

文章编号: 1000-4750(2015)09-0222-07

基于拉格朗日方法的非定常空化流动研究

赵 宇, 王国玉, 黄 彪, 吴 钦, 王复峰

(北京理工大学机械与车辆学院, 北京 100081)

摘 要: 采用基于拉格朗日体系的有限时间李雅普诺夫指数、拉格朗日拟序结构和粒子追踪方法对绕水翼典型非定常云状空化流场进行研究。采用计算流体动力学方法获得空化流场数据数值, 湍流模型采用经典大涡模拟方法, 空化相变过程采用基于相间质量传输的 Zwart 模型进行处理。根据有限时间李雅普诺夫指数分布在空化核心区域定义了前缘拟序结构和尾缘拟序结构。在不同的空化发展阶段, 两种拟序结构相互作用并呈现不同的分布规律, 揭示不同空化发展阶段的典型流场结构。

关键词: 空化; 非定常; 有限时间李雅普诺夫指数; 拉格朗日拟序结构; 粒子追踪

中图分类号: TV131.3 文献标志码: A doi: 10.6052/j.issn.1000-4750.2014.02.0122

LAGRANGIAN-BASED INVESTIGATIONS ON UNSTEADY CAVITATING FLOWS

ZHAO Yu, WANG Guo-yu, HUANG Biao, WU Qin, WANG Fu-feng

(School of Mechanical Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: Lagrangian-based methods are applied in this paper to get an insight into the transient sheet/cloud cavitating flows, including finite-time Lyapunov exponent (FTLE), Lagrangian coherent structures (LCS) and particle trajectory. Computational Fluid Dynamics (CFD) is used to obtain the cavitation flow structures. The turbulence model utilizes the Large Eddy Simulation (LES) approach and the interface mass transformation is modeled using Zwart cavitation model. Detailed analysis of cavitating structures with the LCS defined by the ridges of the FTLE show two main LCSs in sheet/cloud cavitation region, which are defined as leading edge (LE-LCS) and trailing edge LCSs (TE-LCS) respectively. Different interactions between the two LCSs indicate different flow structures in different cavitating developing stages.

Key words: cavitation; unsteadiness; finite-time Lyapunov exponents; Lagrangian coherent structures; particle trajectory

空化是水力机械内部常见现象, 空化的非定常特性是引起水泵、水轮机、水下推进器以及复杂管路系统内压力脉动、载荷突变, 振动、噪声以及空蚀的主要原因^[1-3]。绕水翼空化是一种重要的空化形式, 对于空化现象的研究具有重要意义^[4]。在绕水翼空化中, 随着空化数的降低, 空化逐渐由初生空化演变为片状空化、云状空化和超空化^[5]。云状

空化具有显著的非定常特性, 由于大尺度空化云的发展脱落而导致的具有多重时间和空间尺度的复杂流场结构一直是研究的热点问题^[6]。

国内外学者对云状空化做了大量研究。Gopalan 和 Katz^[7]采用粒子图像测速系统结合高速摄像观测技术, 测量了喷口处附着型空穴后部的流场, 发现空穴尺寸的变化会导致湍流强度以及下游边界层

收稿日期: 2014-02-20; 修改日期: 2014-05-30

基金项目: 国家自然科学基金重点项目(51239005); 北京市自然科学基金项目(3144034)

通讯作者: 王国玉(1961-), 男(回族), 河北人, 教授, 博士, 博导, 主要从事流体机械及空化理论研究(E-mail: wangguoyu@bit.edu.cn).

作者简介: 赵 宇(1989-), 男, 江苏人, 博士生, 主要从事水力机械内部空化流动研究(E-mail: zhaoyu2011@bit.edu.cn);

黄 彪(1985-), 男, 湖北人, 讲师, 博士, 主要从事多相流动机理研究(E-mail: huangbiao@bit.edu.cn);

吴 钦(1989-), 女, 湖南人, 博士生, 主要从事多相流固耦合研究(E-mail: wuqin919@163.com);

王复峰(1976-), 男, 山东人, 博士生, 主要从事通气超空泡流动机理研究(E-mail: wangfuf@163.com).

厚度的剧烈变化。Arndt 和 Qin^[8]研究了水翼空化尾迹流动中的涡旋结构,提出了不同类型的涡旋结构脱落方式。Huang 等^[9-10]研究了空化云的发展断裂和脱落现象,结果表明空化云的非定常运动会导致空化区域以及尾迹流动中湍流结构的显著变化。Ji 等^[11-12]研究了绕扭转水翼的云状空化结构,分析了空化云的 U 型脱落规律和马蹄涡的产生和发展机理。此外 Wang^[13]、Luo^[14]、时素果^[15]等也对云状空化的流场结构进行分析讨论。

上述研究多数采用基于欧拉体系的流动分析方法对非定常云状空化流场结构进行研究,近年来,基于拉格朗日体系的分析方法逐渐应用到流场结构的研究中^[16-17],其中拉格朗日拟序结构(Lagrangian Coherent Structures, LCS)越来越受到广泛的应用。Franco 等^[18]研究了低雷诺数下的圆柱绕流流场结构,上述研究结果表明拉格朗日拟序结构可以清晰地描述通过传统的基于欧拉体系方法很难定义的非定常涡旋区域。Green 等^[19]将上述方法应用到三维流动中,结果表明拉格朗日拟序结构可以准确定义漩涡结构边界并且能显示更为直观的流动细节,同时避免了对速度求导等复杂的处理过程。Tang 和 Tseng 等^[20]采用拉格朗日拟序结构研究了典型多相流动的流场结构,验证了该方法对于绕水翼非定常云状空化流场结构的可行性,捕捉到反向射流的边界,但没有对附着空化的发展,脱落空泡云的形成等过程进行分析。

受到上述工作的启发,本文采用基于拉格朗日体系的流场结构分析方法对计算结果进行处理,采用有限时间李雅普诺夫指数(Finite-Time Lyapunov Exponent, FTLE)和拉格朗日拟序结构对非定常空化流动进行描述,并采用粒子追踪方法对特征流动结构进行分析,揭示了非定常云状空化的流动机理。

1 拉格朗日拟序结构

一般动力系统可表示为:

$$\begin{cases} \dot{X}(t; t_0, X_0) = v[X(t; t_0, X_0), t] \\ X(t_0; t_0, X_0) = X_0 \end{cases} \quad (1)$$

其中,自变量 t 代表时间,因变量 X 代表系统状态。对任意空间点 X_0 ,利用空间梯度求解柯西格林应变张量:

$$\Delta_{t_0}^{T_{LE}}(X_0) = \left(\frac{\partial X(t_0 + T_{LE}; t_0, X_0)}{\partial X_0} \right)^T$$

$$\frac{\partial X(t_0 + T_{LE}; t_0, X_0)}{\partial X_0} \quad (2)$$

其中: $()^T$ 表示空间变形梯度的转置矩阵; Δ 为 X 、 t_0 和 T_{LE} 的函数。 $\Delta_{t_0}^{T_{LE}}(X_0)$ 的最大特征值定义为 $\lambda_{\max}(\Delta_{t_0}^{T_{LE}}(X_0))$,它代表粒子的最大延展程度,对应的特征向量则表征变形的方向。在有限时间 T_{LE} 内, FTLE 定义为:

$$\sigma_{t_0}^{T_{LE}}(X_0) = \frac{1}{|T_{LE}|} \ln \sqrt{\lambda_{\max}(\Delta_{t_0}^{T_{LE}}(X_0))} \quad (3)$$

FTLE 场是一个标量场,它反映了流体的特性。当相邻粒子以不同运动特性运动时,会导致 FTLE 场中出现突出的“脊线”结构,这种结构称之为拉格朗日拟序结构。通常 FTLE 和 LCS 一起被认为是研究流场结构的后处理技术,利用 LCS 可以分割不同运动特性的流场,从而捕捉潜在流场的非定常力学和几何学特性。在本次研究中,基于 Fortran 程序对计算所得速度场进行处理,获得 FTLE 结果,最后通过 Tecplot 软件对计算结果进行显示。

2 数值方法

2.1 控制方程

在空化流动中,水汽两相被认为是均相流体介质,具有共同的速度和压力场,其连续性方程和动量方程如下:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_m \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_l \alpha_l}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_l \alpha_l u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}^+ + \dot{m}^- \quad (6)$$

式中: ρ_m 是水汽混合相密度, $\rho_m = \rho_l \alpha_l + \rho_v \alpha_v$; μ_m 是混合相的黏性系数, $\mu_m = \mu_l \alpha_l + \mu_v \alpha_v$; ρ_l 是液相密度, ρ_v 是汽相密度, α_v 是汽相体积分, α_l 是液相体积分; μ_l 和 μ_v 分别是液相和汽相的黏性系数; \dot{m}^+ 、 \dot{m}^- 分别表示凝结和蒸发源项。

2.2 大涡模拟

由式(5)推导的大涡模拟控制方程如下:

$$\frac{\partial(\rho_m \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}) - \frac{\partial(\rho_m \tau_{ij})}{\partial x_j} \quad (7)$$

式中亚格子应力 τ_{ij} 定义如下 τ_{ij} :

$$\tau_{ij} = u_i u_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (8)$$

本文采用 Smagorinsky 模型^[21]对亚格子应力进行处理。

$$\tau_{ij} = -2 \cdot \nu_{\text{SGS}} \cdot \bar{S}_{ij} = \nu_{\text{SGS}} \cdot \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

式中, 亚格子黏性 ν_{SGS} 通过以下方法处理。

$$\nu_{\text{SGS}} = (C_S \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (10)$$

式中: $|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$; Smagorinsky 参数 $C_S=0.18$ 。 Δ 是当地网格尺度, 定义如下: $\Delta_{\text{grid,3D}} = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/2}$ 。 Δx 、 Δy 和 Δz 分别表示 x 、 y 、 z 方向网格尺度。

2.3 空化模型

本文采用 Zwart 空化模型^[22-23]封闭控制方程:

$$\dot{m}^+ = C_{\text{dest}} \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \left(\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l} \right)^{1/2}, \quad p > p_v \quad (11)$$

$$\dot{m}^- = -C_{\text{prod}} \frac{3\alpha_{\text{nuc}}(1 - \alpha_v)\rho_v}{R_B} \left(\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} \right)^{1/2}, \quad p < p_v \quad (12)$$

式中: α_{nuc} 是空化核子的体积分数; R_B 是空泡直径; p_v 是饱和蒸汽压; p 是当地压力; C_{dest} 和 C_{prod} 是凝结和蒸发系数。本文中, 上述参数取值如下:

$\alpha_{\text{nuc}}=5 \times 10^{-4}$, $R_B=1 \times 10^{-6}$ m, $C_{\text{dest}}=50$, $C_{\text{prod}}=0.01$ 。

2.4 边界条件设置

本文对绕 Clark-Y 水翼的空化流动进行计算, 由于三维计算成本较高, 而且本文着重研究水翼动力特性和展向涡旋结构之间的关系, 对于三维空穴发展规律不做重点研究, 所以本次计算中采用二维计算。二维几何模型如图 1 所示, 水翼攻角设置为 8° , 几何模型、计算域的尺寸与实验^[9]保持一致, 弦长 $C=0.07$ m, 计算区域的入口距翼型前缘约为 $4C$, 出口距翼型尾缘的距离为 $5C$, 上下壁面距离为 $2.7C$ 。

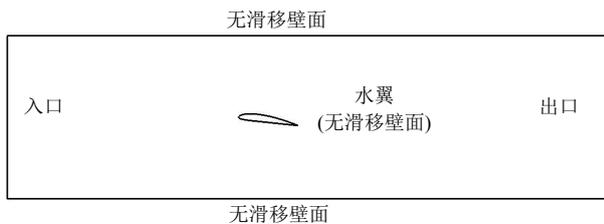


图 1 几何模型及边界条件设置

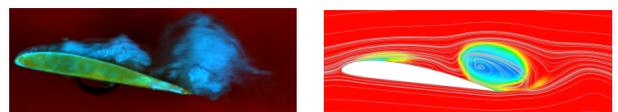
Fig.1 Geometry model and boundary conditions used in the CFD computations

计算采用全流域结构化网格, 翼型前端的区域采用 O 型网格划分, 可以较好的匹配翼型头部的形状。在翼型周围近壁区域及尾缘区域进行了网格加密, 计算 Y_{plus} 取值约为 1。沿翼展向网格节点数为 2, 流场网格节点总数为 957000。

流动介质参数与 25°C 的水和水蒸气保持一致。水相密度和运动粘度分别设置为 $\rho_l=999.19$ kg/m³ 和 $\mu_l = \rho_l \nu_l = 1.139 \times 10^{-3}$ Pa·s; 汽相设置为 $\rho_v = 0.02308$ kg/m³ 和 $\mu_v = 9.8626 \times 10^{-6}$ Pa·s。汽化压力设置为 $p_v=3169$ Pa。边界条件与实验保持一致, 如图 1 所示, 入口处速度大小为 10 m/s, $Re=U_\infty C/\nu_l = 7 \times 10^5$ 。出口处采用压力边界条件, 根据调节不同压力来控制流场空化数 ($\sigma=(p-p_\infty)/(0.5\rho_l U_\infty^2)$) 的大小, 环境压力设置为 43.169 kPa, 从而保证空化数为 0.8, 即云状空化工况。水翼表面和流场顶部和底部均设置为无滑移壁面边界条件。沿展向的对称面设置为 symmetry 边界条件, 用来模拟二维流动。采用商业软件 CFX 进行计算, 非定常时间步长取值为 2×10^{-4} s, 计算科朗特数(Courant Number)取值在 10 以内, 以保证数值计算的稳定性。有关该计算结果和实验结果的详细对比验证工作请参考文献[24]。

3 结果分析

图 2 给出了计算得到的云状空穴流动形态随时间的准周期性变化过程, 并和实验结果^[9]的对比情况。从图中可以看出, 数值计算结果和实验结果相吻合, 准确地描述了附着空穴的生长—反向射流的发展—空穴的断裂的准周期变化过程。根据文献[10]可知, 该工况下的云状空化的发展周期约为 $T_{\text{ref}}=40$ ms。在 $t=5\%T_{\text{ref}}$ 时刻, 在水翼前缘处形成透明状附着型空穴, 并处于持续增长状态。当附着空穴覆盖整个吸力面时, 在空穴尾部产生逆时针的空化旋涡, 进而在紧贴壁面的区域内诱导了一股指向上游的反向射流, 并持续向上游运动, 如 $t=63\%T_{\text{ref}}$ 时刻所示。当反向射流到达空穴前缘附近时, 与主流相遇, 导致附着空穴的断裂; 断裂部分沿顺时针方向旋转并向下游运动, 逐渐发展成为脱落的空泡云, 如 $t=81\%T_{\text{ref}}$ 时刻所示。



(I) $t=t_0+5\%T_{\text{ref}}$

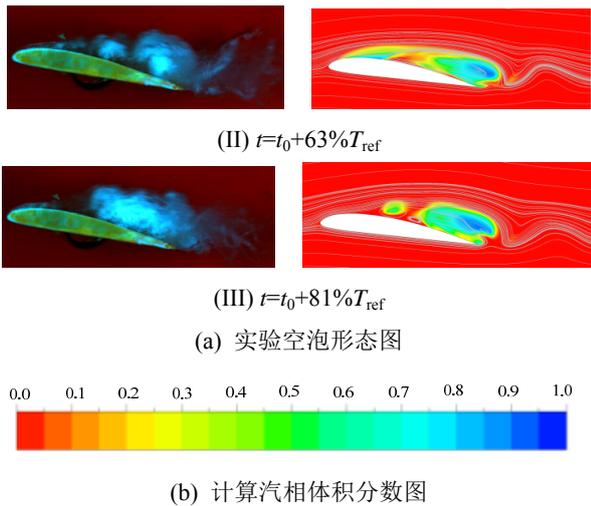


图2 计算和实验结果比较

Fig.2 Comparisons of experimentally observed and numerically predicted results

由于上述附着空穴的生长—反向射流的发展—空穴的断裂过程较为复杂,为了更准确地分析云状空化流场结构演变规律,将上述过程分为三个阶段: I. 附着空穴发展阶段($0\sim 28\%T_{ref}$); II. 反向射流向前运动阶段($28\%T_{ref}\sim 75\%T_{ref}$); III. 脱落空化云的形成阶段($75\%T_{ref}\sim 100\%T_{ref}$)。在不同阶段,空化发展具有不同的特点,为了进一步分析云状空化流动机理,下面采用基于拉格朗日体系的方法对每个阶段内的非定常流场结构进行描述。

I. 附着空穴发展阶段

在附着空穴发展阶段,上个空化发展周期内的大尺度脱落空泡脱离水翼表面,前缘的附着型空穴逐渐发展并覆盖整个吸力面。

图3给出了附着空穴发展阶段的FTLE云图,积分时间为附着空穴 $T_{LE}=28\%T_{ref}$,图中FTLE取值根据最大值进行量纲一化处理。从图中可以看出,在远离水翼表面的主流区域,FTLE取值为零;这是由于在均匀来流的作用下,该区域内部流体质点具有相同的运动状态,相邻流体质点的距离不随时间的变化而发生改变。从图中还可以看出,在水翼吸力面附近的空化核心区域(cavitation region),FTLE分布和主流区域相差较大;这是由于附着空穴的发展,导致空穴内部流体质点的运动规律与主流具有显著不同。

FTLE场的最大值被称为LCS,其“脊”特性可以更清晰地展现流动细节。图4给出了基于附着空穴发展阶段FTLE分布得到的LCS分布情况。从图中可以看到,空化核心区域存在两条主要LCS(图

中深色曲线所示),两条LCS从上游开始,在水翼前缘发生分离,沿水翼吸力面发展的LCS在吸力面中部附近与水翼表面发生分离,定义为前缘拉格朗日拟序结构(Leading edge Lagrangian coherent structure, LE_LCS);沿水翼压力面发展的LCS绕过水翼尾缘并沿着吸力面向前缘延伸,在水翼尾缘附近发生分离,定义为尾缘拉格朗日拟序结构(Trailing edge Lagrangian coherent structure, TE_LCS)。

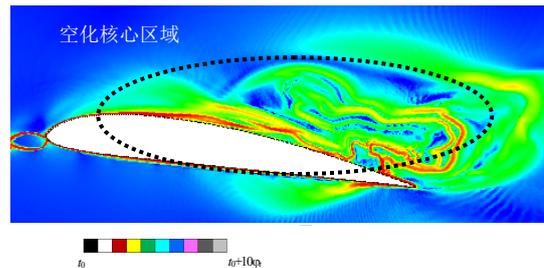


图3 I阶段FTLE和LCS分布
Fig.3 FTLE contours and LCS for stage I

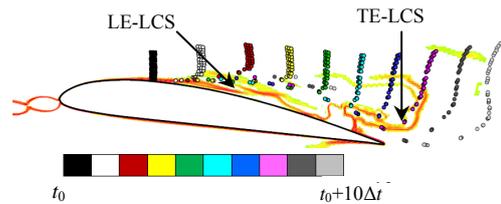


图4 I阶段LCS分布和粒子轨迹
Fig.4 Locations of LCS and Lagrangian tracers for stage I

在附着空穴发展阶段,LE_LCS表示前缘分离涡的边界,这是由于前缘分离涡内部流体质点无法越过旋涡边界,从而在旋涡边界处形成“脊”结构。从图4可以看出,LE_LCS延伸到水翼尾缘附近,表明前缘分离涡延伸到水翼尾缘附近,与附着空穴相对应。TE_LCS表示水翼尾缘旋涡结构的边界,从图中可以看出,TE_LCS和LE_LCS在水翼尾缘附近汇合并共同向下游延伸,这和该阶段内水翼尾缘附近存在未完全脱离水翼尾缘的大尺度空泡云,有关该空泡云的形成和演变规律将在脱落空化云的形成阶段进行详细论述。

考虑到FTLE和LCS方法是对整个附着空穴发展阶段进行积分,具有历史效应,为了进一步突出瞬态时间点的流动细节,引入基于拉格朗日体系的粒子追踪方法对附着空穴的发展进行描述。为了分析附着空穴的发展过程,在水翼吸力面距离前缘20%弦长位置处,沿法向布置示踪粒子,黑色表示粒子初始位置,不同颜色表示不同时刻示踪粒子

的位置,如图4所示, $\Delta t=2\%T_{ref}$ 。从图中可以看出,远离水翼表面的示踪粒子在均匀主流的作用下向下游运动,运动规律基本一致;靠近水翼表面的示踪粒子,在附着空穴的影响下,向下游的运动明显滞后于均匀主流作用下的示踪粒子;在近壁面位置,位于 TE_LCS 附近的示踪粒子被卷入附着空穴内部,其运动规律和主流作用下的示踪粒子具有显著不同:该部分示踪粒子运动轨迹指向水翼尾缘,反映了附着空穴的持续增长并覆盖水翼吸力面的发展过程,如图4所示。

II. 反向射流向前运动阶段

在反向射流向前运动阶段,水翼尾部附近产生了液相的反向射流,并沿水翼表面逐渐向前缘推进。

图5给出了反向射流向前运动阶段的 FTLE 云图,积分时间为附着空穴 $T_{LE-II}=47\%T_{ref}$,图中 FTLE 取值根据最大值进行量纲一化处理。从图中可以看出,空化核心区域的 FTLE 分布和附着空穴发展阶段有所不同,较大取值 FTLE 边界更为光滑。图5中深色曲线是该阶段的 LCS 分布情况。从图中可以看出,在反向射流向前运动阶段, LE_LCS 和 TE_LCS 均延伸至水翼吸力面中部附近,较好地描述了附着空穴较为光滑的边界。从图中还可以看出水翼吸力面中部附近存在 LE_LCS 和 TE_LCS 的混合区域(Mixing region),该混合区域对应于反向射流和附着空穴的相互作用位置。为了进一步分析反向射流和附着空穴的作用机理,下面采用粒子追踪方法对流场结构进行分析。

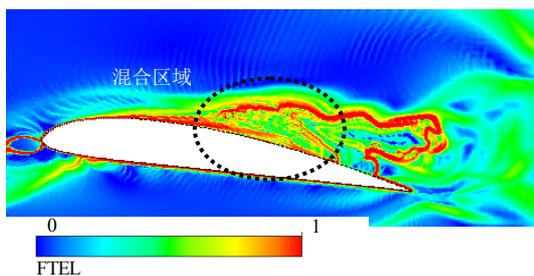


图5 II阶段 FTLE 和 LCS 分布

Fig.5 FTLE contours and LCS for stage II

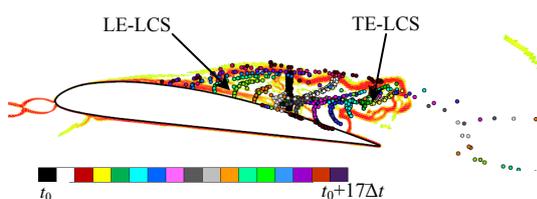


图6 II阶段 LCS 分布和粒子轨迹

Fig.6 Locations of LCS and Lagrangian tracers for stage II

根据上述混合区域的位置,在水翼吸力面距离前缘 70%弦长位置处,沿法向布置示踪粒子,图6给出了不同时刻下的示踪粒子位置,黑色表示初始位置。图6还给出了该阶段内的 LCS 分布情况。从图中可以看出,初始时刻,示踪粒子位于 TE_LCS 内部,表明示踪粒子全部位于附着空穴内部,运动规律不受主流的影响。从图中可以看出,远离水翼表面的示踪粒子向下游运动,而靠近水翼表面的示踪粒子首先向上游运动,两种相反的运动方向反映了附着空穴内部的顺时针旋涡结构。靠近水翼表面粒子首先向上游运动,这和反向射流相对应,当粒子抵达水翼前部附近时被卷入附着空穴内部的旋涡结构:逐渐远离水翼表面并向下游运动。

III. 脱落空化云形成阶段

在脱落空化云形成阶段,附着空穴在反向射流的作用下发生断裂,附着空穴断裂部分逐渐向下游运动,发展成云状空泡。

图7给出了脱落空化云形成阶段的 FTLE 云图,积分时间为附着空穴 $T_{LE-III}=25\%T_{ref}$,图中 FTLE 取值根据最大值进行量纲一化处理。从图中可以看出,空化核心区域的 FTLE 分布和反向射流向前运动阶段基本一致,但水翼吸力面中部附近不存在 LCS 的混合区域。这表明,在脱落空化云形成阶段,水翼近壁面附近的反向流动和附着空穴没有发生相互作用,这和附着空穴的断裂相一致。为了进一步分析空化云的形成机理,下面采用粒子追踪方法对流场结构进行分析。

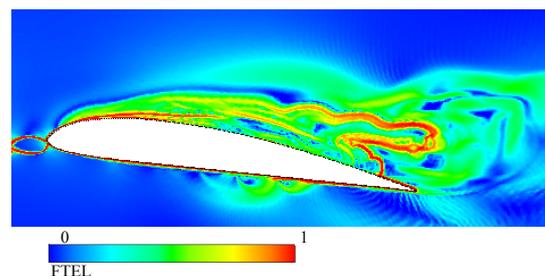


图7 III阶段 FTLE 和 LCS 分布

Fig.7 FTLE contours and LCS for phase III

为了捕捉附着空穴的断裂以及空化云的形成过程,在水翼吸力面距离前缘 20%弦长位置处,沿法向布置示踪粒子,图8给出了不同时刻下的示踪粒子位置,黑色表示初始位置,图8还给出了该阶段内的 LCS 分布情况,从图中可以看出远离水翼表面的示踪粒子首先在主流的作用下保持相同的运动状态,粒子相对位置保持不变,但随后该部分示

踪粒子相对位置产生显著变化,这是由于附着空穴的脱落部分在其内部旋涡结构的作用下逐渐发展成为空化云,从而对周围的流场产生影响,导致示踪粒子相对位置的变化。从图中还可以看出,靠近水翼表面的示踪粒子则迅速被卷入附着空穴断裂部分,运动轨迹反映了空化云的形成过程。

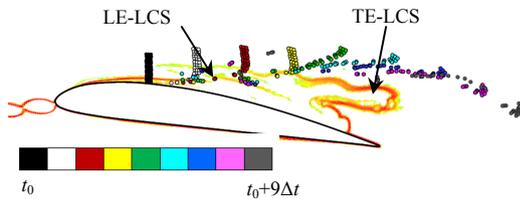


图8 III阶段LCS分布和粒子轨迹

Fig.8 Locations of LCS and Lagrangian tracers for stage III

4 结论

本文采用基于拉格朗日体系的有限时间李雅普诺夫指数(Finite-Time Lyapunov Exponent, FTLE)、拉格朗日拟序结构(Lagrangian Coherent Structures, LCS)和粒子追踪方法对绕水翼典型非定常云状空化流场结构进行研究;定义了前缘拟序结构和尾缘拟序结构,在不同的空化发展阶段,两种拟序结构相互作用并呈现不同的分布规律:

(1) 在附着空穴发展阶段,LE_LCS 延伸到水翼尾缘附近,与附着空穴相对应。TE_LCS 和 LE_LCS 在水翼尾缘附近汇合并共同向下游延伸,与脱落空化云对应。

(2) 在反向射流向前运动阶段,水翼吸力面中部附近存在 LE_LCS 和 TE_LCS 的混合区域,该混合区域对应于反向射流和附着空穴的相互作用位置。粒子追踪方法反映了反向射流以及附着空穴内部的旋涡结构。

(3) 在脱落空化云形成阶段,水翼吸力面中部附近不存在 LCS 的混合区域,反映了附着空穴的断裂,粒子追踪方法反映了附着空穴在内部旋涡结构作用下逐渐发展成脱落空化云的过程。

参考文献:

[1] Brennen C E. Cavitation and bubble dynamics [M]. Oxford: Cambridge University Press, 2013: 15—31.
 [2] Joseph D D. Cavitation in a flowing liquid [J]. Physical Review E, 1995, 51(3): R1649.
 [3] Arndt R E A. Cavitation in vertical flows [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2002, 34(1): 143—175.
 [4] Wang G, Senocak I, Shyy W, et al. Dynamics of attached turbulent cavitating flows [J]. Progress in Aerospace

Sciences, 2001, 37(6): 551—581.

- [5] Gopalan S, Katz J. Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation [J]. Physics of Fluids, 2000, 12(4): 3414—3431.
 [6] Qin Qiao. Numerical modeling of natural and ventilated cavitating flows [D]. Minneapolis: University of Minnesota, 2004.
 [7] Huang Biao, Young Y L, Wang Guoyu, et al. Combined experimental and computational investigation of unsteady structure of sheet/cloud cavitation [J]. ASME Journal of Fluid Engineering, 2012, 135(7): 071301-1—071301-16.
 [8] Huang Biao, Wang Guoyu, Zhao Yu, et al. Physical and numerical investigation on transient cavitating flows [J]. Science China Technological Science, 2013, 56(9): 2207—2218.
 [9] Ji Bin, Luo Xianwu, Wu Yulin, et al. Numerical analysis of unsteady cavitating turbulent flow and shedding horse-shoe vortex structure around a twisted hydrofoil [J]. International Journal of Multiphase flow, 2013, 51(5): 33—34.
 [10] Ji Bin, Luo Xianwu, Peng Xiaoxing, et al. Three-dimensional large eddy simulation and vorticity analysis of unsteady cavitating flow around a twisted hydrofoil [J]. Journal of Hydrodynamics, 2013, 25(4): 510—519.
 [11] Wang G, Ostoja-Starzewski M. Large eddy simulation of a sheet/cloud cavitation on a NACA0015 hydrofoil [J]. Mathematical Modeling, 2006, 31(3): 417—447.
 [12] Luo Xianwu, Ji Bin, Peng Xiaoxing, et al. Numerical simulation of cavity shedding from a three-dimensional twisted hydrofoil and induced pressure fluctuation by large-eddy simulation [J]. ASME Journal of Fluids Engineering, 2012, 134(4): 041202-1—041202-10.
 [13] 时素果, 王国玉, 袁海涛, 等. 绕三维水翼非定常空化流动结构的数值与实验研究[J]. 工程力学, 2012, 29(8): 346—352.
 Shi Suguo, Wang Guoyu, Yuan Haitao, et al. The investigation of unsteady cavitation flow structure around a three dimensional hydrofoil by numerical and experimental methods [J]. Engineering Mechanics, 2012, 29(8): 346—352. (in Chinese)
 [14] Peng J, Dabiri J O. Transport of inertial particles by Lagrangian coherent structures: application to predator-prey interaction in jellyfish feeding [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2009, 623(3): 75—84.
 [15] Shadden S C, Lekien F, Marsden J E. Definition and properties of Lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two dimensional aperiodic flows [J]. Physica D, 2005, 212(3/4): 271—304.
 [16] Franco E, Pekarek D N, Peng J, et al. Geometry of unsteady fluid transport during fluid-structure interactions [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2007, 589(11): 125—

- 145.
- [17] Green M A, Rowley C W, Haller G. Detection of Lagrangian coherent structures in three-dimensional turbulence [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2007, 572(2): 111–120.
- [18] Tang J N, Tseng C C, Wang N F. Lagrangian-based investigation of multiphase flows by finite-time Lyapunov exponents [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2012, 28(3): 612–624.
- [19] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations [J]. *Month Weath*, 1963, 93(3): 99–165.
- [20] Kubota A, Kato H, Yamaguchi H. A new modeling of cavitating flows: A numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 240(1): 59–96.
- [21] Zwart P J, Gerber A G, Belamri T. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics [C]// Yokohama, Japan, Proceedings of International Conference on Multiphase Flow, 2004: Paper No.152.
- [22] 赵宇, 王国玉, 黄彪, 等. 非定常空化流动涡旋运动及其流体动力特性[J]. *力学学报*, 2014, 46(2): 191–200. Zhao Yu, Wang Guoyu, Huang Biao, et al. Study of turbulent vortex and hydraulic dynamics in transient sheet/cloud cavitating flows [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2014, 46(2): 191–200. (in Chinese)

(上接第 221 页)

- [13] 李勇圻, 邱长坝. 纤维种类对编织复合材料螺旋弹簧压缩与疲劳性能之影响[D]. 中国台湾: 逢甲大学, 2006. Li Yongqi, Qiu Changxun. The compression and fatigue effect of different fibers of braided composite spiral spring [D]. Taiwan, China: Fengjia University, 2006. (in Chinese)
- [14] 邱俊凯, 邱长坝. 纤维种类对编织复合材料螺旋弹簧冲击与阻尼性能之研究[D]. 中国台湾: 逢甲大学, 2006. Qiu Junkai, Qiu Changxun. Impact and damping properties of braided composite spiral spring with different fibers [D]. Taiwan, China: Fengjia University, 2006. (in Chinese)
- [15] 蔡念勋, 邱长坝. 碳纤维编织复合材料螺旋弹簧结构对弹簧常数之影响[D]. 中国台湾: 逢甲大学, 2003. Cai Nianxun, Qiu Changxun. The spring constant effect of different structure of carbon fiber braided composite coil spring [D]. Taiwan, China: Fengjia University, 2003. (in Chinese)
- [16] 林建甫, 邱长坝. 编织角度对复合材料螺旋弹簧疲劳性质研究[D]. 中国台湾: 逢甲大学, 2009. Lin Jianpu, Qiu Changxun. The study on fatigue properties of composite spiral spring with different braid angle [D]. Taiwan, China: Fengjia University, 2009. (in Chinese)
- [17] Faruk Frat Calm. Dynamic analysis of composite coil springs of arbitrary shape [J]. *Composites: Part B*, 2009, 40(3): 741–757.
- [18] Azzam B S. An optimum design for composite helical springs [J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, 2010, 224(5): 347–353.
- [19] Oussama Zebdi, Rachid Boukhili, Franc Oistrochu. Optimum design of a composite helical spring by multi-criteria optimization [J]. *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2011, 28(11): 1713–1732.
- [20] 徐健, 周祝林. 纤维复合材料圆管的扭转剪切模量和弯曲剪切模量对比分析[J]. *玻璃钢*, 2001, 31(3): 1–6. Xu Jian, Zhou Zhulin. The comparative analysis of torsion shear modulus and bending shear modulus of fiber composite tube [J]. *Fiber Reinforced Plastics*, 2001, 31(3): 1–6. (in Chinese)