

# 出口雷诺数对平面射流自保持性的影响\*

米建春<sup>1)†</sup> 冯宝平<sup>1)</sup> Deo Ravinesh C<sup>2)</sup> Nathan Graham J<sup>2)</sup>

1) 北京大学工学院及湍流与复杂系统研究国家重点实验室, 北京 100871)

2) School of Mechanical Engineering, The University of Adelaide, South Australia 5005, Australia)

(2008 年 12 月 16 日收到, 2009 年 3 月 6 日收到修改稿)

通过实验研究出口雷诺数对平面湍流射流自保持性的影响. 测量的射流来自相同的喷嘴但不同的雷诺数  $Re \equiv U_j h / \nu$  (其中  $U_j$  是出口平均速度,  $h$  是窄缝出口的厚度和  $\nu$  是黏性系数), 其变化范围是  $Re = 4582 \sim 57735$ . 所得的数据包括沿轴线的平均速度、湍流强度、积分尺度、高阶矩和能谱. 实验发现, 随着  $Re$  的增大, 平面射流发展减慢, 平均速度和湍流强度更难达到自保持状态. 沿轴线的积分尺度随轴向距离成线性增长但随雷诺数的增大增长速度减慢. 同时发现, 平面射流的局部雷诺数会随轴向距离的增大而增大. 最后, 通过对比湍流能谱并结合以往发表的结果, 对不同雷诺数的射流所表现出的不同的统计学行为给出了解释.

关键词: 平面射流, 雷诺数, 自保持性

PACC: 4755C, 4725

## 1. 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<sup>[1]</sup> 所做的有关层流方面的工作. 后来 Zel'dovich<sup>[2]</sup> 研究了湍流的自保持性. Kolmogorov 等<sup>[3]</sup> 在均匀各向同性湍流理论应用中提出了著名的局部自相似理论. 上世纪中叶周培源和 逢甘在研究湍流理论的同时介绍了湍流自保持现象<sup>[4,5]</sup>.

湍流自保持状态是指各种不同大小的湍流结构在流动过程中完成自身调整并趋于同步和同比变化, 使整个流动达到一种渐近平衡的状态<sup>[4]</sup>. 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位移或长度变量, 结果使得自保持的动力学方程独立于其他的变量. 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<sup>[6,7]</sup>.

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(如雷诺数、平均速度剖面、湍流强度、喷嘴特征比等)<sup>[6,8-14]</sup>. 例如, George<sup>[6]</sup> 在分析了圆形和平面射流后发现它们在自保持区的统计量都是依赖于出口条件. Mi 等人<sup>[8]</sup> 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. 近年来 Deo 等人<sup>[9-11,13]</sup> 详细研究了平面射流受各种出口条件的影响情况. 他们发现喷嘴高宽比 $(w/h)$ <sup>[9]</sup>、出口速度剖面<sup>[10]</sup>、侧板的存在<sup>[11]</sup>以及出口雷诺数<sup>[13]</sup>均对平面射流的整个流场有显著的影响. 同样的, Lemieux 和 Oosthuizen<sup>[14]</sup> 发现平面射流平均速度的衰减率和向外扩张率以及雷诺剪切应力都明显地依赖于出口雷诺数  $Re$ . 我们注意到上述两组实验都是在较低雷诺数的条件下完成的, 即前者为  $1500 \leq Re \leq 16500$ , 而后者更低为  $700 \leq Re \leq 4200$ . 在这样的前提下, 我们有理由相信雷诺数对平面射流影响的全貌还未弄清. 例如, 在多大的  $Re$  以上平面射流的统计特性已不再随之变化? 是否在不同的喷嘴下雷诺数的影响都是可比的? 回答这些问题对于全面掌握雷诺数的影响十分重要. 基于这样的思考, 本文在更大的  $Re$  范围内使用与我们前期工作, 即 Deo 等人<sup>[13]</sup>, 不同的喷嘴做进一步的研究. 本文将开展的具体工作如下.

我们使用单热线风速仪测量七个不同出口雷诺数下平面射流的各种统计量沿轴线的变化, 这些量包括平均速度、轴线湍流强度、积分尺度、高阶矩和能谱. 本实验用的雷诺数变化范围是  $4582 \leq Re \leq 57735$ , 较目前文献中报道的有关  $Re$  影响的研究都

\* 国家自然科学基金(批准号:10772006)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: jcmi@coe.pku.edu.cn

要大,因此能更全面地了解  $Re$  对平面射流的影响. 另外,以往一般只是研究平均速度和其湍流强度等低阶矩自保持性<sup>[8-14]</sup>,本文则详细研究各种统计量的自保持性. 最后,通过比较在不同  $Re$  的条件下射流湍流强度、高阶矩和能谱在近场区由于大结构行为不同引起的变化,我们将定性地解释  $Re$  对远场区自保持性的影响.

## 2. 平面射流自保持性

射流的发展通常以平均流场为基础划分为三个阶段(见图1):1)势核区,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,垂直轴线各横截面上归一化的时均速度及各种湍流量的剖面分布是自相似的.

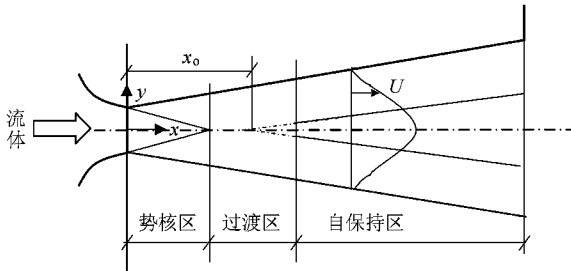


图1 自由射流的结构

射流混合场可以通过平均速度、脉动速度、高阶矩、积分尺度和能谱等这些统计量来描述. 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<sup>[3-8]</sup>. 对于平面射流,这个无量纲长度尺度可以取距离虚拟原点的轴向长度尺度,即

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

其中  $x_0$  是射流出口到射流在  $x$  轴的虚拟原点的距离,  $h$  是出口喷嘴高度. 记轴线轴向平均速度为  $U_c$ ; 射流的半宽度为  $y_{0.5}$ , 即同一速度剖面上平均速度等于  $0.5U_c$  的点距离轴线的距离; 脉动速度为  $u = U_c - U$ , 其中  $U$  为平均速度(注意:本文中的  $\cdot$  表示统计平均,以后不再重复说明); 积分尺度为  $L = U_c \int_0^{\tau_0} u(t)u(t+\tau) u^2^{-1} d\tau$ , 其中  $\tau_0$  是轴向速度自相关函数  $u(t)u(t+\tau)$  的第一个零点对应的的时间滞后; 脉动速度均方根值为  $u' =$

$u^2$  的均方根; 脉动速度的能谱  $\Phi_u$  定义为  $u^2 = \int_0^\infty \Phi_u(f)df$ , 其中  $f$  是频率; 脉动速度  $u$  的偏斜和平坦因子  $S_u = u^3 / u^2$  和  $F_u = u^4 / u^2$ .

如果平面射流进入自保持区<sup>[15]</sup>, 则轴线上的轴向平均速度  $U_c(x)$  满足关系式

$$\left(\frac{U_j}{U_c}\right)^2 = K_1 \frac{x - x_0}{h}, \quad (2)$$

其中  $K_1$  为平均速度衰减因子,  $U_j$  是平面射流出口平均速度<sup>[9-13]</sup>, 半宽度  $y_{0.5}$  满足关系式

$$\frac{y_{0.5}}{h} = K_2 \frac{x - x_0}{h}, \quad (3)$$

其中  $K_2$  描述射流的增长速率; 积分尺度  $L$  满足关系式

$$\frac{L}{h} = K_3 \frac{x - x_0}{h}, \quad (4)$$

其中  $K_3$  为积分尺度增长率; 轴线上轴向湍流强度变化满足

$$\frac{u'}{U_c} = \text{常数}. \quad (5)$$

同样地, 偏斜因子和平坦度因子的变化亦满足

$$S_u = \text{常数} \quad \text{和} \quad F_u = \text{常数}. \quad (6)$$

另外, 轴线上的能谱  $\Phi_u$  表述如下:

$$\begin{aligned} \frac{u^2}{U_c^2} &= \int_0^\infty \frac{\Phi_u}{U_c^2} df = \int_0^\infty \frac{\Phi_u}{U_c^2} \frac{U_c}{x} df \frac{x}{U_c} \\ &= \int_0^\infty \frac{\Phi_u}{U_c x} df^* = \int_0^\infty \Phi_u^* df^*, \end{aligned} \quad (7)$$

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

## 3. 实 验

图2是本研究使用的平面射流实验装置示意图; 装置的详情可以参考文献[9-11], 这里仅做简要描述. 由离心式鼓风机提供的空气流经由风洞调整均化后, 通过矩形窄缝喷入由两块长为2000 mm、高为1800 mm的平板所夹的通道, 形成'平面'射流. 矩形窄缝出口的高度为  $h = 20$  mm、宽度为  $w = 720$  mm(出口面积  $14400 \text{ mm}^2$ ; 高宽比  $w/h = 36$ ). 矩形窄缝的长边是圆形的, 其半径为  $r = 36$  mm, 因而  $r/h = 1.8$ . Deo 等人<sup>[10]</sup>的研究表明, 圆弧形渐缩的喷嘴也能使射流像通过传统的渐缩喷嘴一样在出口达到速度均匀, 但条件是  $r/h \leq 1.8$ ; 本实验喷嘴的  $r/h = 1.8$ , 故射流的出口速度是近似均匀的. 另

外,通过调节风机的转速可以改变射流在窄缝出口的初始平均速度  $U_j$ . 我们选取了七个  $U_j$  的值进行试验,最小和最大的分别是 3.37 m/s 和 42.4 m/s,对应的雷诺数范围为  $4582 \leq Re \leq 57735$ . 本实验测量的区域从  $x/h = 0$  开始到  $x/h = 40$  结束.

本研究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  $u$ . 恒温式热线风速仪通过设置低通频率  $f_c = 9.2$  kHz 过滤后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采样;采样时间约为 22 s,采样频率为  $f_s = 18.4$  kHz. 每次测量前后,都用位于热线探头旁边并连接数字压力计的标准皮托管在平面射流的出口处(那里的湍流强度是  $u'^2 / U_c \approx 0.5\%$ )来标定热线. 实验完成后,经过计算机转换还原成可供分析的速度信号,并通过文献 [16] 的快速收敛迭代法最优地过滤噪声得到真实速度信号. 然后运用湍流统计的方法来分析这些信号. 本研究实验误差估算结果如下:平均速度( $U$ )为  $\pm 0.5\%$ ;脉动速度均方根( $u'$ )为  $\pm 2.5\%$ ;偏斜因子和平坦度因子接近  $\pm 2\%$  和  $\pm 1.5\%$ ;积分尺度( $L$ )为  $\pm 3\%$ .

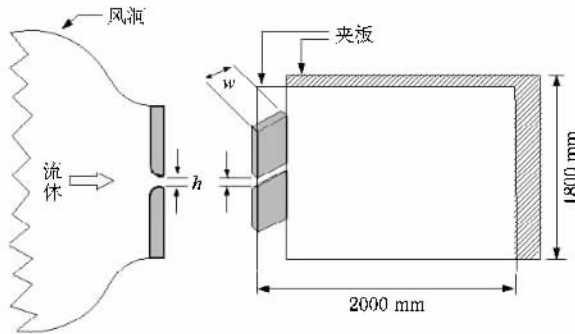


图 2 平面射流喷嘴结构图

## 4. 实验结果分析

### 4.1. 轴线上平均速度的变化

图 3 显示了对应于七个不同出口雷诺数条件下  $(U_j/U_c)^2$  沿轴线上的变化. 小插图也给出了速度衰减因子  $K_1$  随雷诺数的变化. 对于  $Re = 4582$  的射流,当  $x \geq 6h$  时,轴线上的平均速度已满足自保持方程式(2),而相比之下, $Re = 45176$  的射流要到  $x \geq 18h$  以后才能实现这个自保持关系式. 由此推断,出口雷诺数越大的射流达到平均速度自保持所

需经历的空间距离越大. 出口雷诺数也影响  $K_1$  值. 在测量的雷诺数范围内,我们看到雷诺数为  $Re = 4582$  的射流衰减得明显快一些,在远场区呈现出最大的速度衰减率  $K_1 = 0.2106$ ,这比出口  $Re = 57735$  的射流对应的  $K_1$  值( $= 0.1676$ )约大 26%. 这是由于小雷诺数的射流在近场区更容易形成低频的大尺度脉动<sup>[13]</sup>,对外界低速的流体卷吸能力更强造成的<sup>[8]</sup>. 图 3 的插图也显示,当  $Re > 36647$  时, $K_1$  趋于常数( $= 0.167$ ). 这也说明了平面射流平均流场的一个重要特征是,当雷诺数增大到一定程度后,平均速度的衰减率将独立于雷诺数( $Re$ ). Chai 等人<sup>[17]</sup>采用玻尔兹曼方法,对二维腔体流进行的数值模拟计算,也得出类似的结论.

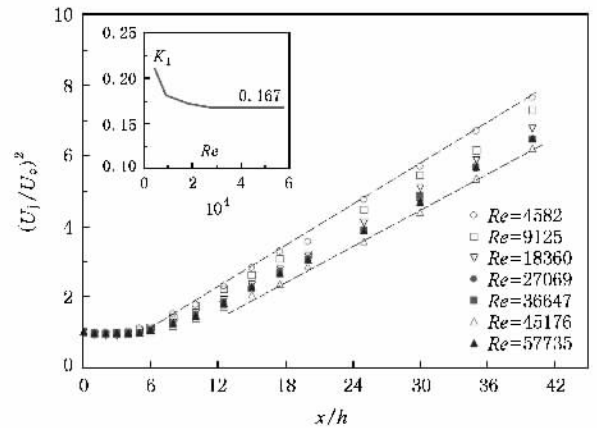


图 3 平面射流轴线平均速度衰减图

### 4.2. 积分尺度

在流体力学中,积分尺度  $L$  通常用来刻画湍流结构的总体尺度,在本研究里与射流平均速度半宽度  $y_{0.5}$  具有同等的意义. 我们对平面射流沿轴线的  $L$  进行了计算(参考第二节),图 4 给出了  $L/h$  的最终结果. 图中显示,当  $x/h \leq 10$  时,所有雷诺数下的  $L/h$  都已近似满足自保持方程式(4),即积分尺度随着  $x/h$  的增加成线性增长. 而雷诺数对积分尺度增长率  $K_3$  的影响是明显的(见图 5):在  $Re = 4582$  时  $K_3$  的值远大于其在  $Re = 57735$  对应的值,这说明小雷诺数射流的积分尺度比大雷诺数时增长得快.

图 5 也回答了积分尺度  $L$  是否与平均速度半宽度  $y_{0.5}$  有可比性. 图中对比了文献 [13] 的  $y_{0.5}$  增长率  $K_2$  与根据同一组实验数据计算的  $L$  增长率  $K_3$ . 很显然,除了绝对值的差异,二者随  $Re$  的变化趋势

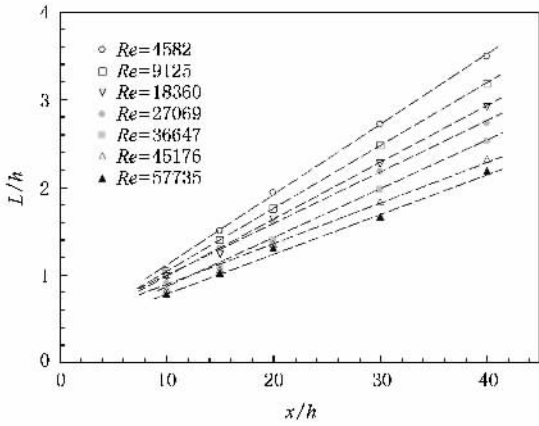


图4 射流轴线上积分尺度的发展图

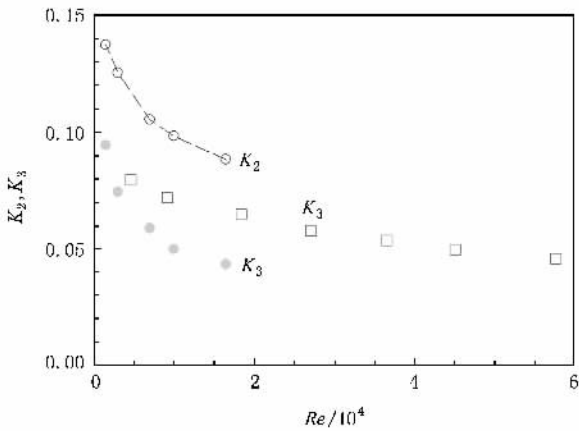


图5 射流积分尺度增长率与半宽度增长率对比图 (●和○为文献 13 的结果)

是一致的。例如，随着  $Re$  由 1500 增大到 16500， $K_3$  由 0.09 减小到 0.04；与此同时， $K_2$  由 0.14 减小到 0.08。流场半宽度的这一变化说明，小雷诺数射流比大雷诺数射流具有更强的卷吸周围流体的能力。本文发现，这一点积分尺度的大小也同样能够说明。所以，更一般地讲，射流出口条件对其卷吸能力的影响也可通过轴线上的测量弄清。

图 5 给我们的另一个启示是，除了  $Re$  外，平面射流出口的其他条件也对下游流场的发展构成了显著的影响。很显然，由于本研究所用的喷嘴高宽比  $w/h (= 36)$  及出口面积  $A (= 14400 \text{ mm}^2)$  与文献 [13] 中的 ( $w/h = 60, A = 1904 \text{ mm}^2$ ) 大不一样，在相同的  $Re$  下对应的  $K_3$  值比后者要大许多；由此也可以推断，本研究所用喷嘴产生的平面射流具有更大的  $y_{0.5}/h$  值，因此具有更快的卷吸能力(关于出口条件对平面射流其他物理量的影响详见文献 [9])。最

后值得注意的是，随着雷诺数的增大， $K_2$  和  $K_3$  继续减小而未趋于常数，这与平均速度场(见 4.1 节)和脉动场(见 4.4 节)不同，其原因有待进一步研究。

### 4.3. 局部雷诺数

局部雷诺数一般定义为  $Re_l \equiv U_c(x)l/\nu$ ，其中  $l$  为局部特征长度尺度，如半宽度  $y_{0.5}$ ，积分尺度  $L$ ，泰勒尺度和 Kolmogorov 尺度等。本文取  $l = L$ ，此时局部雷诺数为

$$Re_L \equiv U_c(x)L/\nu. \quad (8)$$

将 (2) 和 (4) 式代入上式得到自保持区的局部雷诺数为

$$Re_L = Re K_3 K_1^{-1/2} [(x - x_0)/h]^2. \quad (9)$$

图 6 以对数-线性的形式显示了  $Re_L^2$  对  $x$  的依赖关系。可以清楚地看到，对于每一个出口雷诺数， $Re_L^2$  都大致随  $x$  的增加成线性增长，即  $Re_L^2 = Re^2 K_3^2 K_1^{-1} [(x - x_0)/h]^2$  或 (9) 式是成立的。换言之，对于平面射流而言，不管出口雷诺数有多大，当地局部雷诺数都会随着流体向下游的发展而逐渐增大。文献 [13] 计算了基于半宽度  $y_{0.5}$  的局部雷诺数  $Re_{y_{0.5}}$  沿轴线上的发展，也得出了同样的结论，即  $Re_{y_{0.5}} \propto (x - x_0)^{1/2}$ 。可以肯定，这种现象使平面射流无论出口雷诺数有多大都可以在远场区达到很高的局部湍流雷诺数，如基于泰勒小尺度  $\lambda$  的  $Re_\lambda$ 。这与圆形射流和尾流的情况不同；后者局部湍流雷诺数包括  $Re_\lambda$  在自保持区应是不变的。比如，对于圆管射流，进入自保持区后，轴线上的平均速度  $U_c(x)$  满足关系式  $U_j/U_c = K_1(x - x_0)/d$  (其中  $d$  是出口直径)；将此式与 (4) 式代入 (8) 式得到  $Re_L = K_3 K_1^{-1} Re$ ，即

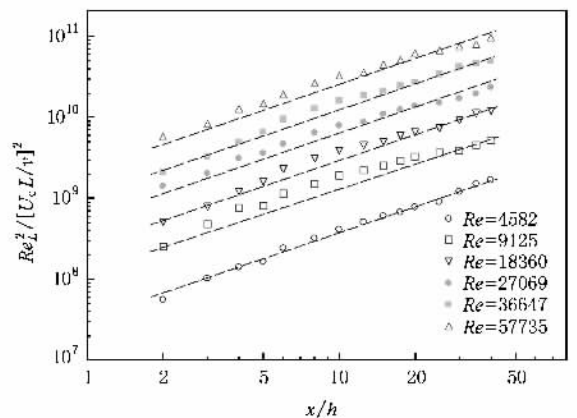


图6 局部雷诺数的平方沿轴线的线性发展图

$Re_L$  不随  $x$  而改变.

#### 4.4. 轴线上湍流强度

图 7 显示的是平面射流无量纲湍流强度  $u^* = u'/U_c$  沿轴线的变化. 仔细观察可以发现, 对于雷诺数为  $Re = 4582$  的射流, 当  $x/h \geq 25$  时湍流强度满足自保持关系式(5); 当  $Re = 9125$ ,  $u^*$  在  $x/h \geq 30$  后趋于常数; 而  $Re = 57735$  时,  $u^*$  在  $x/h \geq 35$  后基本达到近似自保持状态. 这就说明了小雷诺数的射流比大雷诺数的射流在轴线上更容易达到湍流强度的自保持性, 这与平均流场的结果一致.

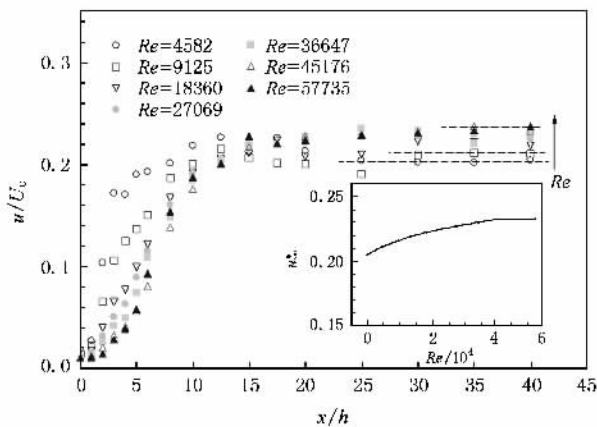


图 7 射流轴线上的湍流强度变化

事实上, 随着  $x$  的增加,  $u^*$  从出口值 0.01 迅速上升, 然后逐渐向下游收敛进入湍流强度的自保持区. 我们将  $u^*$  在自保持区的平均值记为  $u_\infty^*$ . 图中插入了  $u_\infty^*$  随雷诺数的变化图. 可以看到: 当雷诺数由  $Re = 4582$  增大到  $Re = 57735$ ,  $u_\infty^*$  由 0.20 增加到了 0.24. 这一差别很可能是由于平面射流在远场区不同的流动结构造成的<sup>[13]</sup>. 图 7 也显示, 当  $Re > 45176$  时,  $u_\infty^*$  就趋于常数 0.24, 这也说明了平面射流脉动流场也具有与平均流场类似的重要特征, 即当雷诺数大到一定程度后,  $u_\infty^*$  将独立于雷诺数; 但对应的临界雷诺数要高. 过去对平面射流的研究工作, 包括最近 Deo 等人的文献 [12], 都没有报道过与上述类似的结果.

#### 4.5. 能谱

为了进一步探讨出口雷诺数对平面射流自保持性的影响, 本文计算了试验的 7 个出口雷诺数下平面射流沿轴线脉动速度  $u$  的无量纲能谱  $\Phi_u^*$ . 与图 7 显示的一致, 大约达到  $x/h = 20$  以后  $\Phi_u^*$  在不同

位置的曲线已基本重合在一起, 即满足(7)式(由于空间有限, 这里不显示这些能谱图). 换言之, 无论  $Re$  为何值, 在  $x/h \geq 20$  时湍流中的各种尺度在统计上都已进入了平衡或自保持状态.

为了观察  $Re$  对  $\Phi_u^*$  在自保持区的影响, 图 8 以对数坐标形式给出了在  $x/h = 40$  上的  $\Phi_u^*$  曲线, 其横坐标为无量纲频率  $f^* = fx/U_c$ . 由图可以清楚地看到, 不同出口雷诺数对应的  $\Phi_u^*$  曲线的低频部分重合得非常好, 而高频部分差异显著. 这应该说明, 平面射流的湍流结构在大尺度上具有一定的相似性,  $Re$  的影响不大, 但另一方面在小尺度上却具有很大的  $Re$  依赖性. 后一种情况的出现是由于  $Re$  不同造成了最大和最小湍流尺度之间的分离程度不同; 雷诺数小分离小, 反之则大. 这种分离上的差异可以用下式<sup>[15]</sup>来解释, 即

$$\eta/L \propto Re_L^{-3/4}, \quad (10)$$

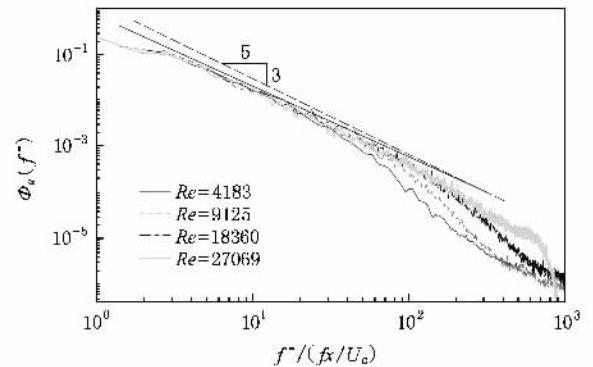


图 8 平面射流在远场区  $x = 40h$  时的无量纲能谱图

式中  $\eta$  是 Kolmogorov 小尺度, 即湍流最小尺度. 显然, 局部雷诺数  $Re_L$  越大, 湍流小尺度  $\eta$  越小,  $L$  与  $\eta$  的分离越大. 另外, 图 8 也显示频谱有一区段近似满足  $\Phi_u^* \propto f^{-n}$  (这一区段人们通常称之为惯性区) 但幂律  $n (\approx 1.5)$  略低于  $5/3$ , 这与 Mi 和 Antonia<sup>[18]</sup> 发现的在圆形射流(自保持区)中心  $n \approx 1.5$  是一致的. 基于小尺度湍流局部各向同性的假设, Kolmogorov<sup>[3]</sup> 于 1941 年推出了著名的能谱在惯性区的  $-5/3$  幂律分布; 但湍流射流, 不管是圆形的或平面的, 都已确认远非局部各向同性湍流.

另外, 正如预期, 随着雷诺数的增大, 能谱满足  $\Phi_u^* \propto f^{-n}$  的范围增宽, 因而脱离幂律段的频率增大. 如果定义该频率为区分大尺度和小尺度的临界频率  $f_c$ , 则如图 9 所示, 它的无量纲值  $f_c^* (= f_c x/U_c)$  随  $Re$  呈近似的线性增长, 即  $f_c^* \approx 4.22 \times$

$10^{-3} Re$ . 进而,若定义  $\delta \equiv U_c/(2\pi f_o)$  为湍流小尺度的上限或最大小结构的特征直径,则该尺度随  $Re$  的变化应为  $\delta/h \propto Re^{-1}$ . 本文研究的平面射流的结果近似为  $\delta/h \approx 1450 Re^{-1}$  (见图 9). 我们认为图中的结果具有明确的意义,它以定量的形式告诉人们,平面射流中湍流小尺度是如何随雷诺数的增大而迅速减小的. 为了更清楚地说明这一点,图 10 引用了 Namar<sup>[19]</sup> 研究平面射流时得到的射流位于  $25 \leq x/h \leq 45$  的条纹照片. 这些照片直接而清晰地显示了随出口雷诺数增大流动结构的减小情况,但这是定性的,本文的结果在定量上给予了界定,而且雷诺数的范围扩大了许多.

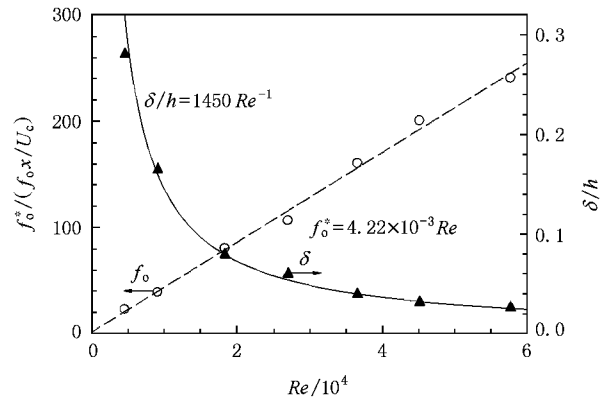


图 9 在远场区  $x = 40 h$  时无量纲临界频率  $f_o^*$  和小尺度上限  $\delta$  随雷诺数的变化

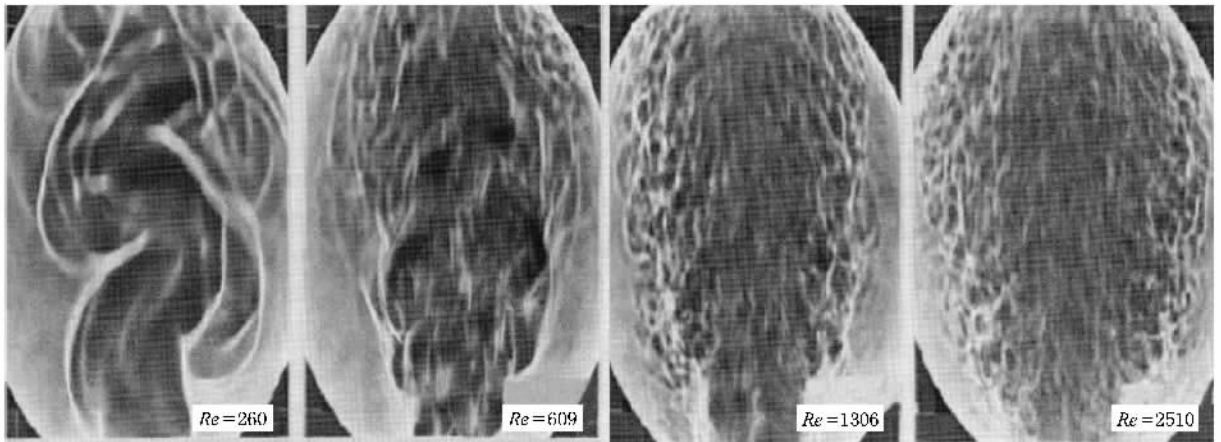


图 10 不同雷诺数条件下平面射流在  $25 \leq x/h \leq 45$  区间的条纹照片(来源文献 [19])

#### 4.6. 湍流高阶矩

根据统计学理论,高斯分布的偏斜和平坦因子分别为  $S_u = 0$  和  $F_u = 3$ ;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. 图 11(a) 给出了平面射流在不同  $Re$  下  $S_u$  和  $F_u$  在轴线上的变化;为了观察  $Re$  影响造成的差别起见,图 11(b)(c) 分别显示了二因子错开的结果. 可以看到,当  $x \leq 10 h$  时,大雷诺数射流的偏斜因子与平坦因子沿轴线的变化要比小雷诺数的大,偏离高斯值更远. 这说明,在近场区剪切层(射流外沿)形成的大涡结构,在大雷诺数时对射流的搅动要比小雷诺数时更加剧烈,以至于中心线上的速度变化加大、非稳定性增强(故  $S_u$  和  $F_u$  的变化增大). 当  $x \geq 10 h$  时,仔细观察发现,随着雷诺数的增大,  $S_u$  和  $F_u$  进入各自的自保持状态(即满足(6)

式)的步伐减慢. 当进入自保持区后,  $S_u$  ( $\approx 0.18$ ) 和  $F_u$  ( $\approx 2.86$ ) 均接近各自的高斯值(0.3),说明那里的轴线附近来自射流喷嘴的流体和周围的流体混合已相当充分,但另一方面,  $S_u$  和  $F_u$  又无法真正取得高斯值. 后者是自由射流作为一个开放系统的象征,即来自周围的‘新鲜’气流不断进入该系统,使喷嘴流体永远无法与周围流体作 100% 的充分混合.

#### 5. 讨 论

为了研究平面射流近场区的湍流结构,图 12 给出了平面射流在势核区( $x/h = 3$ )的能谱图. 注意:这里的  $f^* \equiv fh/U_j$ . 我们定义无量纲频率或 Strouhal 数为  $St \equiv f_1 h/U_j$ , 其中  $f_1$  是首次大涡形成频率. 我们知道射流低频代表大尺度脉动<sup>[8]</sup>. 从图 12 上

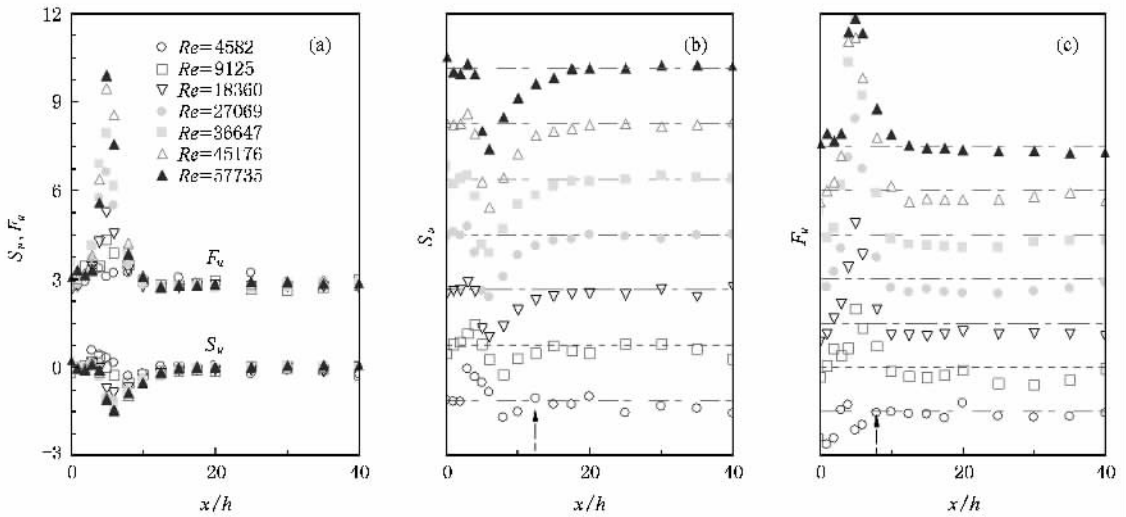


图 11 湍流偏斜因子及平坦因子沿轴线的变化(虚线表示高斯分布值  $S_u = 0, F_u = 3$ )

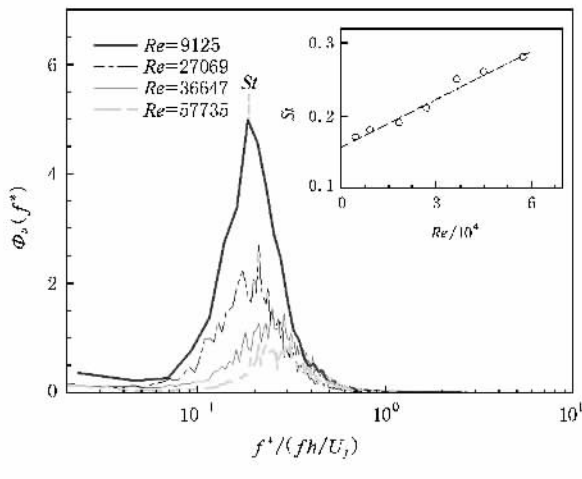


图 12 轴线上脉动速度在  $x/h = 3$  的能谱图

可以清楚的看到:当雷诺数由  $Re = 4582$  增大到  $Re = 57735$ ,  $St$  由 0.18 增加到 0.28. 无量纲频率  $St$  显著变化表明,不同出口雷诺数射流近场区湍流结构的显著的不同.具体地讲,在近场区,小雷诺数的射流要比大雷诺数的射流形成更有序的大尺度结构和对外界流体具有更强的卷吸能力<sup>[8]</sup>,因此更容易进入统计量的自保持状态.文献<sup>[20]</sup>的实验观察也验证了这一点.在大尺度脉动的相互作用下,造成小雷诺数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  $(0-10h)$  的近场区,这也是小雷诺数射流在近场区有更高  $u'/U_c$  值的原因.

Mi 等人<sup>[8]</sup>研究了两个圆形射流(一个来自渐缩喷嘴、一个来自长管)在近场区( $x/d < 10$ ,  $d$  为喷嘴

直径)的瞬时浓度场成像图.发现  $St$  越小的射流在近场区更容易出现近似轴对称的大尺度的环形涡结构.这些环形大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,使整个流场的动力学特性非常明显<sup>[8]</sup>. Shlien 和 Hussain<sup>[20]</sup>也发现  $St$  越小的平面射流,在近场区和远场区都有大尺度涡结构存在.但  $St$  越大的平面射流在近场区大结构涡的存在明显减少.

## 6. 结 论

本文对比了七个不同出口雷诺数下平面射流的统计量沿轴线的变化,研究了这些射流沿轴线的自保持性,并通过频谱分析间接地比较了平面射流拟序结构的差异,得到射流在远场区的统计自保持性受到出口雷诺数显著影响的结论.具体地说,主要结论如下:

1. 平面射流的出口雷诺数越小各种统计量的自保持状态发展得越快、进入得越早.
2. 平面射流沿轴线的积分尺度随下游距离的增加成线性增大,并且与射流半宽度一致.较低雷诺数的积分尺度比高雷诺数的增长速度快.这也间接地说明了小雷诺数射流比大雷诺数射流具有更强的卷吸周围流体的能力.
3. 当雷诺数增大到一定的程度后,达到自保持的平均速度和湍流强度将独立于雷诺数,这一点过去的研究工作没有报道过.

4. 在平面射流的自保持区,局部雷诺数会随着流体向下游的发展而逐渐增大,这一现象是平面射流独有的。

5. 在平面射流的自保持区,小湍流结构的尺度随出口雷诺数( $Re$ )的增加迅速减小,若以频谱脱离惯性区的脱离点对应的尺度 $\delta$ 为小尺度的上限或最大小结构的直径,则该尺度与出口雷诺数成反比,

即 $\delta \propto Re^{-1}$ 。

总之,作为射流一个初始条件的出口雷诺数,它的不同都会对射流的整个流动包括其自保持性产生影响。这一点获得了本文的确认。我们也再次证实了 George<sup>[6]</sup>的理论分析和 Mi 等人<sup>[9-13]</sup>的实验结果,即对于任何流动,出口条件影响着整个流场,即便达到了自保持状态亦如此。

- 
- [ 1 ] Blasius H 1908 *Math. Phys.* **56** 1
- [ 2 ] Zel'dovich Y B 1937 *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **7** 12
- [ 3 ] Kolmogorov N, Akad D 1941 *Nauk SSSR* **30** 299
- [ 4 ] Zhou P Y 1957 *Acta Phy. Sin.* **13** 220 ( in Chinese ) [ 周培源 1957 *物理学报* **13** 220 ]
- [ 5 ] Zhuang F G 1953 *Acta Phy. Sin.* **9** 201 ( in Chinese ) [ 逢甘 1953 *物理学报* **9** 201 ]
- [ 6 ] George W K 1989 *Advances in Turbulence*. **12** 39
- [ 7 ] Townsend A A 1976 *The Structure of turbulent shear flow* ( Cambridge : Cambridge University Press ) p1
- [ 8 ] Mi J, Nobes D S, Nathan G J 2001 *J. Fluid Mech.* **38** 577
- [ 9 ] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2006 *Exp. Therm. Fluid* **31** 825
- [ 10 ] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2007 *Exp. Therm. Fluid* **32** 545
- [ 11 ] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2007 *Exp. Therm. Fluid* **32** 596
- [ 12 ] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2005 *Phys. Fluids* **17** 068102
- [ 13 ] Deo R C, Mi J, Nathan G J 2008 *Phys. Fluids* **20** 51
- [ 14 ] Lemieux G, Oosthuizen P H 1985 *AIAA J.* **18** 45
- [ 15 ] Pope S B 2000 *Turbulent flows* ( Cambridge : Cambridge University Press ) p134
- [ 16 ] Mi J, Deo R C, Nathan G J 2005 *Phys. Rev. E* **71** 66
- [ 17 ] Chai Z H, Shi B C, Zheng L 2006 *Chin. Phys.* **15** 08
- [ 18 ] Mi J, Antonia R A 2001 *Phys. Rev. E* **64** 026302
- [ 19 ] Namar M V 1986 *Ph. D. thesis* ( Drexel University )
- [ 20 ] Shlien D J, Hussain A K M F 1985 *Flow Visualization* **20** 498



# Effect of exit Reynolds number on self-preservation of a plane jet<sup>\*</sup>

Mi Jian-Chun<sup>1,†</sup> Feng Bao-Ping<sup>1)</sup> Deo Ravinesh C<sup>2)</sup> Nathan Graham J<sup>2)</sup>

<sup>1</sup> College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China

<sup>2</sup> School of Mechanical Engineering, The University of Adelaide, SA 5005, Australia

(Received 16 December 2008; revised manuscript received 6 March 2009)

## Abstract

We investigated in experiment the effect of exit Reynolds number on self-preservation of a turbulent plane jet. Centerline velocity statistics were measured in plane jets issuing from the same nozzle but, respectively, with seven Reynolds numbers varying between  $Re = 4\,582$  and  $Re = 57\,735$ , where  $Re \equiv U_j h / \nu$  ( $U_j$  being the momentum-averaged exit mean velocity,  $h$  the slot height and  $\nu$  the kinematic viscosity). All measurements were conducted using single hot-wire anemometry and over an axial distance ( $x$ ) of  $40 h$ . These measurements revealed a significant  $Re$ -dependence of either the mean or turbulent flow field. As  $Re$  increases, the pace of the jet development decreases and, as a result, both the mean and turbulent properties reach their self-preserving states over a longer downstream distance ( $x$ ). The centerline integral scale  $L$  for all jets grows linearly with  $x$  and the growth rate decreases as  $Re$  is increased. It is also found that the local Reynolds number  $Re_L$  scales with  $x$  as  $Re_L \propto x^{1/2}$ . The study suggests that differences of the self-preserving states observed may be related to the differences in the underlying turbulence structures in the near field of the seven jets.

**Keywords** : plane jet, Reynolds number, self-preservation

**PACC** : 4755C, 4725

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10772006).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : jcmi@coe.pku.edu.cn.