

基于Omega涡识别理论的自适应空化流动模型*

屈念冲¹, 许开富¹, 项乐¹, 林荣浩², 党泉睿¹

(1. 西安航天动力研究所, 陕西 西安 710100;
2. 西安航天动力研究所 液体火箭发动机技术重点实验室, 陕西 西安 710100)

摘要: 液体火箭发动机涡轮泵内存在多种空化类型, 其发生机理有所不同, 现有数值计算方法通常采用同一套模型预测所有类型空化, 导致预测精度不足。为提高复杂空化流动的计算精度, 提出了自适应空化流动模型。基于先进的Omega涡识别理论和ZGB空化模型建立了相变系数自适应调整方法, 以涡轮泵内两种典型空化(附着空化和泄漏涡空化)为对象, 利用翼型实验对模型进行了验证。首先对比了几种涡识别方法的差异, 发现Omega方法对阈值不敏感且物理意义明确, 适合作为相变系数的取值依据; 分析了相变系数对附着空化和泄漏涡空化的影响规律及两种典型空化的形成机理。结果表明: 自适应模型相比ZGB模型, 对泄漏涡空化的预测精度在大间隙下提升了约181%, 小间隙提升了约27%, 对附着空化的预测更接近实验结果; 附着空化是吸力面脱落涡形成的原因, 间隙泄漏流场的涡带和剪切层空化是由间隙泄漏涡和分离涡共同作用形成的。

关键词: 空化模型; Omega涡识别; 相变系数; 附着空化; 叶顶间隙泄漏涡空化

中图分类号: V431 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2024) 02-2210076-13

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2210076

1 引言

液体火箭发动机涡轮泵诱导轮内的空化现象常常影响着发动机的稳定工作, 针对空化流动的研究也愈发被人们重视^[1]。

不同类型空化的产生机理有所区别, 诱导轮内空化通常先从叶顶间隙泄漏涡(Tip Leakage Vortex, TLV)空化开始, 逐渐向下游发展, 并在发展过程中与附着空化(Attached Cavitation, AC)、间隙分离涡(Tip Separation Vortex, TSV)空化相互影响^[2]。Dreyer等^[3]采用三维粒子图像技术(Stereoscopic Particle Image Velocimetry, SPIV)对水翼的叶顶间隙泄漏涡空化流动进行了实验研究, 展示了泄漏涡的轨迹和强度随间隙宽度变化的规律; Leroux等^[4]采用实验研究了NACA66水翼表面局部空化的发展, 讨论了局部空化不稳定的原因。

随着CFD(Computational Fluid Dynamics)技术的快速发展, 数值计算成为研究空化的重要手段之一, 而数值模型是影响计算结果的重要因素。20世纪初

众多学者先后提出了基于Rayleigh-Plesset方程的Kubota模型^[5]、Kunz模型^[6]和FCM(Full Cavitation Model)全空化模型^[7], 这类模型通过控制气相的蒸发和凝结源项来计算空化。2004年Zwart等^[8]在Kubota模型的基础上对质量输运方程中蒸气体积分数项进行了修正, 考虑了空泡初生和发展阶段体积变化的影响, 发展出了ZGB(Zwart-Gerber-Belamri)空化模型, 该模型后续被广泛应用于工程计算中。Morgut等^[9]对比了FCM, Kunz和ZGB三种模型对二维水翼附着空化的计算效果, 得出了经验系数的相对最优值; 刘艳等^[10]采用FCM和ZGB模型计算了二维水翼空化流动, 验证了当经验系数取值合理时, 两种模型均有较好的计算结果; 郭婧^[11]采用修正的空化模型研究了泄漏涡和空化之间的相互作用关系; 赵宇^[12]提出了空化涡模型, 采用仿真和实验研究了攻角和间隙大小等参数对泄漏涡空化演变及水动力特性的影响; 程怀玉等^[13]采用大涡模拟(Large Eddy Simulation, LES)和考虑气核效应的欧拉-拉格朗日空化模型研究了间隙泄漏涡和分离涡的相互影响作用。

* 收稿日期: 2022-10-22; 修订日期: 2023-01-09。

作者简介: 屈念冲, 硕士生, 研究领域为流体机械及工程。

通讯作者: 项乐, 博士, 工程师, 研究领域为涡轮泵设计。E-mail: 13126986485@163.com

引用格式: 屈念冲, 许开富, 项乐, 等. 基于Omega涡识别理论的自适应空化流动模型[J]. 推进技术, 2024, 45(2): 2210076. (QU N C, XU K F, XIANG L, et al. A self-adaptive cavitation model based on Omega vortex identification theory[J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(2):2210076.)

目前大部分常用的空化模型采用同一套经验系数,对间隙泄漏涡空化的捕捉能力较差,对间隙分离涡空化等小尺度、强旋转的复杂流动模拟并不准确,在全流域采用同一套经验系数,未区分空化类型,造成了空化区计算失真或预测不足的问题。实际上涡空化的计算与流场中旋涡的产生有着密切的关联,因此准确识别流场涡结构尤为重要。近几十年来,人们提出了多种涡识别方法,目前在水力机械中应用较为广泛的理论有:涡量法、 Q 方法^[14]和 λ_2 方法^[15]。涡量法作为第一代涡识别方法混淆了涡量和旋涡,无法分辨强剪切的非旋转区域和实际旋转运动。而 Q 方法和 λ_2 方法是基于速度梯度张量分解的第二代涡识别方法。其明确了涡和涡量的区别,要求在涡结构中存在涡量,同时利用速度梯度张量分解中的刚体旋转部分来补偿流体的变形运动。但其识别结果过于依赖阈值,参数的物理意义也不够明确,导致最终结果往往取决于使用者经验^[16]。2016年Liu等^[17]提出了Omega方法,针对涡识别参数的阈值和物理意义做出了相应修正。杨宝锋等^[16]采用Omega方法计算了高速离心泵内的涡结构并研究了流体动静干涉机理。但目前采用涡识别方法进行空化计算的研究还较少,引入Omega方法的更鲜有报道。

本文针对水翼的间隙涡空化和表面附着空化,在ZGB空化模型的基础上引入新型涡识别方法进行修正,提出了自适应空化流动模型。采用自适应模型对NACA0009三维水翼间隙流场和NACA 66二维空化流场进行了仿真计算,与Dreyer等^[3]和Leroux等^[4]实验结果进行对比,验证了自适应空化流动模型的有效性和准确性,并进一步分析了不同类型空化的特征和发展过程。

2 方法

2.1 研究对象

由于诱导轮内存在不同类型的空化,其相互耦合导致流动极为复杂,研究难度极大,因此常采用翼型绕流模拟诱导轮叶片前缘流动。

本文采用Leroux等^[4]研究中的NACA 66二维水翼模拟研究诱导轮工作时来流吸力面表面的附着空化。翼型弦长 $C=150$ mm,最大厚度比12%,距叶片前缘45%处,最大弯度比2%,距叶片前缘50%处,攻角与实验一致为 6.5° 。

针对间隙泄漏流动的计算采用Dreyer等^[3]研究中的NACA0009三维翼型。水翼最大厚度 $h=9.9$ mm,尾部截断后弦长 $C=100$ mm,间隙宽度为 t 。流场中远

离间隙一端为固定端,模拟诱导轮轮毂。间隙两侧的叶顶和壁面分别代表了诱导轮叶片的叶顶和壳体壁面。

2.2 控制方程

本文计算过程均在 25°C 等温条件下进行,空化流场计算采用均相流模型,流场中混合相由液相和蒸气相组成,假设各相共享湍流场且速度相同,借助气液两相的体积分数定义混合相的密度 ρ_m 和动力黏度 μ_m 为

$$\rho_m = \alpha_v \rho_v + \alpha_l \rho_l \quad (1)$$

$$\mu_m = \alpha_v \mu_v + \alpha_l \mu_l \quad (2)$$

$$\alpha_v + \alpha_l = 1 \quad (3)$$

混合相连续性方程和动量方程为

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

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

式中 ρ 为密度, u 为速度, p 为压力, α 为体积分数, μ 为动力黏度,下标 l 表示液相, v 表示气相, m 表示混合相。

2.3 自适应空化流动模型

基于涡空化的特点和对诱导轮内大曲率强旋转特征的修正,本文采用SST-CC湍流模型^[18],设定曲率生成项的修正系数为1.25。SST-CC模型对流场旋转和曲率的特点进行了修正,保留了SST $k-\omega$ 模型对边界层逆压力梯度预测精度高的特点,使用混合函数从壁面附近的 $k-\omega$ 模型逐渐过渡到边界层外的高雷诺数的 $k-\varepsilon$ 模型,考虑了湍流剪切应力引起的输运效果^[19]。

涡结构对于湍流的产生、维持和演化起着重要的作用,同时也影响了空化区的演变过程^[20]。泄漏涡空化和附着空化这两种典型的空化,均与流场涡结构有着密切的关系:泄漏涡空化的产生依赖泄漏涡涡心低压区,附着空化进一步发展引起的脱落涡是影响流动状态的重要因素。以ZGB模型为代表的空化模型在计算时,并不能区分这两种典型的空化类型,模型中的经验系数在全流场取同一数值,对于泄漏涡空化和小尺度涡空化的预测不准确^[11,19],因此准确识别涡结构对空化的计算意义重大。Liu等^[17]在2016年提出将涡量 ω 分解为旋转部分 R 和非旋转部分 S , S 代表涡量中的纯剪切,引入 Ω 值表示涡量的相对浓度。

$$\boldsymbol{\omega} = \mathbf{R} + \mathbf{S} \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{V} = \mathbf{R} + (\nabla \times \mathbf{V} - \mathbf{R}) \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{V} = \sqrt{\Omega} \|\nabla \times \mathbf{V}\|_2 \frac{\mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|_2} + \left(\nabla \times \mathbf{V} - \sqrt{\Omega} \|\nabla \times \mathbf{V}\|_2 \frac{\mathbf{R}}{\|\mathbf{R}\|_2} \right) \quad (8)$$

式(7)和式(8)中第一项代表旋转涡量部分,第二项代表非旋转涡量部分,并定义 Ω 为旋转涡量部分和总涡量的比值。

$$\Omega = \frac{(\nabla \times \mathbf{V} \cdot \mathbf{R})^2}{\|\nabla \times \mathbf{V}\|_2^2 \cdot \|\mathbf{R}\|_2^2} \quad (9)$$

通过 Cauchy-Stokes 分解将速度梯度张量 $\nabla \mathbf{V}$ 分解为对称矩阵 \mathbf{A} 和反称矩阵 \mathbf{B} , 则可以通过下式对 Ω 值进行近似计算:

$$\Omega = \frac{b}{a + b + \varepsilon} \quad (10)$$

式中 ε 为一小值正数,取 0.001, a 和 b 分别为速度梯度张量 $\nabla \mathbf{V}$ 分解的对称矩阵 \mathbf{A} 和反称矩阵 \mathbf{B} 的 Frobenius 范数平方。

Ω 的取值范围为 0~1, 表示了涡量的相对浓度, 当 $\Omega > 0.5$ 时, 说明反称张量 \mathbf{B} 较对称张量 \mathbf{A} 占优势, 即旋转作用更强, 因此可以利用 Ω 略大于 0.5 来判别流体中的旋涡区域。Liu 等^[17] 提出用 $\Omega = 0.52$ 作为判断依据来判断涡的边界。

为更准确计算空化, 区分不同空化类型, 采用 Omega 涡识别方法的捕捉结果对 ZGB 空化模型中相变系数自适应取值, 建立基于涡结构的空化模型。自适应模型通过气相输运方程和简化的 Rayleigh-Plesset 方程实现气液两相之间的质量传输, 其数学模型表达为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha, \rho_v) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_v \rho_v u_{vij}) = \dot{m}_e - \dot{m}_c \quad (11)$$

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l}} \quad (12)$$

$$\dot{m}_e = F_v \frac{3\alpha_{nuc}(1 - \alpha_v)\rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l}}, p < p_v \quad (13)$$

$$\dot{m}_c = F_c \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l}}, p \geq p_v \quad (14)$$

$$F_v = 25 \times \tanh[7.482 \times (\Omega - 0.52)] + 75 \quad (15)$$

$$F_c = 0.05 \times [0.1 - 0.1 \times \tanh[11.57 \times (\Omega - 0.711)]] \quad (16)$$

式中 u_{vij} 是气相速度, p_v 是气泡压力, 用液相的饱和蒸气压 p_{sat} 表示, p 是气泡外液体压力, \dot{m}_e 和 \dot{m}_c 分别表示了气相蒸发生成和凝结消失的质量输运项, 也称蒸

发率和凝结率^[9,11,21], 气泡半径 R_B 用气核半径表示为 $R_B = R_{nuc} = 1 \mu\text{m}$, 气核体积分数 $\alpha_{nuc} = 5 \times 10^{-4}$, F_v 和 F_c 分别为采用 Omega 涡识别方法修正后的蒸发系数和凝结系数, 其关系见图 1。

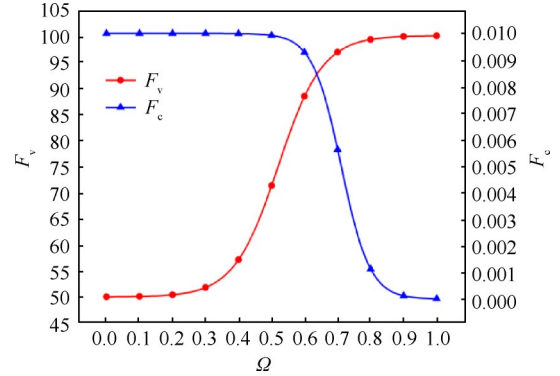


Fig. 1 Expressions of condensation coefficient and evaporation coefficient with Ω

2.4 边界条件和无关性验证

考虑到仿真计算边界条件和后处理分析, 定义流场空化数 σ 和压力系数 C_p 为

$$\sigma = \frac{p - p_{sat}}{\frac{1}{2} \rho v_\infty^2} \quad (17)$$

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho v_\infty^2} \quad (18)$$

式中 p_∞ 和 v_∞ 分别为流场参考压力和速度, 下文计算均根据空化数 σ 确定相应的工况。

2.4.1 NACA66 二维空化流场

NACA66 二维水翼计算域如图 2 所示, 入口和出口分别距水翼前缘 300 mm 和 800 mm, 上下壁面相距 192 mm, 壁面为绝热无滑移壁面^[22]。利用 ANSYS ICEM 软件在水翼表面周围划分 C 型结构网格, 并进行加密, 在翼型尾缘尖角处采用 Y 型网格划分, 见图 3, 得到壁面 y^+ 在 1 左右, 满足计算要求。

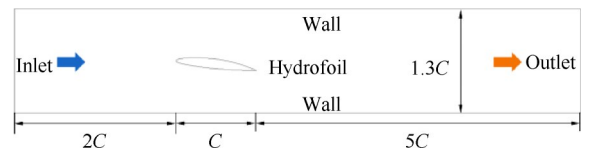


Fig. 2 Computational domain of NACA66

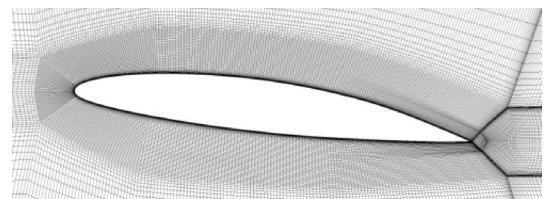


Fig. 3 Computational grids around the hydrofoil

为使网格数对计算结果的影响最小,共划分三套网格,网格单元数分别约为 3 万、4.5 万和 6 万,计算了无空化时吸力面压力系数分布并与实验进行了对比,如图 4 所示。考虑计算经济性和准确性,选择 4.5 万网格作为计算网格。

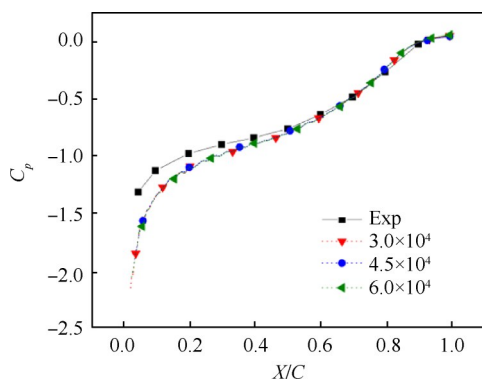


Fig. 4 Non-cavitation pressure distribution on suction side of NACA66 2D hydrofoil

计算边界条件采用速度入口和压力出口,入口速度为 5.33 m/s,出口压力根据空化数进行调节,空化数根据 Leroux 等^[4]的实验分别取 1.41, 1.34, 1.30 和 1.25。

2.4.2 NACA0009 三维间隙流场

三维间隙流场以弦长中心点在间隙外壁面投影点作为坐标原点,来流方向为 x 轴,展向方向为 z 轴,厚度方向为 y 轴。计算域与实验一致,见图 5,尺寸为 750 mm×150 mm×150 mm,入口和出口分别距离原点 2.5C 和 5C,间隙宽度采用无量纲量化表示为 $\tau=t/h$ 。

由于间隙泄漏涡的尺度较小,对网格质量要求高,使用 ANSYS ICEM 软件划分 C 型结构网格,第一层网格高度为 30 μm ,得到水翼表面最大 y^+ 值为 30,平均 y^+ 约 20,满足计算要求,保证壁面 y^+ 值不变对间隙和水翼表面间隙端表面进行加密,如图 6 所示。

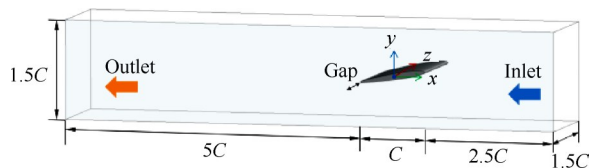


Fig. 5 Computational domain of NACA0009

泄漏涡空化计算结果最直观体现在涡带的形态和长度,选择 $Q=5 \times 10^4 \text{ s}^{-2}$ 等值面表示的空化涡带的长度作为网格无关性的检验量。共划分四套网格,由表 1 可知,当网格数量为 710 万时,泄漏涡涡带长度已经达到了 219.5 mm,继续增加格数量达到 993 万

时,涡带长度为 219.55 mm,仅增加了 0.02%,但计算资源明显增加,为保证计算精度和效率,选择 Mesh3 作为计算网格。

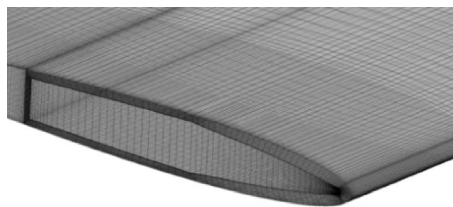


Fig. 6 Grids distribution around the hydrofoil tip

Table 1 Effect of grid size on length of vortex band

Mesh	Elements	Layers of tip	Length of TLV/mm
1	3 026 646	50	122.88
2	5 236 746	70	196.93
3	7 100 526	80	219.50
4	9 929 562	90	219.55

NACA0009 泄漏涡空化流场的边界条件采用速度入口和压力出口,入口速度 $v_{in}=10 \text{ m/s}$,出口压力根据空化数 $\sigma=2$ 调节,其余边界面均为绝热、无滑移壁面。

以上两算例均采用 ANSYS CFX 19.1 软件进行计算,流动工质为 25 $^{\circ}\text{C}$ 的水和水蒸气,饱和蒸气压 $p_{sat}=3169 \text{ Pa}$,近壁面采用自动壁面函数,将无空化的单相水流场作为空化计算初值,计算收敛残差为 10^{-6} 。

3 结果与讨论

3.1 涡识别方法对比

自适应模型计算空化流场依赖对涡结构的识别,因此涡识别方法的选择就变得至关重要。前文已介绍了 Omega 涡识别方法的数学模型,现针对其应用进行分析对比。

图 7 显示了几种涡识别方法在 NACA 66 二维附着空化流场的识别结果。图 7(a)和图 7(b)分别显示了 Q 方法和 λ_2 方法在 $\pm 10^4 \text{ s}^{-2}$ 范围内的参数分布。实际 Q 方法参数最大为 $-4.00 \times 10^7 \sim 1.69 \times 10^9 \text{ s}^{-2}$, λ_2 方法参数最大为 $-1.67 \times 10^9 \sim 3.87 \times 10^7 \text{ s}^{-2}$ 。其参数取值范围非常大,在水翼前缘处存在大梯度变化,对流场其他区域的解释能力较弱,较难将其与实际旋转运动联系起来。图 7(c)表示了 Omega 方法的识别结果,其参数取值为 0~1 的无量纲数。除在壁面周围由于粘性产生的高涡量剪切区域外,Omega 方法对水翼下游脱落的涡结构有明显的识别,根据其物理意义表示涡量相对强度不难发现, Ω 较大的区域均存在明显的

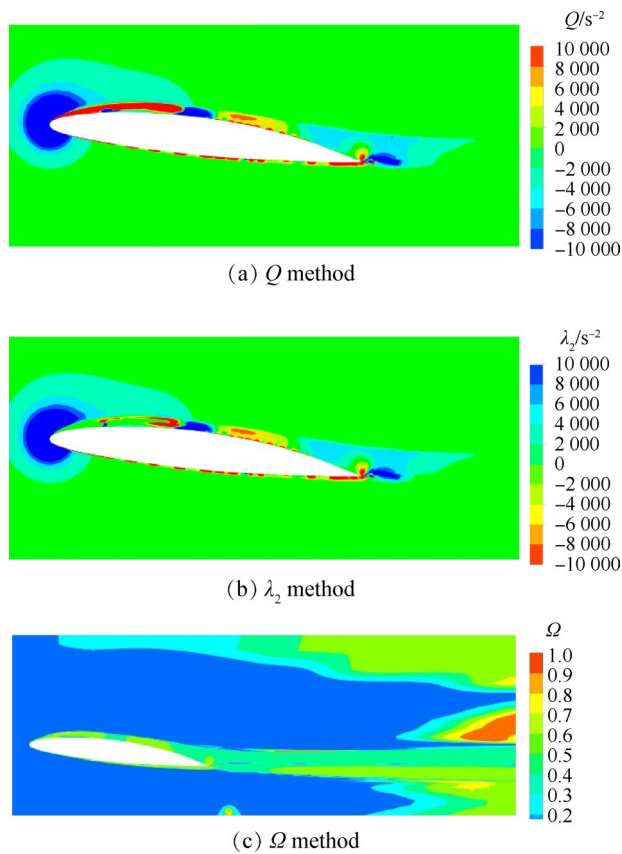


Fig. 7 Parameters distribution of different vortex identification methods

旋转运动和涡量。

图8展示了 Q 方法、 λ_2 方法和 Omega 方法所计算的三维泄漏涡结构。 Q 方法等值面所表示的涡结构取值跨度较大,在 $Q=1 \times 10^5 \text{ s}^{-2}$ 时,涡结构不完整并出现了大范围的涡破碎。同样,当 λ_2 没有恰当取值时,其等值面无法表示完整的涡结构且在壁面附近出现计算失真。图8中 $\Omega=0.52$ 等值面捕捉到了泄漏涡和吸力面的流动分离产生的马蹄形涡,在泄漏涡周围

产生的二次诱导涡和间隙内分离涡也被准确捕捉;当 $\Omega=0.9$ 时,可以通过其物理意义将流场中旋转涡量占较小的弱涡结构过滤掉,从而实现对不同类涡结构和空化类型的区分。

Omega 涡识别方法与其他第二代涡识别方法相比,具有物理意义清晰、易于实现、归一化、能够同时捕捉强涡和弱涡、并且无需大幅调节阈值的优点,因此 Ω 值可以作为空化模型中经验系数取值的评判依据。

3.2 相变系数对空化计算的影响

空化模型的影响机制是在压力小于饱和蒸气压的区域,通过蒸气源项生产气相质量,在压力大于饱和蒸气压的区域控制蒸气凝结过程。因此,控制蒸气质量的源项影响着空化模型的计算结果,其中的相变系数则是调节这一过程的重要方式。

3.2.1 附着空化

针对 NACA66 二维附着空化流场,根据表2不同相变系数的取值在 $\sigma=1.41$ 的工况下进行定常计算。取水翼吸力面压力分布系数为研究变量,将计算结果与实验值进行对比,如图9所示。图10展示了对应相变系数下的气相体积分数分布。

当凝结系数 $F_c=10^{-4}$ 和蒸发系数 $F_v=10$ 时,压力系数分布曲线明显偏离实验值,空化区形态与其余模型计算结果相差较大。

如图9(a)和图10(a)所示,凝结系数对附着空化计算结果的影响主要体现在空化区长度和气液过渡区的范围。当蒸发的气体质量恒定,凝结系数逐渐减小时,凝结作用减弱,空化过渡区气液交界面增大,吸力面压力系数曲线的变化斜率减小,气体贴近吸力面壁面并随主流发展至水翼下游,导致空化区长度增加。凝结系数 $F_c=10^{-4}$ 时,气相凝结作用大幅

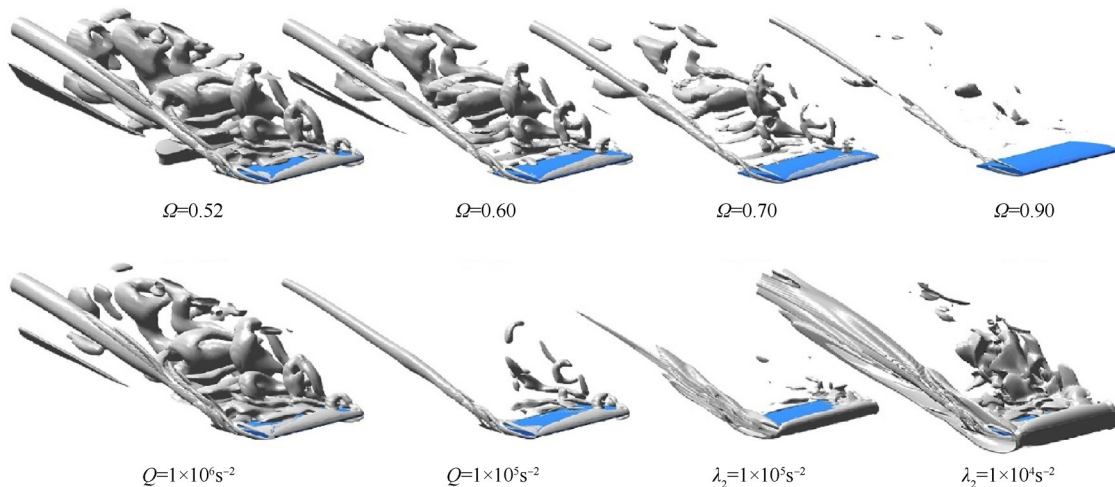


Fig. 8 Vortices in NACA0009 gap flow identified by Omega method, Q criterion and λ_2 criterion

Table 2 Schemes of phase-transition coefficient in numerical simulation

Scheme	Condensation coefficient (F_c)	Evaporation coefficient (F_v)
0	0.01	50
1-1	0.03	50
1-2	0.003	50
1-3	0.001	50
1-4	10^{-4}	50
1-5	$F_c = 0.05 \times [0.1 - 0.1 \times \tanh[11.57 \times (\Omega - 0.711)]]$	50
2-1	0.01	300
2-2	0.01	100
2-3	0.01	75
2-4	0.01	10
2-5	0.01	$F_v = 25 \times \tanh[7.482 \times (\Omega - 0.52)] + 75$

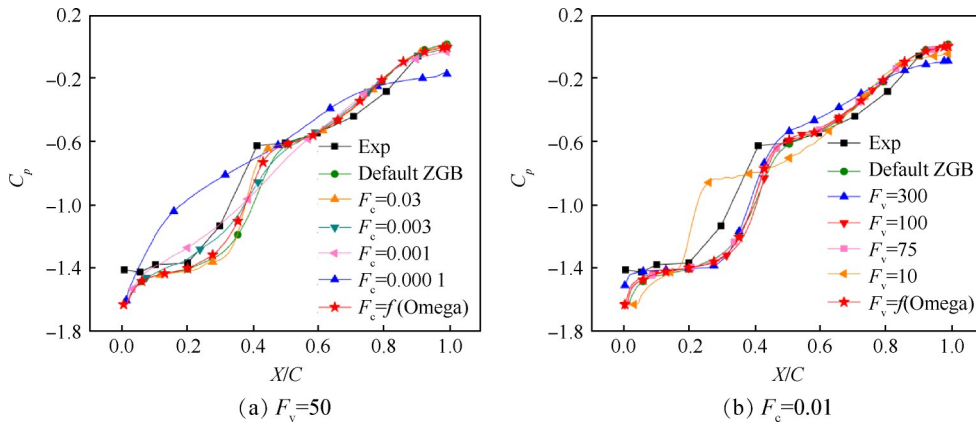


Fig. 9 Pressure distribution on suction side for different phase-transition coefficient

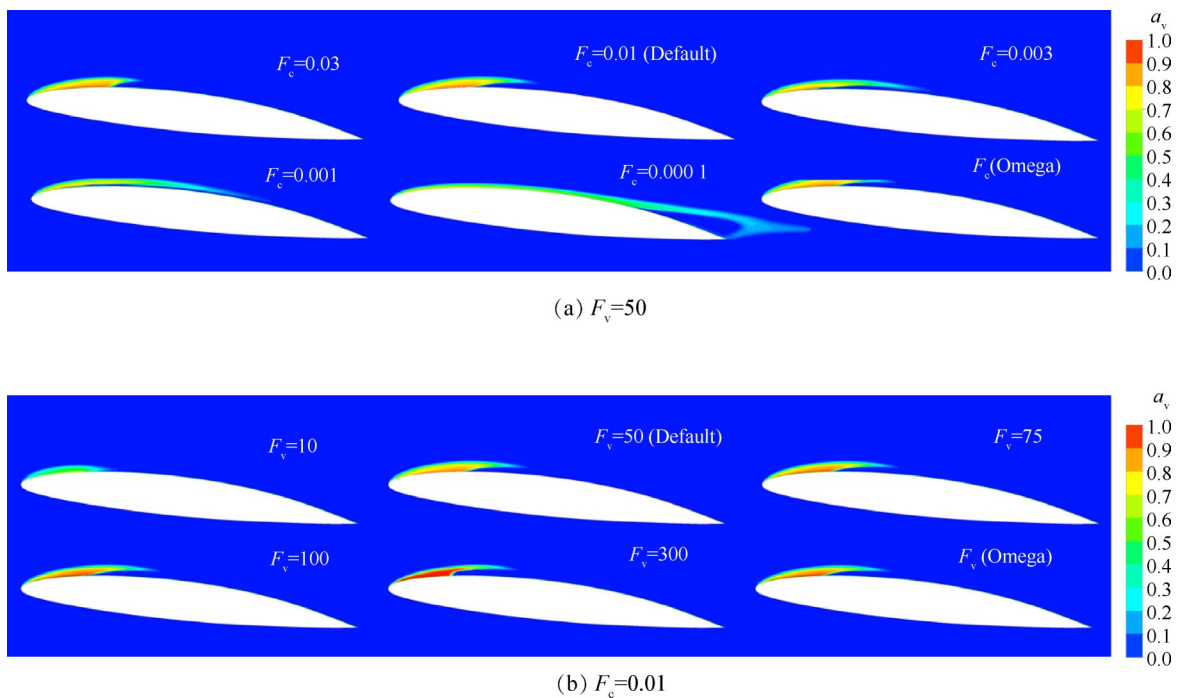


Fig. 10 Counters of vapor volume fraction for different phase-transition coefficient

减小,使流动呈现非定常特性,数值计算稳定性下降。

如图9(b)和图10(b)所示,蒸发系数对附着空化计算结果的影响主要体现在完全空化区内的气相浓度和空化区尾端气液过渡区的位置,对空化区长度的影响较弱。只有当蒸发系数 $F_v=10$ 时,空化蒸发产生的气相明显减少,空化区变短,完全空化区几乎不可见。气相总体积在流域总体积的占比约为 0.30×10^{-6} ,比 ZGB 模型的计算结果 2.28×10^{-6} 减少了约 86.84%。随着蒸发系数的增大,空化区长度小幅增加,完全空化区内气相浓度显著增大,空化区尾端过渡区压力分布梯度减小,位置逐渐靠近水翼前缘,气液交界面变清晰。增大蒸发系数对数值计算稳定性影响较小。

图11显示了自适应模型中相变系数跟随 Ω 值变化的分布和气液质量净传输率。液相在吸力面前缘开始蒸发,凝结作用主要发生在空化区中后部,相变系数在附着空化上缘和水翼尾端存在脱落涡和尾迹涡发生了改变。这表明在流体旋转运动较强的位置,蒸发系数增大使得气相质量生成增大,凝结系数减小导致凝结作用延缓。自适应模型对相变系数的变化区间进行了限制,且由于压力条件的约束,气相的产生不会无限增大,凝结作用也不会完全消失。综上所述,自适应模型对这一过程的描述相较于 ZGB 模型更符合实际物理变化。

3.2.2 间隙泄漏涡空化

针对 NACA0009 三维间隙泄漏涡空化流场,以无量纲间隙 $\tau=1$ 为例,采用凝结系数 F_c 分别为 10^{-2} , 10^{-3} 和 10^{-4} ,蒸发系数 F_v 为 50 和 500 的模型进行计算,与 ZGB 模型和实验结果进行对比分析。

对比图12数值计算结果和实验结果发现,ZGB 模型预测的空化区形态与实验结果相差较大,泄漏涡空化涡带明显短于实验结果。增大蒸发系数10倍使 $F_v=500$,保持凝结系数 $F_c=10^{-2}$ 不变,得到的空化流场与 ZGB 模型差异并不大,仅小幅增大了水翼前缘附着空化区,与二维附着空化计算得到的结论基本一致;间隙泄漏涡和间隙分离涡空化的形态与 ZGB 模型几乎完全一样,表明蒸发系数的增大未对间隙泄漏涡空化产生显著影响。

为延长涡空化的涡带长度,保持蒸发系数 $F_v=50$ 恒定,凝结系数 F_c 分别取值 10^{-2} 和 10^{-3} ,计算结果相较于 ZGB 模型和增大蒸发系数更接近实验结果。减小凝结系数使 $F_c=10^{-2}$,间隙泄漏涡空化显著增长,附着空化区长度大幅增大,间隙内空化区也小幅增大。当 $F_c=10^{-4}$ 时,泄漏涡长度达到了下游 1.4 倍弦长处,但是模型对附着空化的计算明显失真。与二维附着空化计算结果类似,由于凝结系数过小,附着空化区产生的气相凝结作用过缓,在贴近壁面处随着主流向下游发展至较远处才完全凝结,导致吸力面空泡变大。

图12计算结果表明了间隙泄漏涡空化和表面附着空化对凝结系数的取值更为敏感,且凝结系数取小值时,涡空化可以得到良好的预测。自适应模型在涡空化区域取较小的凝结系数值和较大蒸发系数,有效延长了涡空化的长度,增大涡空化完全空化区起始处的气相浓度;在附着空化区域取常规数值,保证附着空化计算的稳定性和准确性。通过相变系数对不同类型空化的计算结果对比分析,验证了自适应模型对于空化模型中相变系数取值的合理性,证明了自适应模型可以较为准确地区分计算不同的

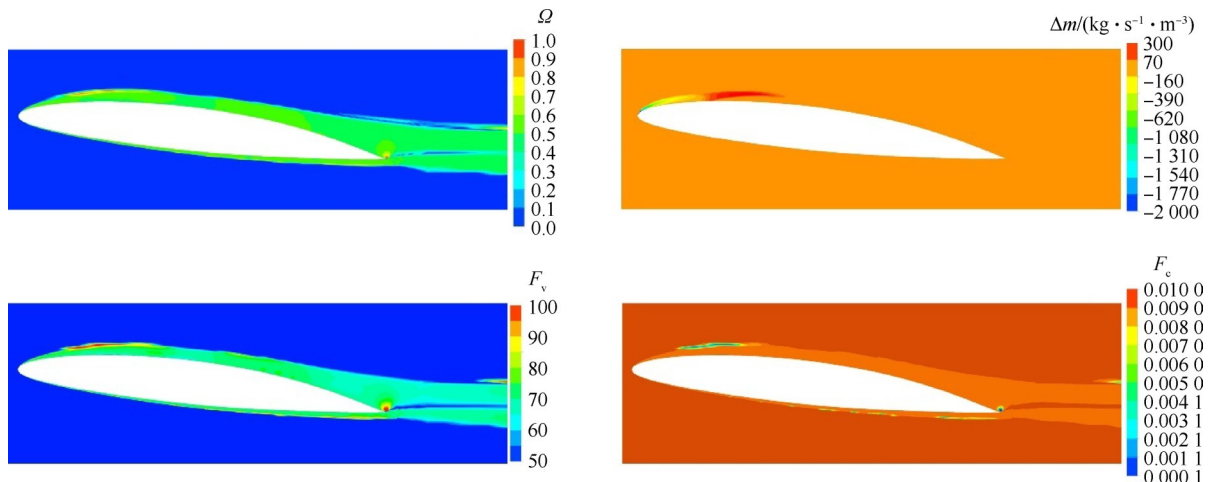


Fig. 11 Ω coefficient, bulk interface transfer rate with vapor and water and phase-transition coefficient distribution around hydrofoil ($\sigma=1.41$)

空化类型。

3.3 自适应空化流动模型验证

3.3.1 附着空化

分别采用自适应空化流动模型和 ANSYS CFX 中原始的 ZGB 模型计算 $\sigma=1.41$ 的附着空化流场,水翼表面的气相体积分数分布和吸力面压力系数曲线如图 13 所示。通过压力系数分布可以看到表面附着空化可以分为三个部分,分别为水翼前缘完全空化区、中间气液交界面的空化过渡区和后部未空化区。本文同时采用了 Morgut^[9]推荐的最优相变系数进行了对比计算,凝结系数 F_c 和蒸发系数 F_v 分别取值 0.03 和 300,但其计算结果与实验误差较大,因此着重分析自适应模型和 ZGB 模型计算结果。自适应模型和 ZGB 模型计算的吸力面附着空化区长度基本相同,都达到了 $0.4C$,但自适应模型计算的吸力面贴近壁面处的空化区略短于 ZGB 模型,且在吸力面贴近壁面的

空化区尾端($X/C=0.4$),气相体积分数相较于 ZGB 模型更高,气相分布更集中。

自适应模型计算得到的全流域气体总体积在流域总体积的占比为 3.30×10^{-6} ,ZGB 模型计算结果为 2.28×10^{-6} ,自适应模型的气体总量略大于 ZGB 模型。根据上一节图 11 中相变系数的分布可知,自适应模型中在非旋涡区的蒸发系数取值大于 ZGB 模型,在相同的流场条件下产生的气相质量更多,在下游旋涡区凝结系数的减小使得气相凝结作用减缓,因此总气相质量增大。自适应模型计算的升力系数 C_l 为 0.938,ZGB 模型计算结果为 0.946,在空化区长度为 $0.4C$ 时,Leroux 等^[4]实验测得升力系数为 0.877,自适应模型结果更接近实验值。

自适应模型和 ZGB 模型在 $X/C < 0.2$ 和 $X/C > 0.4$ 范围内的吸力面压力系数分布均与实验吻合较好,在 $0.2 < X/C < 0.4$ 范围内,自适应模型比 ZGB 模型在

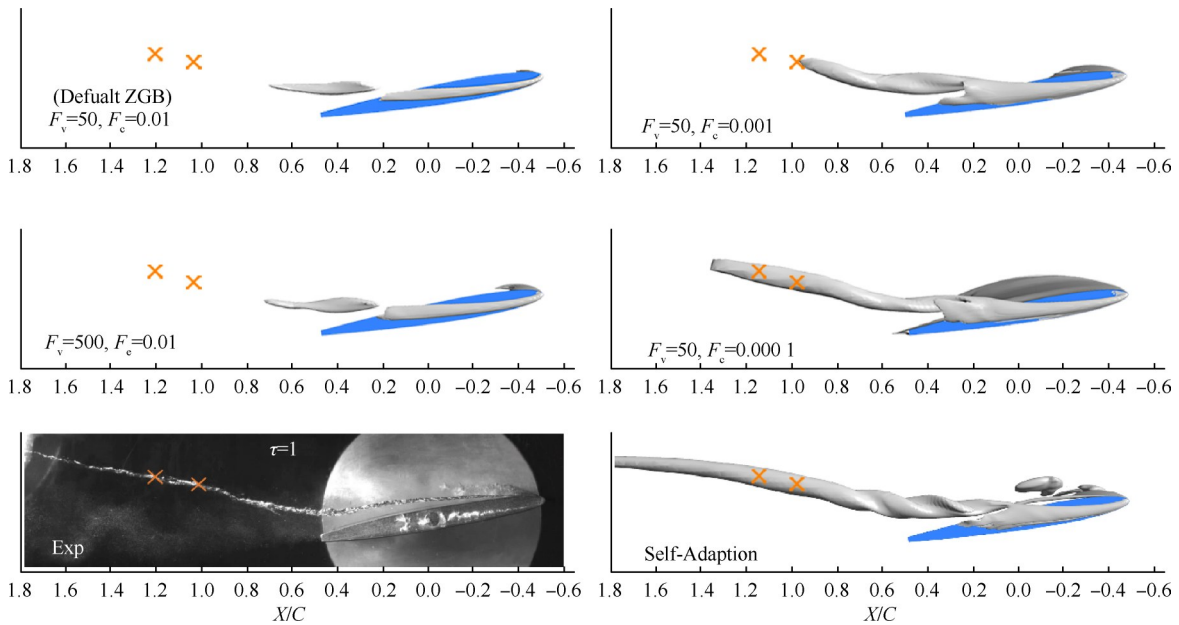


Fig. 12 Comparison the shape of tip-leakage vortex cavitation by different cavitation model and experimental result ($\tau=1$)

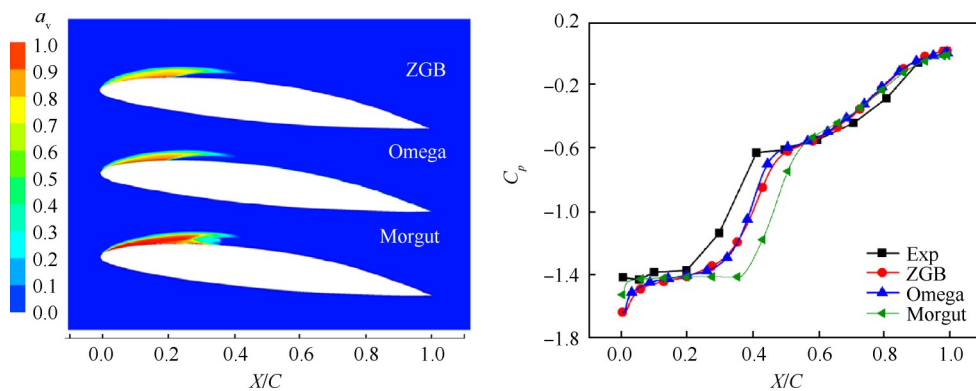


Fig. 13 Comparison of vapor volume fraction and pressure distribution by different cavitation model with experimental data ($\sigma=1.41$)

尾端的压力系数值稍大一点,结合气相体积分数的分析,该范围是空化区尾端气液界面过渡区域,压力分布存在大梯度变化,自适应模型在此处气相体积分数更大,其压力过渡更剧烈,导致分布曲线更陡。

3.3.2 间隙泄漏涡空化

采用自适应模型和ZGB模型计算无量纲间隙 $\tau=1$ 和 $\tau=0.2$ 下的NACA0009三维间隙泄漏流场,图14显示了计算结果和实验的对比。对比ZGB模型的计算结果,自适应模型显著增长了泄漏涡带的长度和连续性。

大间隙($\tau=1$)下泄漏涡带长度达到了 $1.99C$,ZGB模型计算的涡带长度为 $0.71C$,计算精度提升约181%,且可以观察到间隙分离涡和泄漏涡相互缠绕融合;自适应模型计算的附着空化长度约为 $0.27C$,相较于ZGB模型计算的附着空化长度 $0.09C$ 增大约2倍,更接近实验值。

小间隙($\tau=0.2$)下自适应模型计算的泄漏涡空化涡带较为清晰,长度约为 $0.57C$,ZGB模型计算结果约为 $0.45C$,增大约27%。间隙分离涡和泄漏涡连接处的形态与实验吻合较好,但空化涡带末端和水翼之间的夹角略小于实验值,而ZGB模型在小间隙下各种空化区混杂在一起无法分辨,计算结果完全失真。

通过二维附着空化和三维间隙涡空化流场的计算说明了自适应模型对不同类型的空化计算结果显著优于ZGB模型。

3.4 流场涡结构对空化的影响作用

3.4.1 附着空化

当空化数较小时二维附着空化流场呈非定常特

性,采用自适应模型计算 $\sigma=1.25$ 时的附着空化非定常流场。计算得到的斯特劳哈尔数 $St = (l \times f) / v_\infty = 0.111$,其中 l 为特征长度,取水翼弦长 C , f 为特征频率, v_∞ 参考自由来流速度。计算结果0.111与实验值0.11吻合较好,计算得到附着空化脱落空泡周期为 0.253 s ,频率为 3.95 Hz ,实验测得周期为 0.276 s ,频率为 3.62 Hz 。

图15是 $\sigma=1.25$ 时的一个周期内几个典型时刻二维附着空化流场气相体积分布和Omega方法捕捉的涡结构。值得注意的是,在附着空化产生的区域,流场并不存在明显的涡结构,说明附着空化产生的机理和泄漏涡空化不相同。附着空化是由于吸力面局部压力过低导致的,是水翼动力特性的体现,附着空化是脱落空泡和涡结构产生的起因^[23]。

t_0 时刻,空化初生,起始位置位于水翼吸力面前缘,此时空化区基本不可见,但上一周期内形成的脱落涡仍存在于水翼下游未完全耗散;经历约 $T/2$ 的时间,附着空化充分发展至 0.4 倍弦长,此时附着空化区气相开始形成脱落涡,可以看到水翼后缘上方出现 Ω 值较大的回流区域,吸力面上方区域流体旋转涡量作用增强,同时下游涡结构基本耗散殆尽; $t=t_0+0.175\text{ s}$,脱落涡充分发展,在水翼表面形成反射流和交替脱落的涡结构,并不断向下游发展。此时水翼前缘附着空化区逐渐缩小,吸力面上方流体旋转涡量减弱。空化区尾部的反射回流将前缘产生的气相向上推起使其脱落形成气泡; $t=t_0+0.220\text{ s}$,气泡在向下游发展的过程中逐渐凝结直至消失,将动能传递

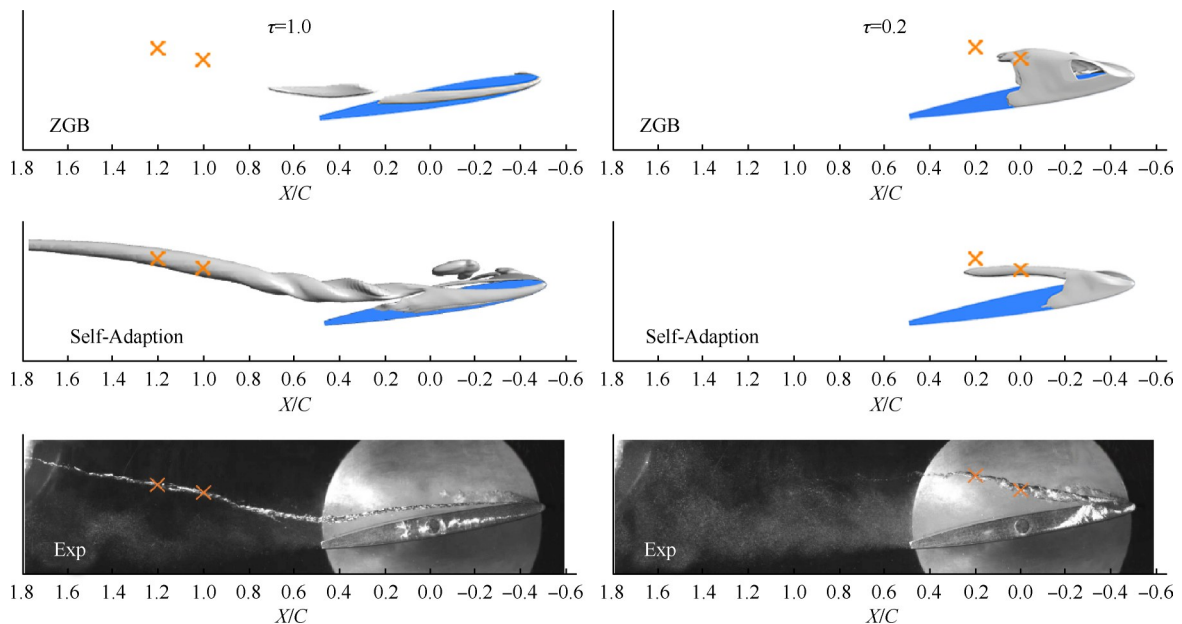


Fig. 14 Comparison of TLV cavitation with ZGB model, self-adaptive model and experimental result

至周围液相,形成下游交替发展的涡结构,同时前缘附着空化即将生成,开始下一周期的循环^[24],附着空泡的脱落过程符合刘韵晴等^[25]等所描述的回射流机制^[26-27]。

3.4.2 间隙泄漏涡空化

三维间隙泄漏流场内同时存在间隙泄漏涡(TLV)空化、间隙分离涡(TSV)空化和附着空化(AC),自适应空化流动模型可以同时捕捉到这三种空化和相互作用。间隙泄漏涡空化起始于水翼吸力面距前缘约 $0.1C$ 处,起始段形态较细且均匀平滑,相较于分离涡空化和吸力面附着空化,泄漏涡空化的非定常特性更加明显,呈周期性变化。

图 16 为 NACA0009 三维水翼流场轴向不同截面内的 Omega 涡结构分布和平面流线图。其显示了间隙和水翼表面不同的涡结构的演化发展过程。图 17^[28]显示了三维间隙流场内几种不同的空化的具体形态和压力分布,并分别标注出了涡空化的涡心轨迹。

与附着空化相比,泄漏涡空化虽然也是液体在

低压区蒸发,但是蒸发位置和低压区产生的原因有所不同。流体通过间隙后形成射流,在通过吸力边时与主流产生了速度和压力差,泄漏流向水翼侧扩散与附着空化区相互排挤。这一过程使得泄漏流在吸力面附近沿顺时针方向卷积,吸力边侧的主流被泄漏流卷携顺时针流动形成泄漏涡,泄漏涡在吸力面表面横向回流的剪切作用下持续向上发展,并在这一过程中卷起分离涡共同形成较为稳定的涡带。而泄漏涡涡心具有很强的旋转涡量,在泄漏涡起始段,涡心压力已经低于饱和蒸气压,满足了空化产生的条件,因此涡心处液体蒸发形成气体,并随着涡结构的运动向下游延伸。

泄漏涡起始处引起的展向射流对周围的附着空化产生排挤作用,使附着空化区在间隙端逐渐变薄,且随着泄漏涡向下游不断增强,附着空化呈三角形并逐渐远离间隙侧,如图 17 中黄色箭头所示。

分离涡空化比泄漏涡空化起点更靠近前缘,在

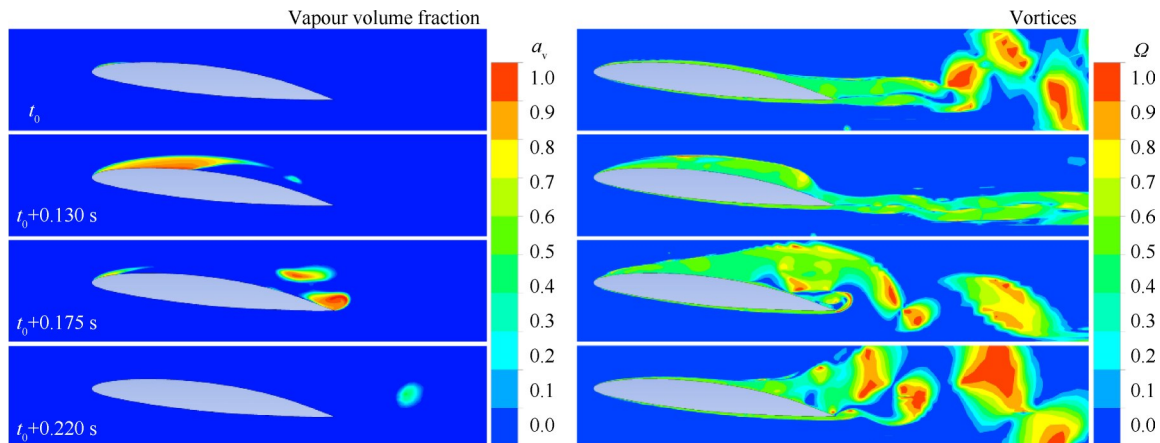


Fig. 15 Development of attached cavitation and vortices identified by Omega method ($\sigma=1.25$)

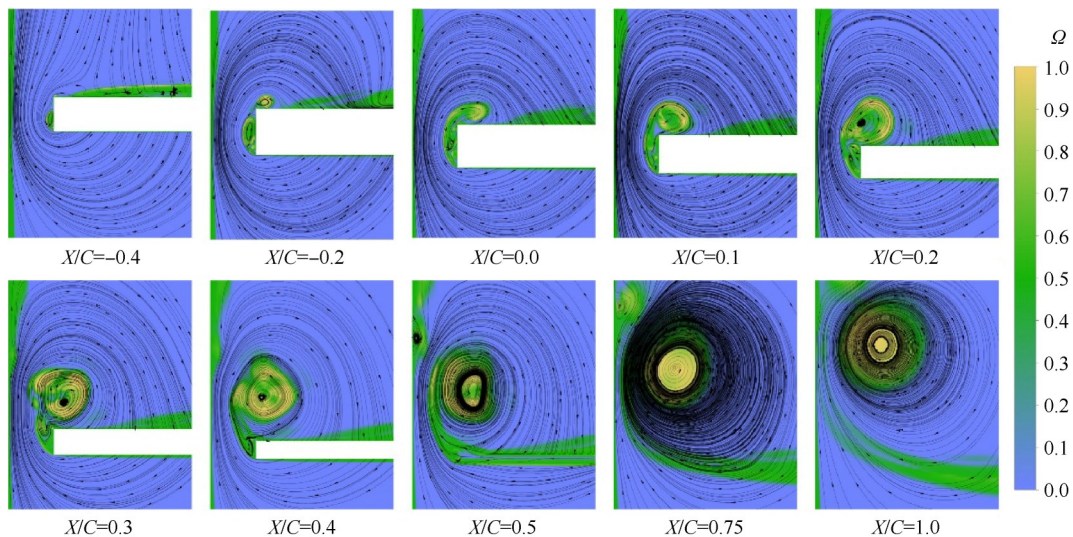


Fig. 16 Vortices identified by Omega method and surface streamlines in different axis positions

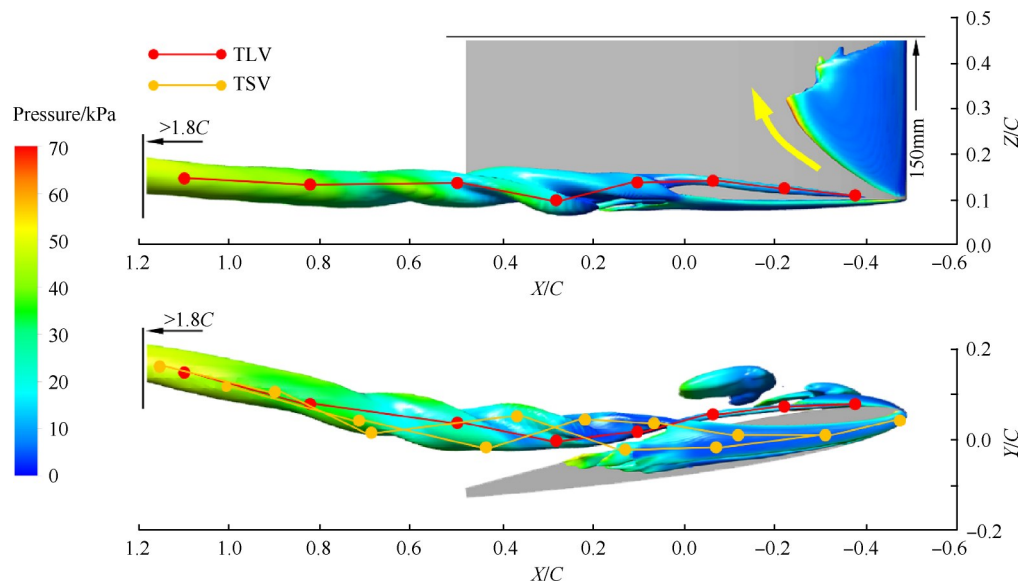


Fig. 17 Pressure distribution on cavitation iso-surface ($\alpha_v=0.1$) and trajectories of vortex core

间隙内由于泄漏流的横向流动导致壁面上存在流动分离的低压区,满足空化产生的压力条件,形成分离涡空化。其在向下游发展的过程中逐渐分化为两部分,靠近吸力面的空化区向上卷曲并在弦长中点和TLV融合;靠近压力面的部分继续向下游发展直至流动分离,和上游形成的涡带再次融合。

在水翼前部,TLV和TSV各自发展,相互干扰较少,TLV涡心的旋转涡量明显大于分离涡;TLV发展至约水翼弦长中点时受到TSV的影响,涡核轨迹发生变化,使得TSV也开始分化为两部分;在下游0.4C处,TSV和TLV涡完全融合,形成剪切层空化^[12],同时在下游引起二次诱导涡,此时流场中的旋转涡量基本全部存在融合涡带中,由于涡带的融合,其涡带半径和气液交界面过渡区明显增大,在水翼下游涡带半径基本与间隙宽度一致。

4 结论

本文采用修正后的自适应空化流动模型计算了二维附着空化和三维间隙泄漏涡空化流场,通过与数值计算和实验的结果对比得出如下结论:

(1) 自适应模型对附着空化和泄漏涡空化的计算效果均优于ZGB模型;在三维流场计算中,在保持对附着空化计算精度的同时大幅延长了泄漏涡空化的长度,相比ZGB模型,自适应模型对泄漏涡空化的预测精度在大间隙下提升了约181%,小间隙提升了约27%;模型中所采用的Omega方法有着明确的物理意义,相较于其他涡识别方法对阈值不敏感,可以更好地捕捉不同强度的涡,适合作为相变系数取值的

物理依据。

(2) 减小凝结系数增大了附着空化的空化区长度和气液界面的过渡区,延长了泄漏涡空化等具有强旋转涡结构的空化涡带;增大蒸发系数增大了附着空化完全空化区内气相浓度,小幅增大了间隙泄漏涡空化流场中水翼前缘附着空化区,对泄漏涡影响作用较弱;在三维间隙泄漏流场中,空化区对凝结系数取值比蒸发系数敏感。

(3) 附着空化蒸发区域位于吸力面前缘附近,该区域的旋转涡量较小,产生的气相由于流动分离向下游发展形成脱落涡空泡;三维间隙流场内泄漏涡空化会和附着空化相互排挤,使附着空化在间隙侧呈三角形。

(4) 间隙泄漏涡空化是由泄漏流和主流的速度和压力差导致的,其形成于泄漏涡起始段的涡心低压区;间隙分离涡空化是由于泄漏流存在横向速度导致流动分离形成的;间隙泄漏涡空化和间隙分离涡空化相互影响共同形成剪切层空化和空化涡带,涡带半径由于泄漏涡和分离涡融合不断增大。

致谢:感谢西安航天动力研究所涡轮泵研究室各位专家的指导和帮助。

参考文献

- [1] 陈 晖, 李 斌, 张恩昭, 等. 液体火箭发动机高转速诱导轮旋转空化[J]. 推进技术, 2009, 30(4): 390-395. (CHEN H, LI B, ZHANG E Z, et al. Rotating cavitation of the high-speed rotational inducer of LPRE [J]. Journal of Propulsion Technology, 2009, 30(4):

- 390-395.)
- [2] 项 乐, 陈 晖, 谭永华, 等. 诱导轮空化流动特性实验研究[J]. 农业机械学报, 2019, 50(12): 125-132.
- [3] DREYER M, DECAIX J, MÜNCHALLIGNÉ C, et al. Mind the gap: a new insight into the tip leakage vortex using stereo-PIV [J]. *Experiments in Fluids*, 2014, 55(11): 1-13.
- [4] LEROUX J B, ASTOLFI J A, BILIARD J Y. An experimental study of unsteady partial cavitation[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2004, 126(2): 94-101.
- [5] KUBOTA A, KATO H, YAMAGUCHI H. A new modeling of cavitation flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 240(1): 59-96.
- [6] KUNZ R F, BOGER D A, STINEBRING D R, et al. A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction [J]. *Computers and Fluids*, 2000, 29(8): 849-875.
- [7] SINGHAL A K, ATHAVALE M M, LI H, et al. Mathematical basis and validation of the full cavitation model [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2002, 124(3): 617-624.
- [8] ZWART P J, GERBER A G, BELAMRI T. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics[C]. Yokohama: Proceedings of the 5th International Conference on Multiphase Flow, 2004.
- [9] MORGUT M, NOBILE E, BILUS I. Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2011, 37(6): 620-626.
- [10] 刘 艳, 赵鹏飞, 王晓放. 两种空化模型计算二维水翼空化流动研究[J]. 大连理工大学学报, 2012(2): 175-182.
- [11] 郭 婧. 叶顶间隙泄漏涡流及空化流场特性研究[D]. 北京: 中国农业大学, 2017.
- [12] 赵 宇. 叶顶间隙旋涡空化数值计算模型与流动机理研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2016.
- [13] 程怀玉, 季 斌, 龙新平, 等. 空化对叶顶间隙泄漏涡演变特性及特征参数影响的大涡模拟研究[J]. 力学学报, 2021, 53(5): 1268-1287.
- [14] JEONG J, HUSSAIN F. On the identification of a vortex [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69-94.
- [15] HUNT J, WARY A, MOIN P. Eddies, streams, convergence zones in turbulent flows[C]. California: Proceedings of the Summer Program 1988 in Its Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 1988.
- [16] 杨宝锋, 李 斌, 陈 晖, 等. 新Omega涡识别法在液体火箭发动机涡轮氧泵中的应用[J]. 推进技术, 2019, 40(9): 2105-2112. (YANG B F, LI B, CHEN H, et al. Application of new Omega vertex identification method in a liquid rocket engine oxygen pump[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2019, 40(9): 2105-2112.)
- [17] LIU C Q, WANG Y Q, YANG Y, et al. New Omega vortex identification method [J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2016, 59(8): 684-711.
- [18] SPALART P R, SHUR M. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature [J]. *Aerospace Science and Technology*, 1997, 1(5): 297-302.
- [19] 韩宝玉, 熊 鹰, 陈双桥, 等. 对二维翼空化流动的数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 2009, 24(6): 740-746.
- [20] 张 虎, 左逢源, 张德胜, 等. 绕水翼间隙流动及其泄漏涡特征的数值分析[J]. 船舶力学, 2020, 24(10): 1243-1252.
- [21] 王柏秋, 王 聪, 黄海龙, 等. 空化模型中的相变系数影响研究[J]. 工程力学, 2012, 29(8): 378-384.
- [22] 郑小波, 刘莉莉, 郭鹏程, 等. 基于不同空化模型NACA66水翼三维空化特性数值研究[J]. 水动力学研究与进展(A辑), 2018, 33(2): 199-206.
- [23] 张亚太, 杨宝锋, 陈 炜, 等. 基于熵产理论的水翼空化特性研究[J]. 推进技术, 2019, 40(7): 1490-1497. (ZHANG Y T, YANG B F, CHEN W, et al. Study on cavitation characteristics of hydrofoil based on entropy production theory [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2019, 40(7): 1490-1497.)
- [24] 李雨濛, 陈 晖, 项 乐, 等. 水翼非定常空化流动中湍流模型研究[J]. 火箭推进, 2019, 45(6): 29-37.
- [25] 刘韵晴, 郭一梦, 黄 彪, 等. 绕弹性水翼空化流激振动特性实验研究[J]. 空气动力学学报, 2022, 40(1): 41-48.
- [26] 项 乐, 李春乐, 许开富, 等. 诱导轮超同步旋转空化传播机理[J]. 火箭推进, 2022, 48(2): 76-85.
- [27] 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.
- [28] 程怀玉. 叶顶间隙泄漏涡空化流动特性及其控制研究[D]. 武汉: 武汉大学, 2020.

(编辑:白 鹭)

A self-adaptive cavitation model based on Omega vortex identification theory

QU Nianchong¹, XU Kaifu¹, XIANG Le¹, LIN Ronghao², DANG Xiaorui¹

(1. Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China;

2. Science and Technology on Liquid Rocket Engine Laboratory, Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China)

Abstract: There are many complex types of cavitation in the turbopump of liquid rocket engine, and the occurrence mechanism is different. The existing cavitation numerical calculation methods usually use a set of models to predict all types of cavitation, which has certain deficiencies in the prediction accuracy of cavitation. To improve the calculation accuracy of complex cavitation flow, a self-adaptive cavitation model was proposed. Based on the advanced Omega vortex identification theory and ZGB cavitation model, a self-adaptive adjustment method for phase-transition coefficient was established. Two types of typical cavitation (attached cavitation and leakage vortex cavitation) in turbopumps were taken as the research objects, and the simulation method was verified by hydrofoil experiment data. Firstly, the differences of several vortex identification methods were compared. The result suggests Omega method is not sensitive to threshold and has clear physical meaning, which can be used as the value basis of the phase-transition coefficient. The effect of phase transition coefficient on attached cavitation and leakage vortex cavitation and mechanism of these two cavitations were analysed. The results show that compared with the ZGB model, the prediction accuracy of the self-adaptive model for leakage vortex cavitation is improved by 181% in the case of large clearance and 27% in the case of small clearance. The prediction of attached cavitation is closer to the experimental results. Attached cavitation is the reason of vortex shedding on suction surface. The vortex band and the shear layer cavitation of tip leakage flowfield are formed by the interaction of tip leakage vortex and separation vortex.

Key words: Cavitation model; Omega vortex identification; Phase-transition coefficient; Attached cavitation; Tip leakage vortex cavitation

Received: 2022-10-22; Revised: 2023-01-09.

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2210076

Corresponding author: XIANG Le, E-mail: 13126986485@163.com