

溶解性气体对绕二维水翼空化流动的影响

闫龙龙¹, 吴凯泽², 高波², 张晓嵘¹, Tsuda Shinichi³, Watanabe Satoshi³

- (1. 山西科技学院 智能工程学院, 山西 晋城 048000;
2. 江苏大学 能源与动力工程学院, 江苏 镇江 212013;
3. 九州大学 机械工学系, 日本 福岡 819-0395)

摘 要: 由于工质的特殊性及极端的航空条件, 溶解性气体是燃油空化中不可忽略的一个重要因素。为揭示溶解性气体对空化过程的独立作用机制, 以常温水为工作介质, 对二维 Clark Y-11.7% 水翼的空化流动特性进行研究, 重点关注液体水中溶解氧对流扩散作用及溶解/析出过程, 深入探究溶解性气体对基础水翼空化的影响机制。在 Schnerr-Sauer 空化模型框架下, 耦合溶解性气体对流扩散作用及溶解/析出过程, 从而构建 SS-DG 空化模型, 并以该空化模型对水翼空化进行数值仿真, 结合实验结果, 详细分析两种攻角(8°和20°)、3种不同浓度溶解氧条件下溶解性气体对水翼空化形态及水动力学特性的影响。结果表明: 液体中不同浓度溶解氧会改变水翼前缘附近空泡形态; 两种攻角下, 不同浓度溶解氧对水翼升阻力系数的平均值影响较小, 但会改变其非稳态特性; 此外, 由于大尺度流动分离现象出现, 20°攻角水翼空化区内溶解氧浓度时均值显著高于相同工况下8°攻角下的溶解氧浓度。

关 键 词: 航空燃油泵; 释气空化; 溶解性气体; 空化模型; 数值分析
中图分类号: V233.2⁺2 **文献标志码:** A

Influence of dissolved gases on cavitating flow around a two-dimensional hydrofoil

Yan Longlong¹, Wu Kaize², Gao Bo², Zhang Xiaorong¹,
Tsuda Shinichi³, Watanabe Satoshi³

- (1. School of Intelligent Manufacturing Engineering,
Shanxi Institute of Science and Technology, Jincheng Shanxi 048000, China;
2. School of Energy and Power Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang Jiangsu 212013, China;
3. Department of Mechanical Engineering,
Graduate School of Kyushu University, Fukuoka 819-0395, Japan)

Abstract: Due to the particularity of the working fluid and extreme aviation conditions, dissolved gases (DG) are important factors that cannot be ignored in fuel cavitation. To reveal the independent mechanism of DG in the cavitation process, the cavitating flow characteristics around a two-dimensional Clark Y-11.7% hydrofoil in room-temperature water were investigated. Particular attention was paid to the convection-diffusion behavior of dissolved oxygen in liquid water as well as the dissolution/degassing processes. Using the Clark Y-11.7% hydrofoil as the research object, an in-depth exploration of the

收稿日期: 2025-07-16

基金项目: 国家自然科学基金(52506047, 52376024); 山西省青年基金(202403021222363);

山西省高等学校科技创新项目(2024L457); 山西科技学院博士科研启动经费(202505)

作者简介: 闫龙龙(1990—), 男, 讲师, 博士, 主要从事航空燃油泵内部多相流动研究。E-mail: 1045593274yll@sina.com

通信作者: 高波(1983—), 男, 教授, 博士, 主要从事流体机械性能及内部复杂流动研究。E-mail: gaobo@ujs.edu.cn

引用格式: 闫龙龙, 吴凯泽, 高波, 等. 溶解性气体对绕二维水翼空化流动的影响[J]. 航空动力学报, 2026, 41(9): 20250332. Yan Longlong, Wu Kaize, Gao Bo, et al. Influence of dissolved gases on cavitating flow around a two-dimensional hydrofoil[J]. Journal of Aerospace Power, 2026, 41(9): 20250332.

influence mechanism of DG on the fundamental cavitation of a hydrofoil was performed. Within the framework of the Schnerr-Sauer (SS) cavitation model, the convection-diffusion effect and dissolution/degassing processes of DG were coupled to establish the SS-DG cavitation model. Numerical simulations of hydrofoil cavitation were then conducted using this model. Combined with experimental results, the effects of DG on cavitation structures and hydrodynamic characteristics were analyzed in detail under two angles of attack (8° and 20°) and three different dissolved oxygen concentrations. The results showed that different concentrations of dissolved oxygen in the liquid altered the cavity structure near the leading edge of the hydrofoil. Under both angles of attack, the average lift and drag coefficients were only slightly affected by dissolved oxygen concentration, but its presence modified the unsteady characteristics. In addition, due to large-scale flow separation, the time-averaged dissolved oxygen concentration in the cavitation region at a 20° angle of attack was significantly higher than that at 8° under the same conditions.

Keywords: aviation fuel pump; gaseous cavitation; dissolved gases; cavitation model; numerical analysis

航空燃油泵是航空燃油系统中重要组成部分,用于为航空发动机及燃油系统输送各类航空燃油,并提供所需的流量和压力^[1-2]。近年来,随着现代航空航天技术的快速发展,对燃油泵性能要求也日益提高^[3-5]。飞机常在各类极端环境下工作,在一些极限工况运行时可能出现扬程、效率骤降(严重时会出现高空断流、无法启动)等现象,目前,普遍认为这些现象出现的根本原因是空化造成的^[6]。因此,深入探究燃油泵空化特征对飞机安全、稳定运行具有重要意义。

空化是指液体在流动过程中,由于局部压力低于饱和蒸气压,液体内部形成蒸气泡的现象^[7]。这种因液体相变产生空泡的过程称之为蒸气空化(vaporous cavitation)。蒸气空化是水力机械内常见的现象,已有诸多学者对其进行了广泛、深入的研究^[8-11]。然而,对于航空燃油泵而言,由于工质的特殊性和极端航空条件,影响其空化的因素异常复杂。航空燃油具有复杂的碳氢化合物特性,因而其中常含有一定量的溶解性气体(dissolved gas, DG)^[12]。当飞机飞行高度增加时,油箱内工作压力降低。根据亨利定律^[13],溶解在燃油中的 DG 会逐渐释放出来,这种气体简称为释气(out-gassing)。这种由释气产生空泡的过程称为释气空化(gaseous cavitation)。反之,当飞机飞行高度降低,油箱内工作压力升高,释气又重新溶解进入燃油中,形成 DG。大量研究已证明 DG 浓度会显著影响液体(蒸气)空化初生的敏感性^[14-17],然而,关于释气空化在蒸气空化充分发展阶段与之相互耦合作用下空化形态特征、非定常特性等研究却罕有报道。Magne 等^[18]采用 CO_2 作为 DG 通过实验研究发现,燃油泵诱导轮性能在无空化条

件下,不受 CO_2 质量浓度(下文简称为浓度)影响;而在空化条件下,不同 CO_2 浓度却会显著改变诱导轮的空化特性。这一发现明确说明了本研究关于 DG 浓度对空化特性影响研究的必要性。

当燃油泵发生空化时,其内部流动通常极为复杂,包含叶顶泄漏涡空化、回流涡空化等多种空化结构,以及旋转空化不稳定、空化喘振等典型非稳态现象。因此,直接探究 DG 浓度对燃油泵内部空化流动的影响机理具有极大的挑战。基于此,本研究选择二维 Clark Y-11.7% 水翼作为研究对象,以简化燃油泵复杂的几何结构,从而分离并凸显 DG 对空化流动的单一作用机制。另一方面,燃油本身具有复杂的化学特性(如多组分、挥发性及热物性等),这些因素对燃油泵的空化特性也具有重要影响。考虑到常温水作为最常见的空化研究流体,其物性参数明确,实验与数值计算也更易于实现和控制,且本研究的重点在于揭示 DG 对空化演化过程的影响机理,而非直接模拟包含复杂化学效应的燃油空化。因此,本研究采用常温水作为工作介质。

综上,本文以常温水为工作介质,对二维 Clark Y-11.7% 水翼的空化流动特性进行研究,旨在揭示 DG 对空化过程的独立作用机制。具体地,本研究基于开源 CFD 计算软件 OpenFOAM 搭建考虑 DG 溶解/析出过程的空化计算平台并对绕 Clark Y-11.7% 水翼空化流动进行数值仿真,根据数值结果及实验结果详细分析两种攻角(8° 、 20°)、3 种不同浓度溶解氧(lowDO、midDO、highDO)条件下水翼空化形态及水动力学特性,以期为进一步探究 DG 对航空燃油泵空化影响奠定基础。此外,需要说明的是,本研究由二维模型分析得到

的相关结论适用于片状空化、云空化、超空化等基本空化形式及其非稳态动力学特征,尤其在空化区根据 DG 浓度场分布特征,能较好地揭示 DG 浓度与空化结构的相互作用机制。然而,对于一些如叶顶泄漏涡空化等具有显著三维特征的空化结构,由于本文未考虑端壁效应、泄漏流及三维涡结构等复杂流动作用,因此,本研究的相关结论仅用于揭示普适的物理机制,而不可以直接推广至具有复杂三维特征的空化流动。

1 数值方法及模型验证

为探究 DG 对空化流动的影响,本研究基于均质平衡流假设,在 Schnerr-Sauer 空化模型^[19]框架下,耦合 DG 扩散作用及溶解/析出过程,从而构建 SS-DG 空化模型^[20](本研究的 SS-DG 模型与文献[20]的空化模型控制方程相同。为提高求解的稳定性与精确性,在其源码基础上进行了适当修改)。SS-DG 空化模型在 Schnerr-Sauer 空化模型基础上新增 DG 质量守恒方程,并基于亨利定律及菲克定律实现了气液相之间的溶解/析出传质过程,同时将 DG 浓度对流-扩散机制纳入整个控制方程,从而建立了蒸气空化与释气空化协同作用的统一模型。不凝性气体(non-condensable gas, NCG)在液体中主要以两种形式存在:一是溶解于液体中形成 DG;二是以相对稳定的自由气核形式游离在液体中^[21]。本研究所谓的 NCG 和 DG 为同种物质的两种不同存在形式。其中,当气体溶解于液体中时称之为 DG,而当该气体存在于空泡内时称之为 NCG。该模型的主要构建思路为:假设液体中有足够的空化核(气核),其内部气体为 NCG,压力为与液体中 DG 浓度相对应的平衡压 p_{equ} 。当液体流经低压区时,包含 NCG 的气核体积增大,空化初生,同时气核内 NCG 的压力 p_{equ} 降低。此时,空泡界面处的平衡被打破,根据亨利定律,溶解在液体中的 DG 将析出进入空泡内。反之,当液体流经高压区时,空泡体积减小, p_{equ} 升高,空泡内的 NCG 将溶解至液体中。整个过程, NCG 质量守恒。

1.1 控制方程

与 Schnerr-Sauer 空化模型思路一致,根据均质平衡流假设,数值计算中将气/汽/液混合相看作均匀物质,但混合相参数取气/汽/液三相参数加权平均。不考虑空化过程中的热力学效应,混

合相的控制方程为:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = \\ & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu_m + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho_m = (\rho_v + \rho_g) \varphi_v + \varphi_l \rho_l \quad (3)$$

$$\mu_m = (\mu_v + \mu_g) \varphi_v + \varphi_l \mu_l \quad (4)$$

$$\varphi_v = 1 - \varphi_l \quad (5)$$

$$\frac{\partial (\rho_v \varphi_v)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_v \varphi_v u_i)}{\partial x_i} = \dot{m}_v \quad (6)$$

$$\frac{\partial (\rho_g \varphi_v)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_g \varphi_v u_i)}{\partial x_i} = \dot{m}_g \quad (7)$$

式中下标 m、v、l、g 分别代表混合相、蒸气相、液相以及 NCG 气相; t 为时间; x_i 、 x_j 为坐标分量; u_i 、 u_j 为速度矢量分量; p 为混合相压力; μ_t 为湍流黏度; ρ_l 、 ρ_v 、 ρ_g 分别为液态相、蒸气相及 NCG 密度; μ_l 、 μ_v 、 μ_g 分别为液态相、蒸气相及 NCG 黏度; ρ_m 、 μ_m 分别为混合相的密度和黏度; φ_v 、 φ_l 分别为空泡体积分数(空泡内含有蒸气及 NCG)及液相体积分数; $\dot{m}_v$ 、 $\dot{m}_g$ 为由于蒸气空化及 NCG 溶解/析出过程而产生的质量传递速率。

假设空化流动中,液相与蒸气相为不可压缩流体,其密度为常数,而空泡内的 NCG 在空化过程中遵循理想气体状态方程:

$$p_g = \rho_g R_g \Theta \quad (8)$$

其中 R_g 为气体常数(J/(kg·K)); Θ 为液体的工作温度(K)。

由式(1)、式(3)、式(6)、式(7)可得:

$$\dot{m}_v = \frac{\rho_v}{\rho_m} \left[(\rho_l + \rho_g \varphi_v) \frac{d\varphi_v}{dt} - \varphi_v \frac{d\rho_g \varphi_v}{dt} \right] \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_g = \frac{1}{\rho_m} \left\{ \rho_g (\rho_l \varphi_v - \rho_v \varphi_v) \frac{d\varphi_v}{dt} + \right. \\ \left. [\rho_l (1 - \varphi_v) + \rho_v \varphi_v] \frac{d\rho_g \varphi_v}{dt} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

在式(9)和式(10)中, ρ_g 、 φ_v 均是未知量,因此,还需进一步补充 ρ_g 和 φ_v 的方程。根据原 Schnerr-Sauer 空化模型,空泡体积分数 φ_v 可表示为:

$$\varphi_v = \frac{V_v}{V_{\text{cell}}} = \frac{N_{\text{bubbles}} \frac{4}{3} \pi r^3}{V_v + V_l} = \frac{n_0 V_l \frac{4}{3} \pi r^3}{n_0 V_l \frac{4}{3} \pi r^3 + V_l} = \frac{n_0 \frac{4}{3} \pi r^3}{1 + n_0 V_l \frac{4}{3} \pi r^3} \quad (11)$$

其中 V_{cell} 为计算单元体积; V_v 为蒸气相占有的体积; V_l 为液相占有体积; N_{bubbles} 为计算单元内空泡数量; r 为空泡半径; n_0 为单位体积纯液体中的气泡数量(常数)。

对于 SS-DG 空化模型, 每个空泡内含有 NCG 和蒸气两种不同组分, 若仍采用原 Schnerr-Sauer 空化模型中 φ_v 的定义, 则难以构建 NCG 的质量守恒方程。因此, 在 SS-DG 模型中, 引入参数 n 表示单位体积的气/汽/液混合物中气泡数量。则 NCG 的质量变化率可表示为:

$$\frac{d\rho_g \varphi_v}{dt} = \frac{d(m_g n)}{dt} = m_g \frac{dn}{dt} + n \frac{dm_g}{dt} \quad (12)$$

其中 m_g 为单个空泡内 NCG 的质量。 n 与 n_0 具有如下关系:

$$n = n_0 (1 - \varphi_v) \quad (13)$$

另外, 单个空泡内 NCG 的质量变化率 $\frac{Dm_g}{Dt}$ 可表示为:

$$\frac{dm_g}{dt} = 4\pi r^2 \dot{M}_g \quad (14)$$

其中 $\dot{M}_g$ 为 NCG 的扩散通量。

将式(13)、式(14)代入式(12)中, NCG 的质量变化率可进一步改写为:

$$\frac{d\rho_g \varphi_v}{dt} = \frac{3\varphi_v}{r} \dot{M}_g - \frac{\rho_g \varphi_v}{1 - \varphi_v} \cdot \frac{d\varphi_v}{dt} \quad (15)$$

联立式(11)、式(13)、式(15)得:

$$\frac{d\rho_g}{dt} = \frac{3}{r} \dot{M}_g - \rho_g \frac{3}{r} \cdot \frac{dr}{dt} \quad (16)$$

将式(11)、式(15)代入式(9)、式(10), 可得:

$$\dot{m}_v = \frac{3\varphi_v}{\rho_m r} \left[\rho_l \rho_v \varphi_l \frac{dr}{dt} + \varphi_v \left(\rho_g \rho_v \frac{dr}{dt} - \rho_v \dot{M}_g \right) \right] \quad (17)$$

$$\dot{m}_g = \frac{3\varphi_v}{\rho_m r} \left[\rho_l \varphi_l \dot{M}_g + \varphi_v \left(\rho_v \dot{M}_g - \rho_g \rho_v \frac{dr}{dt} \right) \right] \quad (18)$$

进一步地, 由 Rayleigh-Plesset 方程, 忽略空化流的表面张力、黏性以及二阶导数项, 可将空泡半径的变化率表示为:

$$\frac{dr}{dt} = \text{sign}(p_v + p_g - p) \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{|p_v + p_g - p|}{\rho_l}} \quad (19)$$

联立式(11)、式(19), 可得:

$$\frac{d\varphi_v}{dt} = \frac{3\varphi_v(1 - \varphi_v)}{r} \text{sign}(p_v + p_g - p) \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{|p_v + p_g - p|}{\rho_l}} \quad (20)$$

关于式(17)、式(18)中的扩散通量 $\dot{M}_g$, 本文采用一维球对称扩散方程的稳态解简化 NCG 在空化界面的扩散过程:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dR} \left(R^2 \frac{dc}{dR} \right) = 0 \quad (21)$$

其中 c 为液体中 DG 浓度 (kg/m^3); R 为从气泡中心到液体某一点的径向坐标。

边界条件如下: 在气泡界面处 $R=r$: $c(r) = c_b$; 远场 $R \rightarrow \infty$: $c(\infty) = c_1$ 。

对式(21)积分并代入上述边界条件, 可得稳态浓度场:

$$c = c_1 + (c_b - c_1) \frac{r}{R} \quad (22)$$

其中 c_b 和 c_1 分别为 DG 在气泡界面处和远场中的浓度。

根据菲克定律, 空泡界面处的扩散通量 $\dot{M}_g$ 为:

$$\dot{M}_g = D \frac{dc}{dR} \Big|_{R=r} = \frac{D}{r} (c_1 - c_b) \quad (23)$$

其中 D 为 NCG 的扩散系数 (m^2/s)。本研究中假设层流施密特数与湍流施密特数 (Schmidt number) 均为 1, 即 D 等于有效运动黏度。对于空泡界面处 DG 浓度 c_b , 由亨利定律, 可建立 c_b 和空泡内 NCG 分压 p_g 的平衡关系:

$$p_g = H x_g \quad (24)$$

$$x_g = \frac{c_b / M_g}{\rho_l / M_l} = \frac{c_b}{\rho_l} \cdot \frac{1}{\gamma} \quad (25)$$

$$c_b = \rho_l \frac{p_g}{H / \gamma} \quad (26)$$

其中 x_g 为 DG 的无量纲摩尔分数; H 为亨利常数 (Pa); γ 为 NCG 和液体的摩尔质量之比 ($\gamma = M_g / M_l$)。需要说明的是, 亨利定律作为热力学平衡条件下的理论结果, 严格而言式(24)~式(26)并不能准确描述具有高度瞬态特征的空化过程, 这一点是该模型的不足。本研究中, 亨利定律的主要作用是建立气泡内气体分压 p_g 与周围液体

DG 浓度之间的关系, 作为模型的闭合条件, 这一处理方法既提供了局域平衡的极限情况, 又避免了引入其他瞬态界面传质系数等难以确定的经验参数。从这一角度来看, 这样处理也具有一定的合理性。

此外, 为求解 DG 浓度 c_1 还需建立其对流扩散方程:

$$\frac{\partial c_1 \varphi_1}{\partial t} + \frac{\partial c_1 \varphi_1 u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D \frac{\partial c_1 \varphi_1}{\partial x_i} \right) - \frac{3\varphi_v}{\rho_m r} \left[\rho_l \varphi_1 \dot{M}_g + \varphi_v \left(\rho_v \dot{M}_g - \rho_g \rho_v \frac{dr}{dt} \right) \right] \quad (27)$$

至此, 考虑 DG 溶解/析出过程的空化模型控制方程得到封闭。

对于湍流模型, 本研究采用 SST (shear-stress transport) $k-\omega$ 湍流模型进行空化流动分析, 该模型在近壁面附近使用 $k-\omega$ 模型, 在近壁面之外及自由剪切流动中使用 $k-\varepsilon$ 模型, 从而提高了逆压梯度下流动分离开始点和分离区大小的预测精度^[22]。该模型在空化流动中的有效性验证及其控制方程已有大量文献涉及^[23-25], 此处不再赘述。

1.2 计算域及网格

本文以 Clark Y-11.7% 水翼 (以下简称水翼) 为研究对象展开数值研究, 通过与九州大学实验结果对比, 深入探究 DG 浓度对空化流动的影响。实验中, 使用溶解氧量 (dissolved oxygen, DO) 代替水中的溶解空气量 (即 DG), 采用内置水温计的溶解氧测试仪, 测试水在大气压下某测试温度的溶解氧量。本研究中, 使用溶解氧百分比 (γ_o , 溶解氧实际浓度与饱和溶解氧浓度的比值) 表示实验水的溶解氧浓度, 即:

$$\gamma_o = \frac{c_o^*}{c_{sat}^*} \times 100\% \quad (28)$$

其中 c_o^* 为实际水中溶解氧浓度, c_{sat}^* 为在测试温度、压力下水中氧的饱和溶解度。

该水翼弦长 $C=100$ mm, 展向宽度 $S=81$ mm。如图 1(a) 所示, 空化水洞的矩形测试段高为 200 mm, 展向宽度为 81.5 mm, 水翼居中放置, 水翼与侧壁面存在 $\tau=0.5$ mm 的间隙; 图 1(b) 为根据实验测试段所建立的二维计算域, 进出口边界分

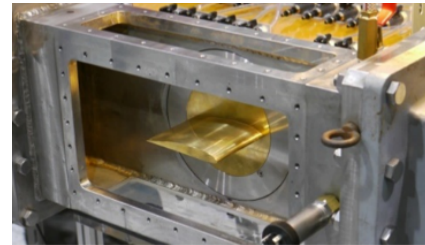
别距水翼中心 $5C$, 上、下壁面距离水翼中心 $1C$ 。 p_{up} 和 p_{down} 分别为在水翼上、下游布置的压力监测点所测压力。计算域入口设为速度入口、出口设为压力出口 (p_{ref}), 上、下壁面及水翼均设为无滑移 (no-slip) 边界。表 1 给出了数值研究中涉及的一些重要物性参数, 表 2 为根据实验结果设定的数值计算条件, 设置 8° 和 20° 两种不同攻角 (α), 每种攻角下分别探究 3 种不同 DO 浓度 (lowDO、midDO、highDO) 对空化的影响。需要说明的是, 表 2 中所选取的 DO 浓度与实际航空燃油中 DG 浓度并非一一对应。在以水作为工作介质时, 表 2 所选取的 DO 浓度范围在实验中易于实现和控制, 且这些不同浓度下的实验结果对比也较为清晰, 有助于揭示 DG 对空化特性的影响规律。

本研究中涉及的几个重要无量纲数定义如下:

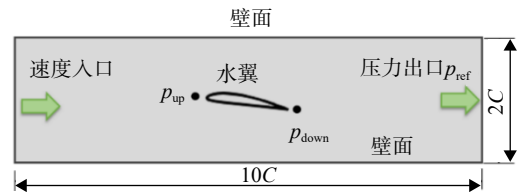
$$\sigma = \frac{p_{ref} - p_v}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2} \quad (29)$$

$$C_l = \frac{F_l}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 CS} \quad C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 CS} \quad (30)$$

式中 σ 为空化数, C_l 为升力系数, C_d 为阻力系数, U_∞ 为参考速度, 本研究中设为入口速度; F_l 、 F_d 分



(a) 实验测试段



(b) 数值计算域

图 1 实验测试段和数值计算域

Fig. 1 Experimental test section and numerical calculation domain

表 1 物性参数

Table 1 Physical property parameters

$\rho_l / (\text{kg/m}^3)$	$\rho_v / (\text{kg/m}^3)$	$\mu_l / 10^{-6} (\text{Pa}\cdot\text{s})$	$\mu_v / 10^{-4} (\text{Pa}\cdot\text{s})$	p_v / Pa	温度/K	气体常数 $R_g / (\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K}))$	亨利常数/ 10^9 Pa	摩尔 质量比 M
998	0.0173	1.006	5.619	2339	293.15	287	4.4	1.78

表 2 计算条件

Table 2 Calculation conditions				
攻角/ (°)	入口速度/ (m/s)	$\gamma_{\text{O}}/\%$	σ	p_{ref}/Pa
8	8.1	20 (lowDO)	1.05	36 725
		50 (midDO)	0.92	32 480
		80 (highDO)	1.05	36 725
20	5.6	25 (lowDO)	2.08	34 888
		53 (midDO)	2.05	34 420
		76 (highDO)	2.08	34 888

别为升力及阻力。

如图 2 所示,本研究采用结构化网格对计算域进行空间离散,使用 C 型 block 对水翼附近网格进行切分,并对壁面附近网格进行加密使边界层满足湍流计算要求($y^+\approx 1$)。以相同划分策略共划分 4 套网格进行网格无关性分析,并采用低溶解氧(lowDO)工况进行计算,结果列于表 3 中。对比 4 套网格下 C_l 和 C_d 的变化,综合考虑计算精度和计算成本,选择 Mesh 3 作为计算网格,其总网格数约为 34.2 万。

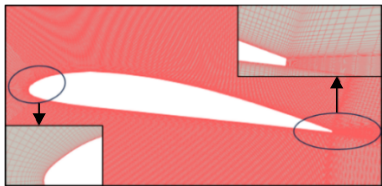


图 2 水翼近壁面网格分布
Fig. 2 Grid distribution near the hydrofoil

1.3 数值方法

本研究基于开源 CFD 计算平台 OpenFOAM 展开数值实验,采用有限体积法对控制方程中时间及空间项进行离散。其中,时间项采用 1 阶 Euler 格式进行离散,梯度项、散度项、Laplacian 项分别采用 2 阶 Gauss linear、Gauss linear Up-

表 3 网格无关性检验

Table 3 Grid independence verification				
网格名称	网格数/ 10^4	C_l	C_d	y^+ (平均值)
Mesh 1	8.2	0.882	0.165	1.8
Mesh 2	13.8	0.939	0.169	1.6
Mesh 3	34.2	0.946	0.170	1.2
Mesh 4	62.3	0.948	0.170	1.1

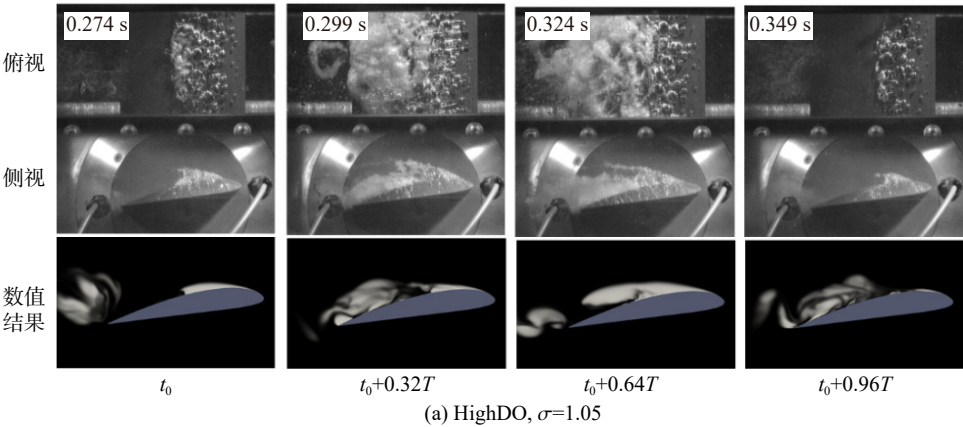
wind 及 Gauss linear corrected 格式进行离散。采用 PIMPLE(pressure-implicit method for pressure-linked equations)算法求解非稳态压力-速度耦合方程,使用 MULES(multidimensional universal limiter for explicit solution)求解器计算空泡体积分数。此外,计算中采用可变时间步(adaptive time-stepping)方法,限制最大库朗特数 $Co_{\text{max}}=1.2$,维持非稳态求解过程的稳定性。

2 结果与讨论

2.1 溶解氧浓度对空泡演化及水动力特性的影响

图 3 为 8°攻角下典型周期内水翼空化泡的演化过程, t_0 为空化周期内一个典型的初始时刻。图 4(a)~图 4(c)为水翼升阻力系数的时域图(包含数值结果及实验结果);图 4(d)为升力系数 C_l 的频域图(数值结果), f 表示 C_l 的振荡主频,其无量纲斯特劳哈尔数 St : $St=f \times C/U_\infty$ 。表 4 汇总了不同 DO 浓度下升阻力系数平均值及空化泡脱落主频的数值结果及实验结果。图 3 中,对比实验结果与数值结果可以发现,在不考虑空泡沿展向所呈现出的三维结构下,采用数值方法基本可以定性地复现空泡沿水翼弦长方向的演化过程。需要说明的是,受实验条件影响,实验中空化可视化采样间隔为 $\Delta t=0.025\text{ s}$,而根据图 3 及表 4 中结果可以发现,不同 DO 浓度下空化周期并不一致。

由表 4 可见,数值结果与实验结果中水翼升



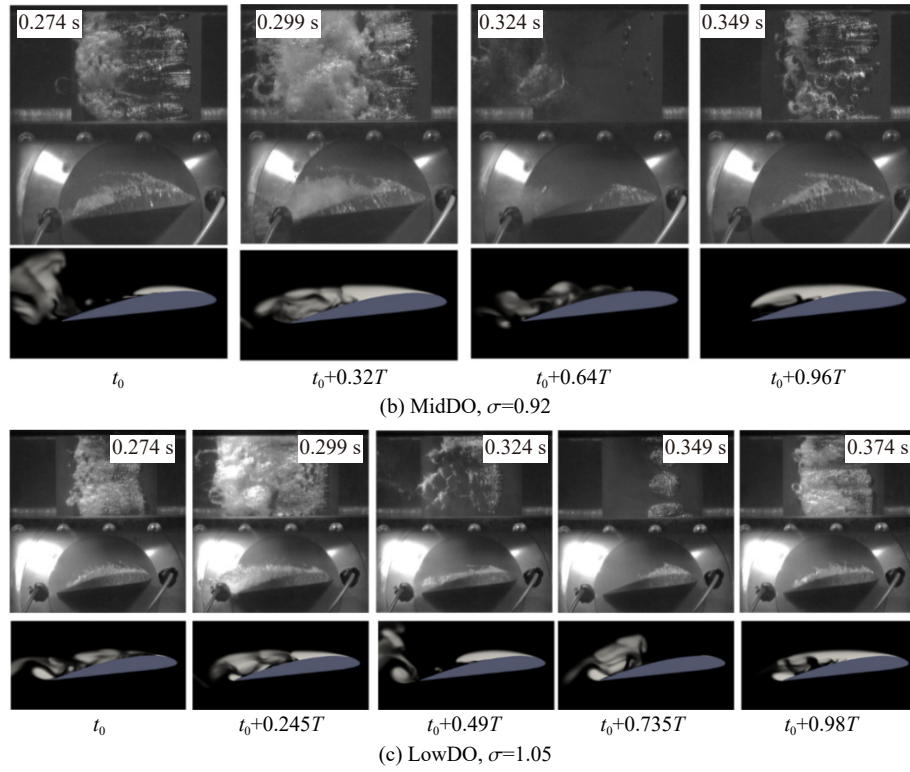
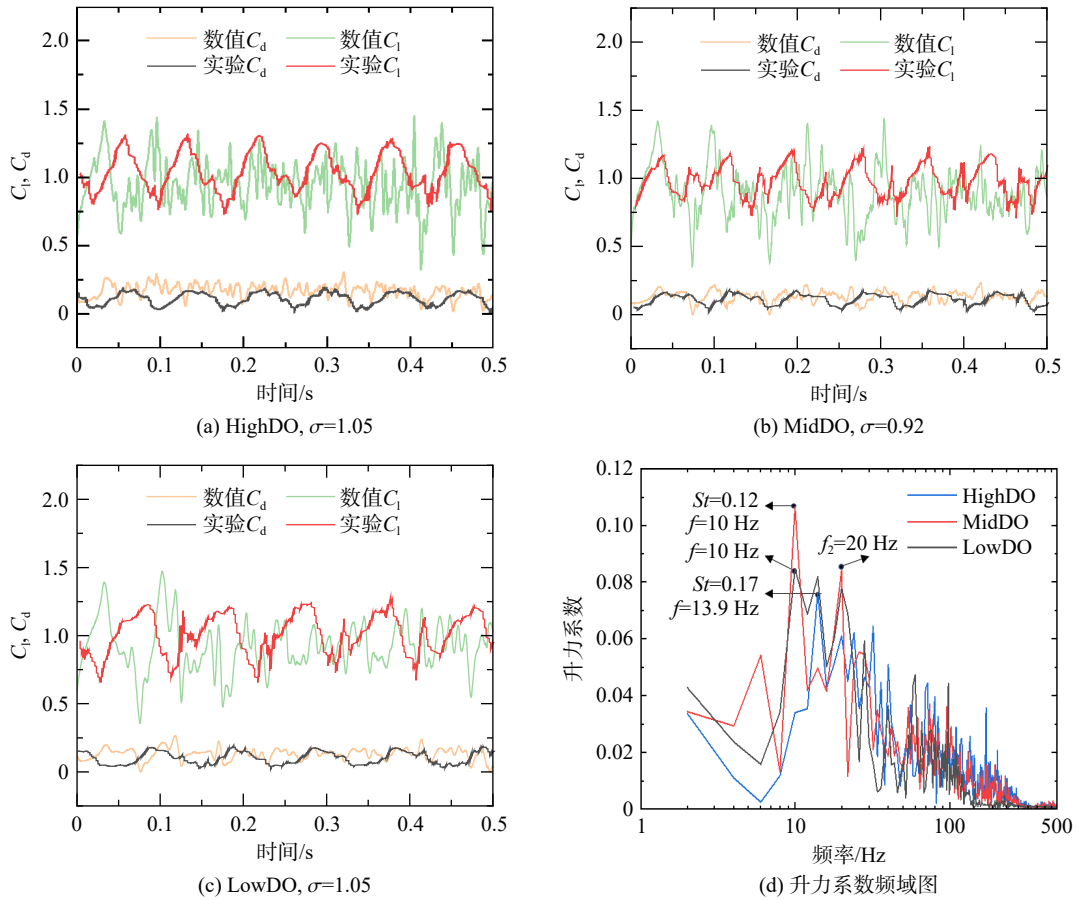
图3 典型周期内水翼空化的演化($\alpha=8^\circ$)Fig. 3 Evolution of hydrofoil cavitation within a typical period ($\alpha=8^\circ$)图4 水翼升阻力系数的时域图及升力系数频域图($\alpha=8^\circ$)Fig. 4 Time-domain plots of the hydrofoil's lift and drag coefficients and the frequency-domain plot of the lift coefficient ($\alpha=8^\circ$)

表 4 8°攻角下升阻力系数平均值及主频
Table 4 Average values of lift and drag coefficients and dominant frequency at an attack angle of 8°

DO 浓度	空化主频 /Hz		升力系数平均值		阻力系数平均值	
	实验	数值	实验	数值	实验	数值
HighDO	12.7	13.9	1.05	0.95	0.11	0.17
MidDO	12.7	10.0	0.97	0.89	0.11	0.13
LowDO	9.8	10.0	1.00	0.92	0.10	0.13

阻力系数的平均值较为一致,而空化主频却有一定差异。造成这种差异的主要原因是本研究采用 SST $k-\omega$ 湍流模型,计算时会把一些瞬态湍流-空化间的相互作用“平滑掉”,难以精准捕捉空泡脱落、塌缩等空化流动中的强烈非定常现象,从而致使瞬态信息缺失。另外,在图 4(d)数值结果中,除主频 f 外,与之接近的低频分量也具有较高幅值(如 midDO 中,主频 f 的二次谐波 f_2),这使得数值结果中升力系数及空泡演化过程中出现更多低频振动与小尺度空泡脱落现象。这可能由以下两个主要原因所产生:①本研究对实际的三维空化流动进行二维简化,且未考虑水翼与壁面间的泄漏流;②SS-DG 空化模型求解扩散通量 $\dot{M}_g$ 时,忽略了 NCG 的非稳态过程。综合对比 3 种不同工况可以看出,DO 浓度对水翼升阻力系数的平均值影响较小,但会改变其非稳态特性。比较 lowDO 和 highDO 两工况,相同空化数下 ($\sigma=1.05$),数值结果与实验结果均表明提高 DO 浓度,升力系数主频也随之有所升高。假设在相同低压区,液体中溶解氧浓度越高,显然,将会有更多气核开始生长;而且,由式(19)可知,溶解氧浓度越高,气核中不凝性气体分压 p_g 越高,在液体饱和压 p_v 和局部压力 p 相同的条件下,空泡生长的驱动压力 $|(p_v + p_g) - p|$ 越大,空泡的体积变化速率更快,因此,实验和模拟中均发现水翼空化主频在 highDO 下具有较高数值。而对于 midDO,由于实验空化数与 lowDO 和 highDO 略有差异(约

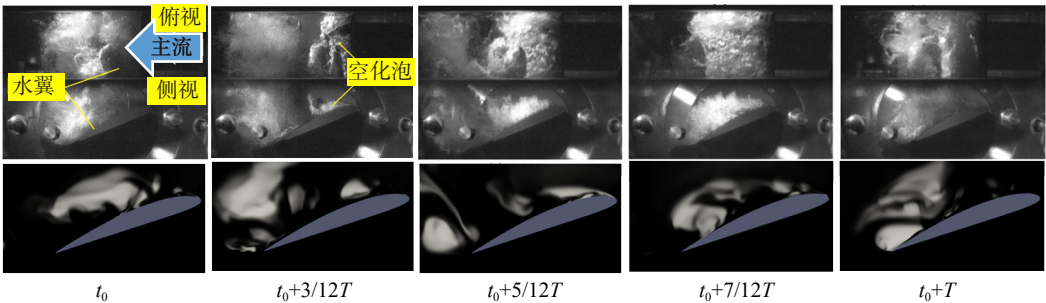
0.13),因此, midDO 升力系数主频未表现出这一趋势。由 highDO 和 lowDO 两种工况对比可知,DO 浓度对升力系数振荡幅值影响较小。

另一方面,从空化泡形态来看,实验结果中不同 DO 浓度下,水翼前缘附近空泡形态有明显差异:当 DO 浓度较高时,空泡呈透明泡状,而当 DO 浓度较低(如 lowDO)时,则呈现白色沫状;在水翼后半部分,由于空泡充分发展形成云状空化,DO 浓度对空泡形态影响并不明显。对于数值结果,因为 SS-DG 空化模型是基于均质平衡流假设而开发的,所以,难以直接从计算结果中识别出 DO 对空泡形态的影响。

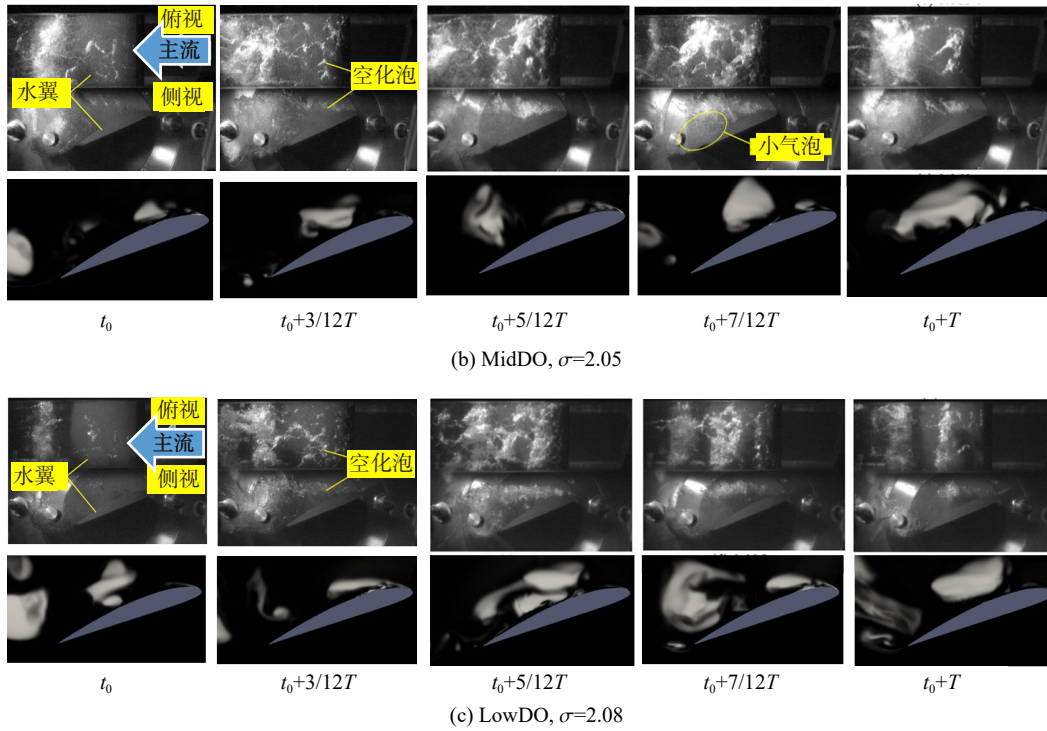
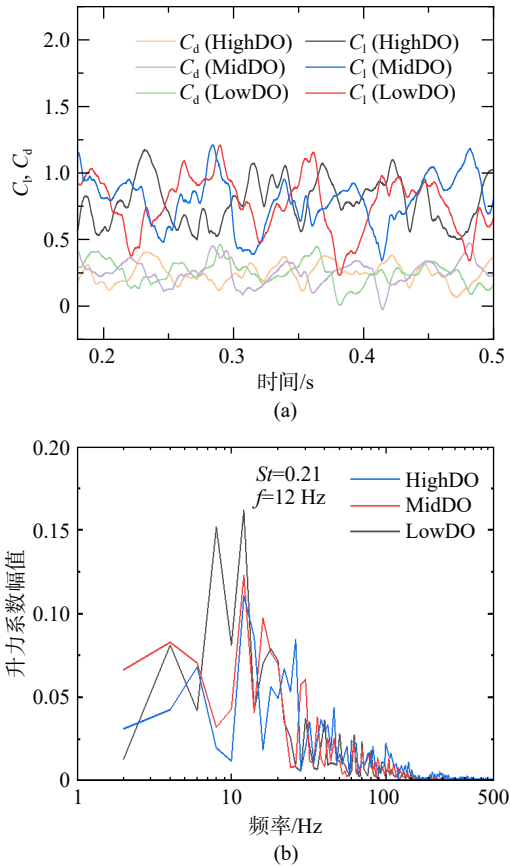
图 5 为 20°攻角、不同 DO 浓度下,典型周期内水翼空化的演化过程。图 6 为水翼升阻力系数时域图及升力系数频域图的数值结果。根据数值结果可得,3 种不同 DO 浓度下水翼升力系数的平均值分别为 highDO 为 0.789, midDO 为 0.794, lowDO 为 0.766;阻力系数的平均值分别为 highDO 为 0.245, midDO 为 0.252, lowDO 为 0.252。结合图 6 可知,不同 DO 浓度对大攻角下水翼升阻力系数的平均值及频谱特性影响也较小。另一方面,与小攻角(8°)水翼相比,20°攻角水翼前缘发生大尺度流动分离,因此,难以观察到类似图 3 中所呈现的透明状空泡,而是主要以白色沫状的分离涡空化及云状空化为主。此外,对比实验中水翼周围的空泡形态,可以发现随着 DO 浓度增加,水翼吸力面附近的空泡密度有所增加(俯视图),这表明大攻角下 DO 浓度增加会加剧水翼空化强度。

2.2 时均场中空化区溶解氧浓度分布及其对空化的影响

由文中第 2.1 节的数值结果及实验结果可知,不同 DO 浓度对水翼的水动力特性影响较小,但从实验结果来看不同浓度 DO 对水翼附近空泡形态特征却有显著影响。为进一步深入探究 DO 浓



(a) HighDO, $\sigma=2.08$

图5 典型周期内水翼空化的演化($\alpha=20^\circ$)^[26]Fig. 5 Evolution of hydrofoil cavitation within a typical period ($\alpha=20^\circ$)^[26]图6 水翼升阻力系数的时域图及升力系数频域图($\alpha=20^\circ$)Fig. 6 Time-domain plots of the hydrofoil's lift and drag coefficients and the frequency-domain plot of the lift coefficient ($\alpha=20^\circ$)

度对空泡的影响机理, 图7展示了两种攻角、不同DO浓度下, 水翼附近空泡体积分数 $\bar{\alpha}$ 、空化区相对浓度($C_{rel} = \bar{c}_1 - c_\infty$, 其中 $\bar{c}_1$ 、 c_∞ 分别为空化区内DO局部浓度的时均值和无穷远处DO浓度值(即入口边界处的DO浓度))以及空泡生长率(bubble growth rate, BGR)的时均场。其中, 空化区是根据水翼附近空泡体积分数时均值分布切取 $\bar{\varphi} \in (0.05, 0.95)$ 而得, BGR则是由式(19)求得。

与空泡发展的瞬态场类似, 在空泡分布的时均场中, 不同浓度DO对其影响也并不明显。观察浓度场, 可以发现不同DO浓度(c_∞)会显著影响水翼空化区与周围液体的相对浓度。首先, 在空化发生区, 由于大量空化泡存在, 周围液体中DO会逐渐析出进入空泡内形成NCG, 因此, 该区域内液体中DO浓度显著降低(深蓝色区); 其次, 仔细观察 8° 攻角水翼前半部分(以及 20° 攻角水翼前缘附近), 可以发现边界层内液体浓度要高于周围液体浓度(深红色区), 这主要是由于该区域内液体流速低, DO的对流作用微弱, 空泡破裂时内部NCG溶解进入液体中并逐渐累积, 从而形成图中所示高浓度区。对于 20° 攻角, 水翼边界层在靠近水翼前缘附近即发生分离, 因而, 高浓度区也相对更小。再者, 空化区内 8° 攻角下的DO相对浓度较 20° 下更低(lowDO、midDO尤为

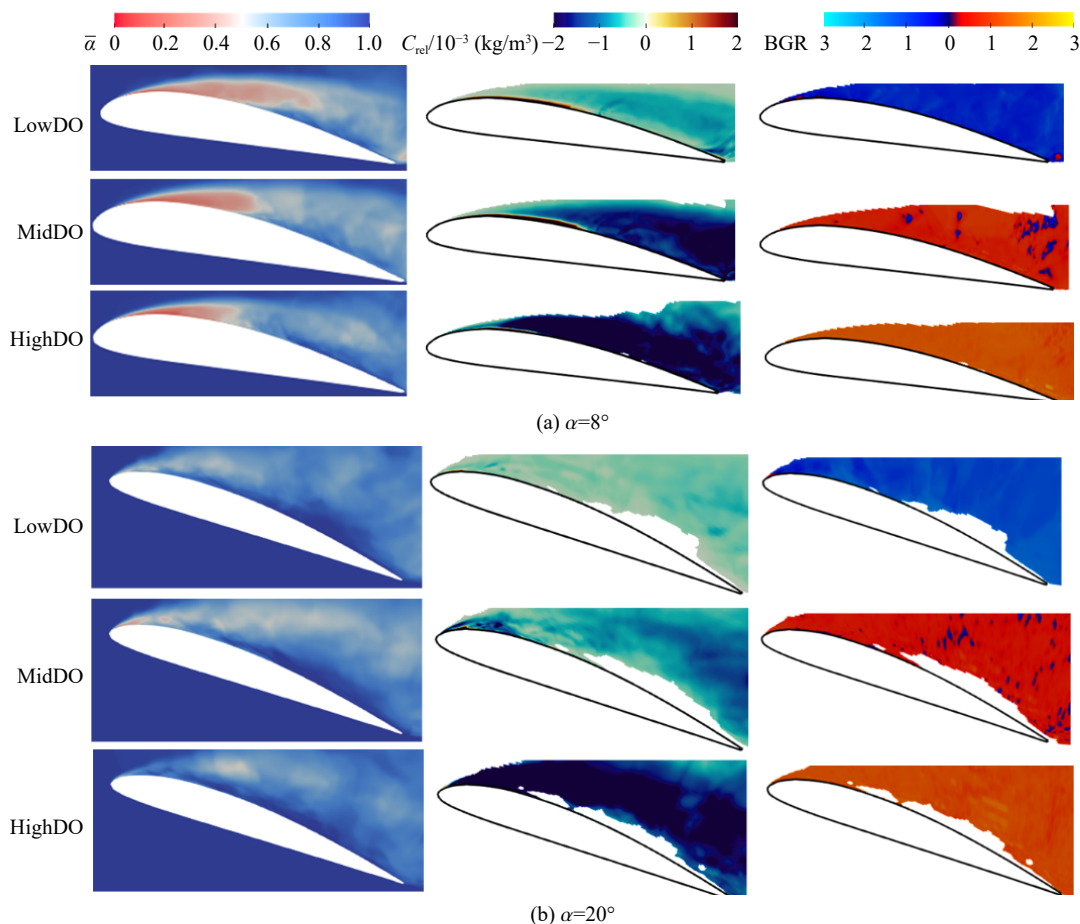


图 7 水翼附近空泡体积分、相对浓度、空泡生长率的时均场

Fig. 7 Time-averaged cavitation volume fraction, relative concentration, and cavitation bubble growth rate near the hydrofoil

明显),这主要是由于大攻角下水翼吸力面附近出现大尺度流动分离现象,在分离区内 DO 有较长时间与周围液体发生质量交换(扩散)作用。所以,大攻角水翼空化区内 DO 浓度与周围液体浓度差(即 C_{rel})相对较小。

图 7 中空泡生长率 BGR 时均场可以同时反映空泡生长/破裂区域以及生长/破裂速度。由于两种不同攻角下 BGR 差异较小,因此,主要以 8° 攻角进行分析。LowDO 下,水翼周围大部分区域 BGR 为负值,由式(19)可得 $p_v + p_g - p < 0$,仅在水翼前缘附近有限区域内 BGR 为正。换言之,仅在水翼前缘附近空泡生长($p_{bubble} = p_v + p_g > p$),而其他大部分空化区内空泡破裂为主($p_{bubble} < p$)。因此,lowDO 下,水翼周围空泡主要由蒸气空化机理形成。与 lowDO 相比,highDO、midDO 下,大部分空化区内空泡内压 p_{bubble} 高于液体平均压力,释气空化作用不可再忽略,所以,这两种工况下空化区是由蒸气空化与释气空化两种空化机理共同作用的结果。进一步地,在水翼后半部分高压区内,lowDO 下,空泡破裂($BGR < 0$),而对于 highDO 及

midDO,空泡仍处于生长阶段($p_{bubble} > p$),这或许是导致不同 DO 浓度下空泡形态差异的主要原因。

3 结 论

本文基于 SS-DG 空化模型对 Clark Y-11.7% 水翼空化进行数值仿真,聚焦液体水中溶解氧的对流扩散作用及溶解/析出过程,深入探究 DG 对水翼空化的影响机制,结合实验结果,得到如下结论:

1) 8° 攻角、不同 DO 浓度下水翼前缘附近空泡形态差别较大, 20° 攻角下,DO 浓度会改变水翼空化强度;两种攻角下,不同浓度 DO 对水翼升阻力系数的平均值影响较小,但会改变其非稳态特性。

2) 在相对浓度时均场中,大部分空化区内 DO 浓度明显低于周围液体,而在水翼未发生边界层分离的区域内 DO 浓度却会高于周围液体; 20° 攻角下,由于大尺度流动分离现象出现,空化区内 DO 浓度与周围液体浓度差 C_{rel} 相对较小。

3) 由空泡生长率时均场可知,lowDO 下,水

翼周围空化区主要受蒸气空化机理控制; 而 highDO、midDO 下, 空化区则是蒸气空化与释气空化两种空化机理共同作用的结果, 这或许是导致不同 DO 浓度下空泡形态差异的主要原因。

参考文献:

- [1] ZHAO Siwei, LI Yiming, ZHANG Ling, et al. Influence of the volute tongue shape on cavitation performance in aviation fuel centrifugal pump[J]. *Scanning*, 2023, 2023(1): 7189771.
- [2] 熊英华. 航空燃油泵空化性能分析及优化[D]. 北京: 北京理工大学, 2016.
XIONG Yinghua. Analysis and optimization of cavitation performance of an aviation fuel pump[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2016. (in Chinese)
- [3] ZHAO Xing'an, HUANG Biao, CHEN Tairan, et al. Numerical simulations and surrogate-based optimization of cavitation performance for an aviation fuel pump[J]. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 2017, 31(2): 705-716.
- [4] FU Jiangfeng, LIU Xianwei, YANG Junjie, et al. Optimization of cavitation characteristics of aviation fuel centrifugal pump inducer based on surrogate model[J]. *Structural and Multidisciplinary Optimization*, 2023, 66(11): 241.
- [5] ZHOU Jianbo, HE Dongjing, ZHANG Rui, et al. Research on the performance of a centrifugal aviation fuel pump based on response surface methodology[J]. *Processes*, 2023, 11(11): 3055.
- [6] 王维军. 离心式航空燃油泵研究现状与展望[J]. *流体机械*, 2020, 48(10): 59-63.
WANG Weijun. Research status and prospect of centrifugal aviation fuel pump[J]. *Fluid Machinery*, 2020, 48(10): 59-63. (in Chinese)
- [7] FRANC J P, MICHEL J M. Fundamentals of cavitation[M]. Dordrecht: Springer Netherlands, 2005.
- [8] 季斌, 程怀玉, 黄彪, 等. 空化水动力学非定常特性研究进展及展望[J]. *力学进展*, 2019, 49(1): 428-479.
JI Bin, CHENG Huaiyu, HUANG Biao, et al. Research progresses and prospects of unsteady hydrodynamics characteristics for cavitation[J]. *Advances in Mechanics*, 2019, 49(1): 428-479. (in Chinese)
- [9] 吴钦, 郭一梦, 刘韵晴, 等. 非定常空化流动及其诱导振动特性研究综述[J]. *空气动力学学报*, 2020, 38(4): 746-760.
WU Qin, GUO Yimeng, LIU Yunqing, et al. Review on the cavitating flow-induced vibrations[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2020, 38(4): 746-760. (in Chinese)
- [10] YAN Longlong, GAO Bo, NI Dan, et al. Numerical study of unsteady cavitating flow in an inducer with omega vortex identification[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2022, 144(9): 091203.
- [11] YAN Longlong, GAO Bo, NI Dan, et al. Numerical analysis on the system instability of the cavitating flow around hydrofoil induced by the non-uniform inflow[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2022, 152: 104074.
- [12] MAGNE T, PARIDAENS R, KHELLADI S, et al. Experimental study of the hydraulic performances of two three-bladed inducers in water, water with dissolved CO₂, and jet fuel[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2020, 142(11): 111210.
- [13] HENRY W. Experiments on the quantity of gases absorbed by water, at different temperatures, and under different pressures[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 1803, 93(1803): 29-42, 274-276.
- [14] BRENNEN C E. Cavitation and bubble dynamics[M]. New York: Cambridge University Press, 2014.
- [15] VAN RIJSBERGEN M. A review of sheet cavitation inception mechanisms[R]. Honolulu, US; 6th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, 2016.
- [16] LI Buxuan, GU Youwei, CHEN Min. An experimental study on the cavitation of water with dissolved gases[J]. *Experiments in Fluids*, 2017, 58(12): 164.
- [17] ZHOU Yusi, LI Buxuan, GU Youwei, et al. A molecular dynamics simulation study on the cavitation inception of water with dissolved gases[J]. *Molecular Physics*, 2019, 117(14): 1894-1902.
- [18] MAGNE T, PARIDAENS R, RAVELET F, et al. Effect of gas content on the cavitating and non-cavitating performance of an axial three-bladed inducer[J]. *Multiphase Science and Technology*, 2020, 32(1): 81-92.
- [19] SCHNERR G H, SAUER J. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics[C]//Proceedings of the Fourth International Conference on Multiphase Flow. New Orleans, US: ICMF, 2001: 1-12.
- [20] HIGA Y, IIDA R, TSUDA S I, et al. Numerical investigation of cavitating flow around a hydrofoil considering advection-diffusion and precipitation of dissolved gas in liquid[C]//Proceedings of the 9th Asian Joint Workshop on Thermophysics and Fluid Science, 27-30 November 2022, Utsunomiya, Japan. Singapore: Springer, 2024: 73-81.
- [21] TAN B H, AN Hongjie, OHL C D. How bulk nanobubbles might survive[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 124(13): 134503.
- [22] 王巍, 刘明雨, 李智健, 等. 不同射流参数下水翼云空化流动控制研究[J]. *农业机械学报*, 2023, 54(4): 161-169.
WANG Wei, LIU Mingyu, LI Zhijian, et al. Control of hydrofoil cloud cavitation flow with different jet parameters[J]. *Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery*, 2023, 54(4): 161-169. (in Chinese)
- [23] CHEBLI R, AUDEBERT B, ZHANG G, et al. Influence of the turbulence modeling on the simulation of unsteady cavitating flows[J]. *Computers & Fluids*, 2021, 221: 104898.
- [24] ZHAO M, WAN D, CHEN G. Comparison of SST $k-\omega$ and Smagorinsky model in cavitation simulation around NACA0012[C]//ISOPE International Ocean and Polar Engineering Conference. Honolulu: ISOPE, 2019: ISOPE-I-19-019.
- [25] ZHAO Minsheng, WAN Decheng, GAO Yangyang. Comparative study of different turbulence models for cavitation flows around NACA0012 hydrofoil[J]. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2021, 9(7): 742.
- [26] MATSUURA Y, TSUJI D, WATANABE S, et al. Effects of dissolved gas on surface pressure of a hydrofoil under cavitation condition[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2022, 2217(1): 012020.

(编辑: 陈越)