论文

壁湍流的展向空间振荡电磁力控制机理

吴文堂^①, 洪延姬^{①*}, 范宝春^②^① 装备学院激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416;^② 南京理工大学瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094

*联系人, E-mail: hongyanji@vip.sina.com

收稿日期: 2015-03-25; 接受日期: 2015-06-03; 网络出版日期: 2015-07-30

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11172140, 11372356)

摘要 通过拟谱方法对展向空间振荡电磁力控制槽道湍流问题进行研究. 结果表明, 选择合适的电磁力参数, 展向空间振荡电磁力可影响涡结构生成, 进而控制壁湍流. 控制后的壁湍流流场存在以准流向涡和条带周期分布为主要特征的拟序结构, 壁面阻力减小. 如果将控制过程视作诱导流场对壁湍流固有流场的调制, 研究发现, 当壁湍流被有效控制时, 流场的主要特征, 如流向涡的几何形态, 涡量方向及沿轴线的大小变化, 以及涡的生成和消亡等都与诱导流场直接相关, 从而也与电磁力的分布直接相关. 基于此, 文章阐述了展向电磁力控制壁湍流的内在机制.

关键词 槽道湍流, 拟谱方法, 壁面减阻, 电磁力

PACS: 47.27.Rc, 47.27.nd, 47.27.ek, 47.27.De

doi: 10.1360/SSPMA2015-00111

运动物体因流体黏性, 而受到阻力的作用, 导致减速、振动和失稳, 甚至产生变形和损坏. 通过流动控制可以减小黏性边界层的影响, 提高推进效率、减少燃料损耗和提高运动的稳定性. 此外, 流动控制技术还可用于流体混合、液体雾化、污水治理以及湍流燃烧等领域. 因此, 流动控制具有广泛的应用价值.

20 世纪 50 年代, 壁湍流的拟序结构的发现, 使得流动控制和减阻技术的研究得以在科学的层面上展开, 并不断取得实质性的进展. 壁湍流具有以条带和流向涡(或马蹄涡)为主要特征的拟序结构, 湍流事件表现为低速条带(或流向涡)的抬升、振动和破碎下冲的周期性变化. 该过程将主流体的能量不断带

至壁面, 使壁面阻力增加^[1]. 因此, 如果给这种周期变化以适当的干扰, 便可改变边界层结构, 控制壁湍流.

由条状电极和磁极交错布置的电磁激励板可以在弱电解质溶液中形成电磁力. 这种电磁力可以用来改变边界层流场, 控制壁湍流^[2-5]. 与其他流动控制方式相比, 如振荡壁面和波动壁面等, 电磁力控制较易实现, 且具有很大的灵活性, 因而受到特别的关注, 特别是在实验室研究中.

通过电磁激励板的设计和激励电源的控制, 可在流场中形成各种具有不同方向、大小以及空间分布的电磁力. 研究表明, 在流向、法向和展向三种电磁

引用格式: 吴文堂, 洪延姬, 范宝春. 壁湍流的展向空间振荡电磁力控制机理. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 094702

Wu W T, Hong Y J, Fan B C. Control mechanism of turbulent channel flow by spatially spanwise oscillating Lorentz force (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 094702, doi: 10.1360/SSPMA2015-00111

力中, 展向电磁力对壁湍流的控制效果以及壁面减阻效果最好.

展向电磁力包括振荡电磁力和行波电磁力. Du 等人^[6,7]认为, 振荡电磁力会导致条带在流向的倾斜, 而展向传播的行波电磁力则可以削弱条带强度, 增加条带宽度和条带展向距离, 甚至消除条带. 前者着眼于稳定近壁流场和湍流再生, 后者着眼于改变壁湍流的拟序结构, 两者都可控制湍流. 此后, 人们不仅用实验验证了振荡电磁力导致的条带倾斜和壁面减阻(Pang 等人^[8], 梅栋杰等人^[9]), 且通过数值计算, 讨论了控制后湍流猝发的频率和强度的变化(Pang 等人^[10], Berger 等人^[11], Xu^[12], 梅栋杰等人^[13]). 黄乐萍等人^[14,15]的研究表明, 展向传播的行波电磁力的作用是拉直流向涡和条带, 使之强度下降并定向有序运动, 而流向传播的行波电磁力则使流向涡和条带有序弯曲, 并使其强度下降. 黄乐萍等人^[16]还对行波电磁力控制后流场的湍流猝发频率和强度进行了讨论, 探讨了控制可以优化的原因. Xu^[12]对双向行波电磁力的湍流控制进行了实验研究, 认为电磁力作用下, 低速条带会弯曲并局部合并.

总之, 人们通常更多关注控制后流场的拟序结构特征, 并由此来讨论湍流控制的减阻机理. 而对湍流在电磁力作用下为何会形成具有减阻特性的流场, 以及对诸如条带为何会倾斜或消失, 流向涡为何被拉直或有序弯曲等与被控流场形成机制有关的问题, 并未作过多的探讨.

选择合适的参数, 展向电磁力可以有效控制壁湍流. 如果将该电磁力作用于具有相同雷诺数的层流, 由此形成的流场称为诱导流场. 与湍流相比, 此类诱导流场比较简单, 易于求解和讨论, 也容易搞清诱导流场的特征, 如展向速度和流向涡的分布等, 以及这些特征与电磁力分布的直接关联. 展向电磁力对壁湍流的控制, 可视作诱导流场对壁湍流固有流场的调制, 而控制后的流场称为调制流场. 当壁湍流被有效控制时, 调制流场将具有诱导流场的基本特征, 即调制流场中, 流向涡和条带的几何构型和空间分布, 流向涡的生成和消失规律等, 都与诱导流场直接相关, 即与电磁力的分布直接相关. 因此, 借助于诱导流场, 通过比对, 将方便研究和讨论调制流场的拟序结构与展向电磁力分布的关系, 以及展向电磁力控制壁湍流的内在机制.

基于上述研究思路, 本文以空间振荡展向电磁

力的壁湍流控制为例, 通过数值计算, 阐述诱导流场和调制流场的结构特征, 讨论调制流场拟序结构与展向电磁力分布的关系, 从而揭示展向电磁力控制壁湍流的内在机制.

1 数值方法

无量纲形式的不可压缩流体的 N-S 方程:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

式中, $\mathbf{u}$ 为速度矢量, P 为压强与密度的比, Re 为雷诺数, $\mathbf{f}$ 为电磁力, 表达式为

$$\mathbf{f} = (0, 0, f_z), \quad (3)$$

$$f_z = A e^{-y/\Delta} \sin\left(\frac{2\pi}{L_x} k_x x\right). \quad (4)$$

此为展向力, 大小不随时间变化, 但在流向呈正弦分布. 式中, A 是振幅, $k_x = L_x / \lambda_x$ 为波数, 其中 λ_x 为波长, L_x 为计算区域的流向长度. Δ 是力的渗透系数.

本文通过拟谱方法数值求解此方程, 计算空间如图 1 所示. 来流沿着 x 方向, 从左向右流动. 槽道底部壁面装有电磁激励板, 激励后可在流场中产生由式(4)描述的空间振荡的展向电磁力. 计算域尺寸为 $(4\pi/3) \times 2 \times (2\pi/3)$ (约 $754 \times 360 \times 377$ 壁面单位, 流向 $\times$ 法向 $\times$ 展向). 计算过程中, 流向流量保持不变. 截面平均速度为 $U = 2/3$, 相应的雷诺数为 $Re = 2667$. 更多的关于计算方法的介绍及验证, 参见文献[16,17].

2 结果讨论

2.1 固有流场和调制流场

近壁湍流拟序结构的基本要素是条带和流向涡.

图 1 计算空间示意图

Figure 1 Schematic of the computational domain.

图 2(a)是根据计算结果绘制的 $y^+=11$ 处的条带分布图, 其中, 蓝色为低速条带, 即 $u<0$, 红色为高速条带, 即 $u>0$, 它们在展向交替分布. 图 2(b)为 $0<y^+<180$ 空间内, 流向涡的分布图, 主要由准流向涡和马蹄涡构成. 该图描述了固有流场的基本特征.

当 $A=1$, $\Delta=0.02$, $k_x=3$ 时, 方程(4)描述的展向空间振荡电磁力可有效控制壁湍流, 使壁面阻力显著下降(优化参数的选取参见文献[17]). 图 3 为电磁力作用前后, 壁面阻力的时间变化曲线, 其中, 黑线为未加控制, 红线为 $T=500$ 时刻开始控制. 显然, 控制后, 壁面阻力迅速减小.

图 4 为脉动速度均方根分布图, 其中, 黑线表示固有流场, 红线表示调制流场. 可以看出, 除由于电磁力的作用下近壁区域的展向脉动速度强度增加之外, 控制后的流场, 湍流脉动强度显著减弱.

图 5 为控制后, 调制流场的 4 个瞬态涡结构分布图, 其中红色为正涡, 蓝色为负涡. 由图可见, 控制后流场中, 马蹄涡基本消失, 仅存在准流向涡, 以及零星散布的小尺度的涡. 其中准流向涡形状几乎一致, 且排列规则; 而小尺度的涡未能继续成长, 最终因黏性而消亡. 因此, 调制流场是一种湍流强度很弱的在一定程度上被层流化的流场.

图 2 (网络版彩图)湍流近壁区域条带和涡结构

Figure 2 (Color online) Instantaneous distributions of streaks and the vortex structures in the near-wall region.

图 3 (网络版彩图)控制前后槽道湍流壁面阻力曲线

Figure 3 (Color online) Time histories of mean skin-friction for controlled and uncontrolled turbulent channel flow.

图 4 (网络版彩图)脉动速度均方根分布

Figure 4 (Color online) Profiles of root mean square velocity for controlled and uncontrolled turbulent channel flow.

图 5 (网络版彩图)控制后不同时刻涡结构分布图

Figure 5 (Color online) Instantaneous near-wall vortex structures in controlled turbulent flow at different times.

为了进一步讨论调制流场的特性, 将不同瞬间的调制流场进行系踪平均, 平均流场的拟序结构如图 6 所示. 其中, 图 6(a)是壁面上, $A=1$, $\Delta=0.02$, $k_x=3$ 的电磁力在 x 方向的分布图. 图 6(b)是电磁力控制后, 流向涡分布图, 其中红色为正涡, 蓝色为负涡. 由图可见, 正负涡在 x 方向有序交替排列, 变化周期与电磁力的变化周期相关, 即负流向涡以 $0.5\lambda_x$ 为周期, 出现在 $0 < x < 0.5\lambda_x$ 等区间, 正流向涡则出现在 $0.5\lambda_x < x < \lambda_x$ 等区间. 此外, 正流向涡向内侧($-z$ 方向)倾斜, 负流向涡向外侧($+z$ 方向)倾斜. 图 6(c)是电磁力控制后, $y^+=11$ 处的条带分布图. 蓝色为低速条带, 黄色为高速条带, 几乎为规则的正弦曲线, 与电磁力分布曲

图 6 (网络版彩图)控制后流场的拟序结构分布

(a) 为电磁力分布; (b) 为涡结构分布; (c) 为条带分布

Figure 6 (Color online) Near-wall coherent structures in controlled turbulent flow. (a) Lorentz force; (b) near-wall vortex structures; (b) streaks.

线的位差为 $-\pi/4$. 图中实线是流向涡在 $y^+=11$ 截面上的等值线, 用来描述流向涡与条带的空间关系. 由图可见, 流向涡跨越低速条带, 几乎覆盖在低速条带上方.

2.2 诱导流场

方程(4)描述的展向电磁力, 在流场空间的分布不随时间变化且不受流动影响. $A=1$, $\Delta=0.02$, $k_x=3$ 的电磁力的空间分布如图 7 所示, 其中图 7(a)为电磁力的三维分布图, 图 7(b)为电磁力的二维分布云图, 图 7(c)为在一个完整周期内, 不同 x 位置的电磁力分布曲线, 可见其大小在 x 方向作正弦变化, 沿 y 方向呈指数衰减. 图 7(c)中, 曲线 1 为 $x=\lambda_x/8$ 和 $7\lambda_x/8$, 曲线 2 为 $x=\lambda_x/4$ 和 $3\lambda_x/4$, 曲线 3 为 $x=3\lambda_x/8$ 和 $5\lambda_x/8$, 曲线 4 为 $x=\lambda_x/2$, 曲线 5 为 $x=0$, λ_x 和 $2\lambda_x$, 曲线 6 为 $x=9\lambda_x/8$ 和 $15\lambda_x/8$, 曲线 7 为 $x=5\lambda_x/4$ 和 $7\lambda_x/4$, 曲线 8 为 $x=11\lambda_x/8$ 和 $13\lambda_x/8$, 曲线 9 为 $x=3\lambda_x/2$.

该电磁力, 可在静止流体中诱导展向运动, 并在壁面附近形成具有流向涡量的剪切层, 称为 Stokes 层. 图 8 为 Stokes 层的展向速度分布图. 其中, 图 8(a)为展向速度剖面随 x 的变化图, 图 8(b)为不同 x 截面上展向速度剖面的投影图. 由于电磁力的强度和方向在流向(x 方向)呈正弦变化, 故相应的 x 截面的展向速度剖面也在呈周期变化(可进一步参见图 10(c)中红色虚线). 显然, 展向速度的方向完全决定电磁力的方向. 最大展向速度的大小和方向也完全决定于电磁力的大小和方向. 由于壁面的无滑移条件, 最大展向速度出现在离壁面很近的某个高度, 而电磁力

图 7 (网络版彩图)确定分布的展向振荡电磁力空间分布

Figure 7 (Color online) Spatially spanwise oscillating Lorentz force.

图 8 (网络版彩图)静止流场中,电磁力诱导的展向速度分布

Figure 8 (Color online) Spanwise velocity in stationary flow induced by Lorentz force.

的变化对此高度值影响很小. 电磁力作用下产生的诱导流场是二维流场(即展向无变化), 图 8(a)右上角的 z 截面的展向速度云图具有对称性.

图 9 为 Stokes 层的流向涡量分布图. 其中, 图 9(a)为流向涡量剖面随 x 的变化图, 图 9(b)为不同 x 截面上流向涡量剖面的投影图(进一步参见图 11(c)中红色虚线). 由于展向速度剖面存在最大值, 该点的流向涡量为零, 其上部和下部区域的流向涡量符号相反. 又由于最大展向速度的位置非常靠近壁面, 故下部的涡量远强于上部涡量. 沿 x 方向, 电磁力为零时, 相应 x 截面上的涡量为零. 电磁力为正时, 下部流向涡量为正, 上部流向涡量为负, 反之亦然. 电磁力为最大值时, 下部涡量最强. 同样, z 截面流向涡量云图具有对称性.

展向电磁力作用于运动(x 方向)流体时, 例如, 作用于 $Re = 2667$ 的层流时, 诱导流场的展向速度分布如图 10 所示. 其中, 图 10(a)为展向速度剖面随 x 的变化图, 图 10(b)为不同 x 截面上展向速度剖面的投影图, 图 10(c)为周期内, ($x = \lambda_x/2 - 3\lambda_x/2$), 不同 x 截面上展向速度分布曲线, 虚线为在静止流场中诱导的展向速度, 实线为层流中诱导的展向速度. 与静止流场中形成的诱导流场相比, 两者皆呈周期变化, 此周期完全决定于电磁力的变化周期. 对于层流中诱导的流场, 由于 x 方向的流动以及由此形成的边界层, 上游流场的某些结构特征会侵入下游, 使 z 截面展向速度云图向下游倾斜, 不再具有对称性. 如图 10(c), 在 $x = \lambda_x/2 - \lambda_x$ 区间, 电磁力为负, 此时, 静止流场中诱导的展向速度也为负. 在 $\lambda_x/2$ 和 λ_x 截面上, 电磁力为零, 展向速度也为零. 而对于层流中诱导的展向速度剖面, 速度方向不再与电磁力方向同号, 近壁处为负,

上方为正. 电磁力为零的截面, 速度也不为零, 但保持同号. 与上述情形类似, 在 $x = \lambda_x - 3\lambda_x/2$ 区间, 电磁力为正, 静止流场中诱导的展向速度也为正. 但层流中诱导的展向速度, 近壁处为正, 上方为负. 此外, 剪切层的厚度也明显减小, 参见图 10(b), 在 $y^+ > 20$ 的区域, 几乎可以忽略电磁力的影响.

图 11 为层流中, 电磁力诱导的流向涡量分布图. 其中, 图 11(a)为流向涡量剖面随 x 的变化图, 图 11(b)为不同 x 截面上, 流向涡量剖面的投影图, 图 11(c)为周期内, 不同 x 截面上流向涡量分布曲线. 由图 11(c), 在 $x = \lambda_x/2 - \lambda_x$ 区间, 静止流场中诱导的流向涡, 以近壁处的负涡为主, 上方正涡几乎为零, 且在 $\lambda_x/2$ 和 λ_x 截面上, 涡量为零. 但层流中诱导的流向涡, 上方正涡的强度明显增强, 且不存在涡量为零的截面. 而在 $x = \lambda_x - 3\lambda_x/2$ 区间, 静止流场中诱导的流向涡, 以近壁处的正涡为主, 上方负涡几乎为零, 且在 λ_x 和 $3\lambda_x/2$ 的电磁力为零截面, 涡量为零. 但层流中诱导的流向涡, 上方负涡的强度明显增强, 且不再存在涡量为零的截面. 显然, 层流中的诱导流场与静止流中诱导流场间的这些差异皆与层流的定向流动以及相应的边界层有关. 总之, 电磁力在层流中诱导的流场, 是二维定常流场, 具有鲜明的展向速度和流向涡量的分布特征.

值得注意的是, 涡(Vortex)是涡量(Vorticity)集聚而成的一种流场结构, 可视作一群绕公共中心旋转的流体微团. 流场中的速度梯度可以产生涡量, 但有涡量的流场不一定有涡. 仅当涡量集聚时, 才可能形成涡. 本文将涡结构定义在速度变形率张量有复特征根的区域, 并用复根的虚部等值面来描绘流场的涡结构^[18,19]. 图 2, 4 和 5 中的涡结构便是如此获

图 9 (网络版彩图)静止流体中, 电磁力诱导的流向涡量分布

Figure 9 (Color online) Streamwise vorticity in stationary flow induced by Lorentz force.

图 10 (网络版彩图)层流中, 电磁力诱导的展向速度分布

Figure 10 (Color online) Spanwise velocity in laminar flow induced by Lorentz force.

图 11 (网络版彩图)层流中, 电磁力诱导的流向涡量分布

Figure 11 (Color online) Streamwise vorticity in laminar flow induced by Lorentz force.

得的. 层流的诱导流场中, 仅存在涡量层(Vorticity Sheet), 或剪切层, 不存在涡, 也不存在复特征根区域.

2.3 调制流场涡结构的形成机理

(1) 流向涡的空间构型和排布.

图 12 为控制后, 正流向涡的正视与侧视图. 由图看出, 该涡的长度略大于 $\lambda_x/2$. 正视图显示, 其上游部分是弯曲的, 即, 先沿 $+z$ 方向倾斜, 然后沿着 $-z$ 方向倾斜, 下游一直是向 $-z$ 方向倾斜的. 而侧视图显示, 其下游部分逐渐抬升. 图中, A, B, C, D, E 等黑点为涡核(即流向涡的 x 截面上, 涡量最强的点)涡核的连线称为流向涡的轴线. 由于所用电磁力分布不随

时间变化, 也不受流动影响, 仅在流向呈正弦分布, 为描述流向涡的空间排布与电磁力分布的关系, 故 x 轴的坐标用周期分布的电磁力的波长来标定.

为了讨论调制流场的涡结构与诱导流场的关系, 根据计算结果, 将两个流场的相关特性绘制在一张图上, 并公用一根由电磁力周期变化波长标定的 x 轴.

图 13 左端为诱导流场的流向涡量分布图(即图 11(a)), x 和 y 轴分别表示流向和法向, z 轴表示流向涡量. 红色表示正涡, 蓝色表示负涡. 因为诱导流场为二维流场, 仅在 x 和 y 方向有分布. 该图右端为控制后流场的正流向涡的结构图, 此为三维图像(即图 12),

图 12 (网络版彩图)控制后, 正流向涡的正视与侧视图

Figure 12 (Color online) Positive vortex structure in controlled turbulent flow.

图 13 (网络版彩图)诱导流场的流向涡量分布与控制后流场的正流向涡

Figure 13 (Color online) Streamwise vorticity in induced flow and positive vortex structure in controlled turbulent flow.

x , y 和 z 轴表示流向、法向和展向, 流向涡图像来自复根的虚部等值面. 底部灰色区域为流向涡在 x - z 平面的投影. $ABCDE$ 为与图 12 对应的流向涡轴线, 在 x - y 平面的投影为 $A'B'C'D'E'$. 由涡线位置可知, 调制流场的正流向涡完全出现在诱导流场的正涡量区域(这里, 诱导流场不存在涡, 仅存在二维涡量层). 此外, 正流向涡沿下游(即 x 正向)的抬升也与诱导流场的正涡量区的“抬升”一致. 诱导流场中, 涡量大小从 A' 到 C' 逐渐减弱, 然后, 从 C' 到 D' 逐渐增强, 再从 D' 到 E' 减弱, 该变化趋势也与调制流场的流向涡量大小沿轴线的变化类似. 对负流向涡可进行相同

的讨论.

图 14 左端为诱导流场的展向速度分布图(即图 10(a)), z 轴表示展向速度. 红色表示展向速度为正, 蓝色表示展向速度为负, 该速度仅在 x 和 y 方向有分布. 右端与图 13 一样, 仍为调制流场中正流向涡的三维结构图, 底部灰色区域为其在 x - z 平面的投影. 由图可见, 正流向涡先向 $+z$ 方向倾斜, 至 C 点弯曲, 其后, 一直向 $-z$ 方向倾斜. 对照涡核位置可知, 流向涡的这种倾斜与展向速度的方向有关, 展向速度为正时, 向 $+z$ 方向倾斜, 反之, 向 $-z$ 方向倾斜. 而诱导流场中, 从 A' 到 C' , 展向速度为正, 其后为负. 因此, 诱导流场的展向速度分布主导了调制流场的流向涡在展向的倾斜. 对负流向涡也有类似的讨论.

总之, 调制流场中, 存在着排列有序的流向涡. 而流向涡是近壁湍流拟序结构的基本要素, 层流诱导流场中不存在这样的涡. 因此, 调制流场是一种湍流强度较小, 一定程度上被层流化的湍流流场 (Laminarization). 另一方面, 调制流场中, 流向涡的某些特性, 如涡量的正负方向, 涡量大小沿轴线的分布以及涡的“抬升”和展向弯曲倾斜等, 又决定于诱导流场的流场特性. 因此, 也可以说, 诱导流场主导了调制流场中流向涡的基本特性.

(2) 流向涡的生成(Formation)和消亡(Annihilation).

图 15 左端为控制后流场中的一对正负流向涡, 红色为正涡(记作 SP), 蓝色为负涡(记作 SN). 由图 13,

图 14 (网络版彩图)诱导流场的展向速度分布与控制后流场的正流向涡

Figure 14 (Color online) Spanwise velocity in induced flow and positive vortex structure in controlled turbulent flow.

涡核 D 点是涡量的极值点, 其截面在图 13 中记作 $D-D$, 顺次的截面分别为 $D1-D1$, $D2-D2$, $D3-D3$. 右端为相应的截面图, 背景为诱导流场的流向涡量云图, 曲线为控制后流场的流向涡强度等值线, 用以表示流向涡的空间位置, 实线为正流向涡, 顺时针旋转, 虚线为负流向涡, 逆时针旋转. 正流向涡(称为母涡, parent vortex)在 D 点涡量很强, 下方为附着在壁面的涡量为负的剪切层(vorticity sheet). 在母涡强烈的卷吸(rollup)作用下, 左下方形成新的负流向涡(称为子涡, offspring), 如截面 $D1-D1$ 所示. 这样的流向涡生成机理在 Schoppa 探讨湍流流向涡生成机制时曾作过详细讨论^[20]. 此后, 母涡不断衰减, 子涡不断增强, 如截面 $D2-D2$ 所示. 发展至 $D3$ 时, 母涡经湍流猝发完全消亡. 同样, 可以讨论负涡诱导正涡的过程, 此时, 子涡在母涡右下方.

图 16 左侧为调制流场的流向涡和 $y+=11$ 处的条带分布图. 其中, 红线为正流向涡, 黑线为负流向涡.

背景为条带云图. 红色代表高速条带, 蓝色代表低速条带. 由图可见, 面对下游, 正流向涡从低速条带右侧跨越条带, 而负流向涡则从左侧跨越.

条带随着流向涡的弯曲而弯曲. 流向涡的弯曲(无论是正流向涡还是负流向涡)将导致上扬流体的收敛, 从而在弯曲处形成较强的低速条带, 如图 16 中间示意图所示. 因此, 低速条带的分布如图 16 右侧所示, 沿流向呈正弦状分布, 弯曲处强度最大.

当正流向涡由高速条带跨越低速条带的弯曲部分时, 如图 17(a)所示, 此时低速条带的强度最大, 于是, 流向的 $E-E$ 截面上, 流向速度急剧下降, 如图 17(b)所示, 从而满足湍流猝发条件, 于是导致猝发事件的发生, 老的流向涡也因此消亡^[20]. 同样原因也会导致负流向涡的消亡.

总之, 新流向涡的生成, 出现在老流向涡的涡量很强的地方; 而老流向涡的消亡, 出现在已经成长的新流向涡的弯曲处. 由前节讨论可知, 流向涡沿轴线

图 15 (网络版彩图)母涡卷吸下, 子涡的生成过程

Figure 15 (Color online) Offspring vortex structure induced by parent vortex structure.

图 16 (网络版彩图)控制后, 涡结构与条带分布图

Figure 16 (Color online) Distributions of vortex structure and streak in controlled turbulent flow.

图 17 (网络版彩图)正流向涡猝发时的条带和流向脉动速度分布

Figure 17 (Color online) Distributions of streak and streamwise fluctuation velocity as positive vortex bursting.

的涡量强度变化以及流向涡的弯曲与倾斜诱导流场的流场特性皆与诱导流场的特性有关. 因此, 当湍流被有效控制时, 调制流场的诸多特性皆与诱导流场有关.

3 结论

合适参数的空间振荡展向电磁力可有效控制壁湍流. 控制后的流场存在以准流向涡和条带为主要特征的拟序结构. 流向涡的形状几乎一致, 并在 x 方向正负交替排列, 其周期与电磁力的变化周期相关, 其长度约略大于 $\lambda_z/2$. 面向下游, 正流向涡从低速条带右侧跨越条带, 而负流向涡则从左侧跨越. 条带随着流向涡的弯曲而弯曲, 沿流向呈正弦分布.

电磁力对流场的作用可视作电磁力诱导的流动对固有流场的调制. 例如电磁力对层流的影响, 可视作电磁力在静止流场中诱导的运动对层流的调制. 但此时, 调制后的流场仍为层流, 不存着涡结构, 以及由此引起的上扬和下扫现象, 故对壁面阻力没有影响^[21].

同样, 电磁力对湍流的作用, 可视作电磁力在层流中诱导的流场对湍流的调制. 湍流被有效控制时, 壁面阻力显著下降, 调制流场中拟序结构的主要特征, 包括流向涡的几何形态, 涡量方向及沿轴线的涡量大小变化, 以及涡的生成和消亡等都与诱导流场直接相关, 从而也与电磁力的分布直接相关. 据此, 可以进一步阐述调制流场中准流向涡的生成、发展和消亡机制以及电磁力的减阻机制.

参考文献

- Kim J. Physics and control of wall turbulence for drag reduction. *Philos Trans A-Math Phys Eng Sci*, 2011, 369: 1396–1411
- Breuer K S, Park J, Henoeh C. Actuation and control of turbulent channel flow using Lorentz force. *Phys Fluids*, 2004, 16: 897–907
- Lee J H, Sung H J. Response of a spatially developing turbulent boundary layer to a spanwise oscillating electromagnetic force. *J Turbul*, 2005, 6: 2–15
- Rossi L, Thibault J P. Electromagnetic forcing in turbulence and flow control: Analytical definitions of EM parameters and hydrodynamic characterizations of flow. *Phys Fluids*, 2003, 10: 572–588
- Nosenchuck D M, Brown G L. Discrete Spatial Control of Wall Shear Stress in A Turbulent Boundary Layer, in *Near-Wall Turbulent Flows*. In: So R M C, Speziale C G, Launder B E, eds. New York: Elsevier Science Publishers B V, 1993. 689–698
- Du Y, Karniadakis G E. Suppressing wall-turbulence via a transverse traveling wave. *Science*, 2000, 288: 1230–1234
- Du Y, Symeonidis V, Karniadakis G E. Drag reduction in wall bounded turbulence via transverse travelling wave. *J Fluid Mech*, 2002, 457: 1–34
- Pang J, Choi K S. Turbulent drag reduction by Lorentz force oscillation. *Phys Fluids*, 2004, 16: 35–38
- Mei D J, Fan B C, Chen Y H, et al. Mechanism of drag reduction by spanwise oscillating Lorentz force in turbulent channel flow (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2011, 43: 653–659 [梅栋杰, 范宝春, 陈耀慧, 等. 槽道湍流展向振荡电磁力减阻的机理研究. 力学学报, 2011, 43: 653–659]

- 10 Pang J, Choi K S, Aessopos A, et al. Control of near-wall turbulence for drag reduction by spanwise oscillating Lorentz force. AIAA Paper, 2004, AIAA-2004-2117
- 11 Berger T W, Kim J, Lee C, et al. Turbulent boundary layer control utilizing the Lorentz force. Phys Fluids, 2000, 12: 631–649
- 12 Xu P. Turbulent Flow Control Using Spanwise Travelling Wave via Lorentz Force. Dissertation for Doctoral Degree. Nottingham: University of Nottingham, 2009
- 13 Mei D J, Fan B C, Huang L P, et al. Drag reduction by spanwise oscillating Lorentz force in turbulent channel flow (in Chinese). Acta Phys Sin, 2010, 59: 6786–6792 [梅栋杰, 范宝春, 黄乐萍, 等. 槽道湍流展向振荡电磁力壁面减阻. 物理学报, 2010, 59: 6786–6792]
- 14 Huang L P, Choi K S, Fan B C, et al. Drag reduction in turbulent channel flow using bidirectional wavy Lorentz force. Sci China-Phys Mech Astron, 2014, 57: 2133–2140
- 15 Huang L P, Fan B C, Dong G. Turbulent drag reduction via a streamwise transverse wave induced by streamwise wall oscillation (in Chinese). Chin J Theor Appl Mech, 2011, 43: 277–281 [黄乐萍, 范宝春, 董刚. 展向振动流向传播的波动壁面的湍流减阻. 力学学报, 2011, 43: 277–281]
- 16 Huang L P, Fan B C, Dong G. Turbulent drag reduction via a transverse wave travelling along streamwise direction induced by Lorentz force. Phys Fluids, 2010, 22: 015103
- 17 Wu W T, Hong Y J, Fan B C. Vortex structures in turbulent channel flow modulated by spanwise Lorentz force with steady distributions (in Chinese). Acta Phys Sin, 2014, 63: 054702 [吴文堂, 洪延姬, 范宝春. 确定分布电磁力调制下的槽道湍流涡结构. 物理学报, 2014, 63: 054702]
- 18 童秉纲, 尹协远, 朱克勤. 涡运动理论. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009. 2–6
- 19 Zhou J, Adrian R J, Balachandar S, et al. Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. J Fluid Mech, 1999, 387: 353–396
- 20 Schoppa W, Hussain F. Coherent structure generation in near-wall turbulence. J Fluid Mech, 2002, 453: 57–108
- 21 Fukagata K, Iwamoto K, Kasagi N. Contribution of Reynolds stress distribution to the skin friction in wall-bounded flows. Phys Fluids, 2002, 14: L73–L76

Control mechanism of turbulent channel flow by spatially spanwise oscillating Lorentz force

WU WenTang¹, HONG YanJi^{1*} & FAN BaoChun²

¹ National Key Laboratory of Laser Propulsion and Application, Academy of Equipment, Beijing 101416, China;

² National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China

Turbulent channel flow control by using a spanwise oscillating Lorentz force with steady distributions has been investigated numerically via the pseudo-spectral method. The turbulent control and the drag reduction can be achieved by spanwise oscillating Lorentz forces with proper control parameters. The vortex generation is impacted in the controlled turbulent channel flow, and that only periodically well-organized streamwise vortexes are observed in the near-wall region of the turbulent channel flow. If the turbulent control is regarded as a process in which the turbulence flow is modulated by the induced flow, it has been shown that the induced flow dominates the modulated flow field when the turbulent flow is effectively controlled by the Lorentz force. Therefore, basic features of streamwise vortexes in the controlled flow, such as configurations, distributions and its formations and annihilations, are related with the induced flow field and the Lorentz force distributions closely, based on which the mechanism of the turbulent control is elucidated finally.

turbulent channel flow, pseudo-spectral method, drag reduction, Lorentz force

PACS: 47.27.Rc, 47.27.nd, 47.27.ek, 47.27.De

doi: 10.1360/SSPMA2015-00111