

翼型绕流的洛伦兹力控制机理*

陈耀慧 董祥瑞 陈志华 张辉 栗保明† 范宝春

(南京理工大学瞬态物理重点实验室, 南京 210094)

(2013年9月14日收到; 2013年10月23日收到修改稿)

在翼型上翼面壁面附近流场中形成的流向洛伦兹力, 可提升翼型的升力减小阻力, 然而制约其推广应用的主要瓶颈是极为低下的控制效率, 为提高洛伦兹力的控制效率, 需研究其控制机理. 以翼型绕流的洛伦兹力控制为例, 利用双时间步 Roe 格式及水槽对其进行数值及实验研究. 结果表明: 洛伦兹力的控制效果随着来流速度的增加而下降, 升力增幅和阻力减幅与来流速度大小呈反比关系, 但升力增加和阻力减小的规律不变, 都是升力先急剧增加随后缓慢增加, 而阻力先急剧减小然后再缓慢增加, 基本原因为升力和阻力先受洛伦兹力推力的影响而分别增加和减小, 随后洛伦兹力作用增加翼面壁面摩擦力, 导致升力减小和阻力增加, 流向洛伦兹力还导致翼型壁面压力下降, 增加翼型升力和压差阻力; 壁面摩擦力导致的升力降幅比壁面压力变化导致的升力增幅小, 壁面压力变化起主导作用; 洛伦兹力推力对阻力的降幅比压差阻力的增幅大, 洛伦兹力推力起主导作用, 因此阻力减小.

关键词: 边界层, 洛伦兹力, 翼型绕流, 流体控制

PACS: 47.65.-d, 47.85.L-

DOI: 10.7498/aps.63.034701

1 引言

翼型的性能在很大程度上将会影响飞行器的飞行距离、接近速度、爬升率、操控性能、燃料消耗等^[1]. 翼型性能主要受其流动分离影响, 学者及工程师对翼型的流动分离控制进行了大量的研究, 按照有无能量输入的方式分主要为被动和主动控制方法. 被动的控制方法是指无能量输入的流动控制方法, 比如涡流发生器^[2], 肋条^[3]等, 但被动控制方法不能根据实际条件进行控制调整. 主动控制方法指有能量输入的控制方法, 比如合成射流^[4]. 值得注意的是, 洛伦兹力 (Lorentz force) 被认为最有潜力的三种主动控制方法之一最近被广泛关注, 并对其进行了大量的实验与理论研究^[5]. 其基本方法是在壁面按一定方式布置电磁极板, 以对其附近流过的导电介质施加洛伦兹力作用, 因洛伦兹力为体积力, 其大小与方向可以根据实际需要进行调控, 便

于满足工程应用中的各种需求^[6-12].

早在 20 世纪中叶, 就有人提出利用洛伦兹力控制流体边界层, 通过阻止边界层厚度的增加来增进推力和延缓层流向湍流转捩的发生, 随后 Henoch 等^[13] 实验利用洛伦兹力对平板湍流边界层进行控制研究, 发现正向洛伦兹力增加壁面的摩擦力, 减少边界层的厚度, 降低边界层湍流的振荡强度. Berger 等^[14] 对槽道湍流开环和闭环两种洛伦兹力减阻效率进行了直接数值模拟 (DNS), 发现电磁力的减阻效率很高, 但耗能也非常大. 理想的壁面法向电磁力闭环控制产生 40% 的减阻效率所耗的功率最少, 但是消耗的能量仍然比减阻所节省的能量多. Breuer 等^[15] 在 Henoch 等^[13] 研究的基础上, 设计制作了展向多相振荡洛伦兹力激活板, 发现由激活板产生洛伦兹力诱导流体的速度增量随着电极两端的电压和频率的增加而增加, 但电能向机械能转换的效率大约为 10^{-4} , 其对槽道湍流摩擦力的最大的减阻率为 10%. 梅栋杰

* 重点实验室基金资助 (批准号: 9140C300206120C30110) 和中央高校基本科研业务费专项基金资助 (批准号: 30920130111013) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: baomingli@vip.sina.com

等 [16-18] 对槽道湍流的展向振荡电磁力控制机理进行了实验和数值研究; Weier [19,20], Kim [21-23], Zhang 等 [24-26] 研究了钝体绕流及其振动的洛伦兹力抑制; Choi [26-28], Du [29], Mutschke [30] 等研究了洛伦兹力的边界层分离控制及其减阻.

虽然洛伦兹力边界层控制研究取得了许多成果, 然而其中许多方向仍待进一步深入. 特别是洛伦兹力的控制效率方面, 控制效率定义为洛伦兹力控制所节省的能量与产生控制所需的洛伦兹力所消耗的能量之比. Berger 等 [14] 对槽道湍流的展向洛伦兹力减阻效率进行了数值研究, 计算结果表明其功耗比减阻收益大 3 个数量级. Shatrov 等 [31] 的研究表明, 电磁减阻所获得的能量节省小于减阻所需的能量投入, 严重影响洛伦兹力边界层控制的工程应用, 主要原因洛伦兹力控制流体边界层的机理尚不明确, 洛伦兹力做了大量的无用功, 文献 [32] 对翼型绕流的洛伦兹力的控制机理进行简单的阐述, 但并未展开讨论, 为弄清楚洛伦兹力的控制机理, 本文以翼型绕流的流向洛伦兹力控制为例, 利用 Roger 等 [33,34] 发展的双时间步 Roe 格式及水槽对洛伦兹力的翼型绕流控制进行数值及实验研究, 对洛伦兹力控制期间的翼型气动特性、流场结构变化等影响展开详细讨论, 力图找出洛伦兹力的控制边界层的机理, 为提高洛伦兹力的控制效率提供理论依据.

2 物理问题及计算方法

图 1 所示的是翼型绕流的洛伦兹力实验的圆形水槽示意图, 水槽的宽度为 500 mm, 高度为 350 mm, 其中充满导电属性与海水相近的弱电解质溶液, 其高度为 200 mm, 中心的流速为 U_c . 将包覆有电磁激活板的翼型浸入到水槽的中心位置, 对翼型绕流的边界层进行控制研究.

图 2 为包覆电磁激活板的翼型示意图, 图中黄色的条带为铜电极, + 和 - 分别表示电极的正负极, 灰色的为永久磁铁, S 和 N 分别为磁极的南北极, 洛伦兹力激活板按照 +N-S+N 的方式排列, 将其侵入到弱导电溶液中, 在电极上加上电压, 将产生如图 2 中 f_{em} 所示方向的洛伦兹力, 来流的方向如图 2 中 Flow 方向所示.

基于翼型弦长 c 和来流速度 U_0 的电磁激活板边界层控制的无量纲守恒方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u} + f_{em}, \tag{2}$$

其中 \mathbf{u} 为来流速度, p 表示压力, ρ 为密度 (常数), Re 为雷诺数 $Re = U_0 c / \nu$, ν 为动力黏性系数, f_{em} 为电磁体积力源项, 表示如下:

$$f_{em} = N_L g(y^*) \mathbf{e}_t^*, \tag{3}$$

其中 $N_L = \frac{\pi j_0 B_0 c}{4 \rho U_0}$ 为洛伦兹力作用参数 [30], $g(y^*)$ 为洛伦兹力分布函数, 其表达式为 $g(y^*) = e^{-\pi(c/a)y^*}$, y^* 为电极激活板壁面法向距离, a 为电极宽度, 用于定义洛伦兹力的渗透深度, \mathbf{e}_t^* 为翼型表面切线方向矢量.

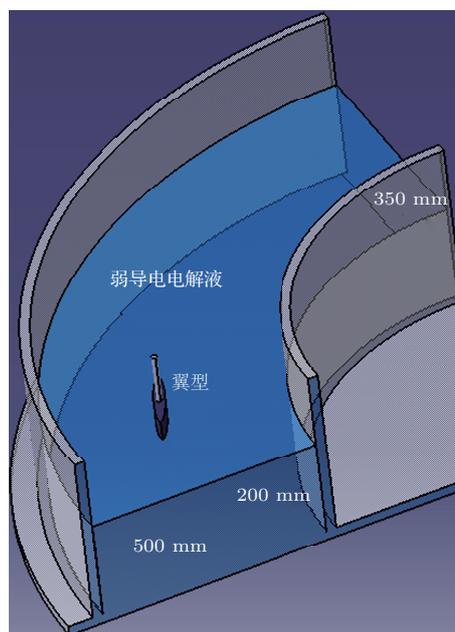


图 1 实验水槽示意图

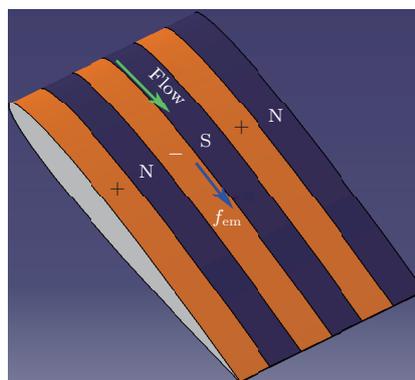


图 2 包覆电磁激活板的翼型示意图

对方程 (1), (2) 进行贴体坐标变换, 采用双时间步 Roe 格式 [33,34] 求解贴体坐标转换方程, 连续

性方程用二阶精度的三点向后差分格式离散, 动量方程用隐式有限差分离散, 无黏通量项及扩散通量项^[32]分别采用Roe格式及中心差分格式离散. 计算采用C形网格, 计算区域为 $4c \times 2c$ (流向 \times 法向), 对应的网格点数为 225×200 , 翼型弦长 $c = 100$ mm, 洛伦兹力的作用范围如图3所示.

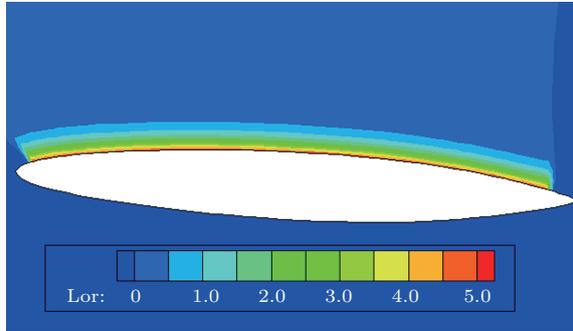


图3 洛伦兹力作用范围

3 结果分析

洛伦兹力控制可抑制翼型的流动分离, 增加翼型的稳定性同时提高翼型的升力并减小阻力, 然而制约其推广应用的主要瓶颈是极为低下的控制效率, Berger等^[14]的槽道湍流展向洛伦兹力减阻研究表明电磁减阻的功耗比收益大3个数量级, 而Shatrov等^[31]则对展向振荡洛伦兹力及流向电磁力的减阻效率进行了研究, 发现流向电磁力的减阻效率较高, 但是减阻所获得的能量节省小于减阻所需的能量投入. 为提高洛伦兹力的控制效率, 需要对洛伦兹力的控制机理进行详细的分析, 分析洛伦兹力对流场及翼型气动参数的影响.

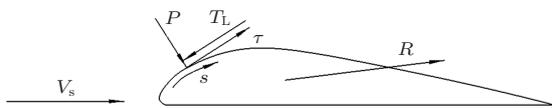


图4 流向洛伦兹力作用下的翼型受力示意图

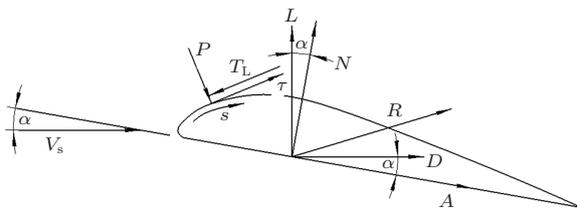


图5 攻角为 α 时翼型受力分析图

为分析洛伦兹力控制机理, 需要对电磁力控制下的翼型绕流进行受力分析, Henoch等^[13]的研究

结果表明与流体方向相同的电磁力作用于流场时, 会增加流体边界层的摩擦力, 但是被电磁力产生的推力抵消, 如果流向电磁力足够大, 还会产生喷射, 因此流向洛伦兹力作用于流体时, 流体会对翼型产生反作用力, 根据牛顿第三定律, 该推力作用方向与流向洛伦兹力的方向相反, 且大小相等, 因此, 流向洛伦兹力作用下的为翼型受力如图4所示, 根据

$$A = \int_{LE}^{TE} [-p_u \sin \theta + \tau_u \cos \theta - T_L \cos(\theta)] ds_u + \int_{LE}^{TE} (-p_l \sin \theta + \tau_l \cos \theta) ds_l, \quad (4)$$

$$N = \int_{LE}^{TE} [-p_u \cos \theta - \tau_u \sin \theta + T_L \sin(\theta)] ds_u + \int_{LE}^{TE} (p_l \cos \theta - \tau_l \sin \theta) ds_l, \quad (5)$$

其中 A 表示翼型弦长方向的合力, 而 N 则表示与翼型弦长方向垂直的合力, p 为壁面压力, T_L 为洛伦兹力作用于流体产生的翼型推力, R 为合力, ds 为翼型壁面面积单元, 下标为 u 和 l 分别表示上下翼面, θ 表示为当地壁面法向压力作用力与 y 轴正向的夹角, 壁面摩擦力 $\tau = \mu(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)$, μ 为流体黏性. 图5攻角为 α 时翼型受力分析图, 图中 L 和 D 分别为翼型的升力和阻力, α 为来流攻角. 因此

$$L = N \cos \alpha - A \sin \alpha, \quad (6)$$

$$D = N \sin \alpha + A \cos \alpha. \quad (7)$$

根据流体力学基本原理, 动压力为 $q_\infty \equiv \frac{1}{2} \rho_\infty V_s^2$, V_s 为来流速度, 因此, 升力系数为 $C_l = \frac{L}{q_\infty c}$, 阻力系数为 $C_d = \frac{D}{q_\infty c}$. 根据牛顿第三定律, 两物体的作用力与反作用力相等方向相反, 因此, 流向洛伦兹力作用下对翼型产生推力为 T_L , 等于

$$T_L = \int_0^\infty f_{em} dy^*. \quad (8)$$

该值仅与洛伦兹力有关, 而洛伦兹力与作用的流体的电导率及来流速度有关, 当来流速度为 0.6 m/s时, 洛伦兹力作用参数 $N_L = 5$, 利用洛伦兹力作用参数的计算公式, 对不同速度的洛伦兹力作用参数进行换算, 图中显示洛伦兹力在 1.5 s处开始对流体施加作用, 来流速度越小, 洛伦兹力的作用效果越好; 此外该力对翼型还有力矩的作用, 力矩对翼型具有转动效应, 没有移动效应, 本文的研究内容

并不涉及翼型的转动, 因此, 忽略该力矩作用.

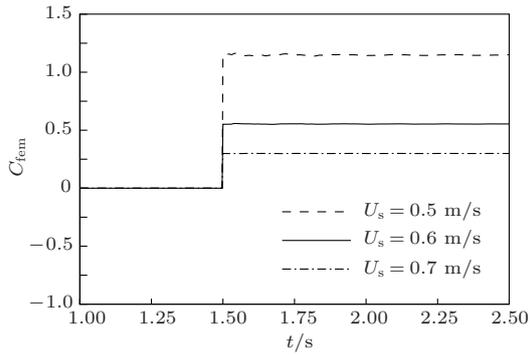


图6 翼型洛伦兹力系数变化图 ($\alpha = 20^\circ$)

3.1 流场分析

翼型背风面涡运动的演变对翼型气动特性的影响较大, 因此需要对有无洛伦兹力控制的翼型流

场进行分析. 图7为无电磁力作用下翼型流场结构变化图, 由图中显示翼型背风面的涡发展呈周期性变化. 将图7(a)设定为起始时刻, 图中显示在该时刻翼型前缘涡2正处于较强状态, 而后缘涡1正在离开翼面, 此后, 如图7(b)所示, 新的前缘涡3开始生成, 前缘涡2在新的前缘涡3生成的影响下逐渐沿着翼型背风面法向离开翼面, 而后缘涡1在来流的作用下进入翼型尾流并消散图7(c),(d), 前缘涡3继续发展, 新的后缘涡4生成(图7(e)), 在新的后缘涡4的作用下, 前缘涡3的影响空间变小, 前缘涡2继续离开翼型(图7(f)), 前缘涡3及后缘涡4继续发展, 相互挤压(图7(g)), 后缘涡4在来流及前缘涡3的作用下离开翼面进入尾流, 翼型背风面的涡系发展的一个周期结束, 新的周期又将从图7(a)的状态开始, 周而复始与文献[32]的实验结果符合.

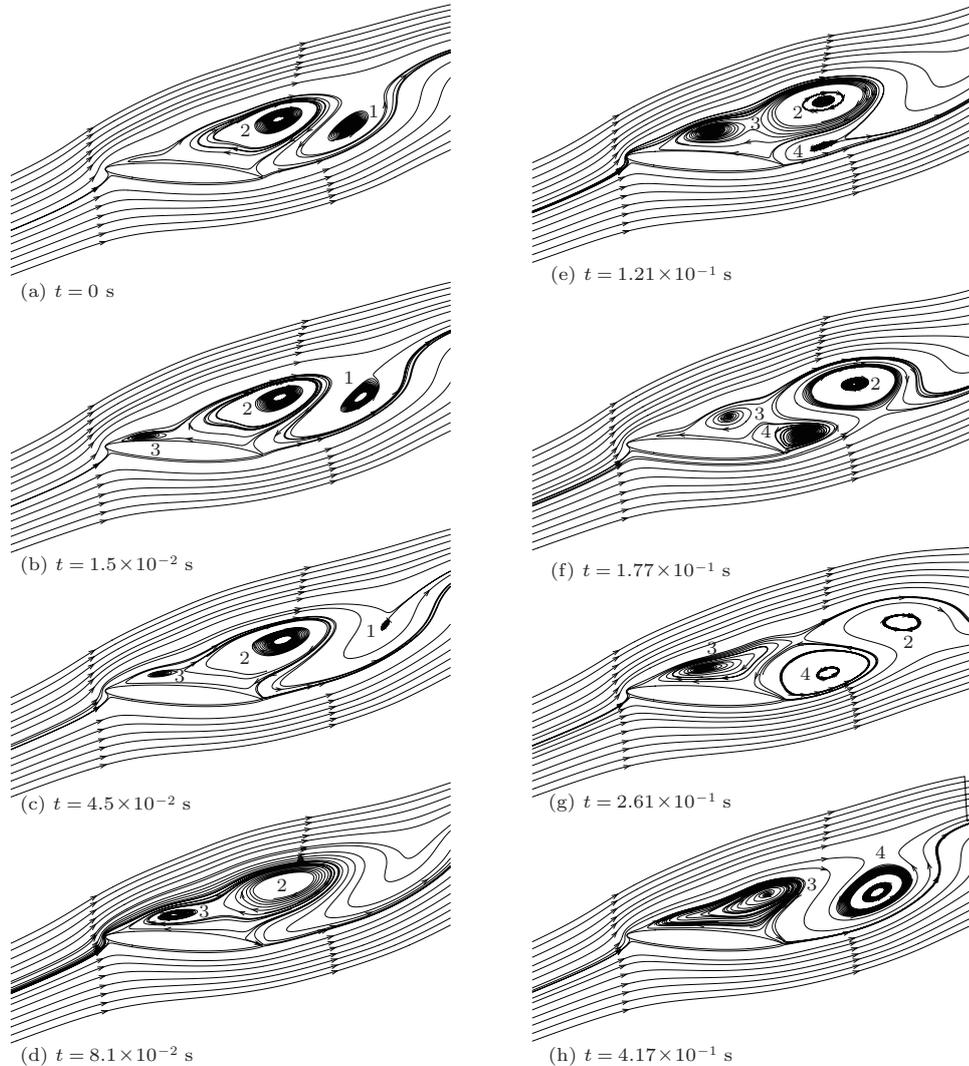


图7 无电磁力作用下翼型流场结构变化图 ($\alpha = 20^\circ, u_s = 0.6 \text{ m/s}$)

图8为洛伦兹力作用下的翼型流场结构变化图,图8(a)—(h)时刻为电磁力作用的不同时刻,其中图8(a)时刻与图7(a)为同一时刻.图8中显示洛伦兹力具有对壁面边界层流体加速作用,通过流体的黏性对边界层内部涡结构产生影响,图8(a)为洛伦兹力刚作用瞬间的流场图,这个时刻流场结构没有显著的变化,图8(b)显示翼型上翼面边界层在洛伦兹力作用下开始加速,但并未对翼型前缘涡2产生影响;随后在洛伦兹力的作用下,翼型上翼面的流动分离逐渐被抑制(图8(c),(d)),而没有电磁力作用时,会在翼型的前缘形成新的前缘涡

(图7(b)—(d));此外,翼型上翼面壁面边界层流体在洛伦兹力作用下加速,其速度比外部的边界层速度快,形成卷吸,从而在外部边界层出生成一个新的逆时针涡3图8(e),与顺时针前缘涡2形成涡对,该涡对相互挤压,并在来流的作用下逐渐离向下游移动(图8(f),(g)),此后该涡对在来流及洛伦兹力的作用下,顺时针涡消散而逆时针涡增强并逐渐离开翼型上翼面向下游移动直至消散(图8(h)),翼型的流动分离被完全抑制,边界层厚度变小,而没有洛伦兹力作用时,翼型会一直产生流动分离(图7).

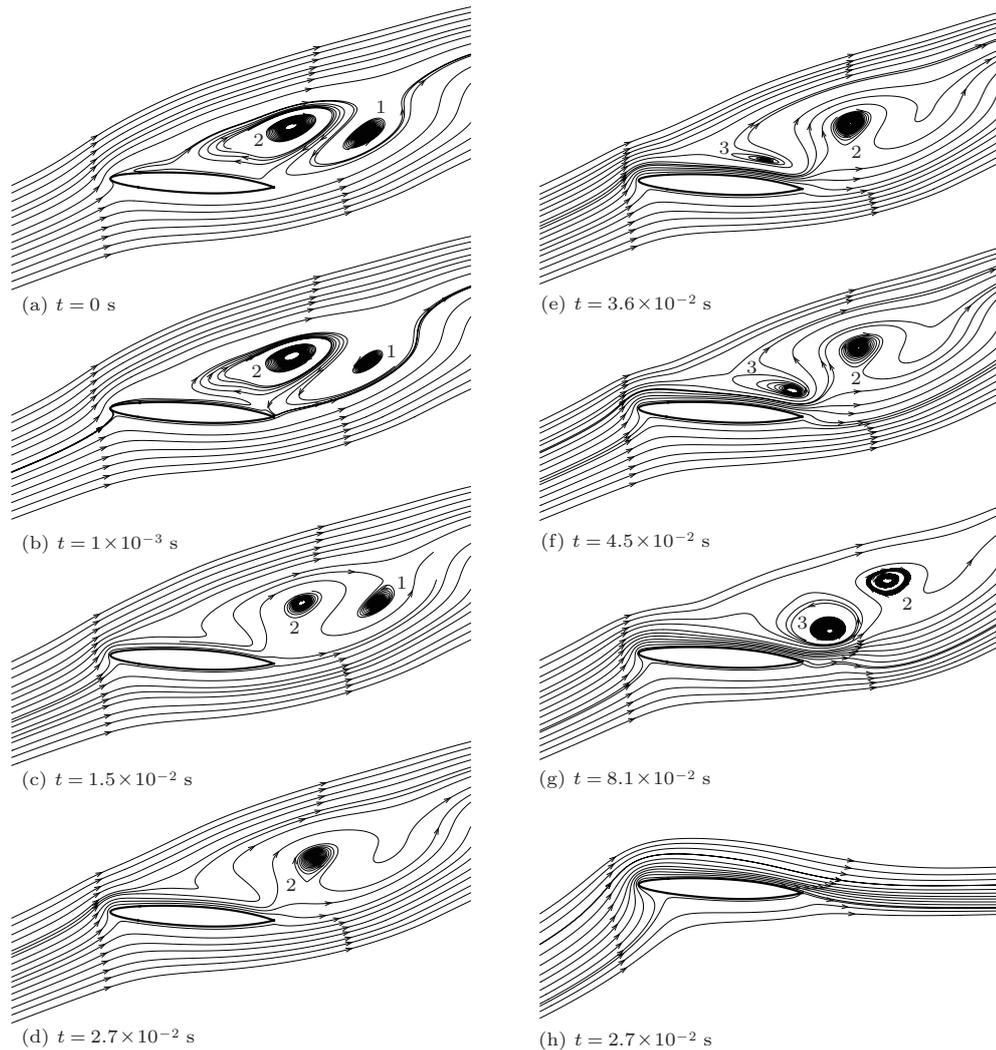


图8 洛伦兹力作用下翼型流线变化图 ($N_L = 5, \alpha = 20^\circ, u_s = 0.6 \text{ m/s}$)

洛伦兹力作用参数方程为 $N_L = (\pi j_0 B_0 c) / (4\rho U_0)$, 方程显示来流的速度对洛伦兹力参数影响较大,为研究相同功耗的洛伦兹力对不同来流速度翼型绕流的控制效果,利用洛伦兹力作用参数的计算公式,对 $U_0 = 0.6 \text{ m/s}, N_L = 5$ 的洛

伦兹力进行换算并将其用于翼型绕流的控制,数值模拟结果如图9所示,图9(a)显示来流速度为 0.4 m/s 时,翼型的流动分离被完全抑制,在后缘处形成喷射,并且边界层的厚度减小,前缘的滞止点在迎风面向下游移动,随着来流速度的增加,边界层

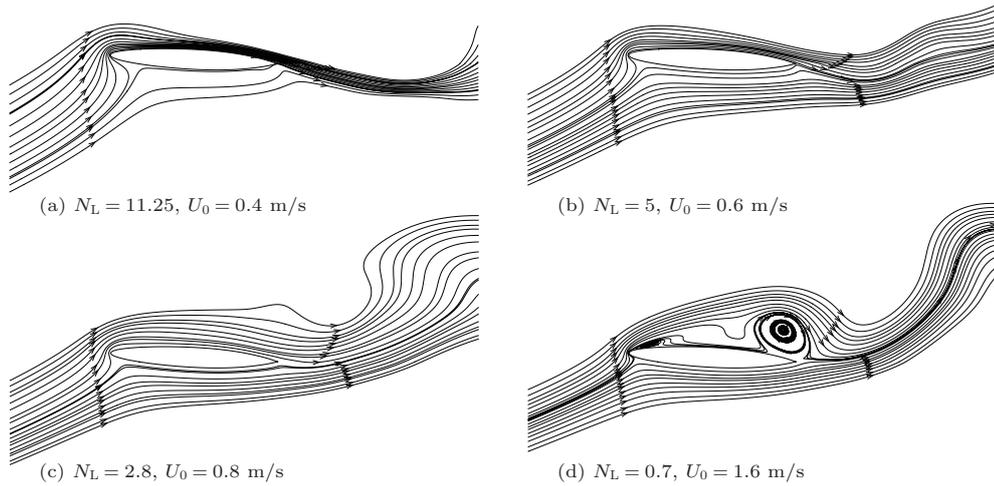


图9 相同功耗的洛伦兹力作用下翼型流场变化图

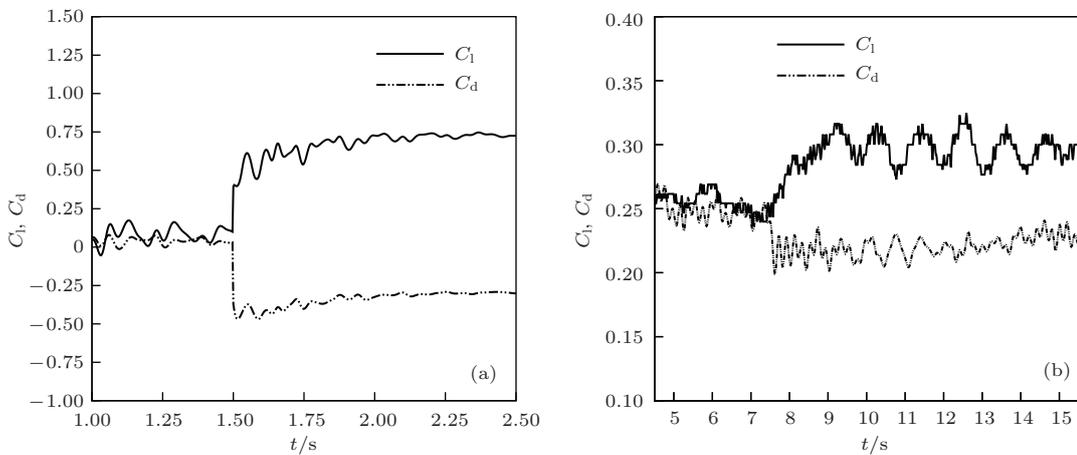


图10 洛伦兹力作用下翼型的升阻力特性 (a) 数值模拟结果 ($N_L = 5, \alpha = 20^\circ, U_0 = 0.6$ m/s); (b) 实验结果 ($V = 6$ V, $\alpha = 20^\circ, U_0 = 0.1$ m/s)

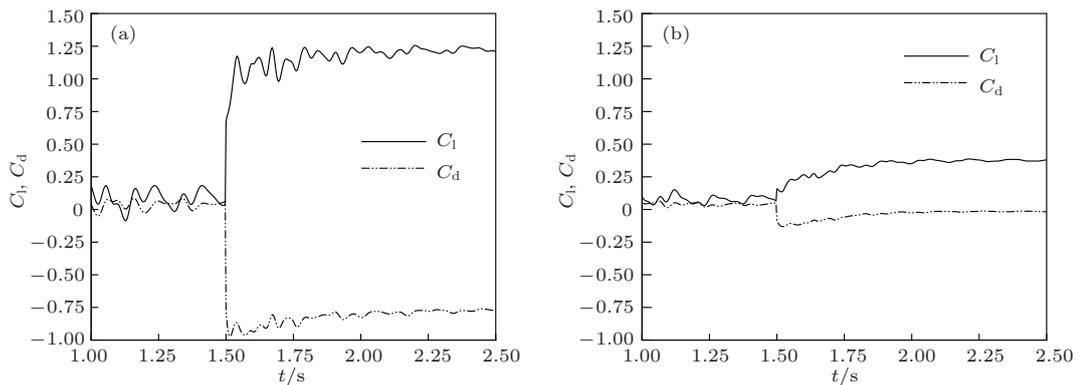


图11 相同功耗洛伦兹力控制不同来流速度的翼型升阻力特性 (a) ($N_L = 7.2, \alpha = 20^\circ, U_0 = 0.5$ m/s); (b) ($N_L = 2.81, \alpha = 20^\circ, U_0 = 0.8$ m/s)

的厚度逐渐增加, 前缘的滞止点逐渐向上游移动(图9(b), (c)), 当来流速度增加到1.6 m/s附近时, 该功耗的洛伦兹力开始无法控制翼型的流动分离, 在翼型的背风面前缘形成前缘涡, 而后缘则有后缘涡产生, 边界层厚度增加(图9(d)).

3.2 升阻力分析

图10为洛伦兹力作用下的翼型升阻力特性变化曲线, 其中实线为升力变化曲线, 双点划线为阻力变化曲线, 图10(a)为数值模拟结果, 图10(b)

为实验结果. 如图 10(a)所示, 洛伦兹力开始作用时, 升力瞬间增大, 而阻力瞬间减小, 随后升力和阻力再缓慢振荡增加, 数值模拟结果与实验结果(图 10(b))符合得较好, 呈现同样的规律.

图 11 为相同功耗洛伦兹力控制不同来流速度的翼型升阻力特性, 图中显示, 速度越小升力增加及阻力减小的比例越大, 当来流速度增加时, 升力增加及阻力减小的比例变小. 升力的增加及阻力减小的比例与来流速度的大小成反比关系, 但升力的增加及阻力的减小与图 10(a)呈相同的规律. 为了研究该规律, 本文以来流速度为 0.6 m/s, 攻角 $\alpha = 20^\circ$, 电磁力作用参数 $N_L = 5$ 的翼型绕洛伦兹

兹力控制为例, 展开详细讨论.

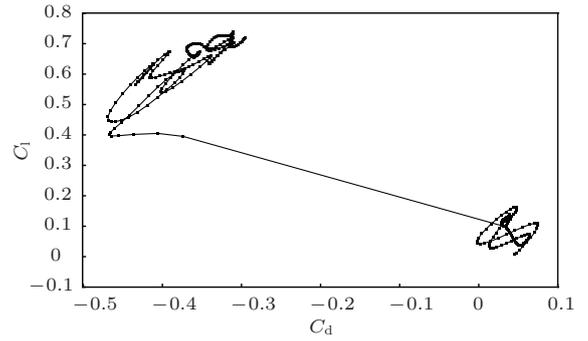


图 12 升力和阻力系数随时间变化相图 ($N_L = 5$, $\alpha = 20^\circ$, $U_0 = 0.6$ m/s)

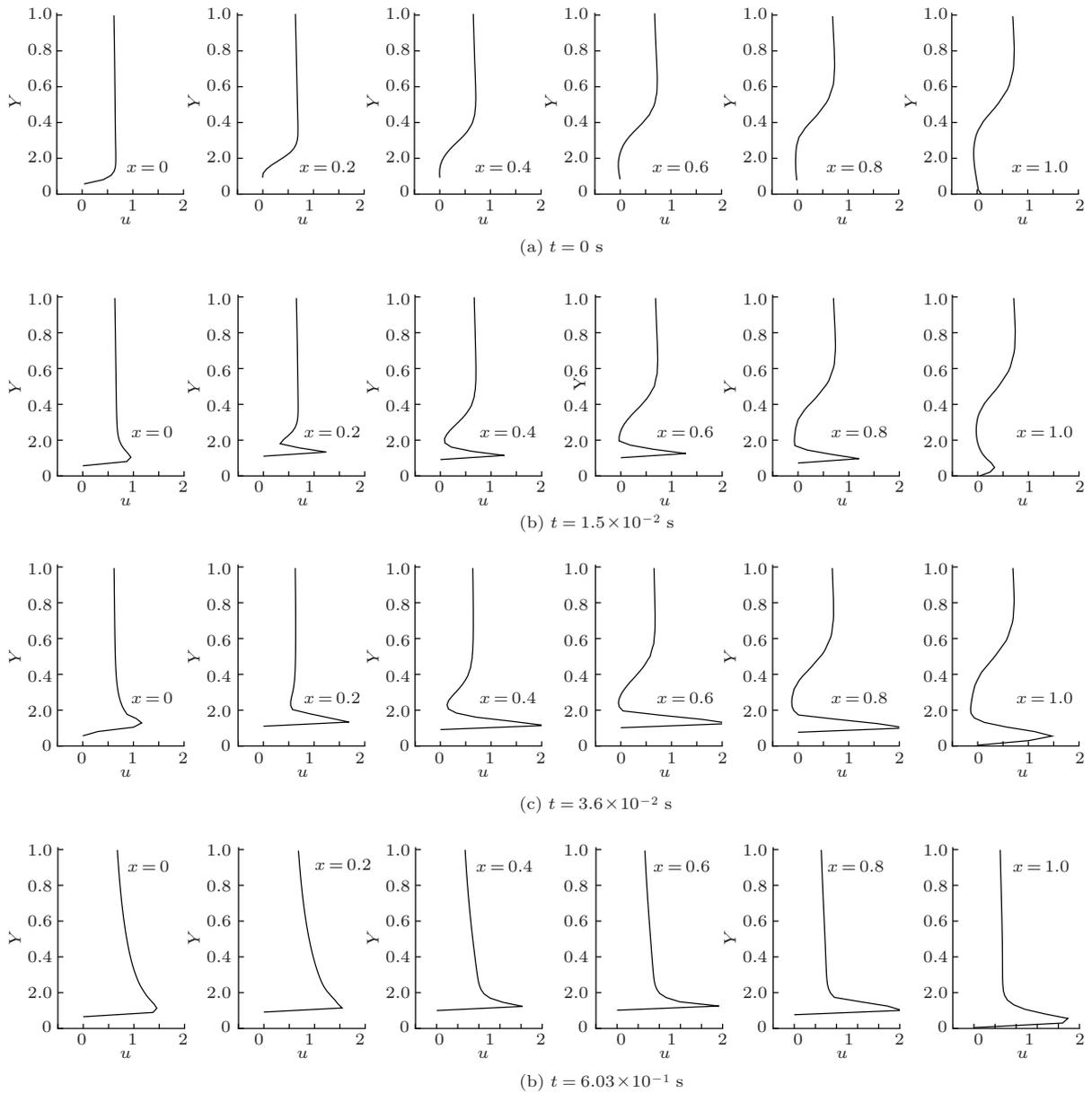


图 13 洛伦兹力控制下上翼面速度 u 随壁面法向变化剖面图 ($N_L = 5$, $\alpha = 20^\circ$, $U_0 = 0.6$ m/s)

图 11 的计算结果显示, 洛伦兹力对翼型气动特性的影响具有一定的规律, 为了解析该规律的形成基本原因, 以阻力系数横轴, 升力系数为纵轴, 变量为时间, 作升力阻力随时间变化相图, 如图 12 所示. 如图显示, 洛伦兹力未作用时, 升力阻力系数在 0.05 附近来回振荡, 洛伦兹力开始作用时, 升力系数急剧增加到 0.38, 而阻力则急剧减小到 -0.48 左右, 随时间推移, 阻力系数和升力系数缓慢的振荡增加, 升力系数增加到 0.75 附近, 而阻力系数则恢复到 -0.3 附近小幅度振荡.

3.3 壁面剪切力分析

根据剪切力公式 $\tau = \mu(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)$, 翼型壁面剪切力的变化主要受翼型背风面壁面速度梯度影响. 图 13 为洛伦兹力控制下上翼面速度 u 随壁面法向变化剖面图, 图中时刻与图 8 中的一致, 图中显示在洛伦兹力作用区域壁面的流体在其作用下瞬间加速(图 13(b)), 从上游往下游推进, 边界层的速度梯度逐渐增大, 减小边界层的厚度图 13(c), (d). 由壁面摩擦力公式 $\tau = \mu(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)$, 翼型壁面的摩擦力系数在洛伦兹力的作用逐渐增大至 0.15(图 14). 根据 (4)–(7) 式, 随着剪切力的增加翼型升力会减小, 但阻力则相反.

3.4 壁面压力影响

图 15 为洛伦兹力作用下翼型壁面压力及壁面压力系数变化图, 图 15(a) 为壁面压力, 图中上边的曲线为翼型上翼面的压力, 下面的曲线为翼型下翼面的压力; 图 15(b) 为壁面压力系数. 图 15(a) 中 $t = 0.00$ s 的曲线为洛伦兹力作用瞬间翼型壁面的压力系数分布图, 图中显示前缘存在较强的逆压梯度, 导致流体在翼型上翼面前缘产生流动分离形成前缘涡. 图 15(a) $t = 1.5 \times 10^{-2}$ s 的曲线为洛伦兹力作用后 50 个时间步时的壁面压力曲线图, 图中显示翼型前缘的逆压梯度已经降至 0 附近, 而上翼面前缘附近的压力已经下降到 -40 左右, 而后缘则在加速流体的挤压下, 形成一个压力小峰. 随后在洛伦兹力的作用下, 上翼面的压力继续下降图 15(a) $t = 3.6 \times 10^{-2}$ s, 最后稳定时如图 10(a) $t = 6.03 \times 10^{-1}$ s 所示, 前缘附近的压力已经下降到 100 以上, 背风面整体的压力值也下降到 -20 附近, 该变化导致翼型的升力增加, 同时压差阻力也

增加. 为了更清楚的显示洛伦兹力作用下的翼型壁面压力变化, 对压力在整个翼型壁面进行积分并处以动压力得到翼型的壁面压力系数图 15(b), 图中显示翼型在洛伦兹力的作用下, 壁面压力系数逐渐下降, 并且振动幅度逐渐减小到 -0.4, 因此升力振荡的幅度也逐渐减小图 10(a). 对比图 15(b) 和图 14 可知压力变化导致的升力增加幅度大于摩擦阻力导致的升力下降幅度, 因此升力持续增加.

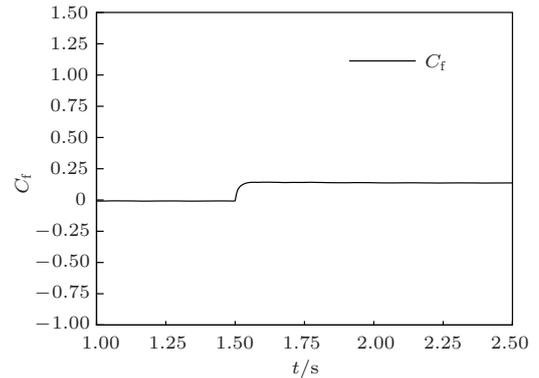


图 14 翼型壁面摩擦力系数在洛伦兹力作用下的变化图 ($N_L = 5, \alpha = 20^\circ, U_0 = 0.6$ m/s)

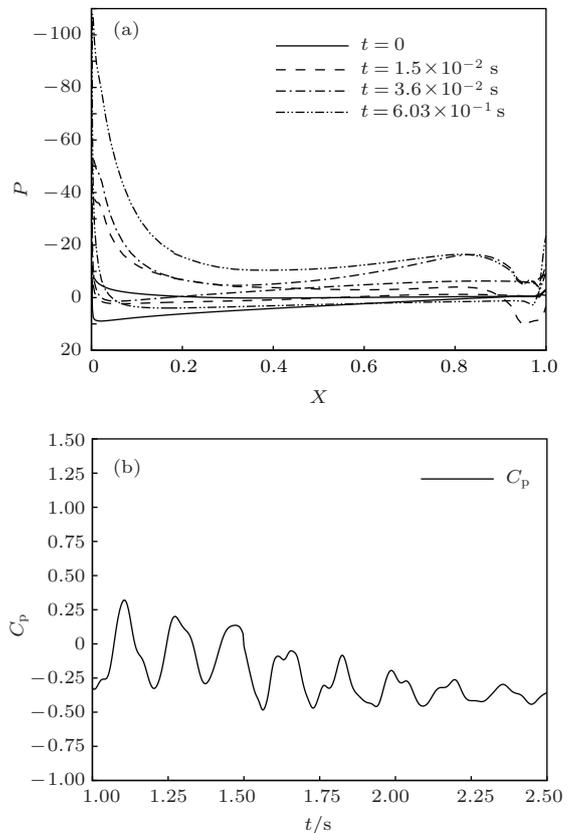


图 15 壁面压力 (a) 及壁面压力系数; (b) 变化图 ($N_L = 5, \alpha = 20^\circ, U_0 = 0.6$ m/s)

4 结 论

在翼型上翼面壁面附近流场中形成的流向洛伦兹力,可影响翼型绕流边界层的结构形态,提升翼型的升力减小阻力.为研究其控制机理,本文利用数值模拟及实验对流向洛伦兹力翼型边界层的控制机理展开了详细研究.研究结果如下:

1. 未有电磁力控制时翼型绕流流场呈周期性变化.

2. 流向洛伦兹力控制下翼型升力和阻力主要受洛伦兹力推力、壁面摩擦力和壁面压力的影响,洛伦兹力推力只与流向洛伦兹力大小有关而与流场无关.

3. 洛伦兹力通过改变流体边界的结构来影响壁面摩擦力和壁面压力,相同功耗的洛伦兹力对不同来流速度控制效果随着速度的增加而下降,升力的增幅和阻力的减幅与速度的大小呈反比关系,但升力增加和阻力减小的规律不变,都是升力先急剧增加随后缓慢增加,而阻力先急剧减小然后在缓慢增加到某一特定值.

4. 升力和阻力变化规律的基本机理为:控制开始阶段,阻力和升力主要受洛伦兹力推力的影响,洛伦兹力推力会增加翼型的升力同时减小阻力,因此控制开始时,升力急剧增加,而阻力急剧减小;随后洛伦兹力对翼型边界层的流体进行加速,导致翼型上翼面壁面的摩擦力增加,壁面摩擦力的增加会减小翼型的升力增加阻力;翼型壁面流体的加速还导致翼型壁面的压力下降,并且上翼面压力下降的幅度比下翼面的大,该变化会增加翼型的升力同时增加翼型的压差阻力,因此洛伦兹力控制下阻力先急剧减小后再小幅度增加,升力则持续增加,其基本原因为壁面摩擦力导致的升力降幅比壁面压力变化导致的升力增幅小,壁面压力变化起主导作用;而洛伦兹力推力对阻力的降幅比压差阻力的增幅大,洛伦兹力推力起主导作用,因此阻力减小.

本文的研究结果显示流向洛伦兹力的减阻主要是利用洛伦兹力推力产生的,因此 Berger 等^[14]的利用展向电磁力减阻收益比减阻能耗大三个数量级的基本原因就是未将洛伦兹力推力的减阻效果加以利用,而 Shatrov 等^[31]的研究结果显示流向洛伦兹力的减阻效率比展向振荡电磁力效率要高恰好证明了本文的推论.本研究的下一步工作将

对流向洛伦兹力翼型绕流的控制效率进行研究.

感谢南京理工大学应展烽老师和张旭东博士后在洛伦兹力作用下翼型受力分析方面的分析讨论.

参考文献

- [1] Thibert J, Reneaux J, Moens F, Preist J 1995 *Aeronaut. J.* **99** 395
- [2] Lee S, Loth E, Babinsky H 2011 *Comput. Fluids* **49** 233
- [3] Lee S J, Jang Y G 2005 *J. Fluids Struct.* **20** 659
- [4] Rathnasingham R, Breuer K S 2003 *J. Fluid Mech.* **495** 209
- [5] Kral L D 1999 *ASME Fluids Engineering Division Newsletter* Nashville, Tennessee, USA November 14–19, 1999 p3
- [6] Pulugundla G, Heinicke C, Karcher C, Thess A 2013 *Eur. J. Mech. B: Fluids* **41** 23
- [7] Taberner A, Hogan N C, Hunter I W 2012 *Med. Eng. Phys.* **34** 1228
- [8] Sun X H, Zhang H H 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 14703
- [9] Peng C, Gao Y 2012 *Acta Astronaut.* **77** 12
- [10] Groenesteijn J, Lammerink T S J, Wiegerink R J, Han-evelde J, Lötters J C 2012 *Sens. Actuators A* **186** 48
- [11] Lee F Y, Tang T L, Fang W 2011 *Procedia Engineering* **25** 689
- [12] Jiang H Y, Ren Y K, Ao H R, Antonio R 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4541
- [13] Henoch C, Stace J 1995 *Phys. Fluids* **7** 1371
- [14] Berger T W, Kim J, Lee C, Lim J 2000 *Phys. Fluids* **12** 631
- [15] Breuer K S, Park J, Henoch C 2004 *Phys. Fluids* **16** 897
- [16] Mei D J, Fan B C, Chen Y H, Ye J F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8335 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 陈耀慧, 叶经方 2010 物理学报 **59** 8335]
- [17] Mei D J, Fan B C, Huang L P, Dong G 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6786 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 黄乐萍, 董刚 2010 物理学报 **59** 6786]
- [18] Mei D J, Fan B C, Chen Y H, Ye J F 2011 *Acta Mech. Sin.* **43** 653 (in Chinese)[梅栋杰, 范宝春, 陈耀慧, 叶经方 2011 力学学报 **43** 653]
- [19] Weier T, Fey U, Gerbeth G, Mutschke G, Avilov V 2000 *ERCOFTAC bulletin* **44** 36
- [20] Weier T, Gerbeth G, Mutschke G, Platacis E, Lielausis O 1998 *Exp. Therm Fluid Sci.* **16** 84
- [21] Kim S J, Lee C M 2000 *Exp. Fluids* **28** 252
- [22] Kim J 2003 *Phys. Fluids* **15** 1093
- [23] Kim S J, Lee C M 2001 *Fluid Dyn. Res.* **29** 47
- [24] Zhang H, Fan B, Chen Z 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 124701
- [25] Zhang H, Fan B, Li H 2011 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **54** 2248
- [26] Zhang H, Fan B C, Chen Z H, Chen S, Li H Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 104701

- [27] Choi H, Moin P, Kim J 1994 *J. Fluid Mech.* **262** 75
 [28] Pang J, Choi K S 2004 *Phys. Fluids* **16** L35
 [29] Du Y, Symeonidis V, Karniadakis G 2002 *J. Fluid Mech.* **457** 1
 [30] Mutschke G, Gerbeth G, Albrecht T, Grundmann R 2006 *Eur. J. Mech. B: Fluids* **25** 137
 [31] Shatrov V, Gerbeth G 2007 *Phys. Fluids* **19** 035109
 [32] Chen Y H, Fan B C, Chen Z H, Zhou B M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 648 (in Chinese)[陈耀慧, 范宝春, 陈志华, 周本谋 2008 物理学报 **57** 648]
 [33] Rogers S E, Kwak D 1990 *AIAA J.* **28** 253
 [34] Rogers S E, Kwak D, Kiris C 1991 *AIAA J.* **29** 603

Control of flow around hydrofoil using the Lorentz force*

Chen Yao-Hui Dong Xiang-Rui Chen Zhi-Hua Zhang Hui Li Bao-Ming[†]
 Fan Bao-Chun

(Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 14 September 2013; revised manuscript received 23 October 2013)

Abstract

The Lorentz force can be used to control the boundary layer flow of low-conduction fluids; however, its lowest control efficiency has become the main bottleneck in its engineering application. In order to enhance the control efficiency of Lorentz force, we need to study its potential control mechanism. In the present paper, the flow around hydrofoil when using Lorentz force has been simulated numerically by use of dual-time-step Roe method as well as studied experimentally in a water tank. Results show that the hydrofoil drag decreases sharply first and reincreases later, showing that the control effect of the Lorentz force is reduced with the increase of stream velocity, as well as the amplitude-change of the lift and drag; however, the lift increases continuously. The basic mechanism of this phenomenon is that the Lorentz force can form Lorentz force thrust, which increases the wall friction and decreases the pressure on the hydrofoil surface; at the incipient stage of control, the Lorentz force thrust decreases the drag and increases the lift immensely, soon afterwards, due to the action of Lorentz force, the drag increases with the increase of wall shear force and the lift increases with the decrease of upper surface pressure, so that the thrust can increase both the drag and lift.

Keywords: boundary layer, Lorentz force, flow around hydrofoil, flow control

PACS: 47.65.-d, 47.85.L-

DOI: 10.7498/aps.63.034701

* Project supported by the Key Laboratory Fund (Grant No. 9140C300206120C30110), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. 30920130111013).

† Corresponding author. E-mail: baomingli@vip.sina.com