

槽道湍流中拟涡能输运对反向控制的瞬时响应*

葛铭纬^{1,2}, 许春晓¹, 黄伟希¹, 崔桂香¹

(1. AML, 清华大学 工程力学系, 北京 100084;
2. 国电联合动力技术有限公司, 北京 100039)

摘要: 利用直接数值模拟研究了槽道湍流中脉动拟涡能输运对反向控制的瞬时响应. 发现流向和展向拟涡能的衰减首先由拉伸产生项的抑制引起, 而法向拟涡能的减小是因为控制阻碍了平均剪切的倾斜. 在控制的初始阶段, 流向拟涡能的演化远远落后于其它两个分量的变化. 法向涡量快速单调减小, 并对其它两个分量的减弱起到了重要作用.

关键词: 拟涡能; 槽道湍流; 反向控制; 直接数值模拟

中图分类号: O357.5 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2013.02.004

引 言

壁湍流中高摩擦阻力的产生与近壁区准流向涡密切相关^[1-2]. 通过将低速流体上抛和高速流体下扫, 准流向涡产生 Reynolds 切应力以维持湍流. 在流向涡的下洗侧, 高速流体冲击壁面产生高摩擦应力. 理论上可以导出壁湍流的高摩擦阻力直接与 Reynolds 切应力的加权积分有关^[3]. 因此, 人们提出通过主动干扰近壁区流向涡结构可以抑制湍流降低摩擦.

Choi 等^[4]最早提出了基于物理直觉的“反向控制”方案, 通过在壁面上施加与近壁区相反的吹吸速度可以减弱流向涡引起的上抛和下扫运动. 在槽道湍流中直接数值模拟结果表明, 反向控制可以获得高达 25% 的减阻率, 而为施加吹吸控制所需的额外的能量输入可以忽略. 此后, 人们提出了基于壁面可测信息的更加实用的主动控制方案, 例如基于壁面摩擦应力和压力信息的次优控制方案^[5]和壁面主动变形致动的反馈控制方案^[6].

人们发现在所有的湍流减阻流动中, 无论阻力是如何减小的, 一个共同的特点是流向涡被减弱了^[7]. 但是我们对流向涡减弱的物理机理尚缺乏足够的认识. Choi 曾经采用二维涡对模型讨论过反向控制对流向涡生成的影响, 并且将流向涡的减弱归因于反向控制抑制了展向涡量的抬升^[4]. 这种解释忽略了真实湍流中涡拉伸这种三维效应对涡生成的重要作用. 在本文中, 通过分析槽道湍流中拟涡能输运对反向控制的瞬时响应, 我们希望对流向涡的抑制机理获得新的认识.

* 收稿日期: 2012-02-01; 修订日期: 2012-04-21

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10925210;11002081;11132005)

作者简介: 葛铭纬(1984—), 男, 山东人, 博士生(E-mail: gemingwei@gdpu.cn);

许春晓, 教授, 博士(通讯作者. Tel: +86-10-62780576; E-mail: xucx@tsinghua.edu.cn).

值得指出的是,以往的研究大多关注于控制后统计定常阶段湍流的性质.在本文中,我们将重点讨论在施加控制初始阶段湍流对外加干扰的瞬时响应.施加控制后,湍流从一种统计定常状态开始向另外一种统计定常状态演化,在这个演化过程中最重要的机制可以更加清楚地呈现出来.Quadrio 等^[8]和 Xu 等^[9]曾经研究过壁面展向周期运动初期槽道湍流的瞬时响应以揭示减阻机理.Ge 等^[10]分析了槽道湍流中 Reynolds 应力输运对反向控制的瞬时响应,发现压力相关项对不同分量间能量传输的阻碍是抑制湍流和降低摩阻的关键环节.在本文中,我们采用与 Ge 等^[10]相同的反向控制槽道湍流直接数值模拟的数据,对控制初始阶段拟涡能的输运进行研究.

本文结构如下:第1节介绍物理问题和数值方法;第2节顺序介绍控制对法向、展向和流向脉动拟涡能输运的影响;最后在第3节中给出结论.

1 物理问题和数值方法

考虑平面槽道中不可压缩 Newton 流体的湍流流动,其控制方程为 Navier-Stokes 方程和连续方程:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2)$$

其中, u_i 为 i -速度分量, p 为静压, Re 为基于半槽宽 H 和截面平均速度 U_m 的 Reynolds 数. 流向、法向和展向坐标分别采用 x_1, x_2, x_3 或 x, y, z 来表示, u_1, u_2, u_3 或 u, v, w 为相应的速度分量. 控制通过壁面上法向速度的边界条件加以实施:

$$v_{\text{wall}} = -v_{y_d}, \quad (3)$$

其中 y_d 表示探测平面的位置.

控制方程采用伪谱方法进行求解.对于空间离散,在流向和展向采用 Fourier-Galerkin 方法,在壁面法向采用 Chebyshev-Tau 方法.采用三阶精度的时间分裂法进行时间积分.关于数值方法和程序验证请参见相关文献[10-11].

计算的 Reynolds 数为 2 850 (对于无控制的情况,基于壁面摩擦速度 u_τ 和半槽宽 H 的 Reynolds 数约为 180).在 x, y 和 z 方向,计算域为 $4\pi \times 2 \times 2\pi$, 计算网格数为 $128 \times 129 \times 192$.采用无控制时充分发展的槽道湍流的一个流场作为计算的初始条件.在所有的计算中,调整压力梯度以保证流量为常数.选择反向控制的探测平面位于 $y_d^+ = 15$ 附近,Hammond 等^[12]认为该位置可以获得最大的减阻率.关于计算参数的更多细节请参见文献[10].

2 结果和讨论

图1显示了无控制和反向控制时平面的平均壁面切应力 τ_w 随时间的演化,可以看出控制获得了约 21% 的平均减阻率,这与 Choi 等^[4]的结果相符.图1(b)显示了 $0 < t < 5$ 时的放大结果,表明从控制一开始壁面摩擦就迅速下降.在本文中,我们将着重讨论流动在 $t < 3$ 时的变化,通过对拟涡能输运的研究揭示流向涡抑制的机理.

在我们深入讨论拟涡能输运之前,有必要先介绍一下“虚拟壁面”的概念.“虚拟壁面”首先由 Hammond^[12]提出,借助于这个概念他解释了反向控制的减阻机理.根据反向控制方案,在壁面上施加的法向速度与位于 y_d 处的法向速度实时相反,从而快速减弱上抛和下扫运动.

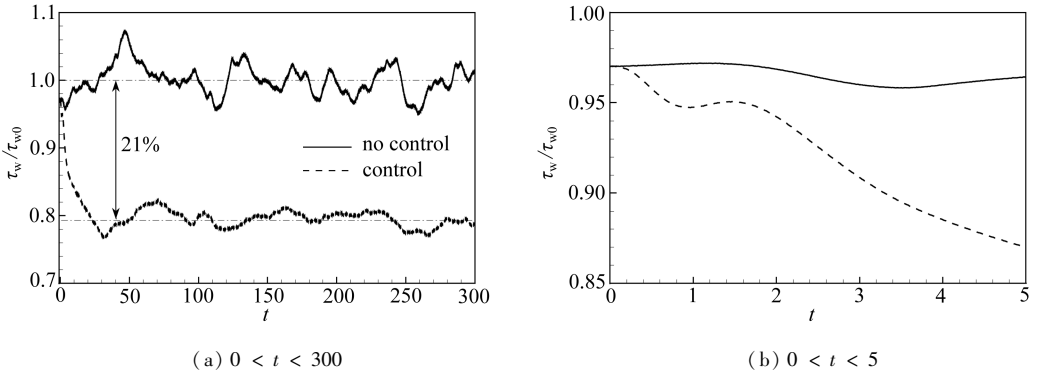


图1 壁面切应力 τ_w 随时间的演化(采用无控制时壁面切应力的均值 τ_{w0} 进行无量纲化)

Fig. 1 Time history of the plane-averaged wall shear stress τ_w normalized by the mean wall shear stress in canonical turbulent channel flow τ_{w0}

“虚拟壁面”在真实壁面和探测平面之间被逐渐建立起来,它阻碍了壁面法向的动量输运。在本文算例中,探测平面约位于 $y_d^+ \approx 15$ 处。因此,“虚拟壁面”最终建立在 $y^+ \approx 7.5$ 处。

图2显示了脉动拟涡能的3个分量,即 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$, 在控制开始后不同时刻沿壁面法向的分布。无控制和控制后统计定常阶段 ($100 < t < 300$) 的结果也被列出以做比较。施加控制后, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 在 $y^+ > 5$ 的区域单调下降直至统计定常状态。虽然 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的变化远较 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 复杂,它也向统计定常状态快速调整。但是, $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 对反向控制响应迟缓,它的演化比其它两个分量要慢很多,如图2所示。在控制下 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的演化也可以反映“虚拟壁面”建立的过程。无控制时, ω'_y 在壁面上为0,在施加控制后,壁面附近形成一个局部极小值点,这个极小值点逐渐向外移动,最终移至“虚拟壁面”处。无控制时 ω'_z 在壁面上取最大值,随着离开壁面单调下降。施加控制后,壁面附近形成局部最大值点并逐渐移至“虚拟壁面”的位置。在“虚拟壁面”以下, $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 产生一个局部极小值点并逐渐趋于统计定常阶段的结果。

在槽道湍流中,脉动拟涡能的3个分量 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的输运方程可分别写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \omega'_x \omega'_x \rangle}{\partial t} = & 2 \underbrace{\langle \omega'_x \omega'_x \frac{\partial u'}{\partial x} \rangle}_{P_{11}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_x \omega'_y \frac{\partial u'}{\partial y} \rangle}_{P_{12}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_x \omega'_z \frac{\partial u'}{\partial z} \rangle}_{P_{13}} - 2 \underbrace{\langle \omega'_x \frac{\partial w'}{\partial x} \rangle \frac{\partial U}{\partial y}}_{P_{14}} \\ & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} [\langle v' \omega'_x \omega'_x \rangle]}_{T_1} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \langle \omega'_x \omega'_x \rangle}{\partial y} \right]}_{D_1} - 2\nu \underbrace{\left\langle \frac{\partial \omega'_x}{\partial x_j} \frac{\partial \omega'_x}{\partial x_j} \right\rangle}_{\varepsilon_1}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \omega'_y \omega'_y \rangle}{\partial t} = & 2 \underbrace{\langle \omega'_x \omega'_y \frac{\partial v'}{\partial x} \rangle}_{P_{21}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_y \omega'_y \frac{\partial v'}{\partial y} \rangle}_{P_{22}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_y \omega'_z \frac{\partial v'}{\partial z} \rangle}_{P_{23}} - 2 \underbrace{\langle \omega'_y \frac{\partial v'}{\partial z} \rangle \frac{\partial U}{\partial y}}_{P_{24}} \\ & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} [\langle v' \omega'_y \omega'_y \rangle]}_{T_2} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \langle \omega'_y \omega'_y \rangle}{\partial y} \right]}_{D_2} - 2\nu \underbrace{\left\langle \frac{\partial \omega'_y}{\partial x_j} \frac{\partial \omega'_y}{\partial x_j} \right\rangle}_{\varepsilon_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \omega'_z \omega'_z \rangle}{\partial t} = & 2 \underbrace{\langle \omega'_x \omega'_z \frac{\partial w'}{\partial x} \rangle}_{P_{31}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_y \omega'_z \frac{\partial w'}{\partial y} \rangle}_{P_{32}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_z \omega'_z \frac{\partial w'}{\partial z} \rangle}_{P_{33}} \\ & - 2 \underbrace{\langle \omega'_z \frac{\partial w'}{\partial z} \rangle \frac{\partial U}{\partial y}}_{P_{34}} + 2 \underbrace{\langle \omega'_z v' \rangle \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}}_{P_{35}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} [\langle v' \omega'_z \omega'_z \rangle]}_{T_3} + \end{aligned}$$

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left[\nu \frac{\partial \langle \omega'_x \omega'_x \rangle}{\partial y} \right]}_{D_3} - \underbrace{2\nu \left\langle \frac{\partial \omega'_x}{\partial x_j} \frac{\partial \omega'_x}{\partial x_j} \right\rangle}_{\varepsilon_3}, \quad (6)$$

其中, P_{ij} 为产生项, T_i 为湍流扩散项, D_i 为粘性扩散项, ε_i 为粘性耗散项. 对于 $\langle \omega'_i \omega'_i \rangle$ (重复下标 i 不求和) 的产生项 P_{ij} , 当 $i=j$ 时, 代表来自 ω'_i 的拉伸贡献, 当 $i \neq j$ 时, 代表来自 ω'_j 的旋转贡献. 每个方程中的前 3 个产生项都只与湍流脉动有关, 第 4 项与平均剪切有关. 在 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的方程中, 还有一个额外的产生项, 与平均速度的二阶导数有关, 记为 P_{35} .

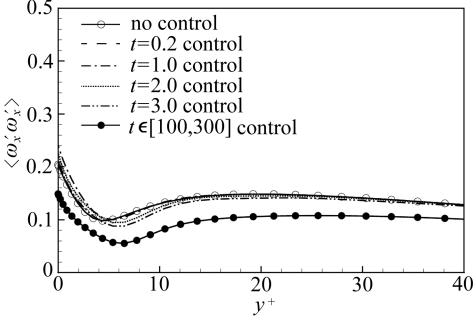
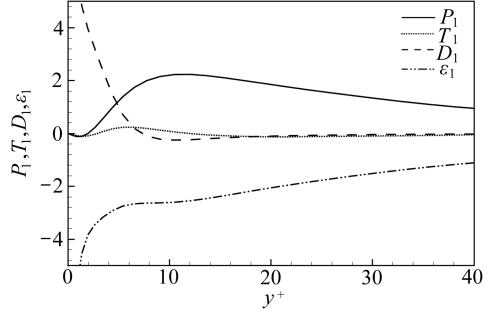
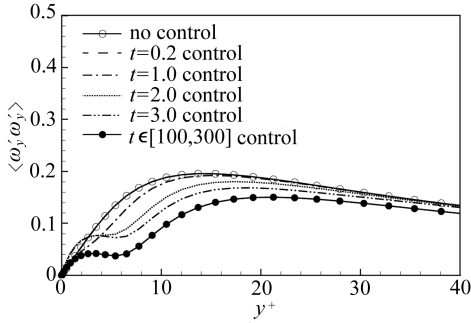
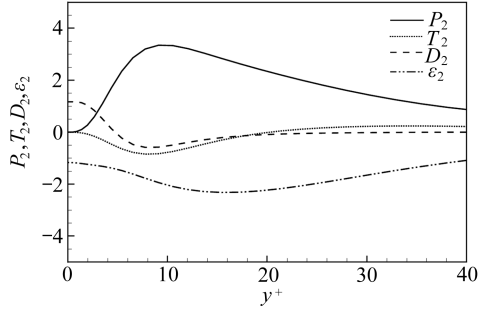
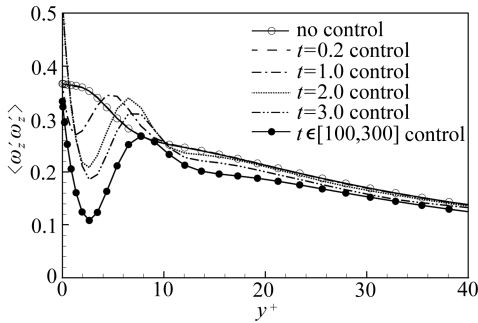
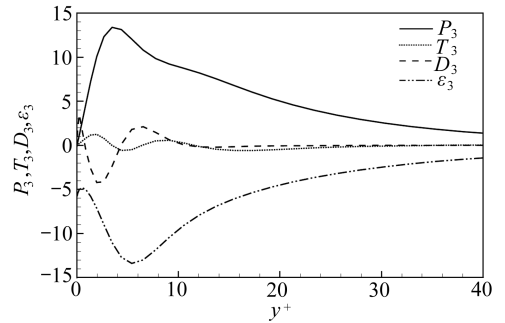
(a) $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ (a) $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ (b) $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ (b) $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ (c) $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ (c) $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$

图2 不同时刻 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 沿壁面法向的分布

Fig. 2 Time evolution of wall-normal distribution of $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ and $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$

图3 无控制时 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的输运方程中各项的分布

Fig. 3 Budget of $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ and $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ in canonical turbulent channel flow

首先我们简单介绍一下无控制槽道湍流中 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的输运, 如图 3 所示.

P_i 为产生项 P_{ij} 对 j 求和, 对于 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的输运, 如图 3(a) 所示, 在粘性底层 $y^+ < 5$, 粘性扩散项 D_1 与粘性耗散项 ε_1 平衡. 远离壁面 $y^+ > 10$, D_1 迅速下降, 粘性耗散由产生项 P_1 来平衡. 与其它项相比, 湍流扩散项可以忽略. 图 3(b) 显示了 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的输运关系. 非常靠近壁面 $y^+ < 2$, 粘性耗散 ε_2 与粘性扩散 D_2 保持平衡. 在 $y^+ = 5$ 附近 D_2 变为负值, 在 $5 < y^+ < 20$ 的区域, 它与湍流扩散项 T_2 和粘性耗散项 ε_2 一起与产生项 P_2 相平衡. 继续远离壁面, T_2 又变为正值, 与 P_2 一起抵消粘性耗散. $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的输运关系显示于图 3(c) 中. 对于除了非常靠近壁面的槽道的大部分区域, 主要是产生项和耗散项之间的平衡. 由于在壁面上产生项为 0, 在非常靠近壁面的区域粘性扩散项代之与粘性耗散项平衡.

图 4 显示了无控制时 P_i 中不同的产生项 P_{ij} 的分布. 对于 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的产生项, P_{12} 和 P_{13} 这两项分别代表了 ω'_y 和 ω'_z 的倾斜对 ω'_x 的贡献, 因为 P_{12} 和 P_{13} 的作用效果几乎相互抵消, 它们被合在一起考虑. 对 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 产生主要贡献的是平均剪切项 P_{14} 和拉伸项 P_{11} . P_{14} 在 $y^+ = 10$ 左右达到极大值, 直到 $y^+ = 18$ 都大于 P_{11} . 在 $y^+ = 20$ 以后, P_{14} 的影响逐渐弱化, 拉伸项 P_{11} 逐渐占主导. 对于 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的产生项, 如图 4(b) 所示, 主要贡献项也是平均剪切项和拉伸项. 与 P_{14} 类似, 平均剪切项 P_{24} 也在 $y^+ = 10$ 左右增至极大值. 对于 $y^+ < 25$ 的区域它都大于拉伸项 P_{22} , 在 $y^+ = 25$ 以后保持与 P_{22} 类似的幅值. 在 $y^+ < 10$ 的近壁区, 平均剪切项 P_{34} 也在 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的产生项中占据主导地位, 如图 4(c) 所示. 与 P_1 和 P_2 不同, 偏斜项 P_{32} 与拉伸项 P_{33} 一样重要. $y^+ = 20$ 以后, 它们具有同样的幅值, 并且都比其它项大. 与平均速度二阶导数有关的产生项 P_{35} 不太重要, 因为其幅值较小, 它在 $y^+ < 10$ 时为消耗项, 在 $y^+ > 10$ 后为贡献项.

以上分析表明, 在近壁区, 脉动拟涡能的产生由平均剪切主导. 远离壁面, 平均剪切迅速下降, 拉伸项变得重要. 在 $y^+ > 20$ 的区域, 对于 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, 只有拉伸项 P_{11} 为主导项, 但是对于 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$, 除拉伸项 P_{22} 和 P_{33} 以外, 平均剪切项 P_{24} 和倾斜项 P_{32} 也起到了类似的重要作用. 显然脉动拟涡能 3 个分量的输运由平均剪切 $\partial U / \partial y$ 和 ω'_y 相互联系在一起. 平均剪切的大小与 $\partial u' / \partial y$ 直接相关, 而 $\partial u' / \partial y$ 和 $\partial v' / \partial x$ 一起组成了 ω'_z . 因为 P_{32} 所代表的 ω'_y 的倾斜在 ω'_z 的产生中起重要作用, 因此下面我们首先分析反向控制对 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 输运的影响.

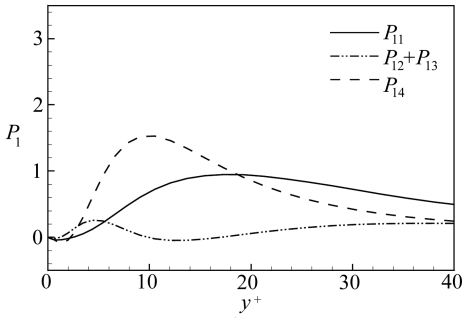
2.1 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的输运

由于偏斜产生项 P_{21} 和 P_{23} 在 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的输运中并不重要, 在这里我们不做过多讨论. 在控制初始阶段, 拉伸项 P_{22} 和平均剪切项 P_{24} 以及扩散耗散项 $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$ 的变化显示于图 5 中.

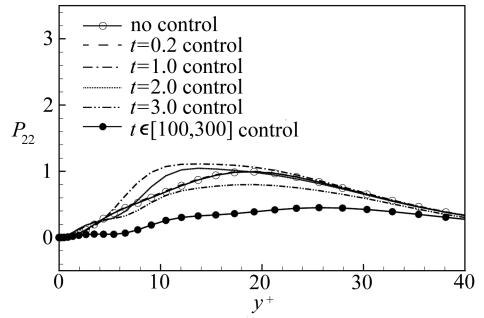
虽然在“虚拟壁面”以上 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 一直在控制的影响下单调下降(图 2(b)), 拉伸项 P_{22} 却在 $t = 2.0$ 之前出现瞬时增长, 如图 5(a) 所示. 由于 $P_{22} = 2\langle \omega'_y \omega'_y \partial v' / \partial y \rangle$, 当控制开始后壁面上 v' 从 0 变为 $-v'_{y^+=15}$ 使 $\partial v' / \partial y$ 几乎增大到原来的两倍. $\partial v' / \partial y$ 在控制初期的突然放大引起拉伸项的瞬时增长. 随着 ω'_y 的持续减小, P_{22} 在 $t = 3.0$ 时下降至低于初始水平并向着统计定常状态演化.

对于平均剪切产生项 P_{24} , 如图 5(b) 所示, 一个极小值点在壁面附近形成并逐渐向 $y^+ = 7.5$ 处移动, 该处为统计定常阶段“虚拟壁面”的位置. 在“虚拟壁面”以下, P_{24} 在 $t = 2.0$ 之前增长, 随后衰减至最终状态. 这使得 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 在非常靠近壁面处有暂时性增长, 如图 2(b) 所示. 在“虚拟壁面”以上, $\partial v' / \partial z$ 被在壁面上施加的反向速度抑制, 导致 $P_{24} = 2\langle \omega'_y \partial v' / \partial z \rangle \partial U / \partial y$ 向着统计定常状态单调衰减.

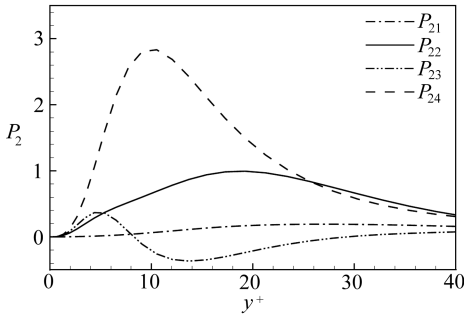
图 5(c) 显示了不同时刻扩散耗散项和 $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$ 的分布, 它们都是负的, 是 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 输运



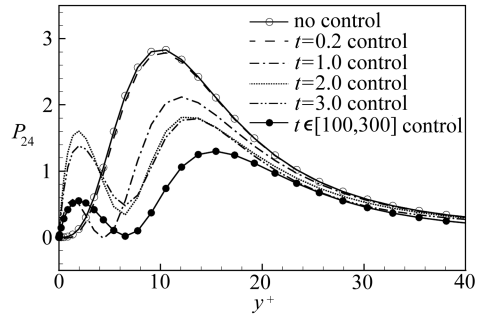
(a) $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$



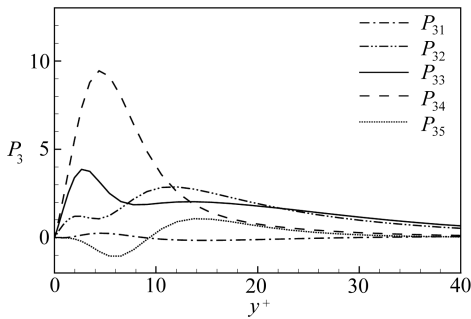
(a) P_{22}



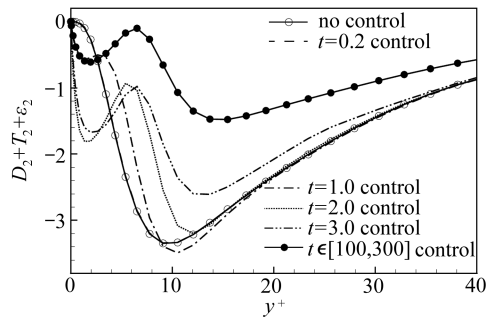
(b) $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$



(b) P_{24}



(c) $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$



(c) $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$

图4 无控制槽道湍流中 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的产生项沿壁面法向的分布

Fig. 4 Production terms of $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ and $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ in canonical turbulent channel flow

图5 反向控制槽道湍流中不同时刻 P_{22} , P_{24} 和 $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$ 的分布

Fig. 5 Time evolution of wall-normal distributions of P_{22} , P_{24} and $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$ in opposition-controlled turbulent channel flow

的破坏项。因为扩散和耗散都是被动地起作用, 其与 $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$ 对控制的响应远远落后于产生项。例如, 在 $t = 1.0$ 时, $D_2 + T_2 + \varepsilon_2$ 相对于无控制时的偏离量可以忽略, 而在 $y^+ = 10$ 处, P_{22} 增大了约 60% (约为 0.38), P_{24} 减小了 30% (约为 0.90)。这些破坏项对控制响应的迟缓使得 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 获得了受抑制的可能。

以上分析表明, $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 运输的平衡首先被 P_{22} 和 P_{24} 打破, 它们分别与 ω'_y 的拉伸和平均剪切 $\partial U / \partial y$ 的偏斜有关。在这两个反应迅速的产生项中, P_{24} 是使 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 单调下降的主要因素,

因为 P_{22} 在 $t = 2.0$ 之前曾因 $\partial v' / \partial y$ 的增大有瞬时增长, 随后 P_{22} 的减小只是 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 减弱后的被动结果.

2.2 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的输运

图 4(c) 曾显示出 P_{31} 和 P_{35} 对于 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的产生并不重要. 与对 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 输运的分析类似, 我们只对重要的产生项, 即偏斜项 P_{32} 、拉伸项 P_{33} 和平均剪切项 P_{34} 进行讨论. 扩散和耗散项也加在一起 ($D_3 + T_3 + \varepsilon_3$) 作为整体进行考虑. 这些项在控制开始后不同时刻的分布显示于图 6 中, 并和无控制和控制统计定常阶段的结果进行了对比.

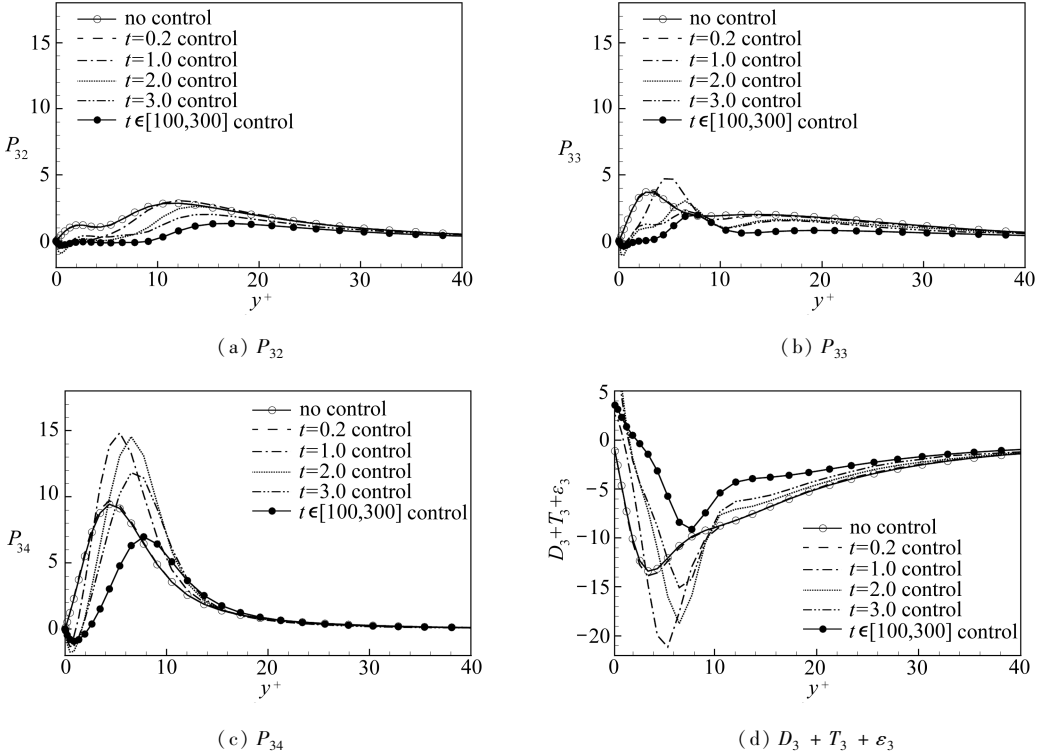


图 6 反向控制槽道湍流中不同时刻 P_{32} , P_{33} , P_{34} 和 $D_3 + T_3 + \varepsilon_3$ 的分布

Fig. 6 Time evolution of the distributions of P_{32} , P_{33} , P_{34} and $D_3 + T_3 + \varepsilon_3$ in opposition-controlled turbulent channel flow

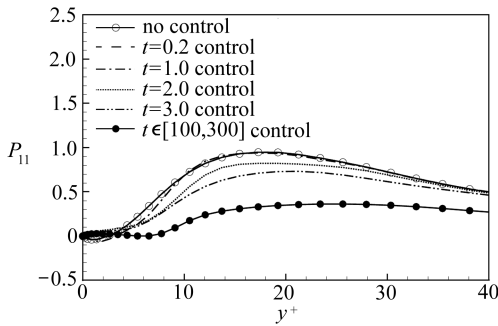
在无控制槽道湍流中, 在非常靠近壁面的粘性底层主要是粘性扩散项 D_3 和粘性耗散项 ε_3 之间相平衡 (见图 3(c)). 施加反向控制以后, 由于这两项之间的差异导致 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 出现瞬时增长 (见图 2(c)). 在 $5 < y^+ < 10$ 的区域, 扩散项和耗散项是产生 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的主要破坏项. 在 $t = 1.0$ 之前, 它们的幅值有较迅速的增长, 并且随着“虚拟壁面”的建立其最小值点逐渐远离壁面. 与此同时, 平均剪切产生项 $P_{34} = -2 \langle \omega'_z \partial w' / \partial z \rangle \partial U / \partial y$ 产生类似的变化, 但其幅值的增长要小于 $D_3 + T_3 + \varepsilon_3$, 从而导致 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的减小. 在 P_{34} , D_3 , T_3 和 ε_3 的联合作用下, $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的分布中形成一个局部极大值点, 并随着“虚拟壁面”同步外移, 如图 2(c) 所示. 在“虚拟壁面”和下壁面之间, 还存在一个局部极小值点, 在这个点附近粘性在输运过程中起主导作用, $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 被两个“壁面”明显抑制. 远离“虚拟壁面”在 $y^+ > 15$ 的区域, 粘性的作用减弱, 平均剪切产生项 P_{34} 迅速减小, 并且不同时刻间的变化微乎其微. 类似于 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 输运中的 P_{22} , 在这个区域由 ω'_y 偏斜所导致的产生项 P_{32} 也在 $t = 2.0$ 之前出现瞬时增长. 但是, 随着 ω'_y 的迅速减弱, 它

在 $t = 3.0$ 时减小至低于初始值。不同于 P_{32} , 由 ω'_z 拉伸所导致的产生项 P_{33} 在控制之始就受到抑制, 并向着控制后新的平衡状态单调衰减。因此, 我们认为 $y^+ > 15$ 区域中 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 在 $t = 2.0$ 之前的衰减主要由拉伸项的减弱引起。随着流动的进一步演化, 与 ω'_y 相关的产生项 P_{32} 随着 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的减小进一步加剧了 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的衰减。

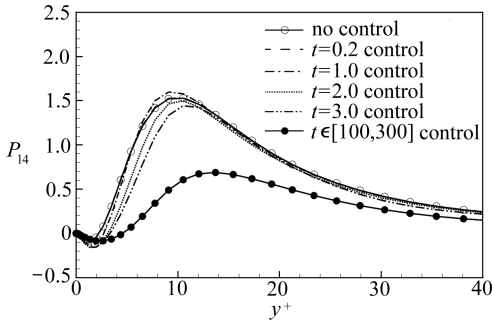
总之, $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的衰减在近壁区主要由粘性效应引起; 远离壁面, 倾斜产生项 P_{32} 和拉伸产生项 P_{33} 的减小起主要作用。应该指出的是, 由于 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的快速衰减, 与 ω'_y 相关的产生项 P_{32} 加剧了 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的演化。

2.3 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的输运

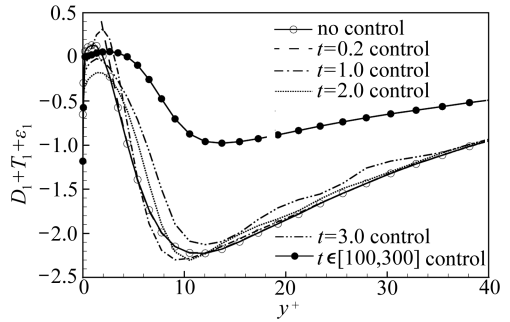
在所有的 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的产生项中, 拉伸项 P_{11} 和平均剪切项 P_{14} 是最重要的, 如图 4(a) 所示。因此, 我们只对 P_{11} , P_{14} 和 $D_1 + T_1 + \varepsilon_1$ 进行讨论。图 7 显示了施加控制后以上各项的演化。在粘性占主导的粘性底层 $y^+ < 5$, 扩散耗散项 $D_1 + T_1 + \varepsilon_1$ 在 $t = 2.0$ 之前被明显减小, 虽然产生项也有一定程度的减弱, 还是引起了 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的瞬时增长, 参见图 2(a)。离开壁面在 $y^+ > 10$ 的区域, P_{14} 和 $D_1 + T_1 + \varepsilon_1$ 与 P_{11} 变化不明显。因为反向控制抑制了上抛和下扫运动, 壁面法向的动量输运受到阻碍, 引起 $\partial u' / \partial x$ 的减小, 因此拉伸产生项 $P_{11} = 2 \langle \omega'_x \omega'_x \partial u' / \partial x \rangle$ 减弱。与 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的输运不同, $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的平均剪切产生项 P_{14} 变化不大, 控制初始阶段 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的减小主要是由 ω'_x 拉伸受到抑制引起的, 因此 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 的演化要远远落后于脉动拟涡能的其它两个分量, 如图 2 所示。



(a) P_{11}



(b) P_{14}



(c) $D_1 + T_1 + \varepsilon_1$

图 7 反向控制槽道湍流中不同时刻 P_{11} , P_{14} 和 $D_1 + T_1 + \varepsilon_1$ 的分布

Fig. 7 Time evolution of the distributions of P_{11} , P_{14} and $D_1 + T_1 + \varepsilon_1$

in opposition-controlled turbulent channel flow

我们知道流向拉长的条带结构经常会在展向弯曲。Johanson 等^[13]发现条带结构的展向不对称处湍流的产生也较强。Hamilton 等^[14]揭示出条带结构的展向弯曲在湍流准周期性的自维持过程中起重要作用。当流动在反向控制下进行演化时, 虽然 ω'_y 的减弱不能直接通过其主要组成部分 $\partial u' / \partial z$ 抑制 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$, 但是 $\partial u' / \partial z$ 的减小减弱了条带强度, 增强了条带稳定性, 逐渐抑制了由 $\partial u' / \partial x$ 所代表的条带的弯曲。因此, ω'_y 的快速衰减也对 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 起到了间接的抑制作用。

3 结 论

通过对控制初始阶段脉动拟涡能输运的分析,研究了反向控制对拟涡能进行抑制的机理.在控制开始后,壁面上施加的吹吸速度抑制了近壁区的上抛和下扫运动,在探测平面和真实壁面之间逐渐建立起所谓的“虚拟壁面”.在“虚拟壁面”以上, $\partial v'/\partial z$ 被减弱,抑制了平均剪切的倾斜,从而导致了 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 的单调衰减.因此,与 ω'_y 相关的拉伸项也被减小.在“虚拟壁面”以下,由于法向速度的加强 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 出现瞬时增长.对于 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$,在近壁区,粘性作用使其迅速下降;远离壁面,拉伸项和倾斜项的抑制都对 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 的减小起到了重要作用.与 $\langle \omega'_y \omega'_y \rangle$ 和 $\langle \omega'_z \omega'_z \rangle$ 不同, $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$ 变化缓慢,因为在控制初期它的抑制主要受到拉伸项的影响,平均剪切项的作用较小.但是, ω'_y 的减弱限制了低速条带的展向弯曲,使 $\partial u'/\partial x$ 减小,从而通过拉伸项 P_{11} 减弱了 $\langle \omega'_x \omega'_x \rangle$.

参考文献(References):

- [1] Kravchenko A G, Choi H, Moin P. On the relation of near-wall streamwise vortices to wall skin friction in turbulent boundary layers[J]. *Phys Fluids A*, 1993, **5**(12): 3307-3310.
- [2] Orlandi P, Jimenez J. On the generation of turbulent wall friction[J]. *Phys Fluids*, 1994, **6**(2): 634-641.
- [3] Fukagata K, Iwamoto K, Kasagi N. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows[J]. *Phys Fluids*, 2002, **14**(11): L73-L76.
- [4] Choi H, Moin P, Kim J. Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows[J]. *J Fluid Mech*, 1994, **262**: 75-110.
- [5] Lee C, Kim J, Choi H. Suboptimal control of turbulent channel flow for drag reduction[J]. *J Fluid Mech*, 1998, **358**: 245-258.
- [6] Endo T, Kasagi N, Suzuki Y. Feedback control of wall turbulence with wall deformation[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2000, **21**(5): 568-575.
- [7] Kim J. Physics and control of wall turbulence for drag reduction[J]. *Phil Trans R Soc A*, 2011, **369**(1940): 1396-1411.
- [8] Quadrio M, Ricco P. Initial response of a turbulent channel flow to spanwise oscillation of the walls[J]. *J Turb*, 2003, **4**: 1-23.
- [9] Xu C X, Huang W X. Transient response of Reynolds stress transport to spanwise wall oscillation in a turbulent channel flow[J]. *Phys Fluids*, 2005, **17**(1): 1-4.
- [10] Ge M W, Xu C X, Cui G X. Transient response of Reynolds stress transport to opposition control in turbulent channel flow[J]. *Sci China*, 2011, **54**(2): 320-328.
- [11] Xu C, Zhang Z, Nieuwstadt F T M, Toonder den J M J. Origin of high kurtosis levels in the viscous sublayer: direct numerical simulation and experiment[J]. *Phys Fluids*, 1996, **8**(7): 1938-1944.
- [12] Hammond E P, Bewley T R, Moin P. Observed mechanisms for turbulence attenuation and enhancement in opposition-controlled wall-bounded flows[J]. *Phys Fluids*, 1998, **10**(9): 2421-2423.
- [13] Johanson A V, Alfredsson P H, Kim J. Evolution and dynamics of shear-layer structures in near-wall turbulence[J]. *J Fluid Mech*, 1991, **224**: 459-599.
- [14] Hamilton J M, Kim J, Waleffe F. Regeneration mechanism of near wall turbulence structures

[J]. *J Fluid Mech*, 1995, **287**: 317-348.

Transient Response of Enstrophy Transport to Opposition Control in Turbulent Channel Flow

GE Ming-wei^{1,2}, XU Chun-xiao¹, HUANG Wei-xi¹, CUI Gui-xiang¹

(1. *AML, Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, P. R. China;*

2. *Guodian United Power Technology Company Limited, Beijing 100039, P. R. China*)

Abstract: The transient response of turbulent enstrophy transport to opposition control in turbulent channel flow was studied with the aid of direct numerical simulation. It is found that the streamwise and spanwise enstrophy are suppressed by the attenuation of the stretching terms at first, while the vertical enstrophy is reduced by inhibiting the tilting of mean shear. During the initial period of the control, the streamwise enstrophy evolves much slower than the other two components. The vertical vorticity component exhibits a rapid monotonic decrease and also plays an important role in the attenuation of the other two components.

Key words: enstrophy transport; opposition control; turbulent channel flow; direct numerical simulation