

出口条件对圆形湍流射流远场区自保持性的影响¹⁾

冯宝平 米建春²⁾

(北京大学工学院, 北京 100871)

摘要 报道出口条件对圆形湍流射流自保持性影响的实验研究结果. 对来自渐缩和长管两种不同结构喷嘴的射流, 在相同雷诺数条件下, 沿轴线进行了速度测量; 研究的统计量包括平均速度、湍流强度、高阶矩、能谱和积分尺度. 实验结果表明, 渐缩喷嘴射流比长管射流发展得更快、更容易达到自保持状态. 通过对比发现, 在两射流的速度(温度)场中, 平均速度(温度)、湍流强度、偏斜因子和平坦度因子都存在明显的异同. 同时发现两射流的积分尺度随轴向距离的增加都成线性增长, 且在渐缩喷嘴射流中增长得更快. 通过对比两射流的边界层厚度、径向与轴向湍流强度的比值、湍动能能谱图并结合前人的研究结果, 对两射流湍流场所表现出的不同的统计学行为给出了合理的解释.

关键词 出口条件, 圆管射流, 湍流自保持

中图分类号: O358 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2009)05-0609-09

引 言

自保持(或自相似)设想在流体力学中的应用最早要追溯到 Blasius^[1]所做的有关层流方面的工作. 后来, Zel'dovich^[2]研究了湍流的自保持. 湍流自保持状态是指, 在流动过程中, 各种湍流结构都完成自身调整并趋于同步变化, 使整个流动达到一种渐近平衡的状态. 进入该状态后, 流体速度或其他变量(如温度等)在无量纲或归一化后只依赖于单个变量, 结果使得自保持的动力学方程独立于其它的变量. 如果是二维或是轴对称的自保持流动, 对应的偏微分输运方程可常微分化, 因而易于求解^[3].

湍流出口条件是否影响湍流自保持的进程和影响达到自保持后的统计学特性呢? 过去以 Townsend^[4]为代表的湍流界认为, 流动达到自保持状态后其统计学行为会独立于它的初始状态. 所有的湍流射流, 不管其初始形状如何或雷诺数有多大, 它们达到自保持以后, 其归一化的统计学特性都应一致; 例如, 所有的射流都应以同样的横向扩展率向下游发展. 这种观点似乎告诉人们, 湍流会渐渐遗忘自身的来源. 但是, 后来大量的实验发现, 每种湍流达到自保持是独特的并依赖于出口条件^[3,5~9]. 例如, 米建春等^[5]研究了渐缩喷嘴射流和长管射

流的标量(温度)场, 发现渐缩喷嘴射流能更快地达到标量脉动场的自保持并且二者的脉动强度并不相同. 后来 Xu 和 Antonia^[6,8]做了有类似射流装置的速度场和温度场实验, 也发现同样的结论. Hussain 等^[10]发现, 对于一个渐缩喷嘴射流, 在自保持区的统计量依赖于初始边界层的状态.

本文在前人研究的基础上主要做了以下工作:

(1) 将湍流统计量按照其矩的阶数进行划分, 通过实验分析对比了渐缩喷嘴射流和长管射流脉动速度各阶矩沿轴线的变化. (2) 以往一般只研究平均速度(或温度)和其湍流强度等低阶矩自保持性^[5,6,8], 本文补充了能谱以及高阶矩自保持性的研究. (3) 实验分析了平均速度、湍流强度、积分尺度、能谱和高阶矩沿轴线的演变. (4) 比较二射流的径向-轴向湍流强度比和积分尺度, 分析它们的湍动能能谱图在近场区的不同和在远场区的相似性, 由此定性地解释了出口条件对射流自保持性的影响.

1 圆形射流自保持性的简介

射流的发展通常以平均流场为基础划分为 3 个阶段, 如图 1 所示, 即 (1) 势核区: 其中轴向平均速度 $\approx$ 出口速度; (2) 过渡区: 轴线上的速度随着 x 的增加而逐渐减小; (3) 自保持区: 沿轴线各横截面

2008-05-30 收到第 1 稿, 2008-12-05 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (10772006).

2) E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn

上的时均速度剖面是自相似的. 不过, 仅仅以平均流场来衡量的自保持属于部分而非完全自保持. 要达到完全自保持, 沿轴线各横截面上任一湍流统计量 (归一化) 的分布都必须自相似的.

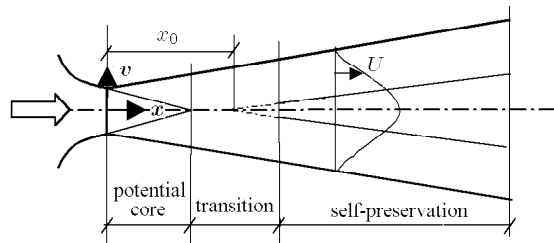


图 1 自由射流的结构

Fig.1 The structure of the free jet model

射流混合场可以通过平均速度、能谱、脉动速度 n 阶矩等统计量来描述. 按照经典的自保持理论, 射流进入完全自保持区后, 所有统计量无量纲后都只依赖于一个无量纲长度尺度^[4,5]. 对于圆形射流, 这个长度尺度可以取轴向长度尺度

$$\lambda = \frac{x - x_0}{d} \quad (1)$$

或径向长度尺度

$$\eta = \frac{y}{x - x_0} \text{ 或 } \eta = \frac{y}{R_u} \quad (2)$$

其中, x_0 是射流出口到射流在 x 轴的虚拟原点的距离, d 是出口直径. 记轴线平均速度为 $U_c(x)$; 射流半宽度为 R_u , 即平均速度等于 $0.5U_c$ 的点距离轴线的距离; 轴向脉动速度为 $u = U_c - \langle U \rangle$, 其中 $\langle U \rangle$ 为平均速度, 其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示统计平均; 脉动速度的能谱 Φ_u 定义为 $\langle u^2 \rangle = \int_0^\infty \Phi_u(f) df$, 其中 f 是频率.

脉动速度的偏斜因子 $S_u = \langle u^3 \rangle / \langle u^2 \rangle^{3/2}$; 平坦度因子 $F_u = \langle u^4 \rangle / \langle u^2 \rangle^2$; 脉动速度的 n 阶矩为

$$\psi^n = \begin{cases} \langle u^2 \rangle^{1/2}, & n = 1 \\ \langle u^n \rangle, & n \geq 2 \end{cases} \quad (3)$$

当 $n = 1, 2$ 时, ψ^n 定为低阶矩; 当 $n \geq 3$ 时, ψ^n 定为高阶矩.

如果圆形射流达到了自保持, 则轴向平均速度和脉动速度 n 阶矩分别满足关系式

$$U(x, y) = U_c(x) f(\eta) \quad (4)$$

$$\psi^n = U_c^n(x) g(\eta) \quad (5)$$

其中, 函数 $f(\eta)$ 和 $g(\eta)$ 均为光滑函数, 且 $f(0) = 1$ 和 $g(0) = \text{常数}$.

当射流进入自保持区, 轴线上的平均速度 $U_c(x)$ 满足关系式

$$\frac{U_j}{U_c} = K \frac{x - x_0}{d} \quad (6)$$

其中 K 为平均速度衰减率, U_j 是射流出口平均速度^[5]; 轴线上 ψ^n 经平均速度无量纲化后的 φ^n 变化满足

$$\varphi^n = \frac{\psi^n}{U_c^n(x)} = g(0) = \text{常数} \quad (7)$$

并且对应的偏斜因子和平坦度因子的变化亦满足

$$S_u = \text{常数} \text{ 和 } F_u = \text{常数} \quad (8)$$

另外, 轴线上的能谱 Φ_u 表述如下

$$\begin{aligned} \frac{\langle u^2 \rangle}{U_c^2} &= \int_0^\infty \frac{\Phi_u}{U_c^2} df = \int_0^\infty \frac{\Phi_u U_c}{U_c^2 R_u} df \frac{R_u}{U_c} = \\ &= \int_0^\infty \frac{\Phi_u}{U_c R_u} df^* = \int_0^\infty \Phi_u^* df^* \end{aligned} \quad (9)$$

这里 $f^* = f R_u / U_c$. 当射流进入自保持区后, 轴线上不同位置的无量纲 $\Phi_u^* = \Phi_u / (U_c R_u)$ 应重合在一起.

2 实验简介

实验分别测量了两个来自不同圆形喷嘴的空气射流. 第 1 个喷嘴是光滑渐缩喷嘴, 出口直径为 $d = 55 \text{ mm}$; 第 2 个喷嘴是接在渐缩喷嘴后管长约为 $120d$ 的长管, 出口直径也为 55 mm . 由离心式鼓风机提供的空气通过喷嘴或长管喷入“无限大”的空间, 形成了被测量的射流. 两个被测的射流取相同的平均出口速度 $U_j \approx 23 \text{ m/s}$, 因此具有相同的雷诺数, 即 $Re_d (\equiv U_j d / \nu) \approx 86000$; 测量的区域是 $x/d = 1 \sim 75$. 我们用垂直于流向的单热线探头来测量轴向平均速度 U_c 和脉动速度 u . 恒流式热线风速仪将流场流速信号转变为电信号, 通过 A/D 控制板连接计算机高速 ($3000 \sim 6000 \text{ Hz}$; 随 x 减小) 采样, 采样时间约为 60 s . 实验完成后, 经过计算机转换还原成可供分析的速度信号. 本文运用湍流统计的方法来分析这些信号. 实验误差估算的结果如下: 平均速度 $[\langle U \rangle] = \pm 0.5\%$; 脉动速度均方根值 $[u' \equiv \psi^1] = \pm 2.5\%$.

3 实验结果分析

3.1 射流出口条件

两射流出口径向速度分布明显不同. 渐缩喷嘴射流平均速度分布近似均匀, 呈高帽形 (top-hat), 出

口边界层平均速度接近 Blasius 分布^[1,5]. 而长管射流具有完全发展的湍流管流速度剖面, 它的出口平均速度很好地逼近经验的 $1/7$ 幂率分布, 即

$$\langle U \rangle / U_c = (1 - 2y/d)^{1/7} \quad (10)$$

其中 U_c 是轴线平均速度, $\langle U \rangle$ 是距离轴线为 r 位置上的平均速度^[6].

基于平均速度分布的出口动量厚度定义为

$$\delta = \int_0^\infty (\langle U \rangle / U_j)(1 - \langle U \rangle / U_j) dy \quad (11)$$

本文研究的渐缩喷嘴射流是 $\delta = 1.35 \text{ mm}$ 或者 $\delta/d = 0.0245$, 长管射流是 $\delta = 4.9 \text{ mm}$ 或者 $\delta/d = 0.0893$. 渐缩喷嘴射流的动量厚度明显小于长管射流的.

3.2 轴线上平均速度的变化

图 2 显示了两射流平均速度倒数, 即 U_j/U_c , 沿轴线上的变化. 图中也给出了文献 [5] 中报道的相应的平均标量 (温度 θ_j/θ_c) 的变化. 对于两射流, 当 $x/d \geq 10$ 时, 轴线上的平均速度已满足自保持方程式 (6); 而相比之下, 平均温度的变化要到 $x/d = 15$ 以后才能实现自保持关系式 $\theta_j/\theta_c \sim x/d$. 更重要的是, 相比平均速度变化, 标量温度变化在两射流间的差距要明显小一些, 这体现了射流在向量场和标量场中统计学行为的差异性, 对湍流实验有一定的指导意义. 图 2 也显示了两射流平均流场之间的一个重要差别: 即渐缩喷嘴射流衰减得明显快一些, 对应的平均速度衰减率 $K = 0.1786$ 比长管射流的 ($K = 0.1538$) 大 16%. 这是由于渐缩喷嘴射流近场区更容易形成的大涡结构 (见图 10) 对外界低速的流体卷吸能力更强所造成的.

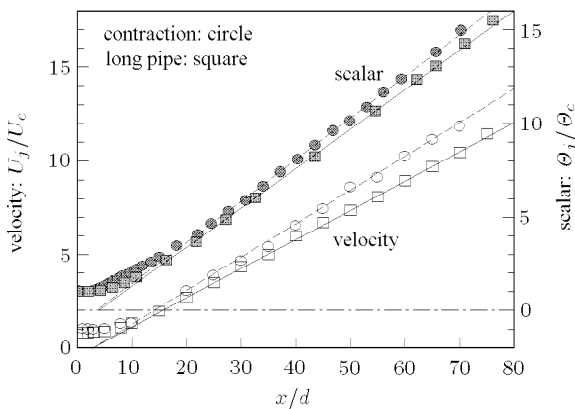


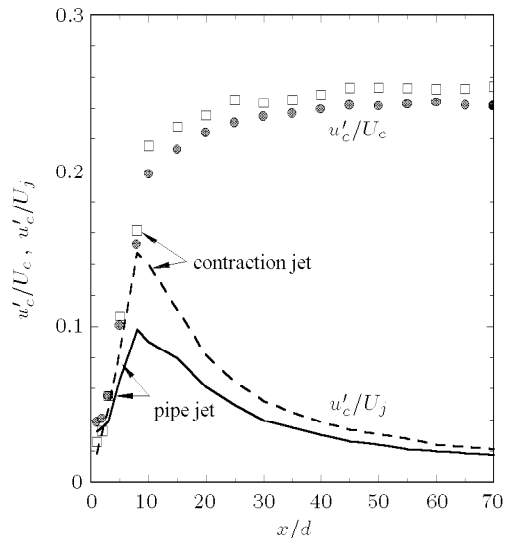
图 2 两射流轴线平均速度和标量^[5]衰减对比图

(○ 渐缩喷嘴射流; □ 长管射流)

Fig.2 Comparison of axial decay of the mean velocity and scalar^[5], the smooth contraction ○ and pipe nozzle □

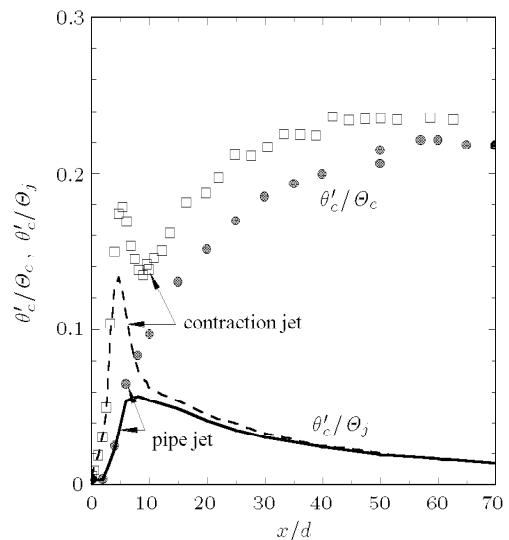
3.3 轴线上湍流强度

图 3 显示的是两射流无量纲 (a) 湍流强度 $\varphi^1 = u'_c/U_c$ 和 (b) 标量脉动强度^[5] (θ'_c/θ_c) 沿轴线上的变化. 仔细观察可以发现, 渐缩喷嘴射流在 $x/d > 25$ 时湍流强度 φ^1 趋于常数, 即 $u'_c/U_c \approx 0.25$; 而对于长管射流, 即要在更远的下游 ($x/d > 45$) 才能达到 $\varphi^1 = \text{常数}$ 的状态. 但考虑到实验的误差和后面能对能谱的观察 (图 4 和图 5), 我们认为渐缩喷嘴和长管射流分别在 $x/d = 20$ 和 30 已基本达到近似自保持



(a) 速度

(a) Velocity



(b) 标量^[5]

(b) Scalar^[5]

图 3 两射流轴线上的湍流强度变化

Fig.3 Centerline evolutions of turbulent intensities

状态. 这说明渐缩喷嘴射流比长管射流在轴线上更容易达到湍流强度的自保持. 图 3(b) 中的标量脉动强度数据也说明了这一点 (二者分别为 $x/d \geq 40$ 和 50); 不过, 和平均流场一样, 湍流场也是速度率先进入自保持状态. 从图中我们还可以观察到另一条值得注意的信息, 即相比速度脉动强度, 标量脉动强度在两射流间的差距明显大一些, 这一点与平均流场的情况正好相反 (图 2), 同时也体现了速度场和温度场对射流统计量影响的复杂性.

图 3 中也显示了两射流的比值 u'_c/U_j , 该量代表的是湍流强度绝对值沿轴线的变化. 渐缩喷嘴射流和长管射流在 $x = 8d$ 附近都出现了峰值, 渐缩喷嘴射流 $[u'_c/U_j]_{\max} \approx 0.15$ 明显大于长管射流的 $[u'_c/U_j]_{\max} \approx 0.1$, 前者是后者的 150%. 类似地, 米建春等 [5] 得到的标量脉动均方根值对应的峰值, 也是渐缩喷嘴射流远大于长管射流, 二者之比约为 2.1 (图 3(b)). 这些差别都是由于两种射流在近场区不同的流动结构造成的. 渐缩喷嘴射流在近场区有丰富的对称或螺旋型大涡结构, 而长管射流中相对较少且缺乏组织 (见图 10); 在大结构的相互作用下, 造成渐缩喷嘴射流在近场区大的速度波动和快速的 u' 增长. 在轴线上感受最明显的就是在紧接势核区 ($0 \sim 5d$) 的下游, 这是 u'_c/U_j 在 $x/d = 8$ 附近具有峰值的原因.

为了检验射流中大尺度结构各向异性的情况, 图 4 给出了两射流径向与轴向湍流强度的比值 v'/u' 沿轴线的变化. 这里径向分量 v' (u, v, w 分别代表轴向、径向、切向脉动速度的分量) 的数据来源于文献 [6] (若无对应 x/d 位置的数据, 我们通过插嘴法获得).

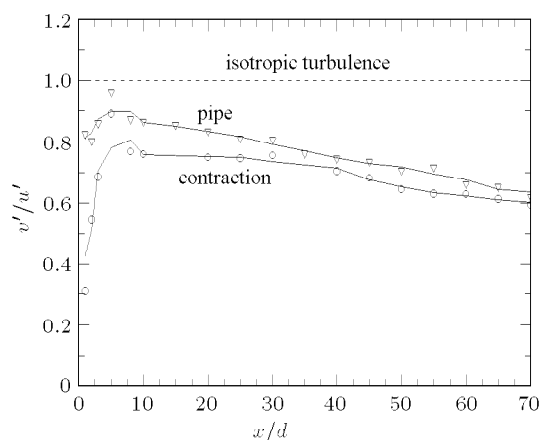


图 4 两射流径向与轴向湍流强度比沿轴线的变化

Fig.4 Centerline evolutions of the radial component / axial component of the turbulent intensities

比值 v'/u' 和 w'/u' 与 1 的差距是对大尺度湍流各向异性程度的度量 (若湍流是各向同性的, 则 $u' = v' = w'$). 如图 4 所示, 相比长管射流, 渐缩喷嘴射流的比值 v'/u' 偏离各向同性湍流的值 ($= 1$) 更远, 因而呈现更强的各向异性. 这或许正如文献 [5] 中指出的那样, 是由于后一流场存在更多的拟序结构造成的. 还有一点需要指出, 当两射流进入湍流流动自保持区后, v'/u' 本应该是常数, 但图 4 却显示两射流的 v'/u' 都沿轴线逐渐下降, 这是由于文献 [6] 中给出的两射流的径向湍流强度 v'/U_c 是随 x 的增加一直衰减造成的. 根据第 2 作者的经验, X- 热线测量速度往往会出现 v 分量的误差比 u 分量的大.

3.4 积分尺度

在流体力学中, 定义为 $L_u = \langle U \rangle \int_0^{\tau_0} \langle u(t)u(t+\tau) \rangle \langle u^2 \rangle^{-1} d\tau$ 的积分尺度通常用来刻画湍流的总体尺度; 这里 $\langle U \rangle$ 是局部平均速度, 对于本研究 $\langle U \rangle = U_c$, τ_0 是轴向速度自相关函数 $\langle u(t)u(t+\tau) \rangle$ 第 1 个零点对应的时间滞后. 我们对两射流沿轴线的积分尺度 L_u 进行了计算, 图 5 给出了最终结果. 如图所示, 当 $x \geq 20d$ 后, L_u 随着 x 的增加成线性增长, 即 $L_u/d = C_1(x - x_{01})$, 预示了两射流的平均流动进入了自保持区. 但明显的是, 渐缩喷嘴射流的 $C_1 \approx 0.10$ 远大于长管射流的 $C_1 \approx 0.04$. 对比文献 [6] 中用来描述射流的扩散速率的平均速度半宽度 R_u , 即平均速度 $= U_c/2$ 处离轴线的距离, 当 $x \geq 20d$ 时, 两射流也成线性扩张了, 其关系式为 $R_u/d = C_2(x - x_{02})$. 渐缩喷嘴射流 $C_2 \approx 0.095$ 也大于长管射流的 $C_2 \approx 0.086$, 渐缩喷嘴射流扩散要大于长管射流.

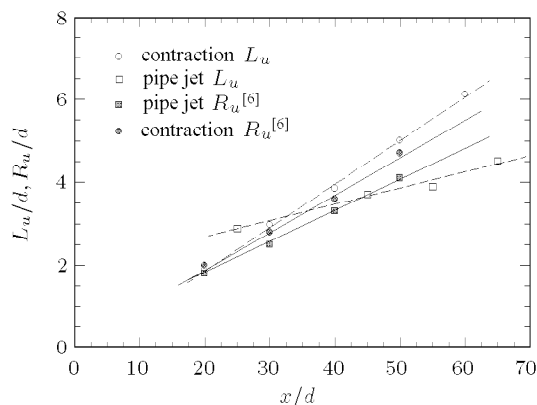


图 5 两射流轴线上积分尺度的演变图

Fig.5 Centreline evolutions of the integral scale

3.5 能谱

为了进一步探讨出口条件对两射流自保持的影

响, 两射流沿轴线的脉动速度 u 的能谱图以对数坐标形式表示在图 6 中. 其中, 图 6(a), 6(b) 是渐缩喷嘴射流轴心上的能谱, 图 6(c), 6(d) 是长管射流. 从两射流无量纲化的能谱图中, 可以清楚地看到, 对于渐缩喷嘴射流, 不同位置的 Φ_u^* 曲线在 $x \geq 20d$

时基本上重合在一起, 而对于长管射流, Φ_u^* 曲线的近似重合发生在更下游的 $x \geq 25d$ 以后, 也即渐缩喷嘴射流要比长管射流更快达到能谱自保持. 能谱 Φ_u^* 达到自保持, 从某种意义上讲, 是湍流中的各种尺度在统计上进入了平衡状态.

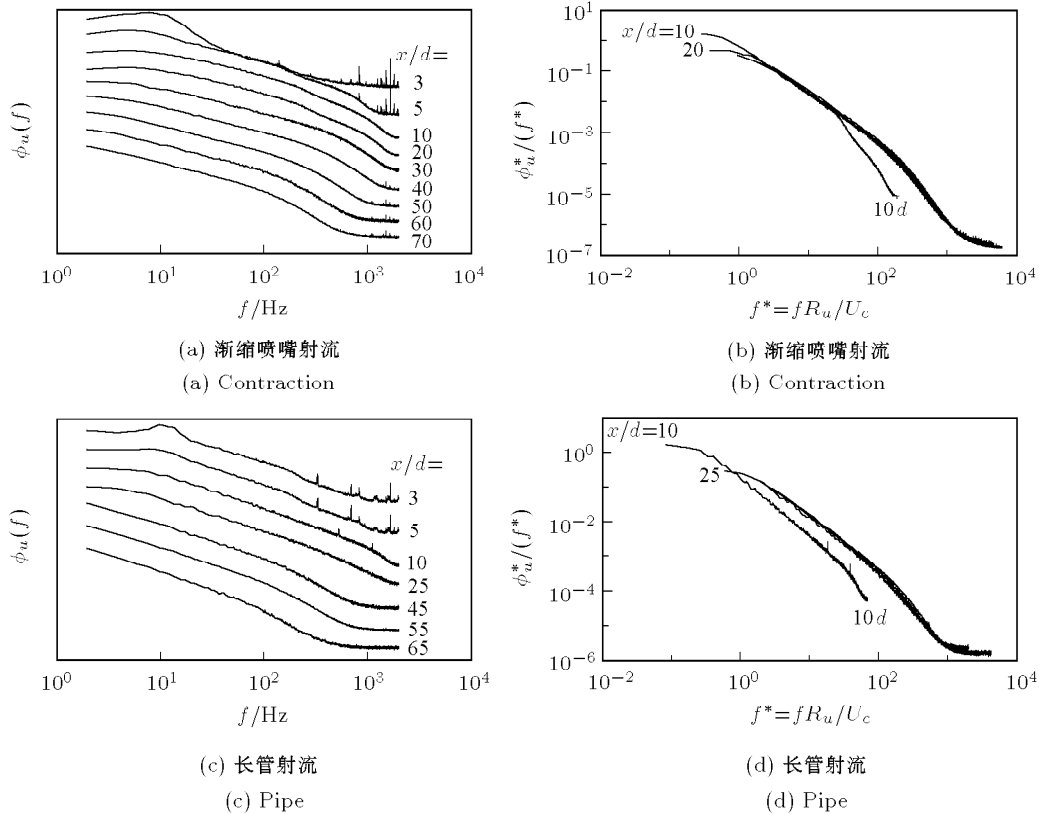


图 6 两射流轴心能谱图

Fig.6 Frequency spectra of the turbulence kinetic energy

值得注意的是, 当两射流达到能谱自保持后, Φ_u^* 对应的曲线重合, 曲线下方的面积在任意 x 位置上都应相等; 那么, 根据式 (8), $\langle u^2 \rangle / U_c^2$ 也应相等, 即此时射流已达到湍流强度的自保持状态. 但反之不然, 即射流湍流强度自保持是能谱自保持的必要条件, 因为 $\langle u^2 \rangle / U_c^2$ 相等仅说明 Φ_u^* 积分所对应的面积相等而不一定是 Φ_u^* 的重合.

我们知道射流低频代表大尺度脉动, 为了更清楚看出两射流低频区的湍动能, 我们把图 6 的纵坐标线性化, 为了在新的坐标下保持曲线下的面积等于 $\langle u^2 \rangle / U_c^2$, 式 (9) 变为

$$\frac{\langle u^2 \rangle}{U_c^2} = \int_0^\infty \Phi_u^* df^* = \int_0^\infty \Phi_u^* f^* d(\log f^*) \quad (12)$$

这样以对数 - 线性的形式得到了图 7 上的无量纲湍动能能谱图. 图 7 更清晰地反映了两射流流场

结构在近场区的不同. 比如, 当 $x = 5d$ 时, 渐缩喷嘴射流 $f^* \Phi_u^*$ 的峰值 $[f^* \Phi_u^*]_{\max} \approx 0.159$ 发生在 $f^* \approx 0.012$, 而长管射流的 $[f^* \Phi_u^*]_{\max} \approx 0.08$ 发生在 $f^* \approx 0.009$; 且长管射流的 $[f^* \Phi_u^*]_{\max}$ 只是渐缩射流的一半, 即前者湍流动能要明显的小于后者. 由于湍流动能主要是大尺度运动的结果, 上述差异说明了相比长管射流, 渐缩喷嘴射流在近场区存在大量的拟序结构, 这些结构的相互作用在 $x = 5d$ 附近强烈^[5]. 这种差异一直延续到 $x \approx 15d$. 但图 7 也告诉我们, 随着流动的继续和湍流不断混合, 上述差异到了 $x \approx 20d$ 的位置已相当小. 观察图 6 和图 7 不难发现, 在 $x > 20d$ 后, 二射流的能谱分布已非常相似, 说明二者在远场区的湍流统计结构表现上已很相近. 文献 [6] 中报道的横向平均和湍流结果也倾向于在 $x/d = 20$ 处接近“自相似”.

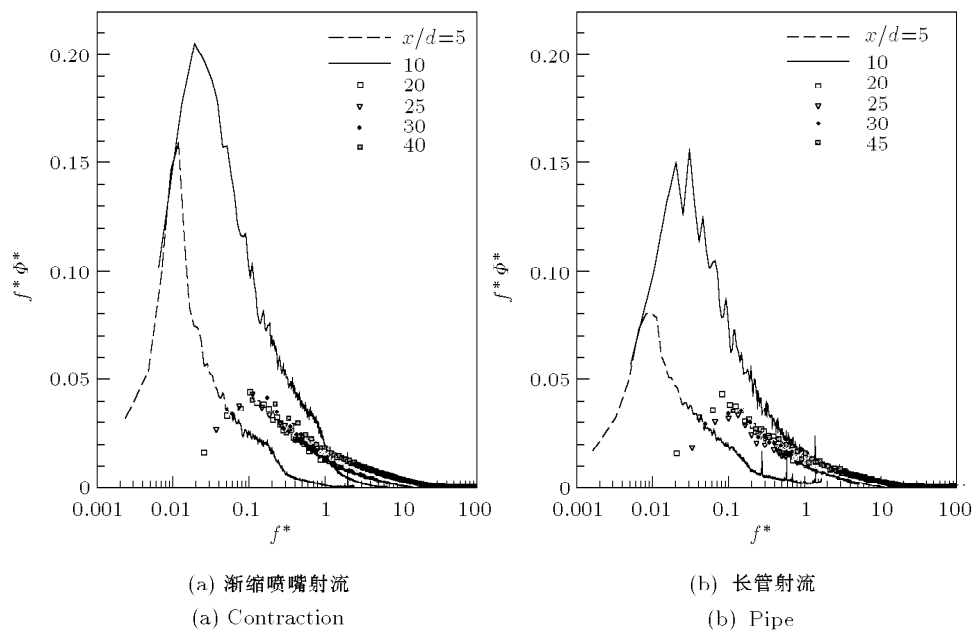


图 7 两射流轴线湍动能谱图

Fig.7 Frequency spectra of the turbulence kinetic energy

3.6 湍流高阶矩

由湍流统计理论我们知道, 对于高斯分布来说偏斜因子 $S_u = 0$, 平坦因子 $F_u = 3$; 而在充分混合的湍流场中, 脉动速度和标量的概率密度分布都是非常接近于高斯分布. 从图 8(a), 8(b) 上可以看出, 当 $x \leq 10d$ 时, 偏斜因子及平坦因子沿轴线的变化在温度场要比在速度场中更加剧烈, 偏离高斯分布更远, 这说明在近场区, 射流在速度场要比温度场

中混合得更加充分. 另外, 这些因子在两射流间的差别也反映了这个混合的差别; 明显的, 在温度场 S_θ 和 F_θ 在二射流间的差别要比在速度场大. 但当 $x \geq 15d$ 时, 两射流的偏斜和平坦二因子, 不管是速度或标量的, 基本上都达到了维持常数的自保持状态, 并且 $S_u (\approx 0.18)$ 和 $F_u (\approx 2.86)$ 都已接近各自对应的高斯值 (标量场的结果也如此). 这些说明了, 在远场区轴线附近来自周围和射流喷嘴的流体混合得

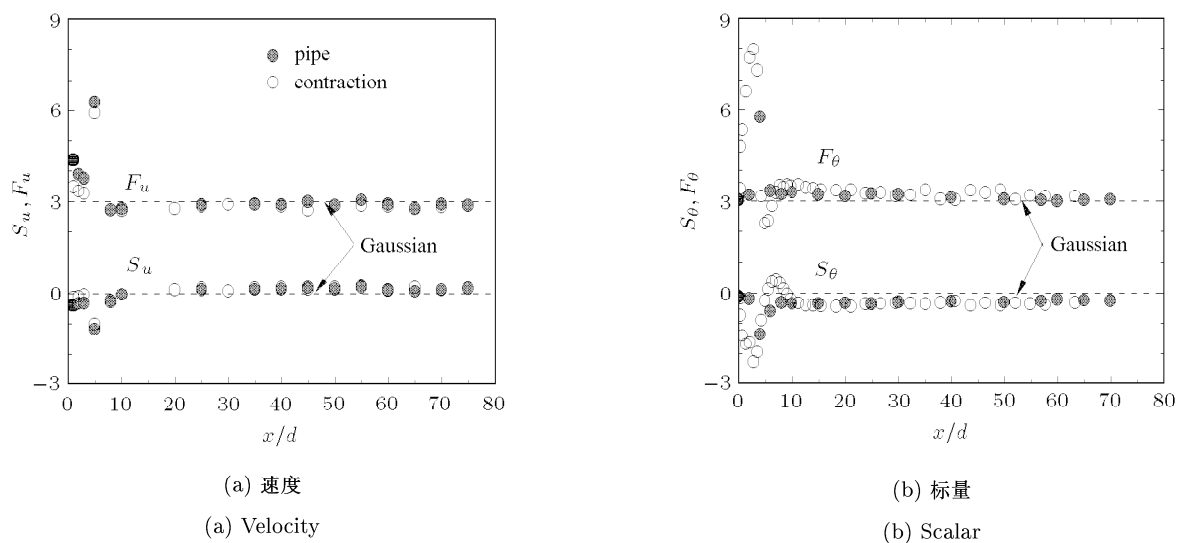


图 8 湍流偏斜因子及平坦因子沿轴线的变化

Fig.8 Centerline variations of the skewness S_u and flatness F_u factors

相当充分. 但另一方面, 它们又无法真正取得高斯值, 即完全混合, 这反映了自由射流是一个开放系统, 不断补充来自周围的“新鲜”气流, 使喷嘴流体与周围流体永远无法像封闭系统那样两种流体可以 100% 的充分混合.

对比湍流强度的自保持, 可以看出偏斜因子和平坦因子的自保持能更快地实现. 这似乎出乎我们的预料, 因为二因子是高阶矩, 理应比湍流强度这个一阶矩更难达到自保持. 但仔细分析不难发现, 由于它们的定义中分子分母都是脉动量的统计值, 如果湍流场达到了自保持的平衡状态, 这两个比值就会变成常数. 相比之下, 无量纲矩 φ^n (湍流强度是一阶矩) 是速度脉动和平均速度的比值, 反映的是两个场自保持的协调性; 也就是说, 只有二者都达到那种平衡状态, 并且变化一致的时候, φ^n 为常数的状态才能实现. 平均速度自保持很快地实现 (见图 2). 但是脉动速度 n 阶矩经平均速度无量纲后得到的 φ^n , 当 $n=1$, 即湍流强度, 两射流都较慢的达到 φ^1 自保持 (见图 3). 图 9 显示了两射流 $\varphi^2 \sim \varphi^4$ 在轴线上的演变发展过程. 射流如果达到 φ^n 自保持, 则应满足式 (7), 即 $\varphi^n = \text{常数}$. 不难看出, φ^3 和 φ^4 与上述二因子不一样, 但却和 φ^2 的情况一样, 即在 $x/d > 30$ 后基本不变, 达到了自保持, 尽管两射流的 φ^3 有一定的波动. 这从另一个角度又证实了上一节能量谱的自保持性结果 (图 4, 图 5), 即不同尺度的湍流结构在自保持区都已分别达到了自相似, 所以其脉动量的矩, 无论是几阶, 都应在统计上达到自保持状态 $\varphi^n = \text{常数}$.

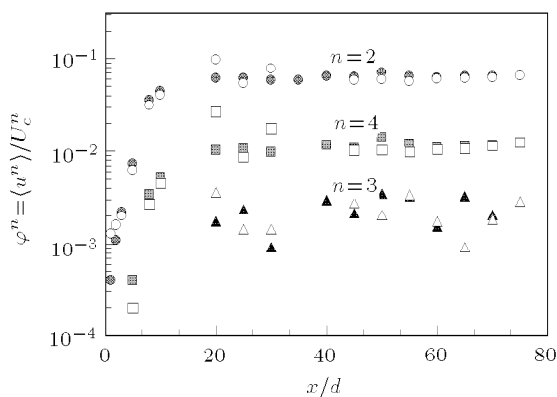


图 9 两射流轴线 n 阶矩变化. 渐缩喷嘴射流为实心, 长管射流为空心

Fig.9 The n -order moments along the centerline. Closed symbols: contraction jet; open symbols: pipe jet

4 讨论

上面几节报道了, 二射流在各自进入自保持区后, 几个湍流统计量沿轴线变化的差异. 这些差异究其原因主要是由于两射流出口条件不同所造成的^[5,6]. 长管射流的出口动量厚度 ($\delta/d = 0.0893$) 要明显大于渐缩喷嘴射流的出口动量厚度 ($\delta/d = 0.0245$). 长管射流的初始边界层相对很厚, 使得不同的湍流尺度在管的出口处就已形成, 阻碍了下游大尺度拟序涡旋的形成和发展; 而渐缩喷嘴射流则在出口处边界层很薄, 容易产生拟序结构, 即低频率的大涡结构^[5]. 米建春等^[5] 研究了两射流在近场区 ($x/d < 10$) 的瞬时浓度场成像图. 为了清楚地显示和说明两射流在近场区的流动结构差别, 我们将文献^[5] 中的轴线平面 Mie-scattering 成像图给在图 10 中. 可以清楚地观察到, 渐缩喷嘴射流在近场区有近似轴对称的大尺度的环状涡结构 (即截面上的对称涡) 出现. 环状大涡以及缠绕在它们之间的流向涡的存在对周围流体具有很强的卷吸力, 使射流与周围流体的作用增强, 加之大涡之间的相互作用, 使整个流场的动力特性非常明显. 但相比之下, 长管射流在近场区却少有大结构涡的出现. 与文献^[5] 中报道的温度频谱相似, 我们的速度频谱亦能反映出这一点, 即渐缩喷嘴射流在 $x/d < 4$ 的谱在一定的频率上出现峰值, 而长管射流的谱却没有 (这里不显示). 渐缩喷嘴射流发展到势核区的下游以后, 大涡结构破裂, 整个流场进入复杂的过渡过程. 在远场区, 渐缩喷嘴射流也好像比长管射流更容易形成大尺度涡和对外界流体具有更强的卷吸能力, 结果

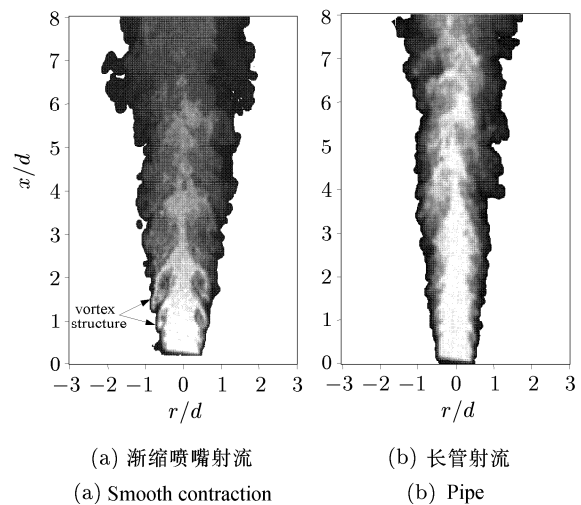


图 10 两种射流近场区的 Mie-scattering 成像图^[5]

Fig.10 Scattering side-view of the two jets in the near field^[5]

产生更大的湍动能 (图 3) 和更低频的大涡能谱 (图 7). Tso 和 Hussain^[12] 也发现有帽形速度剖面的圆形渐缩喷嘴射流, 在近场区和远场区都有螺旋型大尺度涡结构存在.

5 结 论

本文对比了渐缩喷嘴和长管喷嘴产生的两射流在相同雷诺数条件下流场的变化, 分析了两射流沿轴线的自保持性. 并通过频谱分析间接地比较了两射流拟序结构的差异, 得到射流在远场区的统计自保持受到出口条件显著影响的总体结论. 更具体地讲, 有如下结果:

(1) 两射流的轴线平均速度几乎同时达到自保持.

(2) 两射流沿轴线的积分尺度随 x 的增加成线性增大; 渐缩喷嘴射流积分尺度的增长速度比长管射流的更快. 这些都与直接测量的半宽度的变化一致, 也间接地说明前一射流向外扩散得更宽.

(3) 两射流沿轴线的湍流强度的比值 v'/u' 明显不同, 渐缩喷嘴射流的比值比长管射流的更偏离各向同性的要求 $v'/u' = 1$. 这一点与前一射流中存在更多的拟序大结构, 因而导致更强的各向异性, 是一致的.

(4) 两射流湍流强度沿轴线的自保持性差别明显: 通过与文献中已有的结果比较, 总体的结论是, 渐缩喷嘴射流比长管射流的湍流场能更快地发展达到各种统计量的自保持状态.

(5) 出口条件的不同导致了两者初始边界层厚度的明显不同, 长管射流的边界层厚度远远大于渐缩喷嘴射流的边界层厚度. 长管射流中较大的初始边界层厚度阻碍了低频大尺度涡结构的形成和发展, 因而拟序涡结构罕见; 而渐缩喷嘴射流却在近场区形成了许多低频的大尺度涡旋.

总之, 无论测量的是温度场还是速度场, 出口条

件的不同都会对射流的自保持性产生显著的影响; 不过, 其影响程度会因不同的特征量而不同. 通过对两种射流轴线上各种统计量分别达到自保持的分析, 再次证实了 George^[3] 的理论分析和米建春等^[5] 的实验分析结论, 即对于一个圆形射流来说, 出口条件影响着整个流动, 即使达到了自保持状态亦如此.

参 考 文 献

- 1 Blasius H. Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung. *Z Math u Phys*, 1908, 56: 1~37
- 2 Zel'dovich YB. Limiting laws for turbulent flows in free convection. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1937, 7: 1463~1469
- 3 George WK. The self-preservation of turbulent flows and its relation to initial conditions and coherent structures. In: George WK, Arndt REA, eds. *Advances in Turbulence*. Springer, Berlin Heidelberg New York, 1989, 8: 39~74
- 4 Townsend AA. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1976
- 5 Mi J, Nobes DS, Nathan GJ. Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. *J Fluid Mech*, 2001, 38: 577~612
- 6 Xu G, Antonia RA. Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. *Exp Fluids*, 2002, 33: 677~683
- 7 Antonia RA, Zhao Q. Effect of initial conditions on a circular jet. *Exp Fluids*, 2001, 31: 319~321
- 8 Xu G, Antonia RA. Effect of initial conditions on the temperature field of a turbulent round free jet. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 2002, 29: 1057~1068
- 9 Ferdman E, Otugen MV, Kim S. Effect of initial velocity profile on the development of round jets. *J Propulsion Power*, 2000, 16: 676~686
- 10 Hussain AKMF, Zedan MF. Effects of initial condition on the axisymmetric free shear layer: effects of initial momentum thickness. *Phys Fluids*, 1978, 21: 1100~1112
- 11 Mesbah Uddin, Andrew Pollard. Self-similarity of coflowing jets: The virtual origin. *Phys Fluids*, 2007, 19: 109~113
- 12 Tso J, Hussain F. Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet. *J Fluid Mech*, 1989, 203: 425~448

(责任编辑: 王 薇)

EFFECT OF EXIT CONDITIONS ON THE SELF-PRESERVATION STATES OF ROUND JETS¹⁾

Feng Baoping Mi Jianchun²⁾

(*College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China*)

Abstract Centerline velocity measurements are made in two round jet flows issuing with the same Reynolds number (86 000) from a smooth contraction and a long straight pipe, respectively. The influence of exit flow conditions is investigated to induce the different self-preservation states in the far field of the two jets. The smooth contraction jet flow is found to approach more rapidly to self-preservation than the pipe jet. The study suggests that the observed self-preservation states may be related to the underlying turbulence structures in the near field of the two jets.

Key words exit conditions, round free jets, self-preservation

Received 30 May 2008, revised 5 December 2008.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China(10772006).

2) E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn