科学通报 2017 年 第 62 卷 第 19 期: 2094 ~ 2103
自然科学基金项目进展专栏 论 文
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

前后排列柔性细丝在黏性流体中自主推进的稳定形态及动力学机制

谢春梅, 黄伟希*

清华大学工程力学系, 北京 100084
* 联系人, E-mail: hwx@tsinghua.edu.cn

2016-11-19 收稿, 2017-02-19 修回, 2017-02-20 接受, 2017-05-12 网络版发表
国家自然科学基金优秀青年科学基金(11322221)和清华大学自主科研项目(20131089267)资助

摘要 鱼类集群运动行为蕴含着复杂的水动力学机制. 针对一种简化的鱼类集群运动模型, 利用浸没边界方法对黏性流体中做自主推进运动的两个前后排列柔性细丝进行数值模拟, 对其稳定运动时的排列形态以及相应的涡相互作用模态开展研究. 为保证进行长时间的自主推进运动, 本文将流体和固体运动方程写在非惯性系下, 通过基于投影思想的隐式动量力实现流固耦合, 避免了自主推进运动对计算域尺寸要求过大的问题, 可以有效节省计算量. 通过改变前后细丝的初始水平间距和垂向偏移距离, 发现了3种稳定排列形态: 远距离前后排列、近距离前后排列和并行排列. 对于远距离前后排列形态, 后排细丝受垂向偏移距离的影响较小, 始终会穿过前排细丝脱落的涡; 对于近距离前后排列形态, 前排细丝表面的剪切层在脱落成涡之前和后排细丝表面的剪切层合并, 脱落成较强的涡, 推进速度较快, 前后细丝的运动和受力会有一定的相位差; 当垂向偏移距离增大, 后排细丝受前排细丝的影响减小, 最终稳定于并行排列同步运动, 上下细丝两侧的同号剪切层合并脱落成较强的涡, 但由于迎风面积增大而推进速度变慢.

关键词 自主推进, 柔性细丝, 鱼类聚集运动, 浸没边界方法, 非惯性系, 稳定排列形态, 涡相互作用

鱼类在水动力操纵方面的能力非常突出. 经过上亿年的进化, 鱼类拥有先进的推进系统, 具有高效、低能耗、高机动性、低噪声等特点. 一般情况下, 鱼类通过推进肌的周期性收缩和舒张来实现其波状摆动, 并和周围的流体相互作用进而产生推进力[1]. Breder[2], Lindsey[3]和Beamish[4]对鱼类游动时鱼体的形态、游动的类型、推进的机制和消耗的能量等方面开展了一系列基础研究. 同时, 相关研究也推动了水下仿生机器鱼的发展. 通过学习鱼类或者其他水下生物的游动特性, 人们已经发展了大量的机器设备[5~9]. 尽管如此, 这些水下仿生机器鱼能实现的功能还是比较局限的, 鱼类拥有的真实特性还远未实现. 仿生机器鱼要做到像真实鱼类那样运动, 其中一个非常重要的问题就是对鱼类推进的水动力学机制的深刻理解. 然而, 鱼类运动研究中必须考虑周围流动环境的影响, 其中一个重要的例子就是鱼群的运动行为. 自然界中鱼类集聚的游动方式十分常见, 集聚的状态有什么优势, 对单个鱼类游动有什么影响, 受力、耗能、形态如何改变等都是值得研究的问题. 相关研究能够加深对鱼类运动的水动力学机制的认识, 同时为仿生机器鱼的研制提供支持.

1 国内外研究现状

对鱼类运动的简化模型的实验和数值研究主要

引用格式: 谢春梅, 黄伟希. 前后排列柔性细丝在黏性流体中自主推进的稳定形态及动力学机制. 科学通报, 2017, 62: 2094–2103
Xie C M, Huang W X. Stable states and mechanism of self-propulsion of two tandem filaments in viscous flow (in Chinese). Chin Sci Bull, 2017, 62: 2094–2103, doi: 10.1360/N972016-01312

© 2017《中国科学》杂志社

有两种分类方式: 第1种是按照推进方式不同分为主动运动和被动运动; 第2种是按照数量不同分为单个物体运动和多个物体运动. 相应的拍动系统的建模方式也可分为两类: 一类是均匀来流中的悬系拍动; 另一类是自主推进运动, 此时拍动运动和前进速度是耦合的. 前者和实际游动不符, 但因其建模简单且实验数据较多, 利于比较分析, 因而被广泛地用于之前的研究中; 后者的计算比较复杂, 当然它和真实的鱼类游动要更接近[10]. 被动游动模型研究已经有了很大的发展, 对于刚体拍动系统, Vandenberghe等人[11,12]利用悬系的旋转模型开展了被动运动实验研究; Alben等人[13]和Lu等人[14]对数值模拟的相关简化问题做了讨论. 对于柔性拍动系统, Spagnolie等人[15]和Zhang等人[16]用集中扭转(lumped-torsional)模型模拟柔性结构的运动, Huang等人[17]则直接用柔性体的结构方程求解单个细丝的运动. 相对而言, 主动推进的鱼类模型建模和计算比较困难, 相关研究还不多. Eldredge和Pisani[18]用多段刚体连接的系统来模拟柔性自主推进系统, 而直到最近才有用柔性体模拟柔性翅膀和鱼鳍的自主运动的研究[19~21], 其中Zhu等人[20]研究了自主推进系统中刚度系数对脱落涡的影响, Hua等人[21]观察到随着振幅和刚度系数的变化系统出现了3种不同的状态: 前进、后退和不定运动.

鱼群运动有一定的排列形态, 对稳定的排列情况下个体的水动力学性能的研究是个复杂且重要的课题. 之前学者利用自由来流中前后排列的被动或主动运动物体来研究其相互作用. 对于前后排列被动运动的情形, 考虑物体之间的相互作用, 即后排物体与前排物体的尾迹的相互作用, 根据传统的水动力学知识一般认为后排物体受到的阻力减小[22], 但是对于柔性物体人们发现了相反的水动力学特性, 即后排物体会受到更大的阻力[23~26]. 例如文献[26]用柔性细丝在流动肥皂膜中的被动拍动的方法来研究前后排列细丝之间的相互作用, 研究数据表明下游(后排)的细丝从涡街中提取能量, 相比于上游(前排)细丝或者单个细丝受到更大的力. 被动运动由于前后物体受到的阻力不同, 因而前后排列的状态是不稳定的, 这种不稳定的状态和自然界中出现的稳定排列形态不符合[23]. 另一方面, 多个主动推进的物体之间相互作用的研究也有了一些发现[27,28], 比如不同的最优形态被提出来, 例如菱形、线性、方阵、长方形等, 但是稳定形态的形成机制还不是很清楚. 到现在为止, 只有Zhu等人[29]对前后排列自主推进形成稳定形态的机制做了研究, 他们发现这种稳定形态的出现是由于细丝总是倾向于穿过涡心. 实际上, 相关现象在被动运动中也有研究, 但被动运动物体总是倾向于避开涡结构, 而主动运动时物体倾向于穿过涡结构中心, 造成这种区别的原因是被动运动脱落的是卡门涡街而主动运动形成的是反卡门涡街, 相应的受力分析见文献[29,30]. 总的来说, 多个柔性体主动推进的机理研究还非常欠缺, 不同稳定形态出现的动力学机制也需要进一步分析.

本文主要考虑两个前后排列柔性细丝的主动推进运动, 将作为鱼群运动的一种简化模型开展研究. 鱼类集群运动的时候一般不是直线排列, 而是一种多层次聚集状态. 假设鱼类向前运动的方向为水平方向, 任意两条鱼垂向的距离不可能一直保持一致, 那么存在垂向偏移距离的情况下前后排鱼的运动状态、前排脱落涡对后排的影响如何、前后排鱼会形成什么样的稳定状态等问题都需要从水动力学的角度进行考察. 本文尝试用浸没边界方法, 对前后排列柔性细丝的主动推进运动进行模拟, 通过改变前后细丝的初始水平间距和垂向偏移距离, 对其出现的不同稳定排列形态和细丝之间的相互作用进行分析, 从而加深对鱼类集群运动水动力学机制的理解.

2 物理模型和数值方法

本文考虑的前后排列柔性细丝的物理模型如图1所示, 细丝前缘在垂向做简谐运动, 水平方向自由运动, 细丝之间的水平间距记为 $G = D - L$, 细丝的巡游速度即前排细丝前缘的前进速度记为U_c. 细丝前缘垂向的运动可表示为

$$Y_1(t) = \bar{A}\cos\left(\frac{1}{\bar{A}}t\right), \tag{1}$$

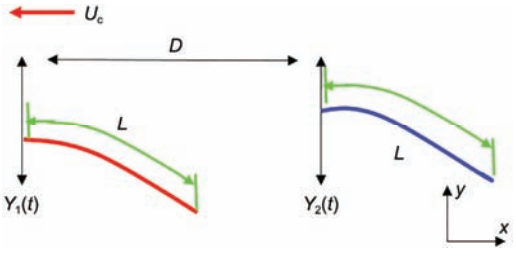


图 1 (网络版彩色)两个前后排列自主推进细丝的示意图

Figure 1 (Color online) Schematic of two self-propelled tandem flexible filaments

$$Y_2(t)=\bar{A}\cos\left(\frac{1}{\bar{A}}t+\theta\right)+\bar{d}, \tag{2}$$

其中 $\bar{A}=A/L$ 为无量纲振幅，θ为前后细丝的相位差，$\bar{d}=d/L$ 为前后细丝在垂向的无量纲偏移距离，拍动周期为 $T=2\pi\bar{A}$．本文参考了Zhu等人[29]前后细丝的振幅、频率等参数的取值，其中角频率取为振幅的倒数表示以二者的乘积(即最大拍动速度)为特征速度，其无量纲值为1．与Zhu等人[29]不同的是这里我们考虑了前后细丝在垂向的偏移距离．

不可压黏性流体的控制方程为

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}=-\nabla p+\frac{1}{Re}\nabla^2\boldsymbol{u}+\boldsymbol{f}, \tag{3}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0, \tag{4}$$

其中$\boldsymbol{u}$是流体速度，p是压强，$\boldsymbol{f}$是附加动量力，反映了细丝对流动的作用，Re是拍动的雷诺数，其定义为 $Re=\rho_f\boldsymbol{U}_{\mathrm{ref}}L/\mu$，其中 ρ_f，$\boldsymbol{U}_{\mathrm{ref}}$，$L$，$\mu$ 分别为流体密度、特征速度、细丝长度和动力学黏性系数．这里特征速度 $\boldsymbol{U}_{\mathrm{ref}}=\omega A$ 和文献[29,31]中的设置一样，其中ω为垂向简谐振动 $Y_1(t)$，$Y_2(t)$ 的角频率，A为振幅，因而 $\boldsymbol{U}_{\mathrm{ref}}$ 可以认为是细丝前缘的最大拍动速度．

对于不可伸长柔性细丝，其无量纲形式的控制方程可写成

$$\frac{\partial^2\boldsymbol{X}}{\partial t^2}=\frac{\partial}{\partial s}\left(\sigma\frac{\partial\boldsymbol{X}}{\partial s}\right)-\frac{\partial^2}{\partial s^2}\left(\varphi\frac{\partial^2\boldsymbol{X}}{\partial s^2}\right)-\boldsymbol{F}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{X}}{\partial s}\cdot\frac{\partial\boldsymbol{X}}{\partial s}=1, \tag{6}$$

其中s是细丝上定义的拉格朗日坐标，$\boldsymbol{X}$是细丝位移向量，σ和φ分别表示细丝的张力系数和弯曲系数，$\boldsymbol{F}$是拉格朗日动量力，反映了流体对细丝的作用．如果没有特殊说明，本文中欧拉网格上的物理量用小写字母表示，而拉格朗日坐标上的物理量用大写字母表示．无量纲参数定义和文献[17]一致，这里不再赘述．细丝前缘和尾缘的边界条件设置与文献[31]一致，可分别表示为如下两式:

$$\left.\frac{\partial\boldsymbol{X}}{\partial s}\right|_{s=0}=(1,0),\ \left.\frac{\partial^3 X}{\partial s^3}\right|_{s=0}=0,\ Y_{s=0}=Y(t),\ \sigma_{s=0}=0, \tag{7}$$

$$\left.\frac{\partial^2\boldsymbol{X}}{\partial s^2}\right|_{s=1}=(0,0),\ \left.\frac{\partial^3\boldsymbol{X}}{\partial s^3}\right|_{s=1}=(0,0),\ (\sigma)_{s=1}=0, \tag{8}$$

在(7)式中细丝前缘根据(1)和(2)式来给定垂向的运动，其中前排细丝 $Y(t)=Y_1(t)$，后排细丝 $Y(t)=Y_2(t)$；(8)式表示细丝尾缘的水平和垂向都是自由运动边界．柔性细丝运动与流体的耦合通过浸没边界投影方法实现．初始时刻，整个流场速度为零，细丝从垂向最高处由静止开始运动．相应地，计算域的边界采用了无滑移条件[31]．

本文中，计算域大小设为16L×8L，相应的网格数为2048×1024．网格收敛性经过测试可以保证结果不随网格尺寸变化而产生明显区别，计算中选择合适的时间步长使得CFL数大约为0.5．我们还测试了不同的计算域大小，包括8L×8L，16L×8L，16L×16L和32L×8L，在保证计算准确性的前提下选择了较小的计算域以节省计算量．

值得注意的是，之前的自主推进模拟中需要很大的计算域来进行长时间计算[20,29,31]，因而需要的网格数也相应增加．本文发展了非惯性系下的求解方法，将坐标系固定在细丝上，可以在较小的计算域内求解自主推进问题．文献[32]提出了在非惯性系下浸没边界方法求解任意刚体运动边界流动的问题，本文进一步给出了非惯性系下的流体-柔性体耦合描述，然后结合浸没边界投影方法进行求解[33]．非惯性系下的流体运动控制方程为

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}_r}{\partial t}+(\boldsymbol{u}_r\cdot\nabla)\boldsymbol{u}_r=-\nabla p+\frac{1}{Re}\nabla^2\boldsymbol{u}_r+\boldsymbol{f}_r-\frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{X}_d}{\mathrm{d}t^2}, \tag{9}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}_r=0, \tag{10}$$

由于柔性细丝运动的控制方程采用拉格朗日描述，其形式与惯性系下一致

$$\frac{\partial^2\boldsymbol{X}_a}{\partial t^2}=\frac{\partial}{\partial s}\left(\sigma\frac{\partial\boldsymbol{X}_a}{\partial s}\right)-\frac{\partial^2}{\partial s^2}\left(\varphi\frac{\partial^2\boldsymbol{X}_a}{\partial s^2}\right)-\boldsymbol{F}_a, \tag{11}$$

上述(9)~(11)式中下标a表示绝对运动，d表示牵引运动，即非惯性参考系的运动，r表示相对运动．牵引速度为前排细丝前缘(即动坐标系的原点)的推进速度．这里不考虑参考系的转动，只考虑平动，假设第n步计算完毕后，已知 $\boldsymbol{u}_r^n$，$\boldsymbol{u}_d^n$，$\boldsymbol{u}_a^n$，$\boldsymbol{X}_r^n$，$\boldsymbol{X}_d^n$和 $\boldsymbol{X}_a^n$，所以有

$$\boldsymbol{u}_a^n=\boldsymbol{u}_r^n+\boldsymbol{u}_d^n, \tag{12}$$

$$\boldsymbol{X}_a^n=\boldsymbol{X}_r^n+\boldsymbol{X}_d^n. \tag{13}$$

非惯性系下的求解流程总结如下:

(1) 根据 $\boldsymbol{u}_a^n$ 插值得到拉格朗日运动边界速度 $\boldsymbol{U}_{iba}^n$，并推进得到拉格朗日运动边界位置 $\boldsymbol{X}_{iba}^n$．拉格朗日力的计算与惯性系下的形式一样，即

$$\boldsymbol{F}_a=\boldsymbol{F}_r=\alpha(\boldsymbol{X}_{iba}^n-\boldsymbol{X}_a^n)+\beta(\boldsymbol{U}_{iba}^n-\boldsymbol{U}_a^n). \tag{14}$$

(2) 由 $\boldsymbol{F}_r$ 分配到周边欧拉网格上得到 $\boldsymbol{f}_r$，根据

基于投影格式的浸没边界方法求解相对速度 $\boldsymbol{u}_r^{n+1}$ 和压强 $p^{n+1/2}$

$$\frac{\boldsymbol{u}_r^* - \boldsymbol{u}_r^n}{\Delta t} + N\boldsymbol{u}_r^* = -Gp^{n-1/2} + \frac{1}{Re}(L\boldsymbol{u}_r^* + L\boldsymbol{u}_r^n) + \boldsymbol{f}_r^n - \frac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{X}_d^n}{\mathrm{d}t^2}, \tag{15}$$

$$\Delta t DG\delta p = D\boldsymbol{u}_r^*, \tag{16}$$

$$\boldsymbol{u}_r^{n+1} = \boldsymbol{u}_r^* - \Delta t G\delta p, \tag{17}$$

$$p^{n+1/2} = p^{n-1/2} + \delta p, \tag{18}$$

其中 $\dfrac{\mathrm{d}^2\boldsymbol{X}_d^n}{\mathrm{d}t^2} = \dfrac{\boldsymbol{U}_d^n - \boldsymbol{U}_d^{n-1}}{\Delta t}$.

(3) 细丝运动的求解与惯性系的方法一样[17], 可以先由不可伸长条件(6)式得到细丝的张力 σ, 进而根据(11)式可求得 $\boldsymbol{X}_a^{n+1}$, 以及 $\boldsymbol{U}_a^{n+1} = (\boldsymbol{X}_a^{n+1} - \boldsymbol{X}_a^n)/\Delta t$.

(4) 由于旋转前排细丝前缘作为动坐标系的原点, 因而 $\boldsymbol{u}_d^{n+1} = \boldsymbol{U}_d^{n+1} = \boldsymbol{U}_a^{n+1}(0,t)$, $\boldsymbol{X}_d^{n+1} = \boldsymbol{X}_a^{n+1}(0,t)$; 根据上一步计算的 $\boldsymbol{X}_a^{n+1}$ 可得细丝运动的相对位移 $\boldsymbol{X}_r^{n+1} = \boldsymbol{X}_a^{n+1} - \boldsymbol{X}_d^{n+1}$; 根据第2步得到的 $\boldsymbol{u}_r^{n+1}$, 可得欧拉坐标下的绝对速度 $\boldsymbol{u}_a^{n+1} = \boldsymbol{u}_r^{n+1} + \boldsymbol{u}_d^{n+1}$. 至此得到了 $\boldsymbol{u}_r^{n+1}$, $\boldsymbol{u}_d^{n+1}$, $\boldsymbol{u}_a^{n+1}$, $\boldsymbol{X}_r^{n+1}$, $\boldsymbol{X}_d^{n+1}$, $\boldsymbol{X}_a^{n+1}$, 可以推进到下一时间步的计算.

此外, 非惯性系下计算域的边界条件需要做相应的调整, 例如惯性系下计算域边界为 $\boldsymbol{u} = 0$, 那么非惯性系下的边界条件相应改为 $\boldsymbol{u}_r = -\boldsymbol{u}_d$.

3 结果和讨论

本文使用的参数 Re=200, $\bar{A}$=1.0, β=$\rho_s/(\rho_f L)$=0.2, φ=20和文献[20]的设置保持一致. 通过固定前排细丝的运动参数, 改变后排细丝的初始状态来研究前后细丝的相互作用, 包括垂向偏移距离 d/L 和初始水平间距 G_0/L, 其中 $0 \leqslant d/L \leqslant 1$ 以及 $1 \leqslant G_0/L \leqslant 7$. 此外, 前后细丝前缘运动的相位差设为 $\theta = 0$. 图2显示了多个拍动周期之后细丝运动达到稳定状态时两个细丝之间的平均水平间距(图2(a))和前排细丝前缘的平均推进速度(图2(b)). 从图2(a)可观察到, 细丝的平均水平间距随着初始水平间距和垂向偏移距离的改变可以分成两种情况: 一是稳定状态下细丝的平均水平间距收敛到大约 G/L=6.4; 二是 $d/L \leqslant 0.6$ 时收敛到 G/L=0.4, $0.6 < d/L < 0.8$ 时呈现过渡阶段, $d/L \geqslant 0.8$ 收敛到 $G/L = -1$, 即由前后排列变为并行排列. 细丝初始水平间距设为 $3 \leqslant G_0/L \leqslant 7$ 时属于第1种情况, 而 $1 \leqslant G_0/L \leqslant 2$ 时属于第2种情况. 也就是说, 在初始水平间距大于一定阈值时, 最后稳定的间距是一个比较大的值并且不随垂向偏移距离的改变而变化; 当初始间距小于一定阈值时, 垂向的偏移就会影响其最终的稳定形态. 从图2(b)可以看到, 第1种情况的平均推进速度是–2, 不随初始水平间距和垂向偏移距离而改变; 第2种情况也出现了和图2(a)对应的3种状态. 总体比较而言, 近距离前后排列(G/L=0.4)时推进速度最大, 远距离前后排列(G/L=6.4)时其次, 并行排列时推进速度最小. 在图2中还可以看出初始间距 G_0/L=1时, 在垂向偏移距离达到 d/L=0.8时才会形成并行排列, 而当初始间距为 G_0/L=2时, 垂向偏移距离达到 d/L=0.7就会形成并行排列, 稍有差异.

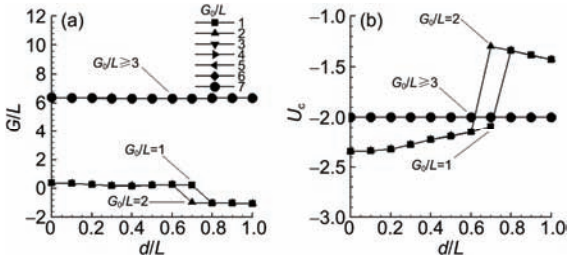


图 2 稳定推进状态下两个细丝之间的平均水平间距(a)和前排细丝前缘的平均推进速度(b)随初始水平距离和垂向偏移距离的变化

Figure 2 Average spacing between two tandem filaments in horizontal direction (a) and average cruising velocity (b) as functions of initial spacings between two tandem filaments in horizontal and vertical directions

为了观察前后细丝稳定状态时的相对运动, 图3

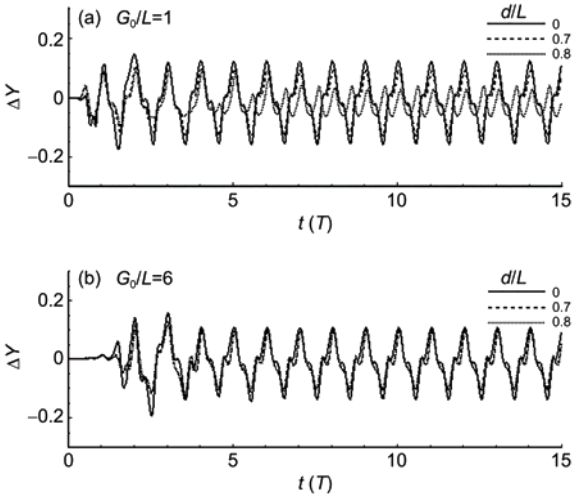


图 3 前后细丝尾缘的位移差随时间的变化. (a) 初始间距 G_0=L; (b) 初始间距 G_0=6L

Figure 3 Time histories of vertical spacing between the trailing edges of two tandem filaments with different initial horizontal spacings. (a) G_0=L; (b) G_0=6L

显示了不同初始水平间距和垂向偏移距离情况下前后细丝尾缘的位移差随时间的变化. 当G_0/L=1时(图3(a)), 可以看到前后细丝尾缘的位移变化差出现两种不同的情况: 第1种是垂向偏移距离d/L=0和0.7时, 前后细丝尾缘位移变化差的振幅较大, 1个周期出现1个波峰和波谷; 第2种是当d/L=0.8时, 尾缘位移差变化的幅度较小, 1个周期出现两个波峰和波谷. 而当G_0/L=6时(图3(b)), 只出现了尾缘位移差的振幅较大的情形, 即1个周期只出现1个波峰和波谷. 与图2对应起来, 可知G_0/L=1时出现的两种稳定状态分别对应前后排列和并行排列的状态, 其中前后排列状态的尾缘位移差的变化以T为周期, 而并行排列状态的尾缘位移差的变化以T/2为周期; 另一方面, G_0/L=6时只出现远距离的前后排列状态, 尾缘的位移差变化以T为周期.

下面进一步研究前后细丝的相互作用, 图4显示了细丝的垂向位移和阻力随时间的变化以及不同时刻的瞬时涡量场. 为了便于比较分析, 图4(a)给出了单个柔性细丝在和前排细丝相同运动参数设置下前缘的垂向位移和阻力系数在1个拍动周期内的变化. 可以看到, 细丝前缘运动到波峰和波谷时, 细丝阻力都会出现波峰; 细丝前缘经过平衡位置时, 细丝阻力处于波谷, 即推力最大. 由于细丝整体是往–x方向运动, 所以细丝前缘在波峰或波谷位置时会减速, 而经过平衡位置时会加速. 图4(b)~(e)画出了波峰和波谷附近的瞬时涡量图, 可见单个细丝自主推进运动1个周期内会脱落一强一弱两个正方向和两个负方向涡, 细丝前缘经过平衡位置时涡从细丝尾缘脱落, 形成反卡门涡街, 产生推力. 图4(f)为G_0/L=1, d/L=0情况的前后细丝尾缘位移差和前后细丝的阻力系数在1个拍动周期内的变化, 前排细丝的前缘位移和单个细丝的阻力系数也一并画出用于参考. 可以看到细丝尾缘位移差的变化接近细丝前缘的给定垂向运动, 只是相位滞后约π/4. 前排细丝的阻力系数接近于单

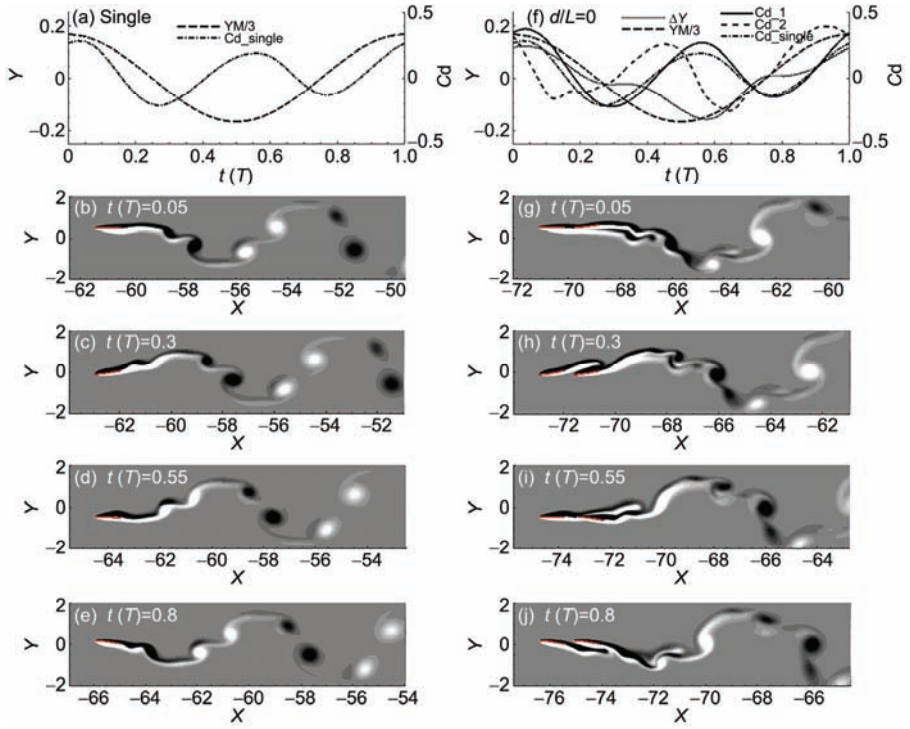


图 4 (网络版彩色)瞬时涡量场及位移差和阻力系数随时间的变化. (a) 单个细丝前缘垂向位移及细丝阻力系数在 1 个拍动周期内的变化; (b)~(e) 4 个时刻的瞬时涡量场; (f) 两个细丝在初始水平间距G_0/L=1 和垂向偏移d=0 时前后细丝尾缘的位移差和阻力系数在 1 个拍动周期内的变化; (g)~(j) 4 个时刻的瞬时涡量场. 涡量取值范围为–3~3, 间隔为 1

Figure 4 (Color online) Instantaneous vorticity field and time histories of the drag coefficient and vertical spacing of the two filaments. (a) Variation of vertical position of leading edge and the drag coefficient of a single self-propelled filament in a flapping period; (b)–(e) instantaneous vorticity contours of a single self-propelled filament at four instants; (f) variation of vertical spacing between the trailing edges of two tandem filaments and drag coefficients of two filaments with G_0/L=1 and d=0, where drag coefficient of a single filament is also included for reference; (g)–(j) instantaneous vorticity contours of two tandem filaments at four instants with G_0/L=1 and d=0. The vorticity contours range from –3 to 3 with an interval of 1

细丝情形，只是幅值稍大，可见后排细丝对前排细丝的影响较小；而后排细丝的阻力细丝和前排细丝相比相位有所提前，反映了前排细丝脱落的涡对后排细丝的影响．图4(g)~(j)画出了前排细丝的阻力系数在波峰和波谷附近的4个时间点的瞬时涡量场．由于前后细丝距离较近，前排细丝表面形成的剪切层还未完全脱落就与后排细丝表面的剪切层合并，使得后排细丝脱落的涡强度增强，从而增加了细丝的推力．

由图2可知对G_0/L=1的前后排列细丝在垂向偏移距离d/L=0.7增加到0.8时将从前后排列变为并行排列的状态．图5显示了这两种状态下两个细丝的相互作用．对于G_0/L=1和d/L=0.7(图5(a))，前后细丝尾缘的位移差的变化和d/L=0的情形(图4(f))类似，只是幅值相对较小，前后细丝受到的阻力和图4(f)相比也减小了，其中前排细丝的阻力系数和单个细丝的情况几乎一样，前后细丝阻力的相位差也相对减少了．从相应的涡量场(图5(b)~(e))可以看出，由于前后细丝的垂向间距增大，细丝表面的剪切层有了更多的空间发展，在细丝后方形成脱落涡之后还会进行合并，最终的涡形态和d/L=0时相似．因而，对于d/L=0.7和d/L=0的情况可以认为前后细丝相互作用的机制一致．当d/L=0.8时，图5(f)显示了尾缘位移差的周期是$T/2$，前后细丝的阻力同相位，阻力系数相对单个细丝的情况要小．从图5(g)~(j)的瞬时涡量场可以很明显观察到，同向运动的上下细丝后方的剪切层脱落后合并形成了较强的反卡门涡街．但同时两个细丝并排前进也增大了迎风面积，推进速度相对较慢．

对于前后细丝稳定到远距离排列的情形，即3≤G_0/L≤7，由图2可知不同的垂向偏移距离0≤d/L≤1造成的前后细丝平均水平间距和推进速度都是一样的．图6显示了G_0/L=6，d/L=0和0.7情况下前后细丝的相互作用．可以看出，G_0/L=6时前后细丝尾缘的位移差呈现T周期变化，和近距离的前后排列类似，前后细丝的阻力也是有相位差，d/L=0和0.7的情况差别很

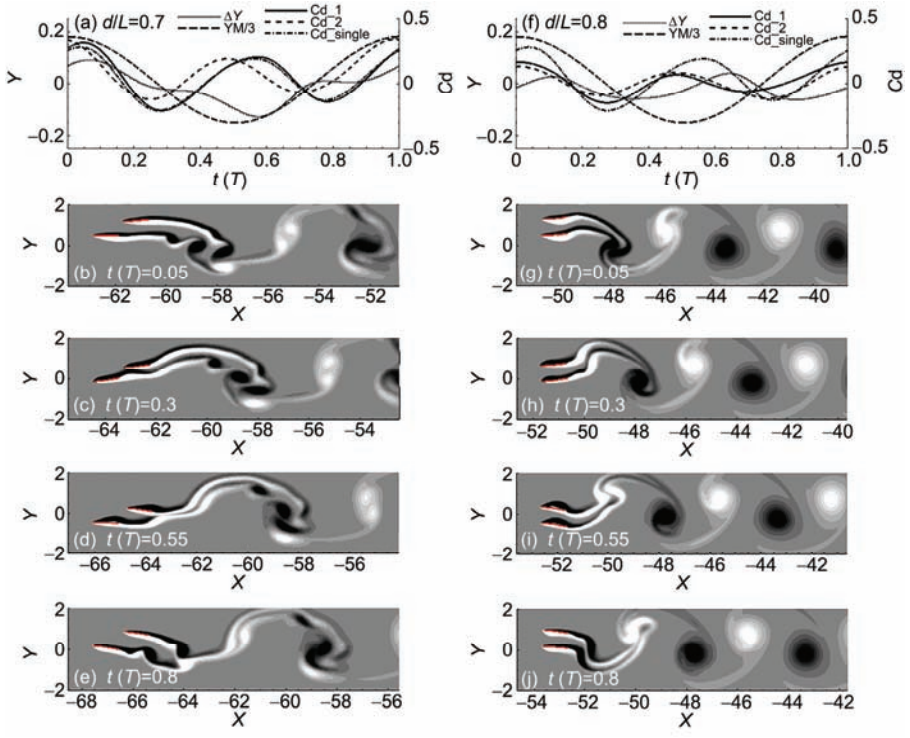


图 5 (网络版彩色)瞬时涡量场及位移差和阻力系数随时间的变化. (a) 初始水平间距G_0/L=1 和垂向偏移d/L=0.7 时前后细丝尾缘的位移差; (b)~(e) 阻力系数在一个拍动周期内的变化及 4 个时刻的瞬时涡量场; (f) 初始水平间距G_0/L=1 和垂向偏移d/L=0.8 时前后细丝尾缘的位移差; (g)~(j) 阻力系数在 1 个拍动周期内的变化及 4 个时刻的瞬时涡量场. 涡量取值范围为–3~3, 间隔为 1

Figure 5 (Color online) Instantaneous vorticity field and time histories of the drag coefficient and vertical spacing of the two filaments. (a) Variation of vertical spacing between the trailing edges of two tandem filaments and drag coefficients of two filaments with G_0/L=1 and d/L=0.7; (b)–(e) instantaneous vorticity contours of two tandem filaments at four instants with G_0/L=1 and d/L=0.7; (f) variation of vertical spacing between the trailing edges of two tandem filaments and drag coefficients of two filaments with G_0/L=1 and d/L=0.8; (g)–(j) instantaneous vorticity contours of two tandem filaments at four instants with G_0/L=1 and d/L=0.8. The vorticity contours range from –3 to 3 with an interval of 1

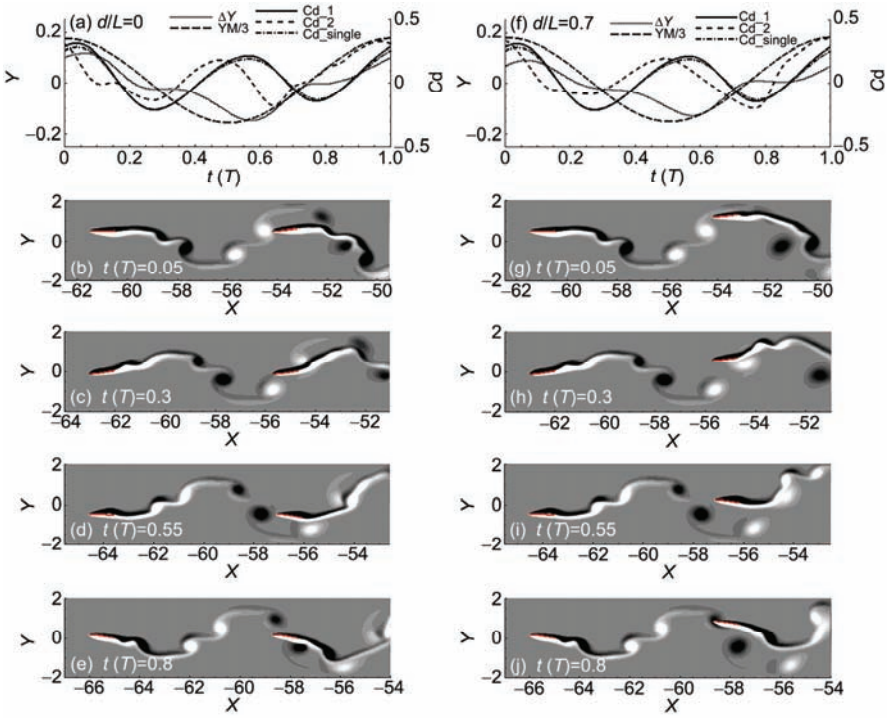


图 6 (网络版彩色)瞬时涡量场及位移差和阻力系数随时间的变化. (a) 初始水平间距G_0/L=6 和垂向偏移d=0 时前后细丝尾缘的位移差; (b)~(e) 阻力系数在一个拍动周期内的变化及 4 个时刻的瞬时涡量场; (f) 初始水平间距G_0/L=6 和垂向偏移d/L=0.7 时前后细丝尾缘的位移差; (g)~(j) 阻力系数在一个拍动周期内的变化及 4 个时刻的瞬时涡量场

Figure 6 (Color online) Instantaneous vorticity field and time histories of the drag coefficient and vertical spacing of the two filaments. (a) Variation of vertical spacing between the trailing edges of two tandem filaments and drag coefficients of two filaments with G_0/L=6 and d=0; (b)–(e) instantaneous vorticity contours of two tandem filaments at four instants with G_0/L=6 and d=0; (f) variation of vertical spacing between the trailing edges of two tandem filaments and drag coefficients of two filaments with G_0/L=6 and d/L=0.7; (g)–(j) instantaneous vorticity contours of two tandem filaments at four instants with G_0/L=6 and d/L=0.7

小(图6(a)和(f)). 远距离排列状态下的涡相互作用形态与文献[30]得到的结论类似, 对于d/L=0后排细丝总是倾向于穿过前排细丝脱落的正方向和负方向的涡中心(图6(b)~(e)), 而且改变垂向偏移距离后, 图6(g)~(j)显示了d/L=0.7时后排细丝依然穿过前排脱落的涡, 但只穿过负方向的涡.

为了更清楚地显示前排细丝涡脱落对后排细丝的作用, 图7显示了G_0/L=6时后排细丝的前缘随时间的运动轨迹及相应垂向截面上的涡量. 可以很清楚地看出, 对于d/L=0, 后排细丝穿过较强的正方向涡和负方向涡, 这个结果和Zhu等人[29]的结论一致; d/L=0.3时, 后排细丝穿过强正方向涡, 但未穿过负方向涡; d/L=0.7时, 则只穿过弱的负方向涡. 因此, 后排细丝可能穿过前排细丝强的正方向涡和负方向涡, 或者只穿过强的正方向涡, 或者只穿过弱的负方向涡, 主要取决于后排细丝首先接触到哪类脱落涡, 之后便处于锁定状态.

4 结论

本文利用浸没边界方法模拟了在不可压流体中两个前后排列柔性细丝的自主推进运动, 通过改变前后细丝的初始水平间距和垂向偏移距离来观察柔性细丝的稳定排列形态以及相关的涡相互作用机制. 本文发现了3种基本的排列形态: 远距离前后排列, 近距离前后排列和并行排列. 在本文考虑的参数设置下, 远距离前后排列形态几乎不受垂向偏移距离的影响, 后排细丝始终会穿过前排细丝脱落的正方向或负方向涡; 对于近距离前后排列情况, 由于前后细丝的水平间距小, 前排细丝表面的剪切层或脱落的涡对后排细丝的影响使得两个物体的运动和受力产生有一定的相位差; 并行排列的稳定状态下上下细丝的剪切层会合并脱落形成反卡门涡街. 受来流条件及涡-物体相互作用的影响, 并行排列推进的速度最慢, 远距离前后排列其次, 近距离前后排列推进速度最快. 本文研究有助于加深对鱼类集群行为的水动力学机制的理解.

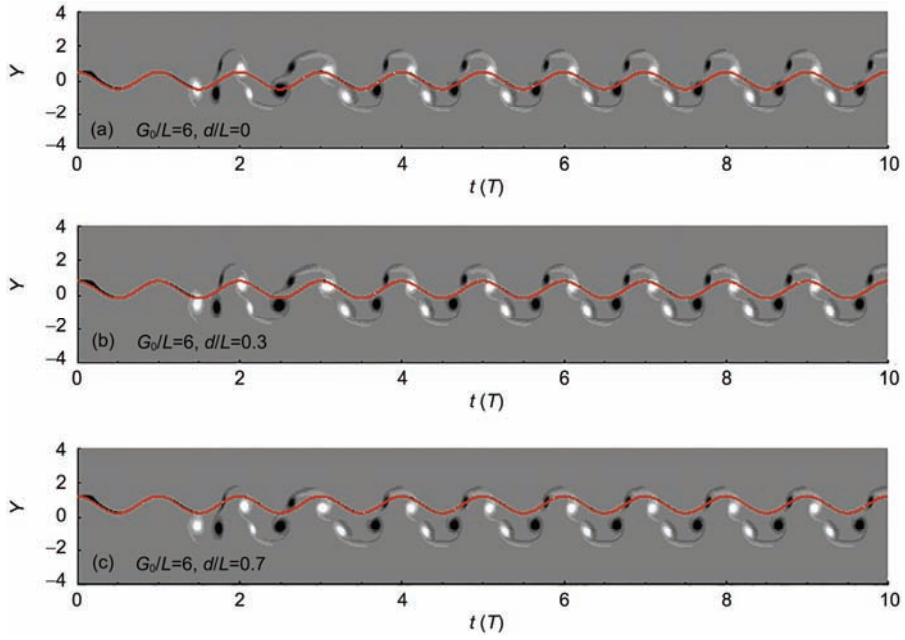


图 7 (网络版彩色)初始水平间距为G_0/L=6 及不同垂向偏移距离下后排细丝的前缘随时间的运动轨迹及相应垂向截面上的涡量. (a) d=0; (b) d/L=0.3; (c) d/L=0.7

Figure 7 (Color online) Time evolution of vorticity at the leading edge of the downstream filament, together with the trajectory of the lead edge motion, with G_0/L=6 and different vertical spacings. (a) d=0; (b) d/L=0.3; (c) d/L=0.7

参考文献

1 Tytell E D, Hsu C Y, Williams T L, et al. Interactions between internal forces, body stiffness, and fluid environment in a neuromechanical model of lamprey swimming. Proc Natl Acad Sci USA, 2010, 107: 19832

2 Breder C M. The locomotion of fishes. Zoologica, 1926, 4: 159–297

3 Lindsey C C. 1 Form, function, and locomotory habits in fish. Fish Physiol, 1979, 7: 1–100

4 Beamish F W H. 2 Swimming capacity. Fish Physiol, 1979, 7: 101–187

5 Czarnowski J, Cleary R, Kreamer B. Exploring the possibility of placing traditional marine vessels under oscillating foil propulsion. In: Proceedings of the Seventh International Offshore and Polar Engineering Conference. Honolulu: International Society of Offshore and Polar Engineers, 1997

6 Kato N, Inaba T. Hovering performance of fish robot with apparatus of pectoral fin motion. In: Proceedings of International Symposium on Unmanned Untethered Submersible Technology. Durham: University of New Hampshire, 1997. 177–188

7 Barrett D, Grosenbaugh M, Triantafyllou M. The optimal control of a flexible hull robotic undersea vehicle propelled by an oscillating foil. In: Proceedings of the 1996 Symposium on Autonomous Underwater Vehicle Technology. IEEE, 1996. 1–9

8 Kato N, Furushima M. Pectoral fin model for maneuver of underwater vehicles. In: Proceedings of the 1996 Symposium on Autonomous Underwater Vehicle Technology. IEEE, 1996. 49–56

9 Anderson J M, Chhabra N K. Maneuvering and stability performance of a robotic tuna. Int Comp Biol, 2002, 42: 118–126

10 Lauder G V, Anderson E J, Tangorra J, et al. Fish biorobotics: Kinematics and hydrodynamics of self-propulsion. J Exp Biol, 2007, 210: 2767–2780

11 Vandenberghe N, Childress S, Zhang J. On unidirectional flight of a free flapping wing. Phys Fluids, 2006, 18: 014102

12 Vandenberghe N, Zhang J, Childress S. Symmetry breaking leads to forward flapping flight. J Fluid Mech, 2004, 506: 147–155

13 Alben S, Shelley M. Coherent locomotion as an attracting state for a free flapping body. Proc Natl Acad Sci USA, 2005, 102: 11163–11166

14 Lu X Y, Liao Q. Dynamic responses of a two-dimensional flapping foil motion. Phys Fluids, 2006, 18: 098104

15 Spagnolie S E, Moret L, Shelley M J, et al. Surprising behaviors in flapping locomotion with passive pitching. Phys Fluids, 2010, 22: 041903

16 Zhang J, Liu N S, Lu X Y. Locomotion of a passively flapping flat plate. J Fluid Mech, 2010, 659: 43–68
17 Huang W X, Shin S J, Sung H J. Simulation of flexible filaments in a uniform flow by the immersed boundary method. J Comput Phys, 2007, 226: 2206–2228
18 Eldredge J D, Pisani D. Passive locomotion of a simple articulated fish-like system in the wake of an obstacle. J Fluid Mech, 2008, 607: 279–288
19 Thiria B, Godoy-Diana R. How wing compliance drives the efficiency of self-propelled flapping flyers. Phys Rev E, 2010, 82: 015303
20 Zhu X J, He G W, Zhang X. How flexibility affects the wake symmetry properties of a self-propelled plunging foil. J Fluid Mech, 2014, 751: 164–183
21 Hua R N, Zhu L, Lu X Y. Locomotion of a flapping flexible plate. Phys Fluids, 2013, 25: 121901
22 Zdravkovich M M. Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements. J Fluids Eng, 1977, 99: 618–633
23 Ristroph L, Zhang J. Anomalous hydrodynamic drafting of interacting flapping flags. Phys Rev Lett, 2008, 101: 194502
24 Kim S, Huang W X, Sung H J. Constructive and destructive interaction modes between two tandem flexible filaments in a uniform flow. J Fluid Mech, 2010, 661: 511–521
25 Uddin E, Huang W X, Sung H J. Interaction modes of multiple flexible flags in a uniform flow. J Fluid Mech, 2013, 729: 563–583
26 Jia L B, Yin X Z. Passive oscillations of two tandem flexible filaments in a flowing soap film. Phys Rev Lett, 2008, 100: 228104
27 Fish F E, Baudinette R V. Energetics of locomotion by the Australian water rat (Hydromys chrysogaster): A comparison of swimming and running in a semi-aquatic mammal. J Exp Biol, 1999, 202: 353–363
28 Weihs D. Hydromechanics of fish schooling. Nature, 1973, 241: 290–291
29 Zhu X J, He G W, Zhang X. Flow-mediated interactions between two self-propelled flapping filaments in tandem configuration. Phys Rev Lett, 2014, 113: 238105
30 Uddin E, Huang W X, Sung H J. Actively flapping tandem flexible flags in a viscous flow. J Fluid Mech, 2015, 780: 120–142
31 Zhu X J, He G W, Zhang X. Numerical study on hydrodynamic effect of flexibility in a self-propelled plunging foil. Comput Fluids, 2014, 97: 1–20
32 Kim D, Choi H. Immersed boundary method for flow around an arbitrarily moving body. J Comput Phys, 2006, 212: 662–680
33 Li R Y, Xie C M, Huang W X, et al. An efficient immersed boundary projection method for flow over complex/moving boundaries. Comput Fluids, 2016, 140: 122–135

Summary for “前后排列柔性细丝在黏性流体中自主推进的稳定形态及动力学机制”

Stable states and mechanism of self-propulsion of two tandem filaments in viscous flow

XIE ChunMei & HUANG WeiXi*

Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China
* Corresponding author, E-mail: hwx@tsinghua.edu.cn

Fish schooling behavior contains very interesting but complicated hydrodynamics. A simplified and classic fish schooling model was simulated and analyzed in the present study, by using two self-propelled flexible filaments in a tandem arrangment. The two filaments plung harmonically in the vertical direction and are free to move in the horizontal direction in an incompressible viscous fluid flow. The simulations were carried out by using an efficient immersed boundary projection method, where the additional momentum forcing is calculated in an implicit way and an approximate factorization procedure is applied to solve the incompressible Navier-Stokes equations. The coupling between the fluid flow and the flexible structures is realized through the additional momentum forcing. In the immersed boundary projection method, both the pressure and the momentum forcing are considered as the Langrangian multipliers to satisfy the continuity constraint and the no-slip condition at the immersed boundary, respectively. To ensure a long period simulation, a non-inertial frame, which is fixed to the leading edge of the upstream filament, was adopted in the Navier-stokes equations and the structure motion equation, by introducing a translational acceleration in the motion equations. In this way, it significantly reduced the computational cost by avoiding a large compuational domain. Two-dimensional simulations were performed in the present study. The Reynolds number based on the plunging motion was fixed at 200, while the different initial horizontal and vertical distances between the two filaments were considered in simulations. The stable states of the two tandem filaments and the mechanism of the vortex interactions were mainly concerned. The numerical results reveal that three stable states are formed with different horizontal distances and vertical distances between the two filaments, i.e., long-distance tandem state, short-distance tandem state and parallel state. For the long-distance tandem state, the upstream filament performs like the single-filament case and the motion of the downstream filament always tends to be convergent with different horizontal and vertical distances. The downstream filament was found to move through the upstream shedding vortices, and was barely affected by the offset in the vertical direction. For the short-distance tandem state, the shear layer of the upstream filament is merged with the shear layer of the downstream one before it is shed from the filament. This effect generates a strong vortex shedding, and consequently the propulsive force is enhanced with the cruising velocity increased as well. As a result, phase gaps of motions and drag forces between the upstream and downstream filaments arise. For the paralle state, when the initial horizontal distance of the two filamens is small while the vertical offset is large enough, the influence of the upstream vortex on the downstream filament is decreased. So the downstream filament moves forward and the parallel state is formed. In this case, the shear layers of two filaments shed synchronously and strong vortices are formed in the wake. Meanwhile the windward aera are about twice as compared with the tandem states, thus the cruising velocity is reduced. In summary, as a result of the interactions between upstream vortices and downstream vortices/structures, the forward speed of the parellel state is the slowest, and that of the short-distance state is the fastest, while that of the long-distance state is middle among the three stable states.

self-propulsion, flexible filaments, fish schooling, immersed boundary projection method, non-inertial frame, stable states, vortex interaction

doi: 10.1360/N972016-01312