

空间发展圆管转捩的直接数值模拟¹⁾

陈 健 崔桂香 许春晓 张兆顺

(清华大学工程力学系, 北京 100084)

摘要 利用直接数值模拟研究圆管流动中由局部壁面引入的周期性吹吸 (PSB) 扰动沿流向的空间发展, 流动的雷诺数 Re 选定为 3000. 在临界幅值的 PSB 扰动下, 在较短的圆管内, 圆管中的扰动沿流向快速增长, 在足够长的圆管内, 扰动沿流向持续增长发生转捩, 流动发展到湍流阶段.

关键词 圆管, 周期性吹吸扰动, 空间发展, 转捩, 湍流, 直接数值模拟

引 言

自两个世纪前的雷诺实验以来, 虽然广大流体力学工作者从理论、实验、数值模拟等多个方向进行了不懈地努力, 但至今圆管转捩的机理仍不十分清楚, 其主要原因是应用线性稳定性理论分析圆管流动时总是稳定的. 已经有多种理论用于解释圆管流动转捩, 比如弱非线性理论^[1,2], 非线性临界层理论^[3], 瞬态增长理论^[4~6], 然而问题依然没有得到很好的解释. 最近的数值研究显示了在转捩预报方面的潜力, 本文作者曾利用直接数值模拟的方法成功地再现了旁路转捩实验中观察到的“喷噗”和“塞流”现象^[7], 同时模拟了轴对称、非轴对称、随机分布等三种分布式粗糙管壁的圆管流动转捩, 获得了不同雷诺数下壁面扰动速度的临界幅值等关系^[8]. 在光滑圆管流动转捩的研究中, 本文作者再次利用直接数值模拟研究了亚临界扰动幅值下, 圆管流动中由局部壁面引入的 PSB 扰动沿流向的空间发展^[9], 在该文中圆管的长度不足, 流动没有达到湍流阶段, 只显示了转捩的早期阶段. 在本文中, 我们通过加大网格数延长了计算的圆管长度, 从而使数值模

拟的结果包含了转捩的全过程. 在长圆管的直接数值模拟中, 我们使用了和短圆管^[9]相同的 PSB 扰动幅值和其他相关流动参数, 在长圆管的前半段再现了短圆管中的流动状态, 然而扰动在圆管加长的部分继续增长, 通过使用更小的计算时间推进步长, 最终成功地模拟了圆管转捩过程. 具体的结果和分析将在后面说明.

1 数值方法

图 1 显示了圆管的几何结构和本文中所使用的柱坐标系, 其中 x, θ 和 r 分别表示流向、周向和径向坐标, 相应地我们用 u, v, w 来分别表示流向、周向和径向速度分量.

圆管流动的初始场是充分发展的 Hagen-Poiseuille 流. 在出流处采用满足无反射条件的嵌边区 (具有很大黏性的过渡区), 使圆管内的扰动进入到嵌边区时开始衰减, 在嵌边区的出口处流动重新回到入流的 H-P 基本流, 从而圆管的出流和入流完全一致, 实现了沿流向的周期性. 同时在计算中流量保持恒定, 等于圆管入流处 H-P 基本流对应的流量.

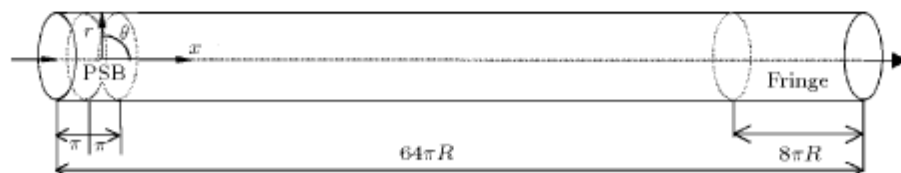


图 1 圆管计算域示意图

Fig.1 Illustration of pipe computational domain

2002-03-07 收到第一稿, 2002-07-01 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (19732005).

本文中研究的周期性吹吸 (PSB) 扰动是由管壁引入的, PSB 扰动的形式由下式给定

$$w_{\text{dis}} = A_w f(x) \sin \theta \sin \omega t \quad (1)$$

式中 w_{dis} 为壁面处径向速度, A_w 为扰动幅值, ω 为扰动频率; $f(x)$ 为形函数, 定义如下

$$f(x) = \left[\cos \frac{2\pi x}{d} + 1 \right] / 2, \quad -\frac{1}{2}d \leq x \leq \frac{1}{2}d \quad (2)$$

其中 PSB 扰动区的无量纲宽度为 $d = \pi$, 扰动区的最左侧与入口间距离为 π , 为分析方便我们将 PSB 扰动区的中心作为流向坐标 x 的原点. 壁面的 PSB 扰动在每一个瞬间引入圆管内的扰动质量的总和为零, 保证了圆管内的流体质量守恒, 能量足够小的 PSB 扰动周期性地且持续地加入主流中, 使圆管内扰动在时间和空间上发展. 如果流动是稳定的, 则扰动将沿流向衰减, 最终主流上只有周期性的扰动. 如果流动不稳定, 则扰动将逐步增长, 并在流动下游转捩到湍流. PSB 扰动起了流动发展到湍流的外部触发机制作用.

本文在实现空间离散时采用谱方法结合谱元法. 由于沿流向和周向都已经满足了周期性边界条件, 因此可以简单地采用 Fourier-Galerkin 法进行空间离散, 速度和扰动压强双 Fourier 级数展开

$$v(r, \theta, x) = \sum_{m=-M/2}^{m=M/2} \sum_{n=-N/2}^{n=N/2} \hat{v}(r, m, n) e^{i(n\alpha x + m\theta)} \quad (3)$$

$$P(r, \theta, x) = \sum_{m=-M/2}^{m=M/2} \sum_{n=-N/2}^{n=N/2} \hat{P}(r, m, n) e^{i(n\alpha x + m\theta)} \quad (4)$$

其中 $\alpha = 2\pi/X$, X 为计算域流向长度; m, n 分别为 Fourier 谱空间中的周向波数和流向波数. 为了消除圆管中心网格过密所导致的数值不稳定, 我们在径向使用了谱元法, 每个谱元的边界由下式决定

$$r_i = (1 - r_c) \left\{ \ln \left[\frac{N_e - i}{N_e - 1} (e - 1) + 1 \right] \right\}^{1/2} + r_c \quad (5)$$

其中 $i = 1, 2, \dots, N_e$ 是从壁面开始的谱元的索引, 中心谱元的边界 $r_c = 0.1R$. 在每个谱元内设置一定数量的 Chebyshev-Gauss-Lobatto 配置点, 配置点的单位内局部坐标为

$$y_k^i = \cos \frac{\pi k}{N_p^i} \quad (6)$$

其中 i 为单元编号, $k = 0, 1, 2, \dots, N_p^i$, N_p^i 是第 i 个单元内各个配点的索引编号. 第 i 个谱元中的局

部坐标 $y^i \in [-1, 1]$ 与整体坐标 r 满足如下的线性变换

$$y^i(r) = 2 \frac{r - r_{i+1}}{r_i - r_{i+1}} - 1 \quad (7)$$

在以上变换中我们令 $r_{N_e+1} = 0$. 在计算中沿径向划分为 4 个单元, 在中心单元内设置 5 个配置点, 而在其余的单元内设置 17 个配置点, 相邻单元在交界面上的配置点相互重合, 沿径向总的配置点数为 53.

在时间方向的推进上, 我们采用了时间分裂算法, 在 3 个子时间步内分别对非线性项、压力项、黏性项进行积分. 数值方法细节参见文献 [7].

2 计算结果

在本文中的 DNS 算例中, 圆管的长度从文献 [9] 计算的 $X = 32\pi R$ 加长至 $X = 64\pi R$, 其余的计算参数都和文献 [9] 计算相同, PSB 扰动的幅值 $A_w = 0.0325$, 频率 $\omega = 0.5$, 流动雷诺数 $Re = 3000$. 空间分辨率沿流向、径向、周向分别为 $1024 \times 53 \times 32$, 这里流向网格数是先前短圆管算例 ($512 \times 53 \times 32$) 的两倍, 径向和周向的网格数保持不变. 在先前短圆管的计算中流动达到了时间上周期变化的饱和状态, 在流动的下游有规则的流向条带产生, 但流动并没有失稳. 我们重复了短圆管流动的算例, 计算结果和先前结果一致. 在本文的长圆管的计算中, 流动在圆管下游发生转捩. 我们还将周向的网格数加大一倍到 64, 使算例的空间分辨率达到了 $1024 \times 53 \times 64$, 转捩的计算结果没有发现任何本质的区别. 具体结果如下:

2.1 转捩过程

随时间变化的总扰动能定义为

$$K_{\text{dis}}(t) = \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^X \frac{1}{2} (u(t; r, \theta, x)^2 + v(t; r, \theta, x)^2 + w(t; r, \theta, x)^2) r dr d\theta dx \quad (8)$$

其中 u, v, w 为流向、周向、径向的扰动速度.

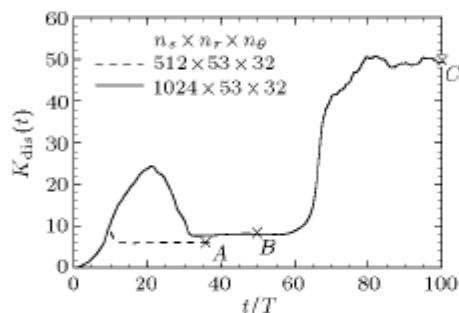
随时间变化的不同模态的总扰动能定义为

$$E_{\text{dis}}(t; m, n) = \int_0^R \frac{1}{2} (u(t; m, n, r)^2 + v(t; m, n, r)^2 + w(t; m, n, r)^2) r dr \quad (9)$$

其中 m 为周向波数, n 为流向波数.

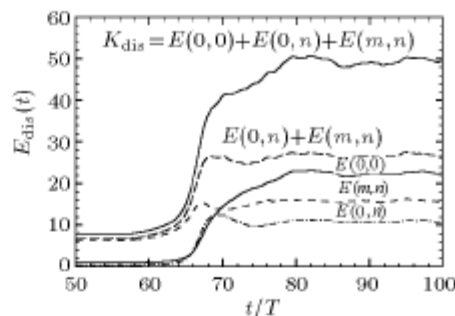
图 2(a) 中分别用实线和虚线显示了长圆管和短圆管中总扰动能的发展. 在初始阶段, 长圆管的总扰

动能以与短圆管相同的速率增长,但在短圆管达到顶峰后仍继续上升,直到比短圆管高很多的位置.长圆管的总扰动能达到第一个顶峰后开始下降,进而达到一个饱和状态,因为圆管长度的原因,该饱和状态的总扰动能比短圆管的饱和状态稍高.经过较长一段的饱和状态后,扰动再次开始快速上升,并最终达到一个新的总扰动能更高的饱和状态.不同模态扰动能的组合显示了更多的信息,图 2(b) 显示了在第二次总扰动能上升过程中各种模态所做的贡献.在第一个饱和状态总扰动能由几部分组成,其中平均扰动模态 $m=0, n=0$ 比较小.在第二次总扰动能快速增长过程中,小尺度的扰动首先开始增长,同时保持主导地位,见图 2(b) 中 $E(m, n)$ 对应的曲线.然后是轴对称模态从很小的值开始快速增长,见图 2(b) 中 $E(0, n)$ 对应的曲线.最后是平均



(a) 总扰动能随时间的发展
(实线: 长圆管; 虚线: 短圆管)
(a) Development of total disturbance energy
(solid line: long pipe; dashed line: short pipe)

图 2
Fig.2

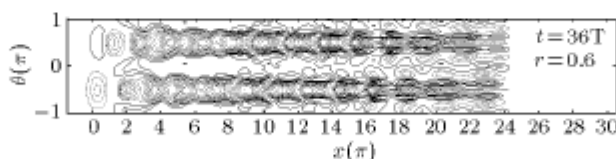


(b) 不同模态的扰动能量分布; $E(0,0)$: 平均流, $E(0,n)$: 轴对称模态, $E(m,n)$: 非轴对称模态
(b) Disturbance energy of different harmonic components;
 $E(0,0)$: mean flow, $E(0,n)$: axisymmetric mode,
 $E(m,n)$: non-axisymmetric mode

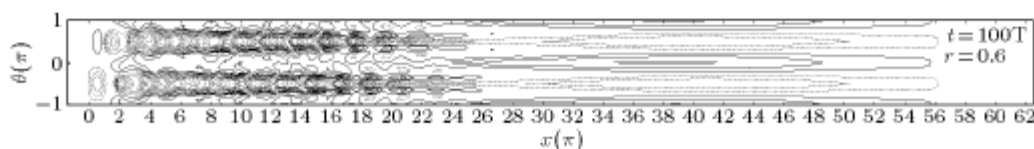
图 2(续)
Fig.2 (continued)

扰动模态开始持续上升,最终流动速度剖面从层流变到湍流状态,见图 2(b) 中 $E(0,0)$ 对应的曲线.

扰动的发展可以用流向脉动速度的空间等值线图更好地表示出来,如图 3 所示.在图 2(a) A 点,短圆管内的流动处于饱和状态,PSB 扰动在向下游传播过程中逐渐增长,并在出口段形成流向条带结构,但流动结构仍然是规则的.在图 2(a) B 点,长圆管的扰动能量在初始阶段和短圆管的发展完全一致,通过一个更高的能量峰值后,回到与短圆管类似的能量稍高的饱和状态,该饱和状态的扰动能量及其区域大小主要依赖于圆管流向长度,在这个状态时,长圆管内的前半段流动状态与短圆管一致,在后半段内涡结构并没有得到进一步的发展.图 3 中



(a) 图 2(a) 中 A 点短圆管的流动状态
(a) The flow patterns in short pipe at point A of Fig.2(a)



(b) 图 2(a) 中 B 点长圆管的流动状态
(b) The flow patterns in long pipe at point B of Fig.2(a)

图 3 瞬时流向脉动速度显示于 $r=0.6$ 处的 $x-\theta$ 径向截面的等值线
(实线: 正脉动; 虚线: 负脉动)

Fig.3 The iso-contours of instantaneous streamwise disturbed velocity, shown in an $x-\theta$ cross-section at $r=0.6$ (solid line: positive; dashed line: negative)

的短圆管和长圆管中的流动结构都与文献 [9] 中的图 20(b) 精确一致。

经过一段稳定的饱和状态后, 随着长圆管内的扰动继续发展, 其总扰动能量再次开始上升, 直到如图 2 中 C 点所示达到一个具有更高扰动能量值的饱和状态, 此时的流动状态如图 4 所示。

由于圆管太长, 其长度是半径的 64π 倍, 所以在图 3, 图 4 中, 周向 θ 的比例与流向 x 的比例并不一

致, 但从图 4 我们仍然可以看出流动转捩各阶段。

PSB 扰动首先经过一段较长区域 ($x < 18\pi R$) 的发展, 由瞬态增长产生出不稳定的速度剖面, 这与文献 [9] 一致。在随后的一段密集区域 ($18\pi R < x < 24\pi R$) 中扰动快速增长, 出现大量的小尺度结构, 然后扰动能量向下游继续传播, 流动状态达到湍流阶段。如前所示在转捩过程中密集区域中大量小尺度结构的出现使得轴对称模态的能量得以快速上升。

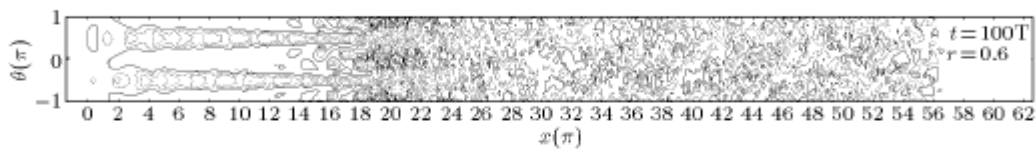


图 4 图 2(a) 中 C 点长圆管中瞬时流向脉动速度显示于 $r=0.6$ 处的 $x-\theta$ 径向截面的等值线
(实线: 正脉动; 虚线: 负脉动)

Fig.4 The iso-contours of instantaneous streamwise disturbed velocity at point C of Fig.2(a), shown in an $x-\theta$ cross-section at $r=0.6$ (solid line: positive; dashed line: negative)

圆管流向各截面上流向涡的等值线图如图 5 所示, 从中我们可以看出周向谐波的变化。在圆管入口处 PSB 扰动的中心位置, 周向基本谐波 ($m=1$) 被加入流动, 在扰动向下游传播的过程中对应于高阶周向谐波的流向涡出现并逐渐增强, 如图 5(a), 图 5(b) 和图 5(c) 所示, 此阶段流动状态仍然保持轴对称且为层流。当流动达到密集区域后, 流动状态开

始出现非轴对称谐波, 同时扰动更强的不规则小尺度流向涡也大量出现, 流向涡沿流向继续发展、破碎为更多更小尺度的涡, 如图 5(d), 图 5(e) 所示。通过密集区域后, 大小尺度涡的相互作用使得扰动进一步发展, 流动最终达到自维持状态的湍流状态, 如图 5(f) 所示。

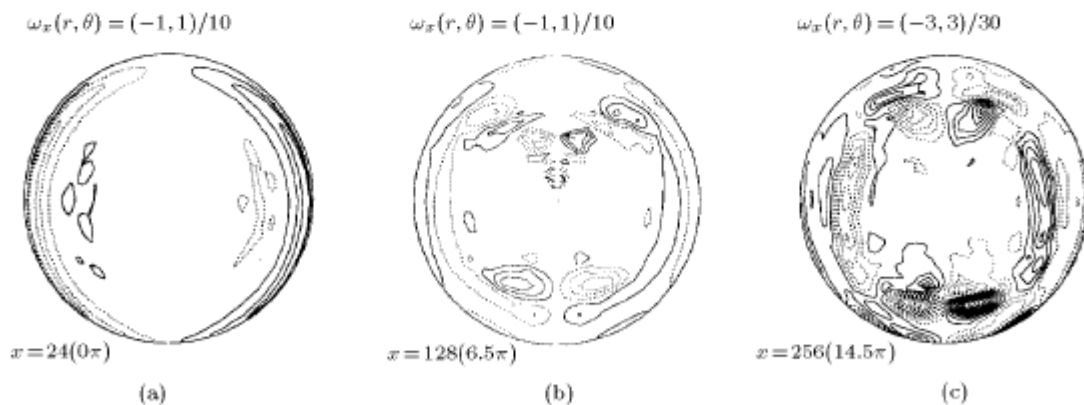


图 5 圆管转捩中流向涡在不同流向位置的 $r-\theta$ 截面等值线, 左上角显示涡量等值线的范围
(实线: 正向涡; 虚线: 负向涡)

Fig.5 The iso-contours of streamwise vorticity in transitional pipe flow, shown in a $r-\theta$ section at different position. The space of contour line shown at top left corner
(solid line: positive, dashed line: negative)

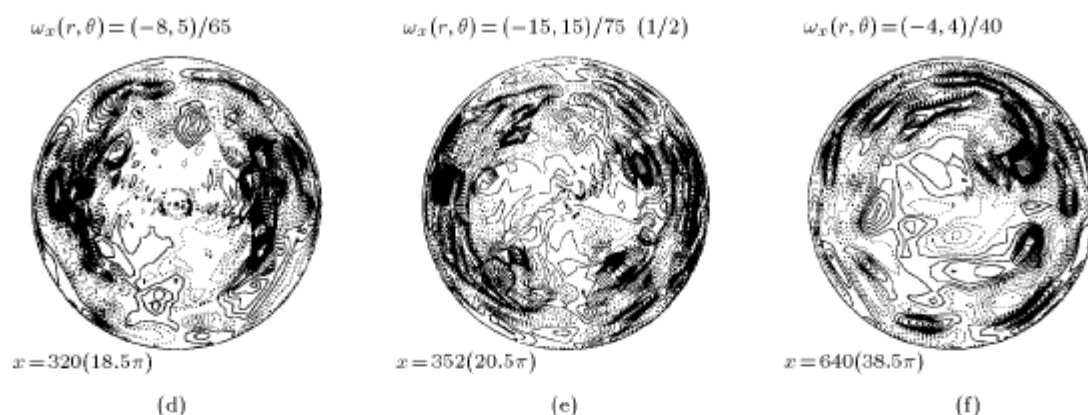


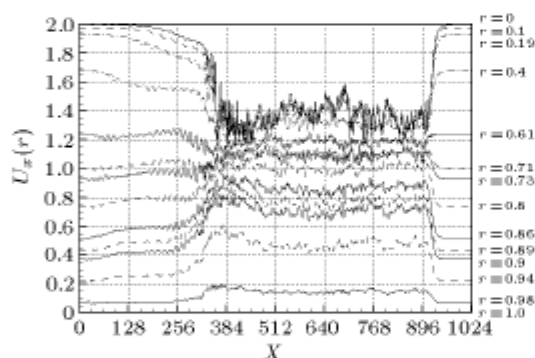
图 5 圆管转换中流向涡在不同流向位置的 $r-\theta$ 截面等值线。左上角显示涡量等值线的范围

(实线: 正向涡; 虚线: 负向涡) (续)

Fig.5 The iso-contours of streamwise vorticity in transitional pipe flow, shown in a $r-\theta$ section at different position. The space of contour line shown at top left corner

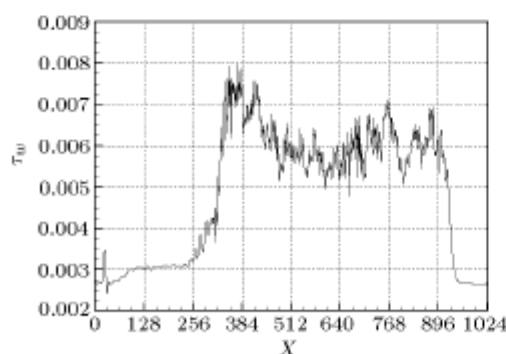
(solid line: positive, dashed line: negative) (continued)

图 6(a) 显示了瞬时流向速度的分布, 图 6(b) 显示了瞬时壁面剪切应力分布。这两个结果都表明转换发生在 $X \approx 320(18.5\pi)$ 附近, 此处壁面剪切应力



(a) 瞬时流向速度

(a) Instantaneous streamwise velocity



(b) 瞬时壁面剪应力

(b) Instantaneous wall shear stress

图 6

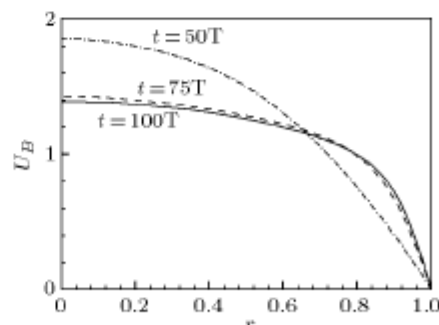
Fig.6

快速增长, 同时主流速度剖面也快速地从层流形式变换到湍流形式。同时在 $X = 512(30.5\pi)$ 和 $896(54.5\pi)$ 之间流动发展到湍流阶段。

2.2 湍流段的统计结果

为了核实流动在圆管的后端达到了湍流状态, 我们取流向网格 $X = 512(30.5\pi)$ 和 $896(54.5\pi)$ 之间的流动为湍流段, 计算了该段的统计特性。在该段内我们沿流向和周向进行了平均, 计算得到主流速度剖面、湍流强度、雷诺应力和周向条带间距, 分别显示在图 7~ 图 10 中。

图 7(a) 显示了从层流到湍流主流速度剖面的变化过程, 图 7(b) 显示了主流速度剖面与圆管充分发展湍流速度剖面的比较。从中可以看出黏性底层的线性变化和 $y^+ > 30$ 时满足对数率的剖面, 其中与

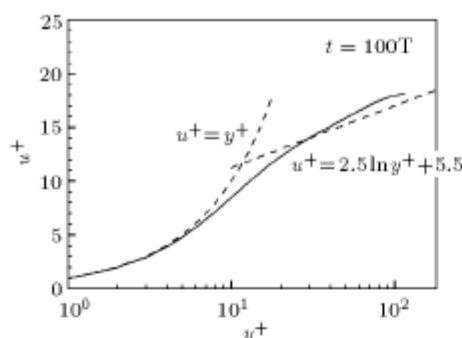


(a) 从层流到湍流的变化过程

(a) From laminar to turbulent

图 7 主流速度剖面

Fig.7 The mean velocity profiles



(b) 和对数率 (虚线) 的比较

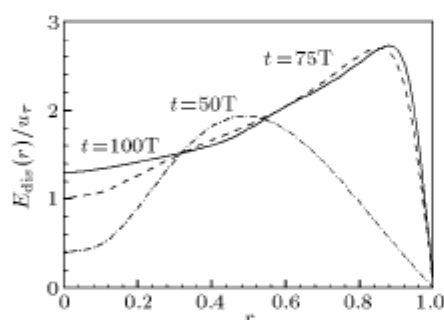
(b) Comparison with logarithm profile (dashed line)

图 7 主流速度剖面 (续)

Fig.7 The mean velocity profiles (continued)

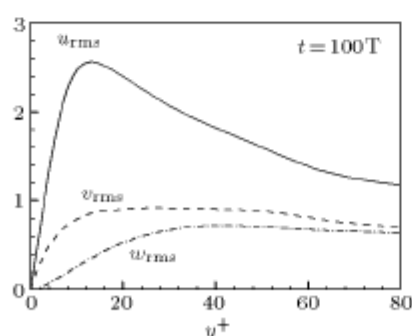
对数率并不完全吻合的部分原因是计算的雷诺数比较低。

图 8(a) 显示了从层流到湍流过程中湍流强度的变化。在发展的初期阶段, 流动的湍流强度分布与湍流截然不同, 随着扰动的逐步增长, 湍流强度分布逐步逼近图 2 中 C 点的湍流状态。图 8(b) 显示了



(a) 从层流到湍流的变化过程

(a) From laminar to turbulent



(b) 湍流强度

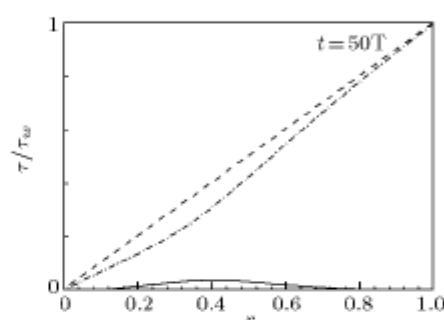
(b) The turbulence intensity

图 8 扰动强度

Fig.8 The disturbance intensity

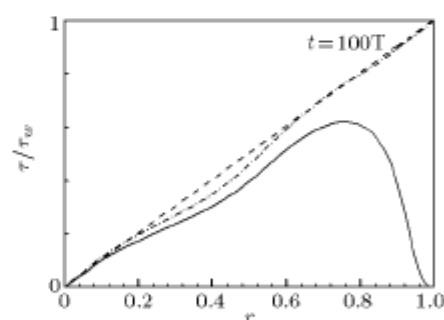
壁面坐标中的湍流段的湍流强度分布, 虽然最大值还没有完全达到充分发展湍流状态, 但与湍流状态基本类似, 其原因可能仍然是计算的雷诺数较低或计算圆管域长度不足以使流动发展到充分发展阶段。

图 9 显示了雷诺剪切应力和总剪切应力 (雷诺应力与分子黏性应力之和) 在层流阶段与湍流阶段的分布。图 9(a) 显示了雷诺应力在早期阶段只占总剪切应力的很少一部分, 图 9(b) 显示了在后期阶段雷诺应力已经逐步增长, 占到总剪切应力的主要组成部分, 达到类似于湍流阶段的状态, 同时总剪切应力分布也基本接近于线性分布。这证明了圆管后段的湍流段已接近于充分发展的湍流状态。



(a) 层流阶段

(a) At laminar stage



(b) 湍流阶段

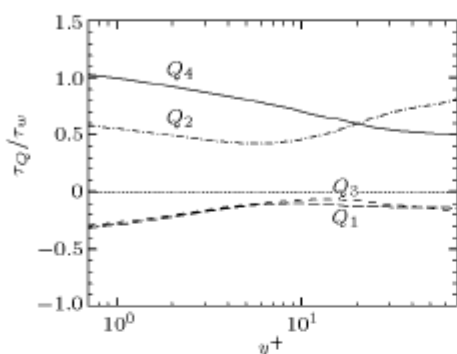
(b) At turbulent stage

图 9 雷诺应力剖面, 实线: 雷诺应力; 点划线: 雷诺应力与分子黏性应力之和; 虚线: 线性分布

Fig.9 The Reynolds stress profiles. solid line: Reynolds shear stress; dot-dashed line: Reynolds stress plus molecular viscous stress; dashed line: linear

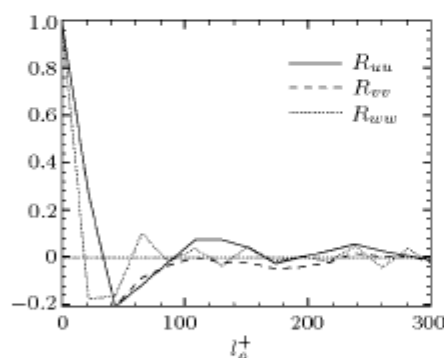
图 10(a) 统计出的不同象限的流动对雷诺应力的贡献沿 y^+ 的分布。在 (u', v') 平面上对上抛和下扫进行了定义, 任何瞬时占据第二象限 ($u' < 0, v' > 0$) 的流体运动被称为上抛, 而任何瞬时占据第四象限

($u' > 0, v' < 0$) 的流体运动被称为下扫。从图中可以看出, 雷诺应力主要来自上抛和下扫的贡献。在近壁区, 下扫比上抛对雷诺应力的贡献要大, 而在远离壁面的区域, 上抛则变得比较重要。在 $y^+ = 20$ 左右, 上抛和下扫的强度大致相等, 这些结果与充分发展的圆管湍流实验和直接数值模拟结果一致。



(a) 不同象限的流动对雷诺应力的贡献, 用当地的雷诺应力进行了无量纲化

(a) The effect of flow in different quadrant for Reynolds stress, normalized by local Reynolds stress



(b) 壁面坐标中, 在 $y^+ = 5$ 处脉动速度两点相关系数随周向间距的变化曲线

(b) The correlation curve of disturbance velocity with variational azimuthal space at $y^+ = 5$ in wall coordinate

图 10

Fig.10

图 10(b) 显示的是壁面坐标 $y^+ = 5$ 处脉动速度两点相关系数随周向间距的变化曲线, 其中周向间距也采用壁面坐标。在 $l_\theta^+ \approx 44$ 处, u' 的两点相关系数达到最小值, 这段距离一般被估计为高速和低速流体间的平均间距, 所以在 $y^+ = 5$ 处低速条带间的周向平均间距 (λ^+) 约为 88 黏性长度尺度, 圆管湍流的近壁低速条带间距较平壁小 (约 100), 这一结果和实验观察一致。

上述的这些结果都表明, 在长圆管后部流动状态已经达到了自维持的湍流阶段。

3 结论及讨论

本文描述了圆管流动在小幅值 PSB 扰动作用下的转捩过程。在初始阶段扰动能按照线性瞬态增长机理发展, 进而由于非线性交互作用产生流向条带结构, 总扰动能量的第一次上升过程中 Hagen-Poiseuille 基本流的速度分布被改变, 使得瞬时速度剖面发生很大的变化, 形成了一种新的饱和流动状态。但这种具有流向条带结构的基本流是非常不稳定的, 很容易导致流动失稳。当扰动继续向下游发展时新的强烈的不规则扰动被触发, 经过一段密集的区域后, 大量小尺度结构的出现, 形成了强烈而密集的扰动向下游传播, 同时流动再次达到饱和状态, 统计特性表明新的饱和状态的流动已经达到了湍流状态。类似于雷诺实验的整个圆管转捩过程在足够长的计算圆管域内再现, 同时也揭示了文献 [9] 数值模拟结果未能转换到湍流的原因。

积分时间步长是转捩计算的另一个重要因素, 在我们的计算过程中数次缩短了时间步长。在计算的初始阶段我们使用的时间步长是 $T/2000$, 此处 T 是 PSB 扰动的周期, 在总扰动能量的第一次上升过程时我们将时间步长缩短到 $T/3000$, 否则数值计算过程将失败。在总扰动能量经过平台区, 再次开始上升时, 时间步长被逐步缩短到 $T/6000$ 。有转捩发生时, 产生局部密集的小尺度扰动, 只有用小时间步长, 才能实现数值稳定的计算, 这是直接数值模拟流动转捩时必须注意的问题。

致谢 本文计算利用荷兰 SARA 科学技术服务中心的超级计算机 TERAS(SGI ORIGIN 3800) 完成, 特此感谢。

参 考 文 献

- 1 Davey A, Nguyen HP. Finite amplitude stability of pipe flow. *J Fluid Mechanics*, 1971, 45: 701~720
- 2 Petra AT, Orszag SA. Finite-amplitude stability of axisymmetric pipe flow. *J Fluid Mechanics*, 1981, 112: 467~474
- 3 Smith FT, Bodonyi RJ. Amplitude-dependent neutral modes in Hagen-Poiseuille flow. *Proc R Soc Lond*, 1982, A384: 463~489
- 4 Bergström L. Initial algebraic growth of small angular dependent disturbances in pipe Poiseuille flow. *Stud Appl Maths*, 1992, 87: 61~79
- 5 Bergström L. Optimal growth of small disturbances in pipe Poiseuille flow. *Physics of Fluids*, 1993, A5: 2170~2270

- 6 O'Sullivan PL, Breuer KS. Transient growth in circular pipe flow. II Nonlinear disturbances. *Physics of Fluids*, 1994, 6: 3652~3664
- 7 Shan H, Ma B, Zhang Z, et al. Direct numerical simulation of a puff and slug in transitional cylindrical pipe flow. *J Fluid Mechanics*, 1999, 389: 39~60
- 8 Shan H, Zhang Z, Nieuwstadt FTM. Direct numerical simulation of transition in pipe flow under the influence of wall disturbances. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 1998, 19: 320
- 9 Ma B, Van Doorne CWH, Zhang A, et al. On the spatial evolution of wall-imposed periodic disturbances in pipe Poiseuille flow at $Re = 3000$. Part 1 Subcritical disturbances. *J Fluid Mechanics*, 1999, 398: 181~224

DIRECT NUMERICAL SIMULATION OF SPATIAL EVOLUTIONAL TRANSITION IN PIPE FLOW¹⁾

Chen Jian Cui Guixiang Xu Chunxiao Zhang Zhaoshun

(Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract This paper studies the spatial evolution of the disturbance imposed from the pipe wall in the form of periodic suction and blowing (PSB) by direct numerical simulation at Reynolds number 3000. At critical amplitude of PSB, the disturbances are growing rapidly in a short pipe. And in long pipe, disturbances develop gradually, and then transition appears, flow develops to turbulence in sufficient long downstream distance.

The results presented above describe the transition process in a smooth pipe flow with small external disturbances. At initial stage disturbances are developing by a mechanism of linear transient growth and then the nonlinear interaction produces longitudinal vortices. After overshooting the regular saturated disturbances are superimposed to the Hagen-Poiseuille flow. This flow structure is unstable and will be easily perturbed with rapid growth. A new type of irregular disturbances is triggered strongly in a compact region and they become saturated again after the strong compact disturbances are dispersed downstream where the statistical properties of the flow agree with those in turbulent regimes. Whole process, which is emerging in sufficient long pipe, is consistent with the famous Reynolds experiment and it explain the reason why the previous numerical simulation failed to observe the transition to turbulence.

Key words pipe flow, periodic suction and blowing, spatial evolution, transition, turbulence, direct numerical simulation

Received 7 March 2002, revised 1 July 2002.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (19732005).