

三棱柱的低雷诺数绕流研究

陆建洲, 陶建军

(北京大学 工学院)

湍流与复杂系统国家重点实验室 力学与工程科学系, 北京 100871)

摘 要: 数值模拟了截面为等腰三角形的棱柱在不可压牛顿流体中的二维绕流问题, 分析了不同的截面尺度比以及三角形顶点迎风 and 背风安置时的尾流稳定性与阻力系数. 研究发现对于较大截面尺度比的棱柱, 在相同雷诺数的情况下顶点迎风相较于顶点背风的情况更易失稳从而产生侧向力, 但阻力系数相对较小, 当雷诺数为 160 时, 最多能够减少 19.4%. 进一步地对比研究了顶点迎风与顶点背风在不同截面尺度比时升、阻力系数及涡脱落频率随雷诺数的变化关系.

关 键 词: 三棱柱; 钝体绕流; 数值模拟; 流动稳定性; 减阻

中图分类号: V211; O357.4⁺1

文献标志码: A

Low-Reynolds-number wake flows of a triangular prism

LU Jian-zhou, TAO Jian-jun

(Department of Mechanics and Engineering Science,

State Key Laboratory of Turbulence and Complex Systems,

College of Engineering, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract: The two-dimensional incompressible Newtonian flows passing an isosceles triangular prism were numerically investigated at low Reynolds numbers, which were defined with the base length. Two geometrical orientations of the prism were used the upwind arrangement (apex facing the flow) and the backwind arrangement (base facing the flow). This revealed that for large aspect ratio of the cross section, the upwind arrangement was prone to be unsteady than the backwind arrangement at the same Reynolds numbers, hence suffering transverse force but with relatively smaller drag coefficient which can be reduced by at most 19.4% when Reynolds numbers was 160. In addition, the Reynolds number effects on the lift coefficient, drag coefficient and vortex-shedding frequency of the prism at different aspect ratios were discussed for the two arrangements as well.

Key words: triangular prism; wake flow; numerical simulation;
hydrodynamic stability; drag reduction

钝体绕流的稳定性与减阻对工程优化设计至关重要, 一直是众多理论、实验及数值模拟的研究对象, 例如基本的圆柱绕流、方柱绕流、多圆柱体绕流等. 对于基本的圆柱绕流中, 起决定作用的是雷诺数, 但还受到许多因素, 如阻塞比, 来流湍流

度, 下游边界条件等的影响.

前人有大量对圆柱绕流的研究^[1-4], William-son^[5], Zdravkovich^[6]在他们的著作中对圆柱绕流问题分别有很好的总结概括, 圆柱绕流的研究重点一般为临界雷诺数, 阻力系数、升力系数、斯

收稿日期: 2014-05-21

基金项目: 国家自然科学基金(11225209)

作者简介: 陆建洲(1992-), 男, 江苏盐城人, 博士生, 主要从事流动稳定性与转换方面的研究.

特劳哈尔数随雷诺数的变化等. 定常流的失稳是整体不稳定性的原因, 目前数值模拟和实验认为圆柱定常流动失稳的临界雷诺数约为 $46^{[7]}$. 方柱绕流也是一个研究热点, Davis 与 Moore^[8] 对雷诺数在 $100 \sim 2800$ 范围内二维矩形柱的问题进行了详细研究, 讨论了包括来流速度、攻角、矩形柱尺度对尾流的影响; Tamura 与 Kuwahara^[9] 比较了不同尺度比的方柱绕流在 2-D, 3-D 下的不同结果. Sun 与 Ng^[10] 对无黏流中多圆柱之间的相互作用进行了力学分析.

目前对于三棱柱绕流的研究相对较少. Bao 等^[11] 发现几种不同来流攻角下涡脱落的不同, 在等边三角柱顶点背风时, 脱落的涡形成一个更大的旋涡, 其性质与顶点迎风后尾涡存在巨大差异; Iungo 和 Buresti^[12] 研究了不同流向和尺度比对尾流的影响, 他们发现在流向分别偏转 60° 和 90° 时, 钝体受力有明显的不同, 且尺度比越小涡脱落越快; Srigrarom 和 Koh^[13] 用实验的方法研究了旋转等边三角柱在二维不可压情况下的流动状态, 当偏转为 90° 时, 即三角柱底边平行于来流方向时, 他们发现了平面的一边和尖锐的一边流态的差异; Abbassi 等^[14] 研究的是二维槽道流内三棱柱的强制对流问题, 得到了临界雷诺数, 并计算了斯特劳哈尔数与雷诺数关系, 发现是否达到临界雷诺数对于传热状态有剧烈的影响; Ganga Prasath 等^[15] 比较全面地研究了低雷诺数不同尺度比与来流方向下三棱柱绕流的问题, 尺度比的变化在 $0.5 \sim 5.0$, 来流方向分为顶点迎风与顶点背风, 研究得到增加尺度比能有效地提高临界雷诺数, 延迟涡脱落的产生, 这一影响在顶点背风时更为显著, 但是并没有斯特劳哈尔数的在不同情况下随雷诺数的变化趋势. 近年来, 低雷诺数流动越来越受到关注, 相应的高效推进及减阻机制的研究对于发展小型、微型的飞行和游动物器生物有重要意义^[16]. 以低雷诺数游动的生物如蝌蚪、水母等大多是以钝头体面对前进方向, 而以较高雷诺数运动的生物(如鲨鱼)其迎风前缘则常常较为尖锐. 顶点迎风与顶点背风的三棱柱绕流为研究这类问题提供了一个简化模型. 综上所述, 目前对于低雷诺数三棱柱绕流问题的研究仍比较局限, 这即是本项研究的起因.

1 物理模型

1.1 研究模型

本文同时研究了等腰三角形截面顶点迎风与

顶点背风两种情况(见图 1). 棱柱底边长为 L , 高为 h , 尺度比 $H=h/L$ 的范围取为 $0.2 \sim 3$. 雷诺数 $Re=UL/\nu$, 其中 U 为来流速度, ν 为流体运动黏度.

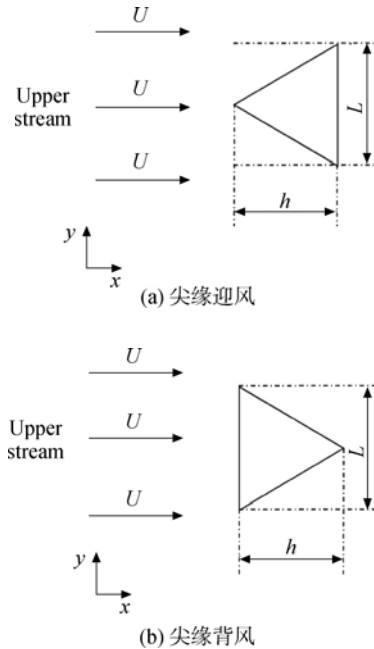


图1 流场示意图.

Fig. 1 Schematic plot of a flow field

1.2 计算方法

使用二维不可压黏性 Navier-Stokes 方程用 Fluent 求解, 采用基于单元中心的有限体积法和 2 阶迎风格式, 压力、速度耦合方程解法采用 SIMPLEC 算法.

利用三角形网格, 并进行网格分块处理, 计算区域选为流向 $80D$ 展向 $60D$, D 为物体在垂直于来流方向上的投影尺度, 对圆柱一般取直径, 对于三角柱取截面三角形的底边长 L . 坐标系原点取为三角形底边上高的中点, 坐标原点距入口边界为 $30D$, 距出口边界 $50D$, 上下边界距钝体 $30D$. 为了同时兼顾计算效率和计算精度, 将整个流场分为了 5 块, 越靠近钝体的区块划分越密, 外侧则采用简便的结构网格以提高计算效率. 三角网格及分块划分如图 2、图 3 所示. 设计后的网格与 Posdziech 与 Grundmann^[17] 研究圆柱绕流的网格很类似.

入口速度采用 Dirichlet 条件, $u=U$; 出口采

用自由流出口边界条件 ($\frac{\partial \phi}{\partial x}=0, \phi=u, v$); 柱体表面为无滑移边界条件, 计算区域的上下侧采用自由滑移边界.

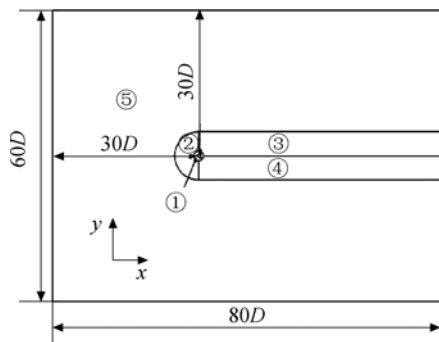


图2 三棱柱绕流网格分块示意图.

Fig. 2 Schematic plot of the blocks for triangular prism

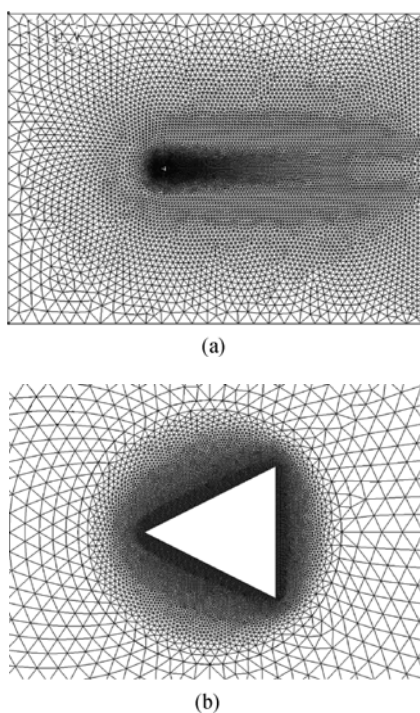


图3 三棱柱绕流网格划分示意图

Fig. 3 Schematic plot of themeshing for triangular prism

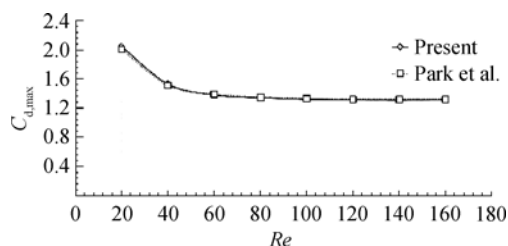
为了验证所用网格和边界条件适用于低雷诺数下的钝体绕流,先对经典圆柱绕流问题进行了数值模拟,所得结果同文献[18-20]吻合.对三棱柱的计算采用了比圆柱更多的节点数,网格数为50000.所研究的 Re 范围为 $Re=20\sim160$.

2 经典圆柱绕流的模拟及验证

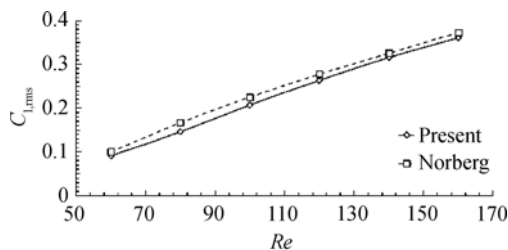
由于圆柱尾流形成了卡门涡街,周期性的涡脱落使圆柱的升力系数和阻力系数也呈周期性变化.

阻力系数的定义为 $C_d = 2F_d / (\rho U_\infty L)$, 其中 F_d 为三棱柱受到的阻力. 而升力系数 $C_l = 2F_l / (\rho U_\infty L)$, 其中 F_l 为三棱柱受到的升力.

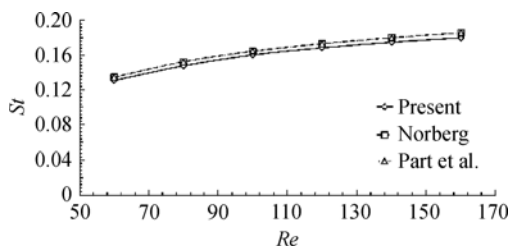
Strouhal 数是描述圆柱绕流的一个重要参数, $St = \frac{fD}{U}$. 式中 St 为 Strouhal 数, 表征旋涡的脱离情况; f 为圆柱涡脱落频率, 可以根据升力系数 C_l 的时变曲线得出; U 为未受干扰的自由来流速度. 图4显示, 计算所得的阻力系数最大值 $C_{d,max}$ 、脉动升力系数 $C_{l,rms}$ 及 St 与已有文献(Park等^[18]、Norberg^[19])的结果是符合的, Norberg^[19]中 St 与 Re 的关系为: $St = 0.2663 - 1.019/\sqrt{Re}$.



(a) 阻力系数最大值与雷诺数



(b) 脉动升力系数与雷诺数



(c) 斯特劳哈尔数与雷诺数

图4 圆柱绕流验证结果

Fig. 4 Validation results of the flow past circular cylinder

3 三棱柱绕流的结果与分析

通过经典圆柱绕流的对比验证后,研究了尺度比 $H=0.2\sim3.0$ 的三棱柱绕流的情况.

为了确定非定常绕流的临界雷诺数,参考了Ganga Prasath等^[15]、Zielinska与Wesfreid^[21]两篇文献中使用的外推法,即在临界雷诺数附近,使用升力系数最大值做线性外推,求得的升力系数

为0时的雷诺数即为临界雷诺数。

3.1 临界参数

根据该判断条件,对不同尺度比、不同朝向的算例进行数值模拟,得到其临界雷诺数的大小,如图5所示,A,B两条曲线在 $H=1.0$ 处相交.可以看出正反放置对钝体绕流的临界雷诺数的影响是很明显的,两种情况下有交叉处,在 $H=1.0$ 附近,临界雷诺数基本相同.在低雷诺数下,尺度比 $H<1.0$ 时,顶点迎风的临界雷诺数相对较高,流动比顶点背风的情况更稳定;当 $H>1.5$ 时,顶点背风的情况反而更稳定,这似乎同人们的预期相反.其原因是由于顶点背风且尺度比较大时,截面三角形的三个顶点起了固定的流动分离点的作用,使流动更趋稳定.

从图5可以看出,在本文的参数范围内,临界雷诺数与尺度比基本满足线性关系.对于顶点迎风,当三角柱截面为等边三角形时,即 $H=\frac{\sqrt{3}}{2}$ 时,得到的临界雷诺数为39.3.与相关文献比较,Zielinska与Wesfreid^[21]在研究等边三角柱后尾流时,得到阻塞比为1/15的临界雷诺数为38.3;Abbassi等^[22]研究二维槽流中三角柱强制对流传热时得到阻塞比为1/4时,槽流中等边三角柱的临界雷诺数为45;De与Dalal^[23]在研究等边三角柱尾流涡脱落问题时,认为阻塞比为1/20时临界雷诺数为39.9,这同我们的计算结果非常接近.另外,本文模型的阻塞比为1/60,更接近无限长展向长度的情况.同时,结果显示等边三角柱的临界雷诺数小于圆柱绕流的临界雷诺数,这与Zielinska与Wesfreid^[21]以及De与Dalal^[23]研究的结论是一致的.

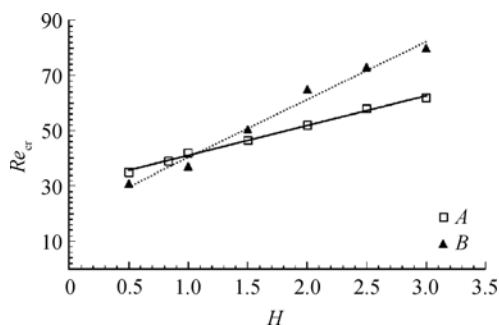


图5 临界雷诺数与尺度比的关系

Fig. 5 Relationship between critical Reynolds number and scale ratio

由图5可知,虽然 $H>1.5$ 时顶点背风布置的临界雷诺数更高、流动更为稳定、涡激振动更

弱,但其临界阻力系数仍大于顶点迎风的情况(见图6).因此,低雷诺数流中的物体通过改变迎风角度并不是总能同时实现减阻和减小涡激振动的目的.当尺度比 H 逐渐增大时,顶点背风对涡脱落的抑制作用逐渐明显,这一趋势与Ganga Prasath等^[15]的结果是一致的.需要提及的是,Ganga Prasath等^[15]的计算域流向和展向长度为 $25D$ 和 $20D$ (分别约为本文计算域长度的1/3),较小的计算域不可避免地会在结果中引入较大的边壁影响和出口边界条件的影响.

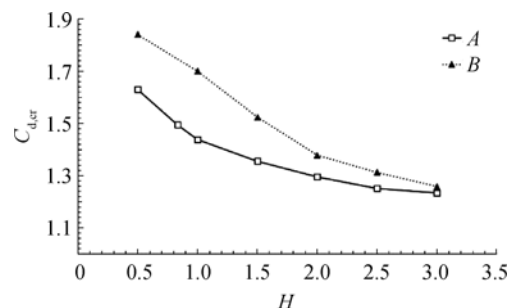


图6 临界阻力系数与尺度比的关系.

Fig. 6 Relationship between critical Reynolds number and scale ratio

进一步地,选取三个有代表性的尺度比, $H=0.2, 1$ 和 3 进行具体分析.

当 $Re=20$ 时,A(顶点迎风)和B(顶点背风)两种流动都是定常的.当 $Re=160$ 时,如图7所示,尾流因涡脱落而转为非定常流,顶点迎风布置的涡脱落频率比顶点背风布置的更高. A、B两型布置的尾涡强度均随着尺度比 H 的增加而减弱.这一现象是易于理解的,因为尺度比越大、三棱柱越接近于流线型,流动分离越弱从而尾涡强度越小、尾涡区越短.

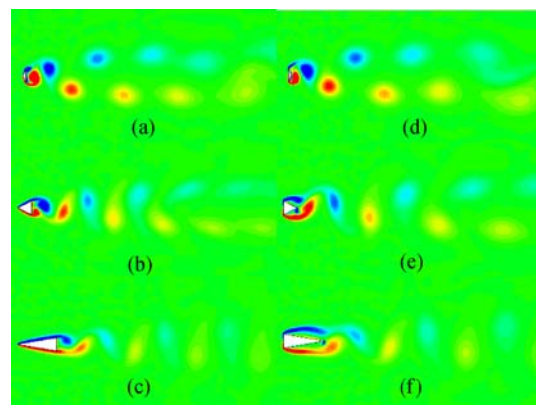


图7 涡量等值线图

Fig. 7 Vorticity contours

3.2 阻力系数 C_d

图8显示了阻力系数的时变曲线,在 $Re=100$ 尾流最后稳定在一个周期振荡状态. 首先以顶点迎风(A)的情况为例来研究压差阻力和摩擦阻力对总阻力的贡献. 图9显示的是顶点迎风时压差阻力系数 C_{dp} 与摩擦阻力系数 C_{dr} 随雷诺数的变化. 可以看出尺度比越大,摩擦阻力占得比重越大. $H=0.2$ 时,总阻力主要来自于压差阻力,其所占比重随着雷诺数的增大而增加. 在 $Re=100$ 时,压差阻力占到了 94%,而相应的摩擦阻力只占 6%; $H=1$ 时,压差阻力的比重从 49% ($Re=20$) 增长到 69% ($Re=100$); 而 $H=3$ 时,在所研究的 Re 范围内摩擦阻力的比重已经超过压差阻力. 比如 $Re=100$ 时,压差阻力占 37%,摩擦阻力则占到了 63%. 另外,压差阻力的振幅随着 H 的增大而减小.

图10是 $H=0.2, 1, 3$ 对应的阻力系数随雷诺数的变化曲线,从中可以看出如下3个特点. 首

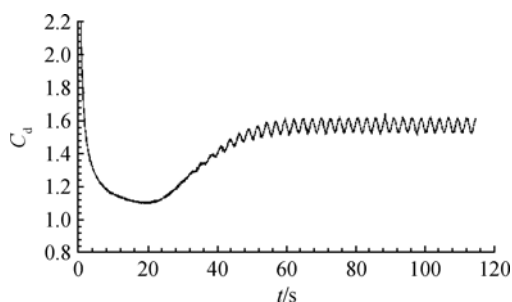


图8 顶点迎风 $H=1, Re=100$ 时,阻力系数的时变曲线

Fig. 8 Temporal variation of C_d at $Re=100$ for $H=1$ and apex facing the flow

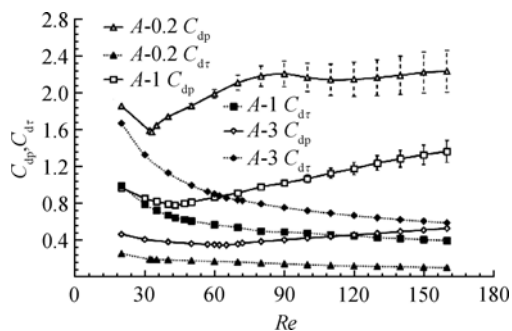
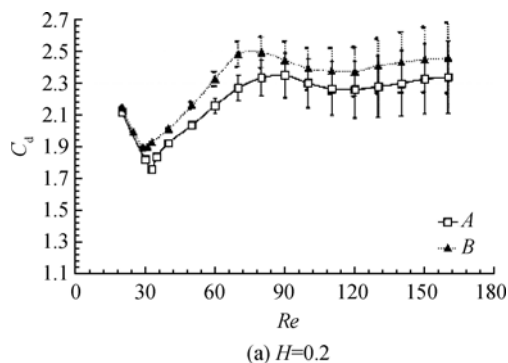


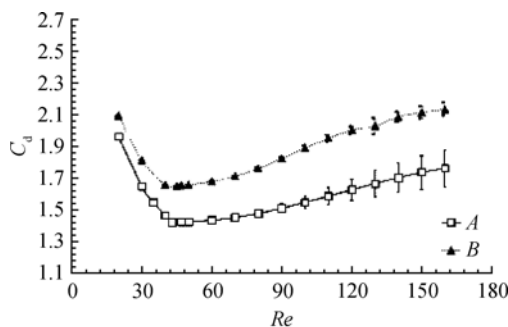
图9 顶点迎风压差阻力系数 C_{dp} 与摩擦阻力系数 C_{dr} , 误差线表明了其变化范围, $C_d = C_{dp} + C_{dr}$

Fig. 9 Pressure drag coefficient C_{dp} and shear drag coefficient C_{dr} and apex facing the flow.

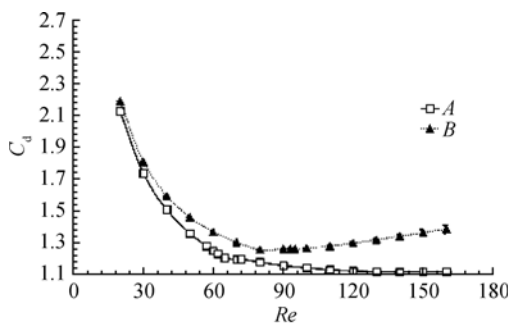
The error bars indicate the variation ranges of drag coefficients and $C_d = C_{dp} + C_{dr}$



(a) $H=0.2$



(b) $H=1$



(c) $H=3$

图10 顶点迎风与顶点背风阻力系数的比较(包括最大值、最小值以及变化范围)

Fig. 10 Comparison of the coefficient of drag between A and B (maximum, minimum and variation range are included)

先,在达到临界雷诺数之前,顶点迎风(A)和顶点背风(B)布置的阻力系数相差不大且均随雷诺数的增大而减小. 达到临界雷诺数之后,在3种尺度比的情况下顶点背风布置的阻力系数均大于顶点迎风的情况. 雷诺数相同时,尺度比 H 越大 C_d 越小. 这主要是因为随着尺度比 H 的增大,压差阻力显著减小(见图9),从而使得总阻力系数下降. 其次,尺度比 H 越小,即棱柱界面越短粗,涡脱落导致的阻力系数振荡幅值越大. 最后也是最有意思的,在达到非定常流的临界状态前,不同尺度比的 C_d 都是单调减小;但在失稳为振荡尾流后的表现则不同. 小 H 时 C_d 先随 Re 有一明显的增长,在

$Re=80$ 左右达到局部极大值后其平均值变化变小(图 10(a)); $H=1$ 的 C_d 在 $Re=50\sim 160$ 之间则是单调随 Re 增长,而 $H=3$ 的尾流在失稳后 C_d 随 Re 变化缓慢,顶点迎风的情况阻力系数甚至会继续减小.这些不同现象背后的机理需要更深入的研究.

3.3 脉动升力系数 $C_{l,rms}$

图 11 显示了升力系数的时变曲线. 流场失稳后交替的涡脱落会对柱体产生振荡的侧向力或升力. 升力系数的振荡频率是阻力系数的两倍. $C_{l,rms}$ 是脉动升力系数,即瞬时升力系数的均方根值. $C_{l,rms}$ 随雷诺数变化曲线如图 12 所示.

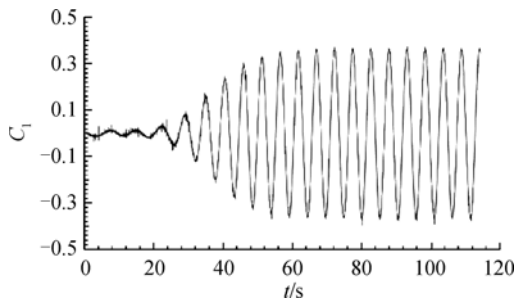
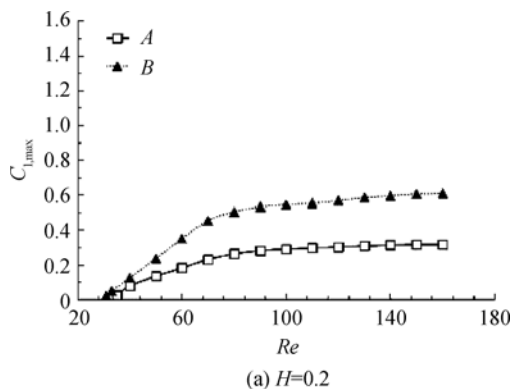
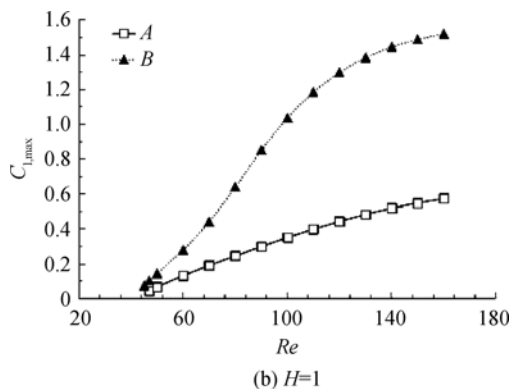


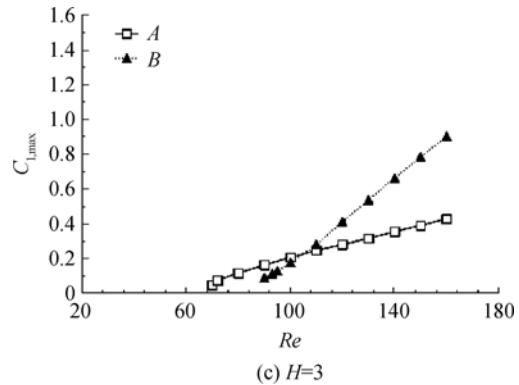
图 11 顶点迎风 $H=1$, $Re=100$ 时,升力系数的时变曲线
Fig. 11 Temporal variation of C_l at $Re=100$ for $H=1$ and apex facing the flow



(a) $H=0.2$



(b) $H=1$



(c) $H=3$

图 12 顶点迎风与顶点背风升力系数幅值比较

Fig. 12 Comparison of the coefficient of lift between A and B

从图 12(a)可以看出, $H=0.2$ 时, 顶点背风(B)的脉动升力系数($C_{l,rms}$)要大于顶点迎风(A)的, 且在雷诺数小于 80 时, 升力系数增长的较快, 之后比较平稳. 从图 12(b)可以看出, $H=1$ 时, B 的升力系数要大于 A 的, 且 B 的升力系数增长的较快. 从图 12(c)可以看出, $H=3$ 时, A, B 两条曲线会相交, 主要是由于 $H=3$ 时, A 的临界雷诺数较小, 较早失稳进入振荡状态, 但是其升力系数增长的较慢, 而 B 虽然进入振荡状态较晚, 但是升力系数随 Re 增长的较快, 所以使得两条曲线存在 $Re=105$ 左右出现交叉. 总之, 在本文所研究的参数范围内, 升力系数 C_l 都是随雷诺数单调增加的, 反应了涡激振动的增强. 除此之外, 除了 $H=3$ 刚进入超临界区域的一小部分 ($Re < 105$) 外, 顶点背风的升力系数要大于顶点迎风的, 其原因如下. 在本文的参数范围内, 流动失稳后底边的两 endpoints 是固定分离点. 在顶点迎风时分离区在底边下游, 而在顶点背风布置时, 两条斜边处于非定常分离区内, 因而其外围的流动相较于顶点迎风的情况具有更大的非对称性, 从而易造成更大的侧向力或更强的涡激振动.

3.4 斯特劳哈尔数 St

Strouhal 数 $St=fD/U$ 是描述钝体绕流的一个重要参数, 表征了振荡尾流的无量纲频率, 其中 f 为涡脱落频率, 可由升力系数 C_l 的时变曲线得出. 斯特劳哈尔数随雷诺数变化曲线如图 13 所示, 揭示出如下几个特点. 首先, 在本文的参数范围内顶点迎风时的涡脱落过程总是比顶点背风时更快, St 更大. 这是由于顶点迎风时底边端点处的分离涡展向运动不受限制, 更易脱落. 反观顶点背风的情况, 分离涡在展向受到斜边的限制, 需流经下游顶点后方才脱落, 因而耗时较多, 脱落频率

较小. 其次, 在小尺度比时 (如 $H=0.2$, 图 13(a)), St 随 Re 先单调增加, 并在 $Re=80$ 左右达到最大值, 随后又缓慢地减小. 无量纲频率的减小同升力系数幅值增长的减缓 (图 12(a)) 是相对应的. 在尺度比较大时 (如 $H=1$, 图 13(b)), St 则在较大的 Re 范围内随 Re 单调增加, 而顶点背风的 St 最大值后移至 $Re=150$. 当 H 进一步增大时, 在本文的 Re 范围内仅可看到 St 随 Re 的增长过程 (如 $H=3$, 图 13(c)). 更高雷诺数 ($Re>170$) 时流动的三维化不可避免, 流动特性将显著变化, 这已超出了本文的研究范围.

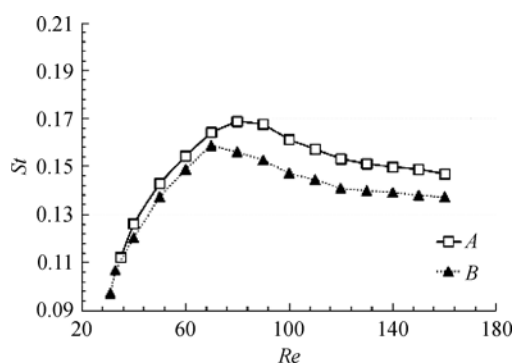
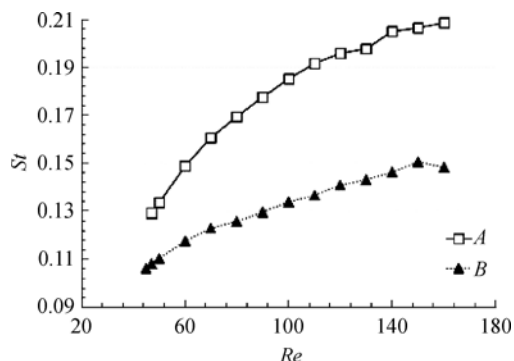
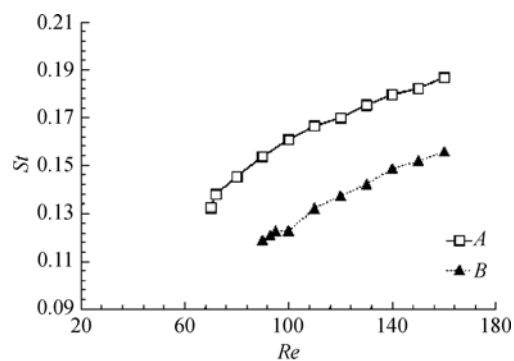
(a) $H=0.2$ (b) $H=1$ (c) $H=3$

图 13 顶点迎风与顶点背风的斯特劳哈尔数比较
Fig. 13 Comparison of Strouhal number between A and B

4 结 论

通过对低雷诺数 ($Re \leq 160$) 三棱柱二维绕流的数值模拟, 发现在本文的参数范围内:

1) 相同雷诺数时顶点迎风放置有利于减小阻力系数, 而顶点背风放置能减小无量纲尾流振荡频率.

2) 尽管大尺度比 (棱柱截面细长) 时顶点背风放置的尾流更稳定, 临界雷诺数更高, 但其临界阻力系数仍然高于顶点迎风放置的情况.

3) 棱柱截面尺度比对升力系数幅值有重要影响: 小尺度比时顶点背风相较于顶点迎风有更大的升力系数幅值, 而在较大尺度比和较低雷诺数时顶点背风放置可获得比顶点迎风更小的升力系数幅值或侧向力.

参考文献:

- [1] Jordan S K, Fromm J E. Laminar flow past a circle in a shear flow[J]. *Physics of Fluids*, 1972, 15(6): 972-976.
- [2] Kiya M, Tamura H, Arie M. Vortex shedding from a circular cylinder in moderate Reynolds number shear flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1980, 101(4): 721-735.
- [3] Braze M, Chassaing P, Ha M H. Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 165(4): 79-130.
- [4] Zhang H Q, Fey U, Noack B R. On the transition of the cylinder wake[J]. *Physics of Fluids*, 1995, 7(4): 779-794.
- [5] Williamson C H K. Vortex dynamics in the cylinder wake[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1996, 28(1): 477-539.
- [6] Zdravkovich M M. *Flow around circular cylinders*[M]. New York: Oxford University Press, 1997.
- [7] 鄢庆增. 圆柱绕流的非线性动力学[J]. *力学进展*, 1994, 24(4): 525-546.
FENG Qingzeng. Nonlinear dynamics of viscous flows past a circular cylinder[J]. *Advances in Mechanics*, 1994, 24(4): 525-546. (in Chinese)
- [8] Davis R W, Moore E F. A numerical study of vortex shedding from rectangles[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1982, 116(116): 475-506.
- [9] Tamura T, Kuwahara K. Numerical study of aerodynamic behavior of a square cylinder[J]. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1990, 33(90): 161-170.
- [10] Sun R, Ng C O. Hydrodynamic interactions among multiple circular cylinders in an inviscid flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 712(35): 505-530.
- [11] Bao Y, Zhou D, Zhao Y J. A two-step Taylor-characteristic-based Galerkin method for incompressible flows and its application to flow over triangular cylinder with different incidence angles[J]. *International Journal for Numerical*

- Methods in Fluids, 2010, 62(11):1181-1208.
- [12] Iungo G V, Buresti G. Experimental investigation on the aerodynamic loads and wake flow features of low aspect-ratio triangular prisms at different wind directions[J]. Journal of Fluids and Structures, 2009, 25(7):1119-1135.
- [13] Srigrarom S, Koh A K G. Flow field of self-excited rotationally oscillating equilateral triangular cylinder[J]. Journal of Fluids and Structures, 2008, 24(5):750-755.
- [14] Abbassi H, Turki S, Nasrallah S B. Numerical investigation of forced convection in a plane channel with a built-in triangular prism[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2001, 40(7):649-658.
- [15] Ganga Prasath S, Sudharsan M, Vinodh Kumar V, et al. Effects of aspect ratio and orientation on the wake characteristics of low Reynolds number flow over a triangular prism[J]. Journal of Fluids and Structures, 2014, 46:59-76.
- [16] 李锋, 白鹏, 石文, 等. 微型飞行器低雷诺数空气动力学[J]. 力学进展, 2007, 37(2):257-268.
LI Feng, BAI Peng, SHI Wen, et al. Low Reynolds number aerodynamics of micro air vehicle[J]. Advances in Mechanics, 2007, 37(2):257-268. (in Chinese)
- [17] Posdziech O, Grundmann R. A systematic approach to the numerical calculation of fundamental quantities of the two-dimensional flow over a circular cylinder[J]. Journal of Fluids and Structures, 2007, 23(3):479-499.
- [18] Park J, Kwon K, Choi H. Numerical solutions of flow past a circular cylinder at Reynolds numbers up to 160[J]. Journal of Mechanical Science and Technology, 1998, 12(6):1200-1205.
- [19] Norberg C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements[J]. Journal of Fluids and Structures, 2003, 17(1):57-96.
- [20] Bao Y, Tao J. The passive control of wake flow behind a circular cylinder by parallel dual plates[J]. Journal of Fluids and Structures, 2013, 37:201-219.
- [21] Zielinska B J, Wesfreid J E. On the spatial structure of global modes in wake flow[J]. Physics of Fluids, 1995, 7(6):1418-1424.
- [22] Abbassi H, Turki S, Nasrallah S B. Numerical investigation of forced convection in a plane channel with a built-in triangular prism[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2001, 40(7):649-658.
- [23] De A K, Dalal A. Numerical simulation of unconfined flow past a triangular cylinder[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2006, 52(7):801-821.

(编辑:秦理曼)