

过渡流态下槽道流动间歇性结构 PIV 实验研究

吴轩^{1,2}, 鹭尾望², 会田紘史², 塚原隆裕², 川口靖夫², 宇波¹

(1. 中国石油大学(北京)北京市城市燃气输配技术重点实验室, 102249, 北京;

2. 东京理科大学理工学部机械工学科, 278-8510, 野田市)

摘要: 为了研究槽道湍流与层流过渡流态下流场中的大尺度流动结构,采用粒子图像测速仪对过渡雷诺数下平板槽道内的流场进行了定量测量,捕捉到了高速区域与低速区域相间的瞬时流场,并基于 Taylor 假设对所测流场进行了重构,从多个瞬时流场中提取出大尺度条纹状结构。结果表明:这种条纹结构与流动方向之间存在一定的夹角,大约为 $25^{\circ}\sim 30^{\circ}$;倾斜因子和平坦因子的绝对值随雷诺数的减小而减小,即湍流猝发事件减少,间歇性减弱,流动趋于有序,逐渐向层流转化。从流场及统计量的变化还可以看出:当 $1\ 300\leq Re_m\leq 1\ 600$ 时,流场的变化最显著。

关键词: 过渡流态;粒子图像测速;间歇性;大尺度结构

中图分类号: O357.5 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2013)01-0101-06

PIV Study on Intermittent Flow Structure in Poiseuille Channel Flow at Transitional Reynolds Number

WU Xuan^{1,2}, WASHIO Nozomi², AIDA Hiroshi², TSUKAHARA Takahiro²,
KAWAGUCHI Yasuo², YU Bo¹

(1. Beijing Key Laboratory of Urban Oil and Gas Distribution Technology, China University of Petroleum, Beijing 102249, China;

2. Department of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science, Noda, Chiba 278-8510, Japan)

Abstract: Particle image velocimetry (PIV) was employed to measure the flow field quantitatively at the transitional Reynolds number to investigate the large scale structure in channel flow at transitional state. The intermittent instantaneous velocity field was captured, and the large-scale structure in stripe shape was extracted from the flow field reconstructed on the basis of the Taylor's hypothesis. The results show that there is an angle of about $25^{\circ}\sim 30^{\circ}$ between the borderline of the high velocity stripe and the low velocity stripe and the flow direction. The absolute values of the skewness factor and the flatness factor decrease with the decrease in Reynolds number, indicating that the turbulent events become fewer and the flow state tends to be laminar. In addition, the flow state changes dramatically at Reynolds number from 1 300 to 1 600 according to the flow field and the high-order statistics.

Keywords: transitional flow; particle image velocimetry; intermittency; large-scale structure

在平板槽道湍流流动中,如果雷诺数不断降低,直至无法维持完全湍流时,流动就会逐渐向层流态发展,出现一种有别于湍流和层流的过渡状态。过

渡流态可以看作是既存在湍流区,又存在层流区的混合流态。这两种流态的共存,使过渡雷诺数下的流动非常复杂。湍流是一种普遍的现象,在工业生

收稿日期: 2012-05-05。 作者简介: 吴轩(1984—),男,博士生;宇波(通信作者),男,教授,博士生导师。 基金项目: KAKENHI Grant-in-Aid for Young Scientists (B) (22760136) from JSPS; 国家自然科学基金资助项目(51176204); 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室开放课题资助项目。

网络出版时间: 2012-10-12

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20121012.1142.004.html>

产与应用中,湍流预测与控制是一项非常重要的课题。对过渡流态的研究,有助于理解湍流的生成、弱化以及湍流层流化过程,这对湍流预测与控制有重要的参考价值。

Wyganski 等对圆管内过渡雷诺数下的不稳定流动进行了实验测量,发现过渡流态下存在湍流与层流交替出现的现象^[1-2]。这种流态间歇性不止在圆管中存在,在平板 Poiseuille 流动、平板 Couette 流动及旋转 Couette 流动中都存在相似的间歇结构^[3-5]。间歇结构中湍流条纹的波长是有限的,且与湍流强度相关^[6]。LiDa 等采用 DNS 对平板 Poiseuille 流动的层流化过程进行了模拟,指出在临界雷诺数附近,近壁区湍流结构发生了明显的改变,进而使摩擦阻力下降,流动趋向层流^[7]。Tsukahara 等对低雷诺数下极大计算区域($327.7\delta \times 2\delta \times 128\delta$)中的平板 Poiseuille 流动及其标量场进行了一系列 DNS 研究,发现在相同的雷诺数下,间歇性结构长度相当,并对提升传热能力有一定的作用^[8-9]。

然而,目前文献中所做的有关过渡流动结构的实验研究多以可视化实验为主,还有部分激光多普勒测速仪(LDV)实验,Flake 流动可视化实验仅能作定性测量,能够直观地观测到大尺度结构,却无法得到速度场;LDV 仅能采集流场内某一点流速的时间序列,却无法获得流场的空间分布信息;DNS 的条件则过于理想。本实验采用粒子图像测速仪(PIV)定量测量过渡流态下槽道中心 x - z 平面的流场,基于 Taylor 假设对流场进行重构,并从中捕捉大尺度条纹状间歇结构,进一步研究过渡流态的流动特点,分析过渡流态中高低速流动区域、湍流区域与类层流区域的相互关系。

1 实验装置

本文的实验测量装置由两部分构成:流动循环系统与粒子图像测速系统。流动循环系统如图 1 所示,包括矩形槽道、水箱、水泵和电磁流量计(位于泵的右侧,离水箱入口较近)。由于湍流与层流过渡状态中的流动结构尺度较大,要观察到完整的过渡态条纹结构,必须尽可能地增大流向与展向的长度,形成大尺度的流动区域。然而,PIV 系统的测量区域也是有限的,这一限制又要求流向与展向的绝对长度不能太大,否则所测区域中不足以捕捉到过渡条纹结构。所以,本实验采用宽度很小的窄槽道,以增加流向与展向的相对长度,从而在拍摄区域较小的情况下获得较大的相对长度,增加捕捉到大尺度条

纹结构的可能性。所选取的实验段长 $4\,000\text{ mm}$ (x 方向),槽道截面高 400 mm (z 方向),宽 10 mm (y 方向)。以槽道半宽 $\delta=5\text{ mm}$ 为无量纲标尺,则实验段大小为 $800 \times 2 \times 80$ ($x \times y \times z$)。槽道的入口处安装有金属网格,用以产生扰动。测量窗口直径为 200 mm ,窗口中心距离槽道入口处 $3\,750\text{ mm}$ 。速度场测量装置如图 2 所示。该系统包括以下几部分:激光发射器,CCD 照相机,同步设备,具有大存储设备的 PC 机和校正板等。本实验的流动循环系统中采用蒸馏水,水温为 $(25 \pm 0.5)^\circ\text{C}$,采用尼龙颗粒作为 PIV 示踪粒子,激光脉冲间隔设置为 0.5 ms ,比高速流动实验中(一般为 0.1 ms)设置得大。实验在湍流与层流过渡状态雷诺数条件(基于流场平均速度的雷诺数 $Re_m=1\,200 \sim 2\,500$)下进行,测量时雷诺数由高至低(湍流层流化过程)每下降 100 做一轮采样,测量区域位于测量窗口中心,大小为 $108\text{ mm} \times 108\text{ mm}$ ($21.6\delta \times 21.6\delta$)。

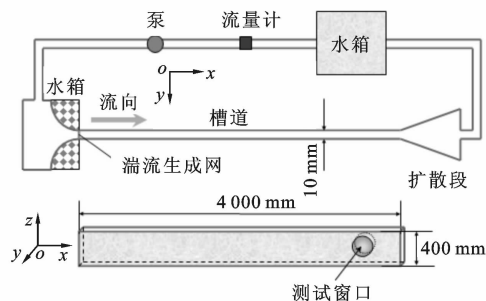


图1 流动循环系统

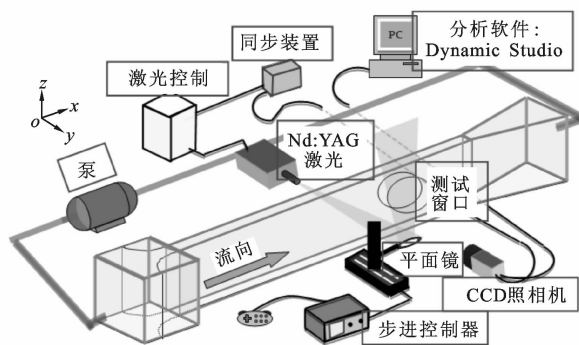


图2 粒子图像测速系统

在本实验中,可能产生 PIV 系统误差的原因有以下几个方面。CCD 照相机位于槽道侧面,激光发射器本应位于槽道底部,垂直向上发射片光源,但由于底部空间不足,只得另外加设一块平面镜,用来反射激光,使之从槽道底部穿过待测平面,而平面镜反射后的激光可能会有部分扩散,从而导致激光照射的区域略宽,产生一定的误差。示踪粒子对流体的

跟随性也会导致一定的误差,只有当示踪粒子与水的密度完全一致时,其所受浮力与重力才能完全抵消,从而不产生误差。本实验中采用的尼龙颗粒的密度(约为0.986)与水的密度已经相当接近,所以这一误差很小,是可以接受的。另外,保持测量窗口的干净透明也是影响测量准确度的一个重要因素,本实验采用蒸馏水,基本避免了气泡的产生,这方面的误差影响应该很小。

2 实验结果与分析

用 Dynamic Studio 软件对 PIV 拍摄的图像进行处理,得到测试平面的瞬时流场,速度矢量个数为 3 969(63×63)。从 PIV 系统采集到的一系列瞬时流场可以看出,当流动处于过渡流态时, $x-z$ 平面流速分布与层流湍流都不同。一些时刻采集到的流场包含较多的高速流体,其测试区域在所测时刻的局部平均速度也高于整体流动的平均速度,说明此刻 PIV 捕捉到的是流场中的高速流动状态;另一些时刻所测结果正好相反,测得的流场中包含较多的低速流体,测试区域的平均速度也低于整体流动的平均速度,说明该时刻 PIV 捕捉到的是低速流动状态。在采集的流场时间序列中,这些高速与低速流场随时间交替出现,并呈现出一定的周期性。

图 3 所示是 $Re_m=1\ 800$ 时过渡流态中 4 个典型的瞬时流场,其拍摄时间间隔为 0.6 s。从图中可以看出,在不同时刻,过渡流态显示出不同的流动特点,与层流和湍流都有区别。图 3a 拍摄于 $t=t_0$ 时刻,此刻流场中高速流体占据绝大多数区域,且所测区域的平均流速大于流体平均流速,说明此时捕捉到的流场位于高速区。0.6 s 之后拍摄的图 3b 捕捉到了较清晰的高速区域与低速区域分界线,可以看到高速区域位于流动下游,低速区域位于流动上游,

低速流体跟随高速流体,高低速区域分界线与流向呈大约 25°夹角。在图 3c 中,低速流体占据了大部分区域,此刻所测区域的平均流速小于流体平均流速,即捕捉到的流场位于低速区。图 3d 与图 3b 的高低速流体位置相反,其高速区域与低速区域的分界线虽不如图 3b 中的明显,但仍然可以看出左上方高速流体较多,右下方低速流体较多,即高速流体推动低速流体向前流动。对比图 3b 与图 3d 中高低速区域分界面的状态可以发现:高速流体位于下游时,高低速流体的分界线比较清晰,高低速区域之间存在一个比较缓和的速度坡降区(交界处灰色部分),低速区域中靠近分界线的位置,存在平行于流向且很窄的低速(深灰色)与中低速(浅灰色)条带。这说明在低速流体跟随高速流体的区域,流动有序性比较强,流向结构被拉长,其流动状态更接近于层流,称为类层流区域。当高速流体位于上游时,高低速流体之间很难找出明显的分界线,在两者之间的区域,高速流体与低速流体分布十分混乱(如图 3d 中虚线四边形所示区域),说明在高速流体推动低速流体的区域,由于下游流速较慢,当受到上游高速流体的冲击时,其流动有序性被破坏,表现出湍流流动状态。

分别对测试区域每一时刻的瞬时流场做空间平均,得到测试区域平均速度的时间迹,如图 4 所示。波峰处表示该时刻测试区域处于高速区,波谷处表示该时刻测试区域处于低速区,从图中可以直观地看出,过渡流态下存在高低速流动区域交替出现的现象,并呈现出一定的周期性。图 4a 所示为 $Re_m=2\ 500$ 的时间迹,可以看出各时刻的局部平均速度都很小,并且都分布在虚线附近,基本没有出现明显的波峰波谷。说明在这一工况下,PIV 测试区域的平均速度随时间变化很小,流动几乎完全处于湍流

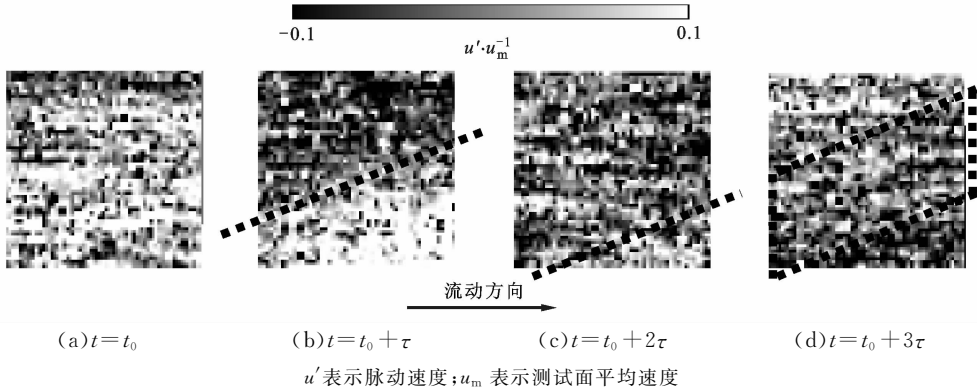
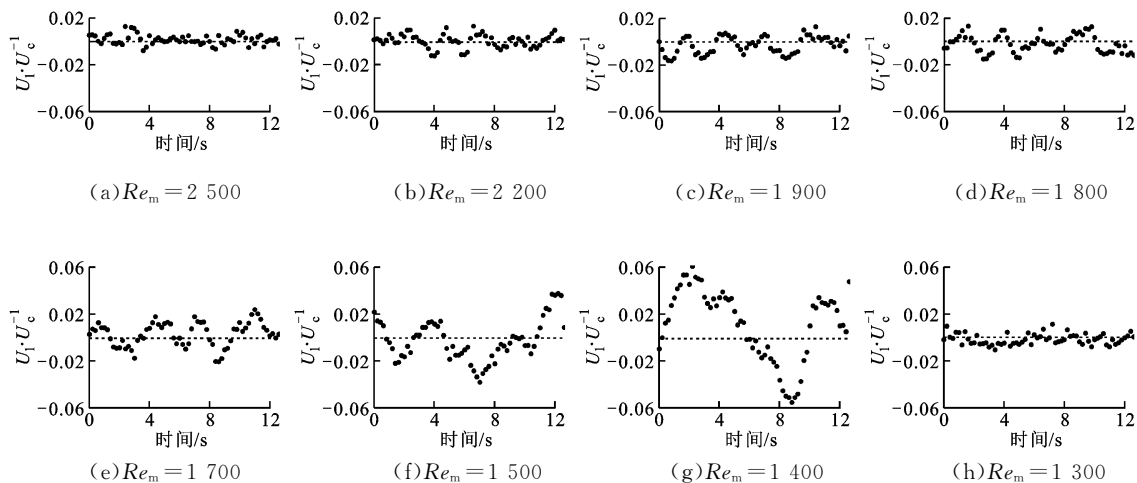


图 3 $Re_m=1\ 800$ 时 $x-z$ 截面中瞬时流场($\tau=0.6\ s$)



U_l 表示局部平均速度; U_c 表示槽道中心整体平均速度

图4 不同雷诺数下测试区域平均速度

状态。当 Re_m 下降至 2 200 时(见图 4b),测试区域平均速度时间迹出现了波动,出现了周期性的波峰与波谷,周期约为 2 s。这说明在此工况下,流场结构出现了变化,槽道入口处的扰动已经不足以维持整个槽道中的湍流状态,流场中出现了高低速区域相间的间歇性结构。从图 4c~4e 可以看出:随着雷诺数的下降,波动的时间周期增大,振幅也逐渐增大,流场中高低速流体更加分化,表现出更加明显的间歇性。对比图 4b~4g 可以发现,在 $Re_m = 2\ 200 \sim 1\ 700$ 的范围内,波动的周期性比较明显,规律性更强,说明这一雷诺数范围内间歇性结构比较稳定。当 $Re_m = 1\ 500$ 时,虽然也存在波峰波谷交替出现的周期性现象,但波峰与波谷出现的位置并不均匀,其振幅也不一致。当 Re_m 下降到 1 400 时(见图 4g),波动振幅增大到 ± 0.06 ,波峰与波谷之间距离增大到 7 s 左右,且在触底后发生了急剧的上升,意味着流场中出现了大尺度的高低速流体团。产生这一现象的原因是,槽道入口的扰动已经很弱,其能量无法维持稳定的间歇性条纹状结构,进而导致流动结构的变化。从重构的流场(图 5)可以看出,流场中的大尺度条纹状结构发生断裂,形成了大的点状结构,这一现象也在 Flake 实验中^[10]得到了印证。当 Re_m 下降至 1 300 时(见图 4h),测试区域平均速度随时间的变化很小,其波动不超过 ± 0.01 ,说明在此工况下流动已经接近于层流状态。基于 Taylor 假设,从连续的瞬时流场中提取片段,重构出尺度为 $216\delta \times 21.6\delta$ 的流场,如图 5 所示,在这些重构的流场中可以清楚地看到高低速流体交替出现的间歇性流动结构。图 5a~5e 显示了在 $Re_m = 1\ 600 \sim 2\ 000$ 的范围内提取到的大尺度条纹状结构,这些高低速条纹与

流向呈一定的夹角,大约为 $25^\circ \sim 30^\circ$ 。从图 5a 中可以发现,条纹与流向的夹角可能为正值(图中左侧条纹),也可能为负值(图中右侧条纹)。本实验中, $Re_m = 1\ 700$ 时捕捉到的条纹形状最为规整,如图 5d 所示,图中黑色虚线为高低速流体分界线。从图 5d 中还可以看到低速区域中存在一些平行于流向的较窄的条带结构,其宽度约为 2δ ,与直接数值模拟结果相一致^[9]。当 Re_m 下降到 1 500 时(见图 5f1、5f2),由于扰动能量不足,条纹状结构解体,高速区域形成具有一定弧度的较宽的带状结构,其整体形状与湍流斑点的侧翼形状相吻合^[4]。从图中可以明显看到,点状结构的尺度大于条纹状结构,其形状也不规则,这也是图 4f、4g 中测试区域平均速度时间迹周期增大并出现不规则现象的原因。 $Re_m = 1\ 400$ 时(见图 5h),高速流体与低速流体分别聚集,各自形成大片的集中区域,高速流体区域呈现出明显的斑点形状。由于湍流斑点尺度比湍流条纹更大,本实验无法捕捉到完整的湍流斑点。

基于流场平均速度的雷诺数 Re_m 与基于流场中心速度的雷诺数 Re_c 分别定义为: $Re_m = 2U_m\delta/\nu$; $Re_c = 2U_c\delta/\nu$ 。 Re_c 与 Re_m 的比值反映了流场的湍流化程度,计算结果如图 6 所示。槽道流动完全处于层流状态时, $Re_c/Re_m = 1.5$ (见图 6 中实线),本实验中湍流状态的判别采用 $1/7$ 幂规律,即 $Re_c/Re_m = 1.14$ (见图 6 中虚线)。从图 6 中可以看到, $Re_m = 2\ 500$ 时, $Re_c/Re_m \approx 1.22$,比较接近湍流状态,实验中随着 Re_m 的下降, Re_c/Re_m 逐渐增大,流动逐渐向层流化发展,至 $Re_m = 1\ 200$ 时, Re_c/Re_m 增大至 1.47,已经十分接近完全层流状态。在 $1\ 300 \leq Re_m \leq 1\ 600$ 的范围内, Re_c/Re_m 的值变化最大,说

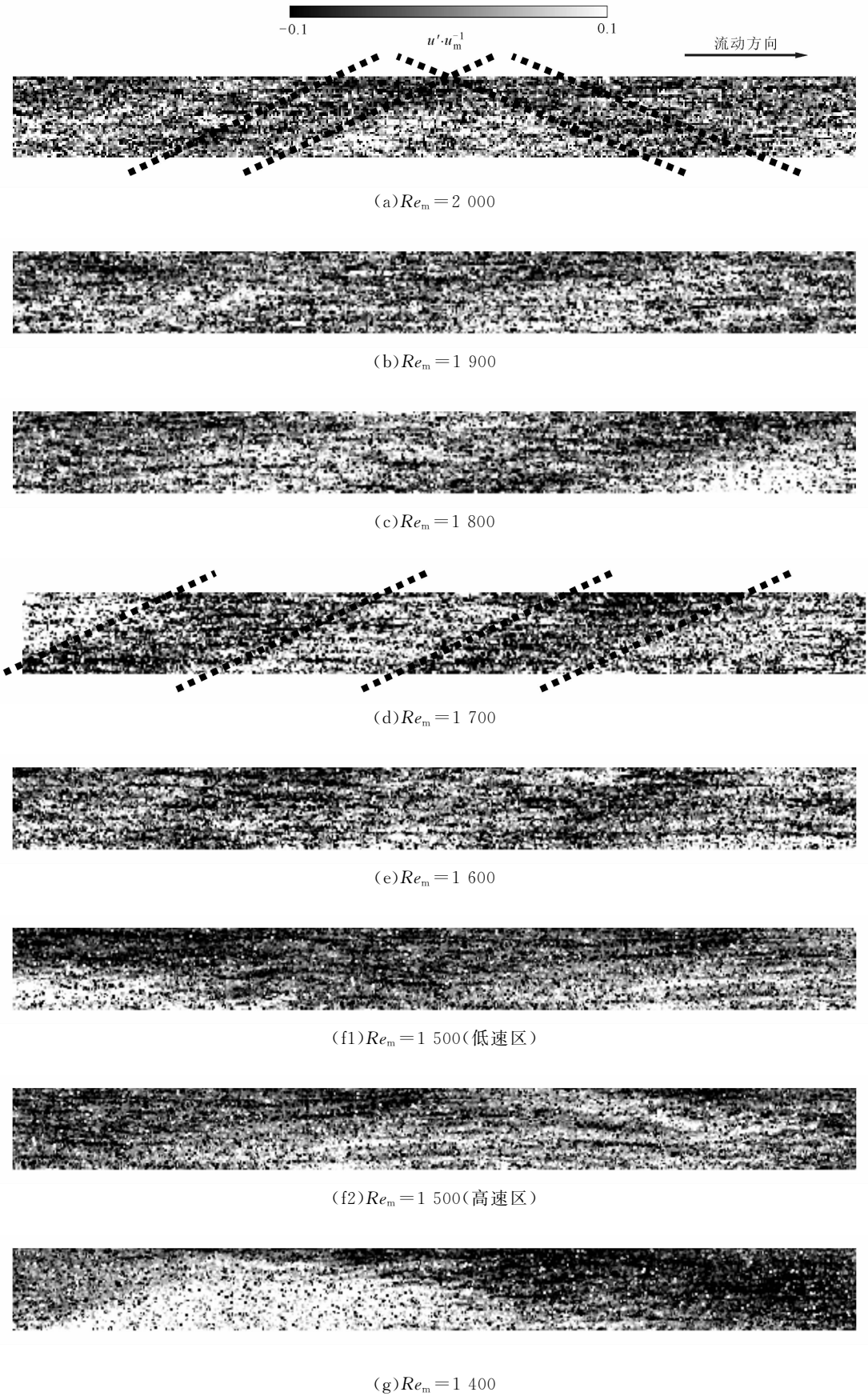


图 5 槽道中心 $x-z$ 平面流场重构图($126\delta \times 21.6\delta$)

明此时流动状态与流动结构发生了较大的变化,从图 4 及图 5 也可以看出,当 Re_m 在这一区间内时,流场经历了大尺度条纹结构解体、点状结构形成并逐渐趋于层流的过程。图 6 中也列出了直接数值模拟结果^[8],可见实验与 DNS 两者吻合得很好。

流场中流向速度脉动的高阶统计矩,即倾斜因子和平坦因子分别定义如下

$$S(u) = \frac{(\overline{u'})^3}{(\overline{u'})^2)^{3/2}}; \quad F(u) = \frac{(\overline{u'})^4}{(\overline{u'})^2)^2}$$

倾斜因子表征湍流流场偏离高斯场($S=0$, 近似各相均匀同性)的程度,反映概率密度函数的不对称性。倾斜因子随雷诺数的变化如图 7 所示,可见雷诺数越小,倾斜因子偏离正态分布越少。平坦因子表征概率密度函数曲线的平坦程度,反映湍流流动的间歇性,即湍流随机流动状态下叠加其他突发运动的情况。当湍流猝发事件叠加到随机运动中时,平坦因子就会发生改变,变化的程度与流场内涡旋结构、位置、强度等情况相关,正态分布曲线平坦因子 $F=3$ 。平坦因子随雷诺数的变化如图 8 所示,可以看出,雷诺数越大,平坦因子越大。这是因为雷诺数比较大时,槽道入口扰动能量比较高,进而引发了更多的湍流事件。 $Re_m \geq 2\,000$ 后,平坦因子趋于稳定。从图 7 与图 8 中都可以看出, $Re_m \leq 1\,600$ 时,倾斜因子和平坦因子的变化都比较剧烈,再一次印证了流场在这一区间发生了较大的变化。 $Re_m \geq 2\,000$ 时,倾斜因子和平坦因子的变化都比较缓慢,说明在这一范围内流动结构比较稳定。

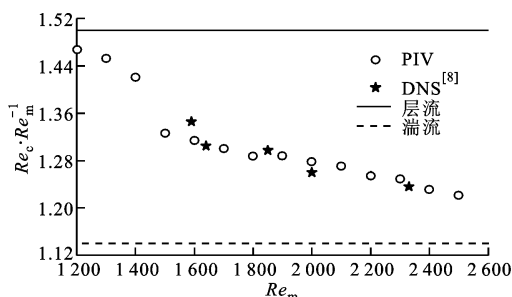


图 6 $Re_c \cdot Re_m^{-1}$ 随 Re_m 的变化

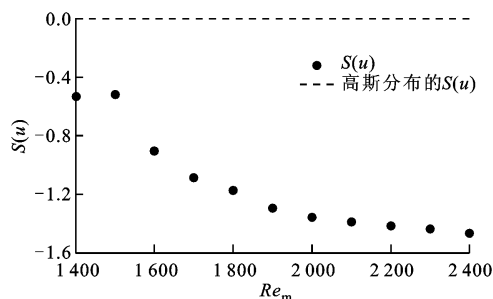


图 7 流向速度倾斜因子随 Re_m 的变化

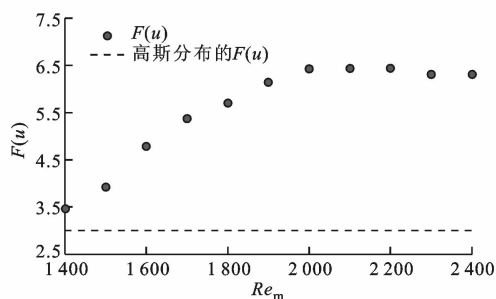


图 8 流向速度平坦因子随 Re_m 的变化

3 结 论

采用粒子图像测速仪对过渡流态($Re_m = 1\,200 \sim 2\,500$)下的流场进行测量,并基于 Taylor 假设对所测流场进行重构,研究了流场中的大尺度间歇性流动结构,以及流向速度脉动的高阶统计量,得到湍流层流化过程中的流场变化规律。

(1)过渡流态下存在大尺度高低速条纹相间结构,该条纹状结构与流向呈 $\pm 25^\circ \sim \pm 30^\circ$ 夹角,夹角值可能为正,也可能为负;当 Re_m 下降到 1 600 以下后,条纹状结构断裂,演化为大团的斑点状结构。

(2)低速流体跟随高速流体的区域易形成沿流向拉伸的条带状类层流区,高速流体推动低速流体的区域易形成湍流区。

(3) $1\,300 \leq Re_m \leq 1\,600$ 是湍流层流化过程的质变区间,流场在这一区间变化最显著,出现了湍流条纹断裂、湍流斑点形成、高低速流体各自集中的现象。

(4)雷诺数越小,平坦因子越小,倾斜因子偏离正态分布越少,湍流猝发事件减少,间歇性减弱,流动状态逐渐趋向层流。

参考文献:

- [1] WYGNANSKI I J, CHAMPAGNE F H. On transition in a pipe: Part 1 The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug [J]. Fluid Mech, 1973, 59(2): 281-335.
- [2] WYGNANSKI I J, SOKOLOV M, FRIEDMAN D. On transition in a pipe: Part 2 The equilibrium puff [J]. Fluid Mech, 1975, 69(2): 283-304.
- [3] NISHIOKA M, ASAI M. Some observations of the subcritical transition in plane Poiseuille flow [J]. Fluid Mech, 1980, 150(1): 411-450.
- [4] ANDERECK C D, LIU S S, SWINNEY H L. Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders [J]. Fluid Mech, 1986, 164(3): 155-183.

(下转第 119 页)