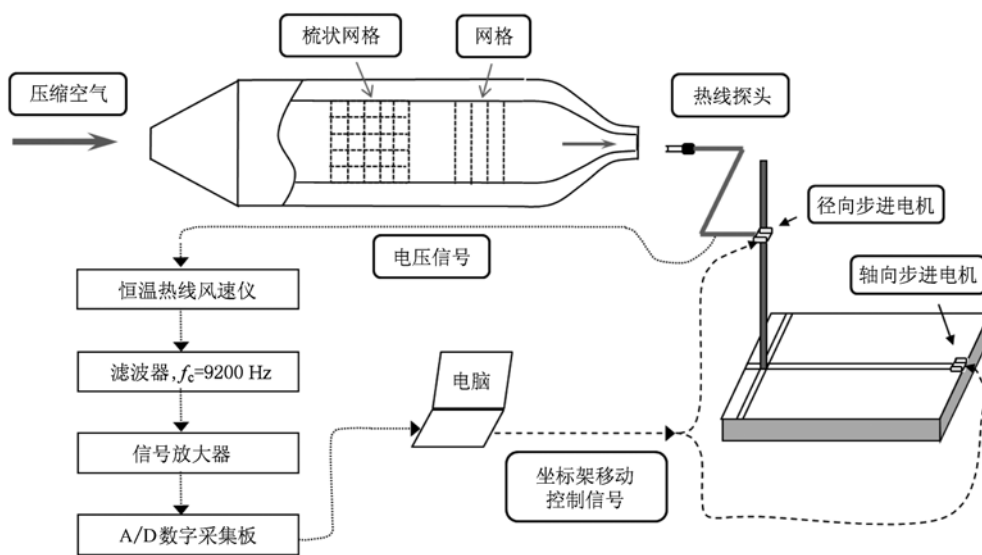


图2 实验装置简图

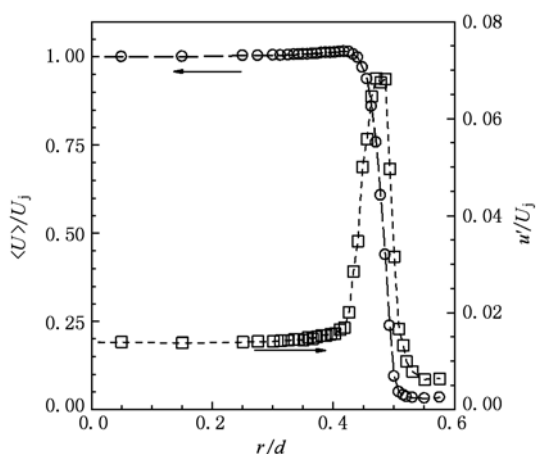


图3 无量纲平均速度及湍流度 u'/U_j 在出口附近横截面处 ($x/d = 0.05$) 的分布

2.2. 测量信号的数值滤波^[9]

众所周知,对原始信号在某个特定的频率 f_c 处进行低通过滤后,信号中的高频噪声才能被消除^[2]. Mi 等人^[9]认为,对于湍流实验, f_c 的正确选择应该是湍流最小脉动结构所对应的频率,即 Kolmogorov 频率 $f_k (\equiv U(2\pi\eta)^{-1})$. 在此基础上, Mi 等人^[9]提出了一种数值迭代滤波方法,用于滤除速度信号 u_{im} 中的噪声,以获得真实的 Kolmogorov 尺度 η 和频率 f_k ,其中下标 m 表示“测量的”, $i = 1, 2, 3$ 分别表示流向、横向和展向.

假设测量的耗散率可以表示成如下形式,即

$$\begin{aligned} \varepsilon_m &= \varepsilon[\text{真实的耗散率}] + \varepsilon_n[\text{噪声影响}] \\ &= C\varepsilon, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $C = (1 + \varepsilon_n/\varepsilon) > 1$, 将上式代入 Kolmogorov 长度尺度的定义,可以得到

$$\eta_m = (v^3/C\varepsilon)^{1/4} = C^{-1/4}\eta, \quad (4)$$

进而可以获得 Kolmogorov 频率为

$$f_{km} = C^{1/4}f_k. \quad (5)$$

循环利用以上(3)–(5)式,就可以将噪声从测量信号中排挤出去. 这个迭代过程的原理是基于噪声的 ε_m 影响显著高于 η_m 和 f_{km} . 例如,当 $\varepsilon_m = 5\varepsilon$ 时,对应的 η_m 和 f_{km} 分别为 $\eta_m = 0.67\eta$ 和 $f_{km} = 1.5f_k$. 具体的计算流程参考文献[9, 10]. 需要指出的是,在流体实验中,直接测量耗散率 ε 会遇到非常大的困难. 由湍动能平均耗散率^[11]的定义 $\varepsilon = v \langle (\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i) \partial u_i/\partial x_i \rangle$ 可以看到,其中包含了 12 项速度梯度关联量. 这些关联量对测量探头与采样系统提出了极高的空间和时间分辨率要求. 目前,以及在可预见的未来,测量技术均无法实现对这 12 项速度梯度关联量的测量. 所以,在湍流研究领域,研究者几乎都是通过简化定义来完成对湍动能耗散率的估算. 最常用、也是最简单的方法就是假设湍流局部各向同性^[12], 即

$$\varepsilon = 15v \langle (\partial u/\partial x)^2 \rangle, \quad (6)$$

再利用 Taylor 假设

$$\langle (\partial u/\partial x)^2 \rangle = U^{-2} \langle \partial u/\partial t \rangle^2, \quad (7)$$

就可以从热线测量的轴向速度信号 $u(t)$ 计算得到平均耗散率.

图4给出了不同滤波条件下, Kolmogorov 频率随轴线的变化. 曲线 $f_c = f_0$ 显示了对未经数值滤波的测量信号进行计算所得的 Kolmogorov 频率 f_k 随轴线的变化. 可以看到, 在 $x/d < 19$ 的区域, f_k 高于采样系统的机械滤波频率 f_0 , 即说明采样时的滤波频率过低, 来自探头的原始信号被过度过滤, 一部分真实信号已经丢失, 因此无法获得真实的小尺度信息. 而随着流向距离的增加, Kolmogorov 频率逐渐减小. 在 $x/d > 19$ 的区域, Kolmogorov 频率 f_k 低于其对应的滤波频率 f_0 , 表明真实的小尺度信息已经全部包含在测量信号中, 然而同时, 该信号中也包含了高频电子噪声, 由(5)式可以知道, 直接从该信号中获得的 Kolmogorov 频率必然要高于真实值. 所以为了去除信号中的高频噪声, 本文利用(3)—(5)式对 $x/d > 19$ 区域内的采样信号进行数值迭代滤波, 从而获得真实的信号, 进而得到真实 Kolmogorov 频率 f_k , 如曲线 $f_c = f_k$. 综上, 本文对湍流小尺度统计量的分析都是在区域 $x/d > 19$ 中, 并对采样信号完成过滤后进行.

为了考察数值迭代滤波的效果, 图5给出了 $x/d = 30$ 位置上湍动能谱 $\Phi_u(f)$ 和湍动能耗散谱 $\Phi_\varepsilon(f)$ 在滤波前后的对比. 一维能谱函数 $\Phi_u(f)$ 和 $\Phi_\varepsilon(f)$ 的定义^[13, 14] 分别为 $\langle u^2 \rangle = \int_0^\infty \Phi_u(f) df$ 和 $\varepsilon = \int_0^\infty \Phi_\varepsilon(f) df$. 图中横坐标以真实 Kolmogorov 频率进行了无量纲化, 在 $x/d = 30$ 位置上, 由数值滤波后信号所得的真实 Kolmogorov 频率为 $f_k = 3680$ Hz. 图5

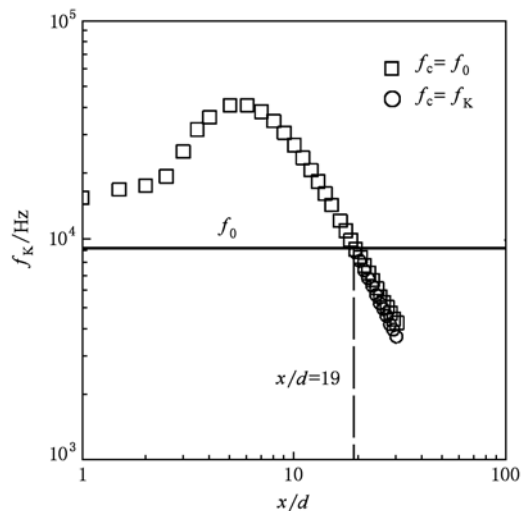


图4 数值滤波前后, Kolmogorov 频率沿轴线的变化

中可以明显看到, 与经过滤波的 $\Phi_u(f)$ 和 $\Phi_\varepsilon(f)$ 相比, 未滤波的 $\Phi_u(f)$ 和 $\Phi_\varepsilon(f)$ 都带有明显上翘的尾巴, 说明噪声明显改变了湍流的谱性质. 更具体看, 图中的阴影部分表示了噪声对两种谱的影响效果明显不同, 噪声导致湍动能增加了 $(\langle u_m^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) / \langle u^2 \rangle = 0.3\%$, 但是却使得耗散率增加了 $(\varepsilon_m - \varepsilon) / \varepsilon = 56\%$. 说明高频噪声的存在对湍动能 $\langle u^2 \rangle$ 的影响小得可以忽略, 但是对 ε 的影响巨大. 这也同时说明了, 相比大尺度湍流脉动主导的 $\langle u^2 \rangle$ 而言, 高频噪声更容易影响到湍流的高频小尺度脉动, 特别是以 Kolmogorov 长度尺度 η 为特征尺度的最小尺度湍流脉动. 因此滤除高频噪声是分析小尺度湍流统计量的前提.

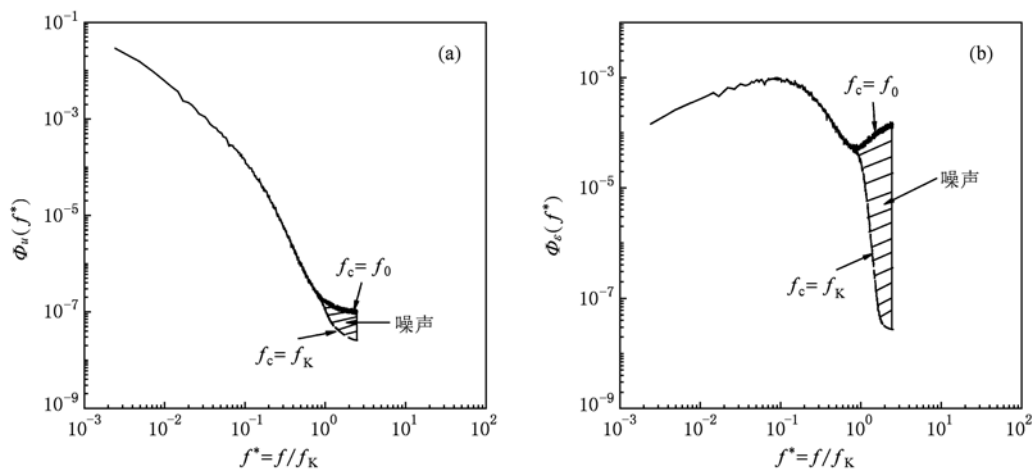


图5 湍动能谱(a)和耗散率谱(b)过滤前后对比图($x/d = 30$)

3. 结果与分析

3.1. 大尺度统计量

图 6 给出了本文中涉及圆形湍流射流小尺度研究的部分大尺度性质,包括射流轴线上的局部速度尺度,长度尺度(图 6(a)),以及湍流强度(图 6(b)).从图 6(a)中可以看到,在近场区($x/d < 6$),平均速度衰减 U_j/U_0 和无量纲半宽度 L_0/d 基本没有变化.随着射流的发展, U_j/U_0 和 L_0/d 随流向距离的变化转变为线性变化的规律,满足圆形湍流射

流的自相似关系^[4] $U_0/U_j \approx K_U [(x-x_0)/d]^{-1}$ 和 $L_0 \approx K_L (x-x_0)$. 从实验结果中可以确定速度衰减系数 $K_U = 1/0.17 \approx 5.9$, 扩散率 $K_L = 0.08$. 这与射流经典文献的结果符合得很好^[4,6,7]. 图 6(b) 显示了圆形射流中心线上湍流度 u'/U_0 , 射流出口处 u'/U_0 约为 1%, 随后, 由于射流近场区存在涡环生成、合并和破碎等剧烈的流体运动过程^[15], 湍流度 u'/U_0 迅速增加. 随着射流的继续发展, u'/U_0 呈缓慢增长趋势. 在 $x/d > 22$ 区域, 湍流度趋于恒定, $u'/U_0 \approx 0.23$, 表明湍流度进入自相似状态. 值得一提, 本次实验获得的圆形射流自相似区中心线湍流强度与公认的结果一致, 即 0.23—0.27^[4,6,7].

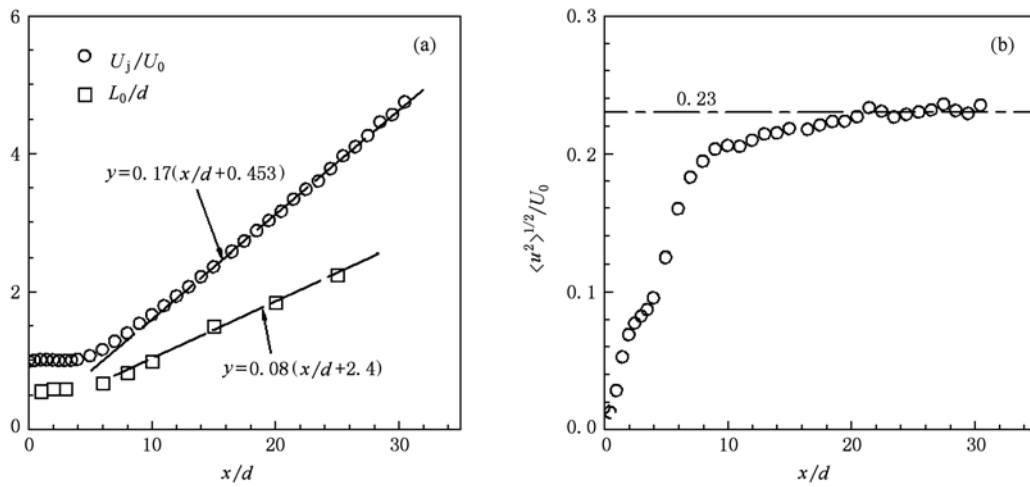


图 6 (a) 平均速度衰减 U_j/U_0 和半宽度 L_0/d 沿轴线的变化; (b) 圆形射流湍流度 $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_0$ 沿轴线的变化

3.2. 小尺度统计量

3.2.1. 湍动能耗散率与 Kolmogorov 尺度

图 7 显示了湍动能耗散率和 Kolmogorov 长度尺度随流向距离变化的结果. 由图 7(a) 中 $f_c = f_k$ 曲线及其拟合曲线可以看到, 当射流发展到一定程度时, 无量纲耗散率随流向距离的增加而减小, 说明在远场区, 随着射流向下流的继续发展, 湍动能耗散越来越弱, 同时这种衰减为指数形式衰减, 满足关系式(2), 其中比例系数 $C_\varepsilon \approx 49$, 这与文献[2]中 $C_\varepsilon \approx 48$ 的结果非常符合. 图 7(b) 中无量纲 Kolmogorov 长度尺度 η/d 随 x/d 的增加而线性增长, 说明湍流结构的最小尺度随着射流向下流的发展而增大. 将(2)式代入 Kolmogorov 长度尺度定义 $\eta \equiv (v^3/\varepsilon)^{1/4}$, 很容易得到 η 与 x/d 的线性变化规律, 即

$$\eta/d = C_\lambda (x - x_0)/d, \quad (8)$$

其中 $C_\eta = (C_\varepsilon Re)^{-1/4} = (49 Re^3)^{-1/4}$. 湍动能耗散率和 Kolmogorov 长度尺度在 $x/d > 19$ 区域中分别满足各自的自相似关系式, 表明它们都已发展进入自相似状态. 与数值过滤后的结果($f_c = f_k$ 曲线)相比, 未过滤信号所得的湍动能耗散率高于真实值, 而 Kolmogorov 尺度低于真实值. 而且我们注意到, 在 $x/d > 19$ 区域中, 随着 x/d 的增加, 未经过数值滤波的曲线与线性的真实曲线的差异变得越来越明显. 这是由于随着射流向远场区发展, 虽然高频电子噪声的强度本身没有太大变化, 但是湍流最小尺度脉动自身的耗散率越来越小(图 7(a)), 使得噪声对耗散率的影响相对增强; 相应地, 对最小尺度的削减作用越发地凸现出来. 图 4 所示的数值滤波前后 f_k 沿轴线的发展趋势, 也完全验证了这一点. 因此高频噪声的存在使测量获得的最小湍流的脉动频率更高、尺度更小、能量耗散更强烈.

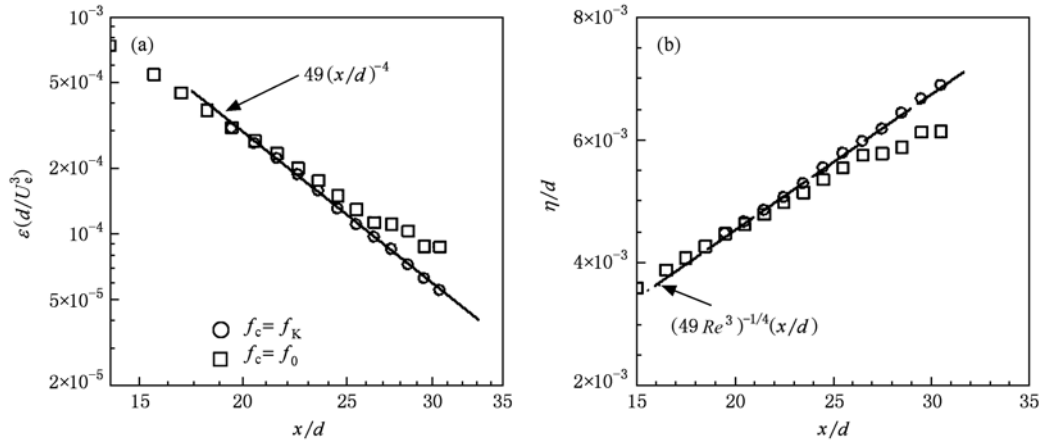


图7 圆形射流湍动能耗散率(a)和Kolmogorov长度尺度(b)沿轴线的变化

3.2.2. Taylor 尺度与湍流雷诺数

由 Taylor 长度尺度的定义知, 流体质点在 Taylor 长度尺度范围内运动, 其局部速度可以近似看成恒定^[4]. 由 Taylor 长度尺度定义的湍流雷诺数, 是刻画流场局部小尺度湍流的重要统计量. 图 8 显示的是 Taylor 长度尺度 λ 和湍流雷诺数 Re_λ 随轴向距离的变化规律. 从图 8(a) 中可以看到, λ 随 x/d 的增加而增大, 这与 Kolmogorov 长度尺度的变化规律一致, 这都是由于湍流脉动随着流动向下游的发展而不断衰减, 因此耗散率降低, 进而与耗散率成反比关系的 Taylor 尺度和 Kolmogorov 尺度增大. 同时发现, 在 $x/d > 19$ 区域, 数值滤波后的 Taylor 尺度随 x/d 呈现线性关系, 即满足 Taylor 尺度自相似关系式

$$\lambda/d = C_\lambda(x - x_0)/d, \quad (9)$$

其中比例系数 $C_\lambda = \sqrt{15}K_u K_U C_\epsilon^{-1/2} Re^{-1/2}$. 拟合图 8

(a) 中数值滤波后的曲线 ($f_c = f_K$), 可以得到 $C_\lambda = 0.82Re^{-1/2}$.

与 Taylor 尺度变化规律不同, 湍流雷诺数 Re_λ 基本不随流向距离 x/d 变化, 而是趋于常数 167 (图 8(b)), 即满足 Re_λ 自相似关系式,

$$Re_\lambda = C_R, \quad (10)$$

其中 $C_R = \sqrt{15}K_u^2 K_U^2 C_\epsilon^{-1/2} Re^{1/2}$, 这表明 Re_λ 也进入了自相似状态. 将图 8(a) 中的常数 167 表示成 Re 的关系式, 即 $167 = 1.2Re^{1/2}$, 此为本次实验获得的 Re_λ 自相似关系比例系数 C_R . 虽然本文已获得的湍动能耗散率比例系数 $C_\epsilon = 49$ 与 Antonia 等人^[2] 的结果非常符合, 但是 Taylor 尺度和湍流雷诺数与他们的结果 (即 $C_\lambda \approx 0.88Re^{-1/2}$, $C_R = 1.7Re^{1/2}$) 存在差别. 根据 Taylor 长度尺度 $\lambda/u' / \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle^{1/2}$ 和湍流雷诺数 $Re_\lambda = u' \lambda / \nu$ 定义, 及其对应的自相似关系式

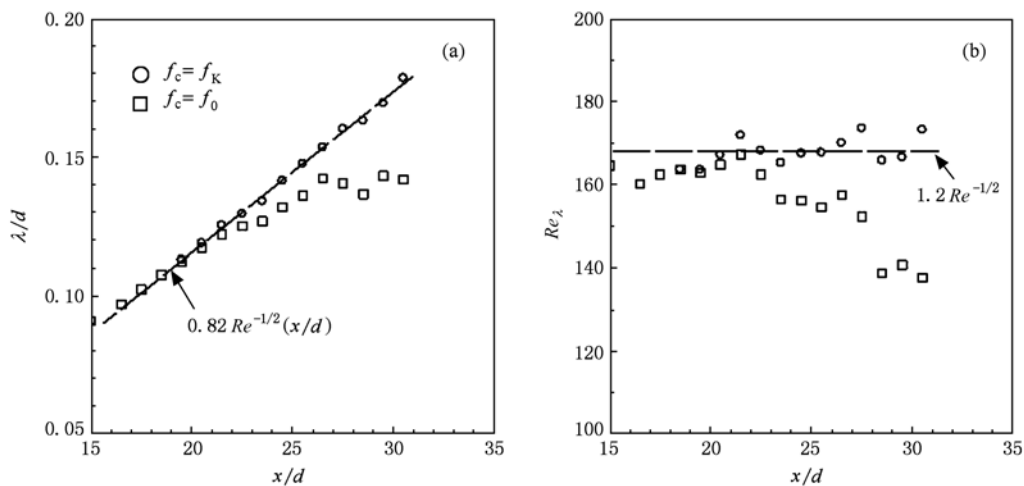


图8 圆形射流(a)Taylor 尺度 λ (b)湍流雷诺数 Re_λ 沿轴线的变化

(9)和(10),可以发现,引起这种差别的主要原因是中心线湍流速度 K_u 的不同,本文中 $K_u \approx 0.23$ (见图6),而 Antonia 等人^[2]的结果为 $K_u \approx 0.32$. 已发表的经典射流研究结果^[4, 6, 7]表明,圆形射流自相似区中心线湍流强度为 0.23—0.27. 因此可以认为,本文获得的 Taylor 尺度自相似比例系数更可靠、更具代表性. 未过滤的 Taylor 尺度和湍流雷诺数在远场区明显偏离自相似关系式(9)和(10),并且随着 x/d 的增大,偏离程度也逐渐增大. 这种差异随轴向距离增加而增大的原因,与前文湍动能耗散率等统计量研究中所分析的噪声影响机理相同,主要是因为随着流体向下游的发展,中心线平均速度 U_c 越来越小, Kolmogorov 长度尺度 η 越来越大, Kolmogorov 频率 f_k 以及湍动能耗散率越来越小,于是高频电子噪声的负作用表现得越来越明显.

3.2.3. 概率密度、平坦因子与偏斜因子

图9给出了射流充分发展区 ($x/d = 30$) 无量纲速度梯度 $(\partial u/\partial x)/\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle^{1/2}$ 的概率密度函数 (PDF) 分布. 图10显示了速度一阶导数的平坦因子 F 和偏斜因子 S 沿轴线的变化规律. 从图9中可以看出,无量纲速度梯度的 PDF 明显远离标准高斯 (Gaussian) 分布,因此其对应的平坦因子 $F = \langle(\partial u/\partial x)^4\rangle/\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle^2$ 要高于高斯分布所对应的平坦因子值3,如图10所示. 同时,该 PDF 在 $|z| > 4$ 两侧的尾部都以指数形式衰减,具体变化规律为

$$f_z(z) = 0.4\exp(-1.4z), z > 4, \quad (11)$$

$$f_z(z) = 0.2\exp(z), z < -4, \quad (12)$$

在 $z < -4$ 范围内,上述变化(11)与 Van Atta 和 Chen^[16]的结果一致. 而在 $z > 4$, Van Atta 等人^[16]的结

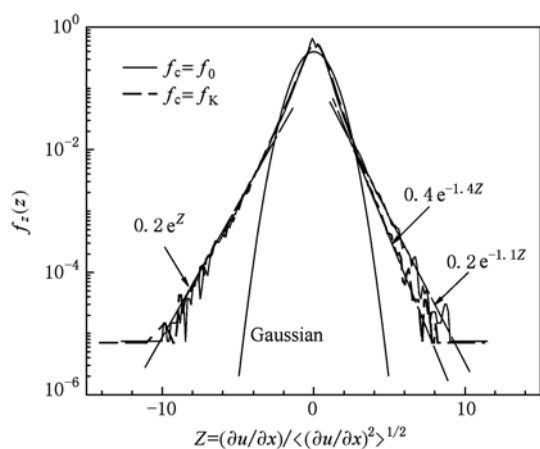


图9 在 $x/d = 30$ 位置处,无量纲速度一阶导数的概率密度函数分布

果为 $f_z(z) = 0.2\exp(-1.1z)$, 与本文数值滤波后的结果(12)有较大差别. 而值得指出的是,在 $z > 4$ 范围内,本研究中含有噪声的 PDF 拟合结果为 $f_z(z) = 0.2\exp(-1.1z)$ (图9中拟合直线),与 Van Atta 等人^[16]的 PDF 变化规律完全一致(图9). 因此,可以认为, Van Atta 和 Chen^[16]的结果很可能受到噪声的污染,而我们获得的无量纲速度梯度的 PDF 更为可信.

对比 PDF 在 $|z| > 4$ 两侧分布规律,可以发现,在 $z < -4$ 时,PDF 的衰减要慢于其在 $z > 4$ 的衰减. 因此,如图10所示,作为能够定量描述这种差别的统计量,偏斜因子 $S = \langle(\partial u/\partial x)^3\rangle/\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle^{3/2}$ 必然为负值.

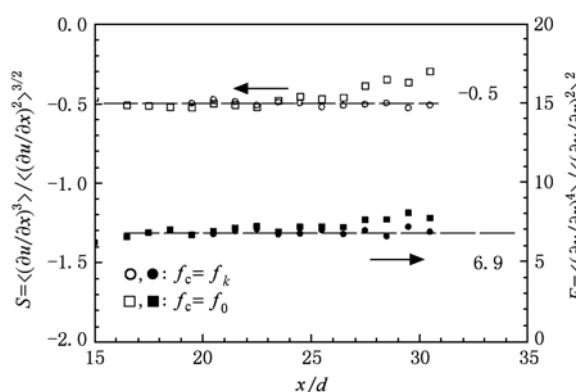


图10 速度一阶导数的平坦因子 F 和偏斜因子 S 沿着轴线的变化规律

从图10中还可以看到,在 $x/d > 19$ 范围内,平坦因子 F 和偏斜因子 S 趋于常数,分别为 -0.5 和 6.9 . 这种变化规律与湍流雷诺数 Re_λ 一致. 需要指出,这里获得的平坦因子和偏斜因子值并不能推广到其它雷诺数,因为研究表明^[17],平坦因子 F 和偏斜因子 S 会随着 Re_λ 的增加而单调增加.

由于噪声的影响,无量纲速度梯度的概率密度函数分布趋于对称(图9),因此对应的偏斜因子值趋于零值、平坦因子值高于真实值,这与文献[18]在平面射流中研究噪声对标量场影响的结果一致.

4. 进一步讨论

从前面的分析中可以看到,本研究获得的圆形湍射流的小尺度统计量,包括湍动能耗散率 ε , Kolmogorov 尺度 η , Taylor 尺度 λ 、湍流雷诺数 Re_λ 、以及速度一阶导数的平坦因子 F 和偏斜因子 S , 在

$x/d \geq 19$ 区域内分别满足各自的自相似关系式, 可以认为它们至少在 $x/d \approx 19$ 位置上进入自相似状态. 而圆形射流大尺度统计量, 即中心线湍流强度 u'/U_0 在 $x/d \approx 22$ 之后才逐渐进入自相似状态(图 6). 这说明, 小尺度统计量比大尺度统计量能更早地发展到自相似状态, 并且这种现象也存在于平面射流^[10]. 这是因为在任何湍流流动中, 大尺度整体运动对初始条件和边界条件的敏感程度远远高于局部小尺度运动. 因此, 初始条件和边界条件对小尺度运动的统计量的影响必然小于其对大尺度统计量的影响. 在向下游流动的过程中, 各种大小不同的湍流结构在统计上都会先后逐渐完成自身的调整, 最终整个流动达到自相似状态.

同时, 对比本文与 Antonia 等人^[2] 的圆形射流实验结果还可以发现, 虽然湍流强度 u'/U_0 , Taylor 尺度 λ 和湍流雷诺数 Re_λ 存在较大差别, 但是湍流最小尺度的变化规律(即 C_ε) 却非常符合, 这说明相对于较大的湍流尺度, 湍流最小尺度统计量更具有普遍性. 不过, 需要指出的是, 对于不同类型的流动, 湍流最小尺度统计量的变化规律不尽相同^[19].

与平面射流中心线小尺度统计量^[2, 10] 相比, 圆形射流小尺度统计量随着流向距离的增加表现出不同的变化规律, 其中心线湍动能耗散率衰减更快, Kolmogorov 尺度与 Taylor 尺度增加更快. 这是由于圆形射流与平面射流在自相似区内沿流向满足动量守恒, 但是它们动量的扩散方式不同, 即圆形射流沿对称轴向四周扩散, 而平面射流沿对称面向两侧扩散, 因此沿流向圆形射流的中心速度 ($U_0 \sim x^{-1}$) 的衰减要快于平面射流中心速度 ($U_0 \sim x^{-1/2}$) 的衰减. 更进一步, 由(1)式知, 中心速度衰减越快, 则耗散率衰减越快, 相应的 Kolmogorov 尺度增长更快. 同时, 圆形射流的湍流雷诺数不随流向距离变化, 而平面射流的湍流雷诺数不断增加. 产生这种差异的根本原因在于圆形射流与平面射流中心线速度沿流向衰减具有不同的规律.

5. 结 论

本研究采用尽可能降噪的测量环境和采样方

法, 通过数字迭代滤波法^[9] 对热线测量所得速度信号进行处理后, 分析了出口雷诺数为 20100 的圆形射流小尺度统计量在自相似区的变化规律, 包括湍动能耗散率 ε , Kolmogorov 尺度 η , Taylor 尺度 λ , 湍流雷诺数 Re_λ , 以及速度一阶导数的 PDF、平坦因子 F 和偏斜因子 S , 并同时分析了噪声对实验结果的影响, 得到的具体结论如下:

1. 在射流下游区域中, Kolmogorov 长度尺度 η 随 x/d 的增长而线性增加, 湍动能耗散率随流向距离 x 的增加以指数形式迅速衰减. 这些变化表明, 随着射流向下游的发展, 湍流最小脉动的频率越来越低, 结构尺度越来越大、能量耗散越来越弱. 同时, Taylor 尺度 λ 随 x/d 的增加线性增长, 而湍流雷诺数 Re_λ 却基本不随 x/d 变化. 其中比例系数 C_λ 和 C_R 与 Antonia 等人的结果有较大差距. 通过对比经典文献发现, 本研究中大尺度统计量更具代表性, 由此得出的小尺度相关系数更为合理.

2. 与平面射流相比, 圆形射流中心线耗散率衰减更快, Kolmogorov 尺度和 Taylor 尺度增加更快, 但是其对应的湍流雷诺数不随流向距离变化, 而平面射流的湍流雷诺数却不断增加, 这些差异均是由圆形射流与平面射流中心线速度沿流向衰减规律的差异引起的.

3. 速度一阶导数的概率密度分布明显偏离标准高斯分布, 在中心线两侧以指数形式衰减. 速度一阶导数的平坦因子和偏斜因子则基本不随 x 变化. 同时发现, 噪声的存在使得概率密度分布更为平坦、对称.

4. 小尺度统计量比大尺度统计量在中心线上能更早地发展到自相似状态. 结合前人研究结果发现, 湍流最小尺度统计量最具有普遍性, 继而可以得出结论, 最小尺度湍流对流动初始条件和边界条件的依赖性最弱.

5. 高频噪声对许多湍流小尺度统计量的测量均产生了负影响. 同时, 高频噪声对小尺度统计量测量的阻碍作用往往随着轴向距离的增加而增大. 这是由于射流发展至下游, 湍流小尺度脉动迅速衰减, 而噪声的强度不会随着轴向距离的变化而发生改变, 因此噪声的影响相对显得越来越强烈.

[1] Du C, Xu M, Mi J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6323 (in Chinese)
[杜 诚、徐敏义、米建春 2010 物理学报 **59** 6323]

[2] Antonia R A, Satyaprakash B R, Hussain A 1980 *Phys. Fluids* **23** 695

- [3] Dimotakis P E 2000 *J. Fluid Mech.* **409** 69
- [4] Pope S 2000 *Turbulent flows* (Cambridge: Cambridge Univ. Press) p101
- [5] Friehe C, Van Atta C, Gibson C 1971 *AGARD Turbulent Shear Flows CP-93* 18.1
- [6] Hussein H, Capp S, George W 1994 *J. Fluid Mech.* **258** 31
- [7] Wygnanski I, Fiedler H 1969 *J. Fluid Mech.* **38** 577
- [8] Antonia R A, Satyaprakash B, Hussain A 1982 *J. Fluid Mech.* **119** 55
- [9] Mi J, Deo R C, Nathan G J 2005 *Phys. Rev. E* **71** 066304
- [10] Mi J, Feng B 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4748 (in Chinese) [米建春、冯宝平 2010 物理学报 **59** 4748]
- [11] Hinze J O 1975 *Turbulence: an Introduction to its Mechanism and Theory* (New York: McGraw-Hill) p13
- [12] Kolmogorov A N 1941 *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **30** 301
- [13] Champagne F 1978 *J. Fluid Mech.* **86** 67
- [14] Meng Q, Cai Q, Li C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3090 (in Chinese) [孟庆国、蔡庆东、李存标 2004 物理学报 **53** 3090]
- [15] Todde V, Spazzini P, Sandberg M 2009 *Expt. Fluids* **47** 279
- [16] Van Atta C, Chen W 1970 *J. Fluid Mech.* **44** 145
- [17] Sreenivasan K R, Antonia R A 1997 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **29** 435
- [18] Su L, Clemens N K 2003 *J. Fluid Mech.* **488** 1
- [19] Mazellier N, Vassilicos J C 2008 *Phys. Fluids* **20** 015101

Centreline statistics of the small-scale turbulence of a circular jet and their dependence on high frequency noise *

Xu Min-Yi Du Cheng Mi Jian-Chun[†]

(State Key Laboratory for Turbulence and Complex Systems, College of Engineering,
Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 11 May 2010; revised manuscript received 28 May 2010)

Abstract

This study systematically investigates the statistics of the centreline small-scale turbulence of a circular jet issuing from a smooth contraction nozzle. Detailed velocity measurements were performed for the exit Reynolds number of $Re = 20100$, where $Re \equiv U_j d / \nu$ with U_j being the exit mean velocity, d the nozzle diameter and ν the kinematic viscosity. After effectively filtering out high frequency noises, statistical properties of the small-scale turbulence were obtained appropriately; those properties include turbulence energy dissipation rate, Kolmogorov length scale, Taylor scale, turbulence Reynolds number, skewness and flatness of the velocity derivative. It is observed that these properties satisfy their self-preserving relations in the far field. It is also revealed that the small-scale turbulence reaches the self-preserving state earlier than does the large-scale motion. Besides, the smallest-scale turbulence depends least on the initial and boundary conditions and therefore behaves most universally across different flows.

Keywords: hot-wire anemometer, circular jet, dissipation rate, small-scale turbulence

PACS: 47.27.wg, 47.27.eb

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2007AA05Z300).

[†] Corresponding author. E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn