

翼型绕流电磁控制的实验和数值研究

陈耀慧 范宝春[†] 陈志华 周本谋

(南京理工大学瞬态物理实验室, 南京 210094)
(2007 年 3 月 3 日收到, 2007 年 6 月 4 日收到修改稿)

分布在弱电介质溶液中的电磁力(Lorentz力),可以有效地控制边界层的流动.利用以转动水槽为主的实验系统和基于双时间步 Roe 格式的数值方法,对翼型绕流的电磁控制进行了实验和数值研究.结果表明,对于一定攻角的翼型,电磁力可以控制其绕流形态.当电磁力方向与流动方向相同时,可以抑制分离,消除涡街,其效果与减小攻角类似.当电磁力的方向与流动方向相反时,可在流场中形成大涡组成的涡街,增强流体的混合能力,其效果与增大攻角类似.

关键词:电磁力,翼型绕流,流体控制

PACC: 0340G, 4765

1. 引 言

在许多与流动相关的实用领域,有效控制流动速度和流场结构是非常重要的.以航空飞行为例,由于粘性,飞行体在空气阻力作用下减速,如果空气在飞行体表面脱体,还会导致阻力剧增和升力剧降.此外,空气的作用还导致飞行体的振荡、失稳和产生噪声等,这些都是不希望发生的现象.因此,人们一直寻求有效的流体控制方法,试图通过改变飞行体边界层的流场结构,来提高推进效率和飞行的稳定性.

20 世纪初,Prandtl^[1]利用狭缝抽吸方法首次实现了流动分离的控制.其后,人们提出各种流动控制方法,如吸气、吹气、肋条以及聚合物等等^[2-7].近年来,电磁控制的应用受到广泛的关注^[8-11].20 世纪中叶,Gailitis 等^[12]提出利用电磁力控制流体边界层,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换的发生.Henoch 等^[13]对海水中平板湍流边界层上流向电磁力的作用效果进行了实验研究.结果表明电磁力可同时增加平板表面摩擦力和推力,并可减小边界层的厚度和抑制湍流.Breuera 等^[14]对管道湍流的电磁力控制进行了实验研究,实验结果表明最大的阻力减少到 10% 左右.Berger 等^[15]对低雷诺数下的管道流的电磁减阻进行了数值模拟,发现雷诺数为 100 时,减阻的效果达到 40%

左右,且随雷诺数的增加,减阻效率降低.Weier 等^[16]对海水中的具有一定攻角的平板流动进行了电磁力分离控制实验研究.Pang 等^[17]对展向震荡电磁力的边界层减阻进行实验研究,结果表明最大减阻效果可达 40%.另外,Kim 等^[18]讨论了电磁力对圆柱绕流的控制.本文作者^[19,20]对包覆电磁场激活板的圆柱绕流进行了实验和数值研究,讨论了电磁力对涡量以及阻力和升力的影响,并对翼型绕流的电磁控制进行了实验研究^[21].

翼型绕流和失速现象对于飞行(或航行)是非常不利的,因此,翼型绕流的有效抑制一直是该领域的研究热点.本文在充满弱电解质溶液的转动水槽中,对具有一定攻角、表面包覆电磁激活板的翼型绕流的电磁控制进行实验研究,并利用 Roger 等^[22,23]发展的双时间步 Roe 格式对该现象进行数值研究.结果表明,电磁力可以有效改变流体边界层,正向电磁力的作用类似于减少翼型攻角,可使涡街得到有效控制,而反向电磁力相当于加大翼型攻角,可形成典型的大攻角尾流涡街.

2. 实验设备

流动的电磁控制实验在图 1 所示的水槽中进行^[21].水槽高 350 mm、外径和内径分别为 2000 和 1000 mm.由三相齿轮变速电机驱动,其转速在

[†] 通讯联系人, E-mail: bcfan@mail.njust.edu.cn

0.08—10 r/min 内连续可调,相应的最低流速为 0.0023 m/s.水槽上方装有调整器,用来调整翼型的插入位置、深度和攻角.电解质为硫酸铜液体,其电导率和密度与海水相近.

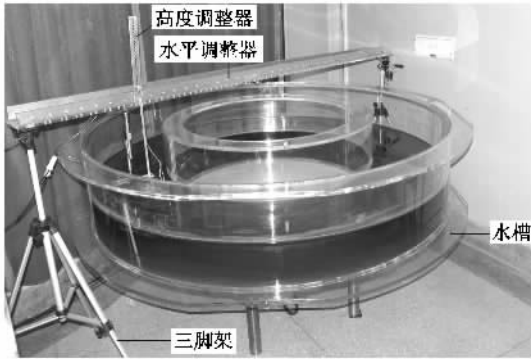


图1 实验水槽

实验使用的翼型如图2所示,其展宽为180 mm,弦长为100 mm,包覆在翼型表面的电磁激活板的磁极和电极宽度都是10 mm,磁铁强度为1 T,电极上的电压可根据实验需要确定.

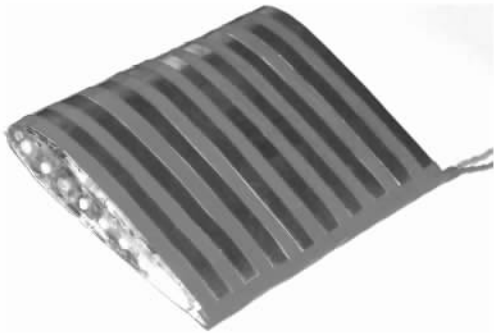


图2 装有电磁激活板的翼型

将包覆电磁激活板的翼型插入盛有硫酸铜溶液的水槽中,其插入深度和角度由调整器来调整,如图3所示.翼型前端为流场显示装置,主要由两根装有红色高锰酸钾的软管组成.在翼型前缘驻点附近,缓缓注入的红色高锰酸钾随槽内流体一起向下游运动,从而清晰地显示出流动的状态.

利用该实验系统,本文对翼型绕流的电磁控制进行了实验研究.主要实验参数为:流体密度 $\rho = 1030 \text{ kg/m}^3$,雷诺数 $Re = 103$,流体的电导率 $\sigma = 10 \text{ S/m}$,电极上的电压为8 V,电流密度 $j_{\text{max}} = 1210 \text{ A/m}^2$,翼型攻角为 17° .



图3 插入翼形体并带有流场显示装置的水槽

3. 控制方程及数值方法

电磁场中,弱电解质溶液的无量纲的流动控制方程

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\alpha(F - F_v)}{\partial x} - \frac{\alpha(G - G_v)}{\partial y} + S, \quad (2)$$

其中 $V = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$ 为速度矢量;无粘通量项 $F =$

$$\begin{pmatrix} u^2 + \frac{p}{\rho} \\ uv \\ vw \end{pmatrix}, G = \begin{pmatrix} uw \\ v^2 + \frac{p}{\rho} \\ vw \end{pmatrix}, p \text{ 为压力, } \rho \text{ 为密度, 扩散}$$

通量项 $F_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} u_x \\ v_x \end{pmatrix}, G_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} u_y \\ v_y \end{pmatrix}$, 脚标表示偏导,

如 $u_x = \frac{\partial u}{\partial x}$, 雷诺数 $Re = \frac{u_\infty c}{\nu}$, ν 为流体运动学黏性系数, S 为电磁力源项.

电磁力源项的计算基于其定义 $f_L = J \times B = \alpha(E \times B) + \alpha(U \times B) \times B$, 其中 B, E 分别代表磁场和电场强度向量.对于弱电介质溶液, $U \times B$ 项产生的电流非常小,因而可忽略,于是有 $f_L = \alpha(E \times B)$.关于翼型表面电、磁极产生的电磁力的计算,则根据文献[24]有

$$f_L = \frac{\pi}{4} j_0 B_0 e^{-\alpha(c/a)y^*} e_i \quad (3)$$

另可写成 $S = N g(y^*) e_i^*$, 其中, N 为作用参数,有 $N = \frac{\pi j_0 B_0 c}{4 \rho u_\infty^2}$, 平均电流密度 $j_0 = \sigma E_0$, σ 为电解质的电导率, E_0 为平均电场强度, B_0 为平均磁场强度, 电磁力分布 $g(y^*) = e^{-\alpha(c/a)y^*}$, y^* 为翼型表面法向距离, a 为磁极和电极的宽度, c 为翼型的弦长, e_i^* 为翼型表面单位切向向量.

对上述方程进行贴体坐标变换, $\xi = \xi(x, y)$, $\eta = \eta(x, y)$,

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V}{J} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \hat{V}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{F} - \hat{F}_v) - \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{G} - \hat{G}_v) + \hat{S}, \quad (5)$$

其中, $U = \xi_x u + \xi_y v$, $V = \eta_x u + \eta_y v$,

$$\hat{V} = \frac{V}{J},$$

$$\hat{S} = \frac{S}{J},$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \xi_x \frac{p}{\rho} + uU \\ \xi_y \frac{p}{\rho} + vU \end{pmatrix},$$

$$\hat{G} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \eta_x \frac{p}{\rho} + uV \\ \eta_y \frac{p}{\rho} + vV \end{pmatrix},$$

$$\hat{F}_v = \frac{1}{ReJ} \begin{pmatrix} (\xi_x^2 + \xi_y^2)u_\xi + (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y)u_\eta \\ (\xi_x^2 + \xi_y^2)v_\xi + (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y)v_\eta \end{pmatrix},$$

$$\hat{G}_v = \frac{1}{ReJ} \begin{pmatrix} (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y)u_\xi + (\eta_x^2 + \eta_y^2)u_\eta \\ (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y)v_\xi + (\eta_x^2 + \eta_y^2)v_\eta \end{pmatrix}.$$

本文采用拟压缩方法求解^[22,23], 引入压力的拟时间导数

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V}{J} \right) \right], \quad (6)$$

式中 τ 是虚拟时间, β 是人工可压缩系数, 本文取 $\beta = 100$.

于是

$$\frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} = -\hat{R} + \hat{S}, \quad (7)$$

其中

$$\hat{D} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} p \\ u \\ v \end{pmatrix}, \quad \hat{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{S} \\ \hat{S} \end{pmatrix},$$

$$\hat{R} = \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{f} - \hat{f}_v) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{g} - \hat{g}_v), \quad \hat{f} = \begin{pmatrix} \beta U/J \\ \hat{F} \end{pmatrix},$$

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} \beta U/J \\ \hat{G} \end{pmatrix}, \quad \hat{f}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{F}_v \end{pmatrix}, \quad \hat{g}_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \hat{G}_v \end{pmatrix},$$

方程(6)可隐式迭代求解

$$\frac{\hat{D}^{m+1} - \hat{D}^m}{\Delta \tau} = -\hat{R}^{m+1}, \quad (8)$$

式中上标 m 代表第 m 次迭代.

方程(4)用二阶精度的三点向后差分格式离散, 方程(5)用隐式有限差分离散, 并将这些离散方程代

入 \hat{R}^{m+1} 的 Taylor 一阶展开式, 有

$$\begin{aligned} & \left[I_{tr} + \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}} \right)^{n+1, m} \right] (\hat{D}^{n+1, m+1} - \hat{D}^{n+1, m}) \\ & = -\hat{R}^{n+1, m} - \frac{I_m}{\Delta t} (1.5\hat{D}^{n+1, m} - 2\hat{D}^n + 0.5\hat{D}^{n-1}), \quad (9) \end{aligned}$$

$$\text{其中 } I_{tr} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\Delta \tau} & 0 \\ 0 & \frac{1.5}{\Delta t} \end{pmatrix}; \quad I_m = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

当 $\hat{D}^{n+1, m}$ 已知时, 可求得 $\left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}} \right)^{n+1, m}$; 无粘通量

项和扩散项分别采用 Roe 格式和中心差分, 于是, 根据 $\hat{D}^{n+1, m}$ 的值, 可以求得 $\hat{R}^{n+1, m}$ 的值. 当 $\hat{D}^{n+1, m}$, $\left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}} \right)^{n+1, m}$ 和 $\hat{R}^{n+1, m}$ 的值已知后, 由(8)式, 便可求得 $\hat{D}^{n+1, m+1}$. 如果 $\hat{D}^{n+1, m+1}$ 满足收敛判据, 则得到计算结果.

计算采用 C 型网格, 如图 4 所示. 翼型表面按中间步长大两边小的原则, 分成 90 份, 表面法线方向按指数方式分为 100 份, 网格间距最小值为 5×10^{-5} , 最大值为 2×10^{-2} . 计算参数为: 弦长 c 为 100 mm, 电极宽度 a 为 10 mm, 磁场强度 B_0 为 1 T, 电极上的电压为 8 V, 雷诺数 $Re = 3.3 \times 10^4$, 攻角 $\alpha = 17^\circ$.

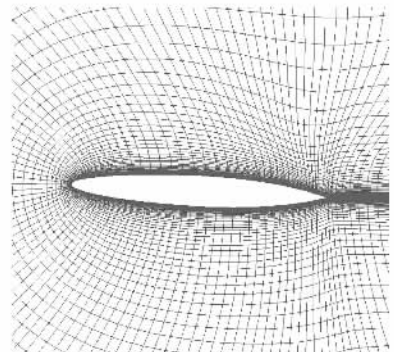


图 4 翼型计算网格

4. 结果与讨论

4.1. 无电磁力作用的翼型绕流

如图 4 所示的翼型, 前面光滑的钝头和后面的

尖角分别称为钝缘和锐缘. 如果以一定的攻角, 将其置于流动的弱电解质溶液中, 翼型上弦表面因逆压梯度作用而出现流体分离, 从而形成旋涡和尾流涡街. 钝缘处的分离情形与圆柱相似^[18], 分离点的位置随 Re 数的大小而变化, 而锐缘处则与立方体绕流相似, 分离点始终位于锐缘上.

数值结果表明, 对于稳定流, 翼型上弦表面的流体脱体呈周期变化. 图 5 为攻角 17° 时, 流场涡量的周期变化图. 流体在钝缘某处形成顺时针旋转的前缘涡, 而在尖缘形成逆时针旋转的后缘涡. 其后, 后缘涡被卷吸, 使翼型上弦表面出现二次前缘涡. 随后, 在主流体带动下, 前缘涡与后缘涡先后脱体, 形成卡门涡街. 随着前缘和后缘处涡的再次形成, 流动完成周期变化.

图 6 为无电磁力作用时, 翼型绕流的实验结果. 该图描述的前缘涡和后缘涡的生成、相互作用、脱体和再生成的周期性过程, 与计算结果相符.

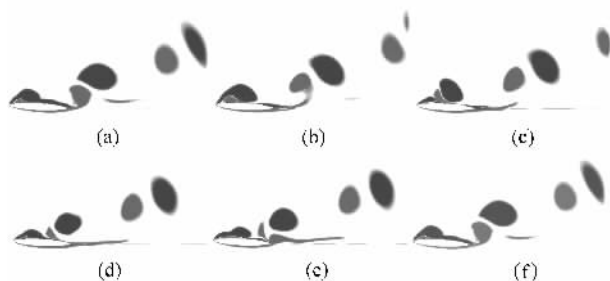


图 5 未加电磁力时, 翼型绕流的计算结果 (a) $t = 0.00$ s (b) $t = 0.72$ s ; (c) $t = 1.42$ s (d) $t = 2.40$ s (e) $t = 3.12$ s (f) $t = 3.84$ s

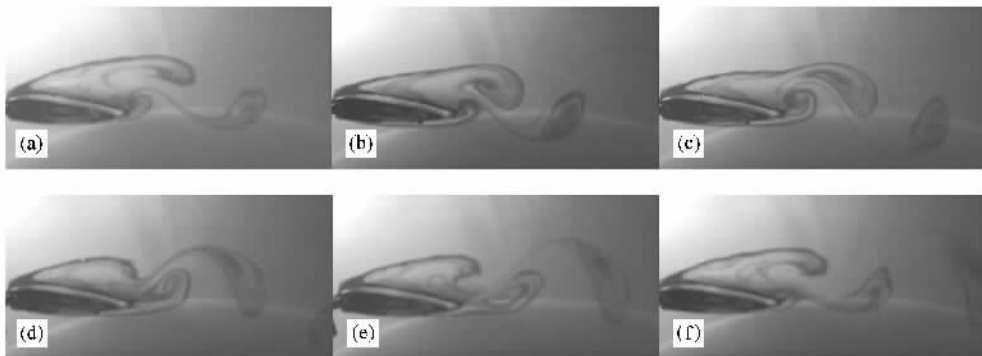


图 6 未加电磁力时, 翼型绕流的实验结果 (a) $t = 0.0$ s (b) $t = 2.0$ s ; (c) $t = 5.0$ s (d) $t = 9.0$ s (e) $t = 16.0$ s (f) $t = 20.0$ s

4.2. 正向电磁力作用的翼型绕流

在翼型上弦表面形成与流动方向相同的电磁力 (正向电磁力), 可以增加流体的流向动量, 从而增强流体抵抗逆压梯度的能力, 抑制流体分离. 图 7 为计算结果, 描述了正向电磁力作用下, 翼型绕流的涡量

变化过程. 图 7 (a) 为刚形成电磁力的情形, 与未加电磁力的情形类似. 其后, 在电磁力的作用下, 流体分离点开始沿上表面向尾部移动, 直至流体分离完全消失, 在翼型下游形成典型的射流型尾流.

图 8 为在正向电磁力作用下, 翼型上弦表面流体分离抑制过程的实验结果, 它所呈现的规律与计算结果基本一致.

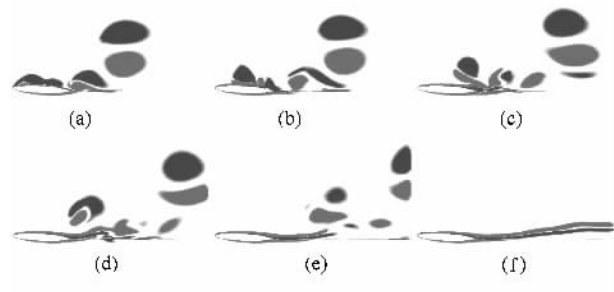


图 7 加正向电磁力时, 翼型绕流的计算结果 (a) $t = 0.00$ s ; (b) $t = 0.96$ s (c) $t = 1.68$ s (d) $t = 2.64$ s (e) $t = 4.08$ s (f) $t = 6.96$ s

4.3. 反向电磁力作用的翼型绕流

在翼型上弦表面形成与流动方向相反的电磁力 (反向电磁力), 可降低翼型表面附近的流体的流向速度, 降低流体抵抗逆压梯度的能力, 其效果与增大翼型攻角类似. 此时, 流体分离点沿翼型表面向上游移动, 并在翼型的背风面形成大尺度的旋涡.

图 9 为反向电磁力作用下, 翼型绕流涡量变化的计算结果. 图 9 (a) 刚刚生成电磁力, 与未加电磁

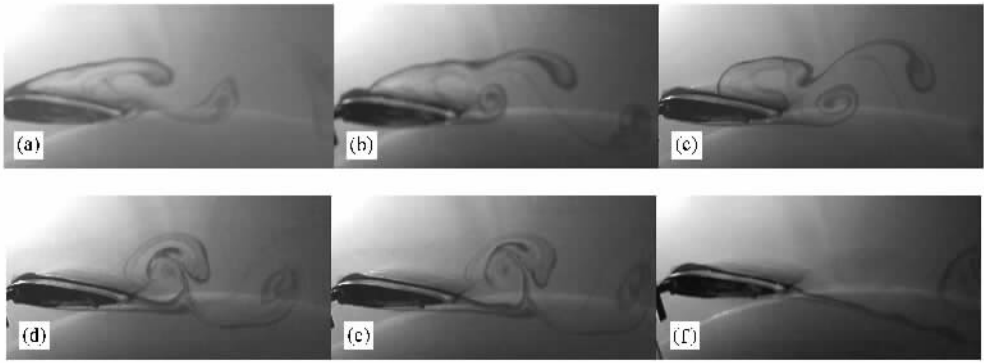


图 8 加正向电磁力时,翼型绕流的实验结果 (a) $t = 0.0$ s (b) $t = 1.0$ s (c) $t = 5.0$ s (d) $t = 9.0$ s (e) $t = 15.0$ s ; (f) $t = 30.0$ s

力的流场类似. 由于反向电磁力使翼型表面边界层的切向动量减少, 故前缘的分离点不断前移, 形成隆起的二次前缘涡, 随后, 几乎沿壁面法向离开翼型. 与正向电磁力相比, 后缘形成的逆向涡受前缘涡向下游的挤压作用较小, 故更多的是沿着翼型的表面向上游运动, 在成长为较大的涡以后, 脱离后缘, 并与脱体的前缘涡一起形成涡街.

图 10 为在反向电磁力作用下, 流体脱体形成尾流涡街的实验结果. 它所呈现的规律与计算结果一致.

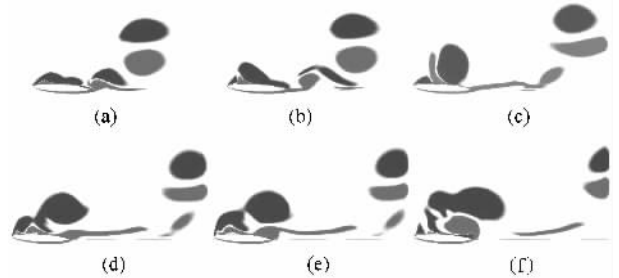


图 9 加反向电磁力时,翼型绕流的计算结果 (a) $t = 0.00$ s ; (b) $t = 0.72$ s (c) $t = 1.44$ s (d) $t = 2.64$ s (e) $t = 4.08$ s (f) $t = 6.96$ s

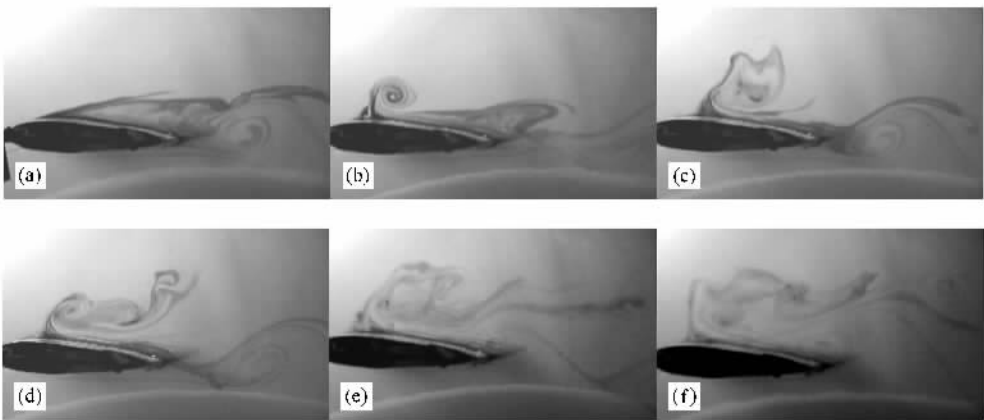


图 10 加反向电磁力时,翼型绕流的实验结果 (a) $t = 0.0$ s (b) $t = 6.0$ s (c) $t = 12.0$ s (d) $t = 18.0$ s ; (e) $t = 24.0$ s (f) $t = 29.0$ s

5. 结 论

在翼型上弦表面附近的流场中形成电磁场, 可以改变翼型绕流的形态. 本文的数值与实验研究结果表明, 未形成电磁场时, 流体将在翼型的前缘和后缘分别形成顺时针的前缘涡与逆时针的后缘涡, 脱

体后, 在下游形成涡街. 如果施加流向电磁力, 在其作用下, 翼型表面的流体的流向速度(或流向动量)发生变化, 从而直接影响流动抵抗逆压梯度, 即抑制分离的能力. 研究表明, 正向电磁力的作用相当于减小攻角, 可以抑制流体分离, 消除涡街; 反向电磁力则相当于增大攻角, 在翼型的上方形成大涡组成的涡街, 增强流体的混合能力.

- [1] Prandtl L 1928 *Technical Memo* (Washington DC : NACA press) p452
- [2] Atik H , Walker J D A 4th *AIAA Theoretical Fluid Mechanics Meeting* , 6—9 June , 2005 Toronto Canada
- [3] Chang Y , Collis S S , Ramakrishnan S 2002 *Phys. Fluids* **14** 4069
- [4] Choi H , Moin P , Kim J 1994 *J. Fluid Mech.* **262** 75
- [5] Endo T , Kasagi N , Suzuki Y 2000 *Int. J. Heat Fluid Flow* **21** 568
- [6] Atkin C J , Mughal M S 35th *AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* , 6—9 June , 2005 Toronto Canada
- [7] Bandyopadhyay P R , Castano J M , Rice J Q , Philips R B , Nedderman W H , Macy W K 1997 *J. Fluid Eng. Trans. ASME* **119** 136
- [8] Zi B T , Ba Q X , Cui J Z , Bai Y G , Na X J 2000 *Atca Phys. Sin.* **49** 1010 (in Chinese) [訾炳涛、巴启先、崔建忠、白玉光、那兴杰 2000 物理学报 **49** 1010]
- [9] Han Y , Ban C Y , Ba Q X , Wang S H , Cui J Z 2005 *Atca Phys. Sin.* **54** 2955 (in Chinese) [韩逸、班春燕、巴启先、王书晗、崔建忠 2005 物理学报 **54** 2955]
- [10] Cang Y , Lu X , Wu H C , Zhang J 2005 *Atca Phys. Sin.* **54** 812 (in Chinese) [苍宇、鲁欣、武慧春、张杰 2005 物理学报 **54** 812]
- [11] Yang J , Su W Y , Mao G W , Xia G Q 2006 *Atca Phys. Sin.* **55** 6494 (in Chinese) [杨涓、苏纬仪、毛根旺、夏广庆 2006 物理学报 **55** 6494]
- [12] Gailitis A , Lielausis O 1961 *Appl. Magneto hydrodynamics* **12** 143
- [13] Henoch C , Stace J 1995 *Phys. Fluids* **7** 1371
- [14] Breuera K S , Park J , Henoch C 2004 *Phys. Fluids* **16** 897
- [15] Berger W , Kim J , Lee C , Lim J 2000 *Phys. Fluids* **12** 631
- [16] Weier T , Gerbeth G , Mutschke G , Lielausis O , Lammers G 2003 *Flow Turbul. Combust.* **71** 5
- [17] Pang J , Choi K , Aessopos A , 2nd *AIAA Flow Control Conference* , 28 June- 1 July 2004 , Portland , Oregon
- [18] Kim S , Lee C 2000 *Exp. Fluids* **28** 252
- [19] Chen Z H , Fan B C 2002 *Acta Mech. Sinica* **34** 978 (in Chinese) [陈志华、范宝春 2002 力学学报 **34** 978]
- [20] Zhou B M , Fan B C , Chen Z H , Ye J F , Ding H X , Jin J M 2004 *Acta Mech. Sin.* **36** 472 (in Chinese) [周本谋、范宝春、陈志华、叶经方、丁汉新、靳建明 2004 力学学报 **36** 472]
- [21] Chen Y H , Fan B C , Zhou B M , Zhang H , Li H Z 2006 *J. Exp. Fluid Mech.* **21** 64 (in Chinese) [陈耀慧、范宝春、周本谋、张辉、李鸿志 2006 实验流体力学 **21** 64]
- [22] Rogers S E , Kwak D 1991 *AIAA J.* **29** 603
- [23] Rogers S E , Kwak D 1990 *AIAA J.* **28** 253
- [24] Mutschke G , Gerbeth G , Albrecht T , Grundmann R 2006 *Eur. J. Mech. B-Fluid* **25** 137

Experimental and numerical investigations on the electro-magnetic control of hydrofoil wake

Chen Yao-Hui Fan Bao-Chun[†] Chen Zhi-Hua Zhou Ben-Mou

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

(Received 3 March 2007 ; revised manuscript received 4 June 2007)

Abstract

The Lorentz force generated in the low-conduction fluid can be used to control the boundary layer effectively. In the present paper , experimental and numerical investigations have been performed to suppress the flow separation of a hydrofoil with a certain attack angle in the low-conduction fluid. Both experimental and numerical results show that the Lorentz force parallel to the moving fluid can suppress the flow separation and thus remove the von Karman street. However , when Lorentz forces are applied opposite to the moving fluid of the surface of the foil , the separation point cannot be suppressed , instead , it would move reversely to the leading edge and the vortex street of the downstream acts as in the cases with a large attack angle.

Keywords : Lorentz force , hydrofoil wake , flow control

PACC : 0340G , 4765

[†] Corresponding author. E-mail bcfan@mail.njust.edu.cn