

上海交通大学硕士学位论文

基于自适应网格的水翼空化流数值模拟

硕士研究生：梁尚

学 号：118010910203

导 师：万德成

申 请 学 位：工程硕士

学 科：船舶与海洋工程

所 在 单 位：船舶海洋与建筑工程学院

答 辩 日 期：2021年1月

授予学位单位：上海交通大学

Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University
for the Degree of Master

Simulation of Hydrofoil Cavitating Flow based on Adaptive Mesh Refinement

Candidate:	Shang Liang
Student ID:	118010910203
Supervisor:	Prof. Decheng Wan
Academic Degree Applied for:	Master of Engineering
Speciality:	Naval Architecture and Ocean Engineering
Affiliation:	School of Naval Architecture and Civil Engineering
Date of Defence:	Jan, 2021
Degree-Conferring-Institution:	Shanghai Jiao Tong University

上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文《基于自适应网格的水翼空化流数值模拟》，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

上海交通大学

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密，在___年解密后适用本授权书。
本学位论文属于
 不保密。

（请在以上方框内打“√”）

学位论文作者签名：

指导教师签名：

日期： 年 月 日

日期： 年 月 日

基于自适应网格的水翼空化流数值模拟

摘要

水翼空化流作为存在相变过程的复杂两相流动，其数值模拟对数值方法和网格精度都有着较高的要求。传统的静态网格算例通常将水翼附近的整个空化区域作为网格加密区，以保证数值模拟的精度。然而对于云空泡、梢涡空泡等非附着型空化，空化区域可以延伸至水翼下游相当长的一段距离处，总网格量会随着加密区的扩大而快速增长，这一点对于三维问题来说尤为显著。自适应网格克服了静态网格的这一缺陷，它通过动态地捕捉空泡的相界面并加密相界面附近的网格，来保证空化区域在每一时间步中都具有较高的网格分辨率，从而提高了数值模拟的精度。

本文基于 OpenFOAM 平台的 `interPhaseChangeDyMFoam` 动网格空化求解器，对 Clark-Y 水翼空化、NACA0009 水翼梢涡空化以及 TWIST-11N 扭曲水翼的空化进行了数值模拟，并将自适应网格的计算结果与试验结果、静态网格计算结果进行对比分析，初步验证了将自适应网格应用于水翼空化流求解的可行性。

对于 Clark-Y 水翼空化流的数值模拟，重点分析了自适应网格在片空泡脱落与云空泡模拟中的应用。在空泡形态方面，自适应网格通过动态追踪空泡界面，可以捕捉到更多体积较小的空泡，同时能捕捉到云空泡变形、溃灭的瞬时形态。在升阻力系数曲线方面，自适应网格对应的振幅比静态网格更大，波峰与波谷的位置与试验比较吻合。在水翼表面速度分布方面，水翼后半部分由于回射流的影响，存在一段梯度较大的负速度区，在此区域内自适应网格计算得到的速度分布明显与试验更为吻合。

对于 NACA0009 水翼梢涡空化的数值模拟，从梢涡空泡的形态、

轨迹、涡心位置、涡量分布和速度分布等方面对比了 RANS 和 LES 的模拟结果以及自适应网格和静态网格的模拟结果。首先比较了不同空化模型和湍流模型的模拟结果，RANS 方法能较好地反映梢涡空化的时均特性，如涡心位置等；而 LES 方法能较好的反映梢涡的脉动特征，其速度分布、空泡轨迹等与试验结果比较吻合。然后比较了自适应网格与静态网格的模拟结果，通过比较 Q 准则涡量等值面图，可以发现自适应网格对于梢部泻涡、导涡的模拟比静态网格能反映出更多的细节。最后比较了不同梢部间隙的多个工况的结果，自适应网格对应的空泡形态、速度分布等，与试验结果均较为吻合。

对于 TWIST-11N 扭曲水翼空化流的数值模拟，对比了自适应网格和静态网格的在一个完整周期内的空泡形态，自适应网格能捕捉到微小空泡团的脱落，也能模拟出空泡脱落时片空化内部产生的一些空洞，而静态网格在网格分辨率不足的情况下无法捕捉到这些细节。对于升力系数，对比了数值模拟结果与试验数据，自适应网格和静态网格的计算结果均在 4% 的误差范围内。

关键词：水翼；空化流；自适应网格；OpenFOAM；梢涡空化

Simulation of Hydrofoil Cavitating Flow based on Adaptive Mesh Refinement

ABSTRACT

As a complex two-phase flow with phase transition, the numerical simulation of hydrofoil cavitating flow requires high grid accuracy. In order to ensure the accuracy of numerical simulation, the whole cavitation region near the hydrofoil should be set as the grid refinement region for the traditional static grid. However, for non-attached cavitation such as cloud cavitation and tip vortex cavitation, the cavitating region can be extended to a long distance downstream of the hydrofoil, and the corresponding grid amount will be very large; moreover, with the improvement of the refinement level, the total grid amount increases rapidly, which is particularly significant for three-dimensional problems. The adaptive mesh overcomes the defect of static mesh. By dynamically capturing the phase interface of the cavity and adaptively encrypting the mesh near the phase interface, the adaptive mesh ensures that the cavitation area has a higher mesh resolution at each moment, thus ensuring high-precision numerical simulation without setting the refinement area. Moreover, every time the level of encryption is increased, the amount of grid will not increase significantly. Therefore, the adaptive mesh refinement has a significant advantage over the traditional static grid in solving cavitating flow.

Based on the `interPhaseChangeDyMFoam` dynamic mesh solver of OpenFOAM platform, the numerical simulation of Clark-y hydrofoil cavitation, NACA0009 hydrofoil tip vortex cavitation and TWIST-11N hydrofoil cavitation are carried out. The results of adaptive mesh are compared with the experimental results and static mesh calculation results, and the application of adaptive mesh refinement in solving hydrofoil cavitation flow is preliminarily verified.

For the numerical simulation of Clark-Y hydrofoil cavitation flow, in the development and shedding process of sheet cavitation, the adaptive grid can capture a clearer cavitation interface. Compared with the velocity distribution on the hydrofoil surface, the higher the level of adaptive encryption, the more obvious the backjet effect that causes sheet cavitation shedding; in the cloud cavitation stage, the adaptive grid can capture more, smaller, and more bubbles. The deformation process of the cloud cavity from leaving the hydrofoil surface to collapsing is tracked.

For the numerical simulation of NACA0009 hydrofoil tip vortex cavitation,

Sauer-Schnerr cavitation model is selected by comparing the results of different cavitation models, and then the simulation results of RANS and LES turbulence methods are compared. RANS method can better reflect the time average characteristics of tip vortex cavitation, such as vortex center position, time average cavitation trajectory, etc.; LES method can better reflect the pulsating characteristics of tip vortex, and its velocity is higher. The distribution and transient cavity trajectory are more consistent with the experimental results. Then, LES simulation is used to compare the results of adaptive grid and static grid. By comparing the Q-criterion vorticity contour graph, the results of adaptive grid are better than static grid in simulating tip vortex and guide vortex, which can reflect more details. Finally, the simulation results of different tip clearances are compared, and the cavitation shape and velocity distribution calculated by the adaptive grid are in good agreement with the experimental results.

For the numerical simulation of twist hydrofoil cavitating flow in TWIST-11N, the cavitation shape of adaptive grid and static grid in a complete cycle is compared. The adaptive grid can capture the shedding of small cavitation clusters, and the cavitation shape details before the shedding of cavitation bubbles are very consistent with the experimental photos, while the static grid cannot capture these details due to the lack of grid resolution. By comparing the lift coefficient curves, it can be seen that the lift coefficient curves of static grids in different periods are similar, and the wave crest and wave trough values are consistent; while the lift coefficient of adaptive grids is more unstable and uneven in several continuous periods, which is related to the different grid amount of adaptive mesh in each period.

KEY WORDS: hydrofoil, cavitating flow, adaptive mesh refinement, OpenFOAM, tip vortex cavitation

目 录

第一章 绪论	1
1.1 研究背景和意义	1
1.2 空化流分类	2
1.3 空泡模型	4
1.3.1 基于状态方程的空泡模型	5
1.3.2 基于输运方程的空泡模型	6
1.4 湍流模型	9
1.4.1 RANS 模型	9
1.4.2 大涡模拟	10
1.5 梢涡空泡研究现状	11
1.6 全文主要工作	13
第二章 自适应网格方法	16
2.1 自适应网格的分类	16
2.2 多叉树自适应加密算法	18
2.3 自适应网格的应用	21
2.4 本章小结	23
第三章 CLARK-Y 水翼空化数值模拟	25
3.1 计算域和网格	25
3.2 片空化脱落过程数值模拟	26
3.3 云空化数值模拟	31
3.4 升阻力系数与速度分布计算	35
3.5 本章小结	39
第四章 NACA0009 水翼梢涡空泡数值模拟	42
4.1 计算域和网格划分	42
4.2 空化模型的选型及验证	45
4.3 RANS 和 LES 模拟结果对比	46
4.4 自适应网格 LES 模拟结果	50
4.5 不同梢涡间隙的计算结果	57
4.6 本章小结	61

第五章 TWIST-11N 扭曲水翼空化数值模拟	63
5.1 计算域和网格划分	63
5.2 TWIST 11N 水翼空化数值模拟结果	64
5.3 升力系数曲线比较分析	68
5.4 体积分数和压力云图	69
5.5 本章小结	70
第六章 结论和展望	72
6.1 全文结论	72
6.2 研究展望	75
参 考 文 献	77
致 谢	86
攻读硕士学位期间已发表或录用的论文	87

第一章 绪论

1.1 研究背景和意义

由于压力的变化而导致的液体介质中气泡的生成、发展、溃灭过程以及由此产生的一系列物理变化称为空化。空化是一个周期性的复杂动力学过程，自然界中的空化现象不仅分布广泛，其背后的微观机理也存在着诸多差异，不可一概而论，本文研究的空化主要是在水利机械（尤其是水翼和螺旋桨）表面由于压力的变化而产生的空化现象，后文中提到的空化也都是指这种类型。

研究空化现象的微观机理和宏观发展，一方面可以避免空化对水力机械正常工作产生的危害，另一方面也可以对空化加以改造和利用，使得空化成为新技术背后的应用原理。对于第一点，对于空化现象可能产生的种种危害，应当尽力加以避免，这些危害包括空化对螺旋桨的表面产生的腐蚀，空化引起的噪声等，对舰船隐身性能带来负面影响；另外，随着航速增加，空化也会对阻碍速度的上升，对船舶水动力性能带来显著地负面影响。对于第二点，充分利用空化也可以发展新技术，比如利用超空化减阻原理制作的鱼雷等水下武器，利用空化射流进行医学切割、船壳除垢等，空化在生物医学、军事、水力机械等应用都有着广阔的应用前景。

近年来空化研究从试验和数值模拟两方面取得了长足的进展。试验方面，目前人们利用 LDV (laser doppler velocimetry) 和 PIV (particle image velocimetry) 等最新测量技术对空化流动进行了较为充分的试验研究，总结了沿水翼表面速度、压力、涡量等物理量的瞬态和时均分布，以及附着型空化准周期性的生长、发展、脱落、溃灭全过程。数值模拟方面，近年来提出了诸多的空化模型，结合大涡模拟 (LES) 等湍流方法，对附着型空化的发展全过程以及沿水翼表面物理场的分布同时进行模拟，并取得了与试验数据较为吻合的数值结果。

对于非附着型空化，比如云空化和梢涡空化，传统的静态网格存在明显的短板，即需要对整个空化区域内进行加密，以保证空化区域的各处都具有较高的网格分辨率，从而总的网格量要比片状空化等附着型空化进行数值模拟所需要的网格量大得多。本文的主要工作为以开源 CFD 平台 OpenFOAM 为工具，基于自适应网格对于水翼的片空化脱落、云空化和梢涡空化等非附着型空化进行数值模拟，初步验证了自适应网格在求解空化问题上相比传统静态网格的优势。自适应网格

的优势在于每个时刻只对发生空化的局部区域进行跟踪加密，从而显著减少了对静态网格量的要求，并可以根据模拟精度的要求设置不同的自适应加密等级。

1.2 空化流分类

局部压力下降到饱和蒸气压以下时，液体发生相变，产生气液混合流动。为了量化地表示产生空泡的环境条件，引入了一个无量纲数，称为空化数：

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_v}{0.5 \cdot \rho_l \cdot U^2} \quad (1-1)$$

其中，

p_{∞} 是来流压力，

p_v 是水的饱和蒸汽压，

ρ_l 是液体密度，

U 是来流速度。

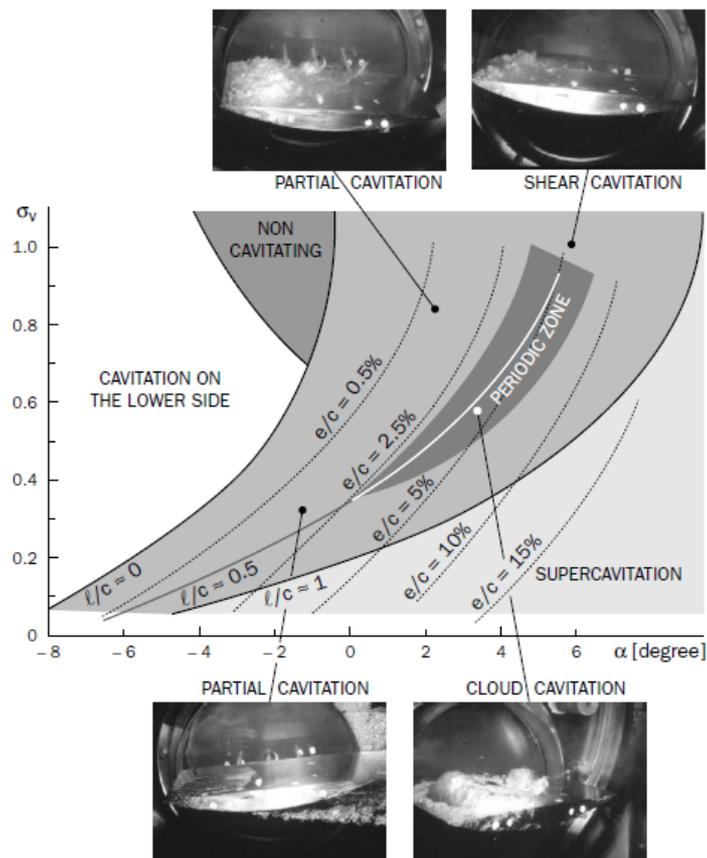


图 1-1 某水翼空泡形态图谱^[55]
Fig.1-1 Main cavity patterns of a hydrofoil^[55]

当水翼空化数小于临界空化数时，流动就会从非空化流转化为空化流。由上述公式可知，减小来流压力或者增加来流速度，都可以减少空化数，使得空化更容易发生。随着空化数的降低，水翼表面及附近会先后发生初生空化、片空化、云空化、梢涡空化和超空化等不同空化类型。尽管空化数是与空化现象相关的一个关键参数，但水翼在某一工况下是否会发生空化以及发生何种类型的空化，不仅与空化数，还与水翼翼型、攻角等参数决定，图 1-1 给出了某水翼在不同空化数与攻角的工况下的空泡形态。

近几十年来，水动力领域学者对空化流动展开了广泛的研究。Arakeri 和 Acosta 等通过研究两个轴对称体的流动状态发现初生空化产生于流动分离的区域^[1]，进一步研究发现层流分离点和空化初生点的位置与雷诺（Reynolds）数密切相关^[2]。在分离流的区域，初生空化被混合层的粘度显著影响。研究发现空化和湍流之间存在密切的关系^[3,4]。Rood 对绕 2D 水翼的非分离流动进行了研究^[5]。

当雷诺数、几何形状和攻角参数固定时，随着空化数的下降，附着型空化会从初生空化发展成为片空化^[6]。多数对于片空化的研究集中在水翼导边和随边的性质上。导边上附着的片空化通常会产指纹的形状^[7]。进一步研究发现片空化脱落的位置是一个关于雷诺数和空化数的函数^[8,9]。Pham^[10]等比较了两种不同的片空化不稳定性的来源：回射流和小边界波动。尽管大量学者已经对水翼表面的附着型空化进行了大量研究，关于片空化形成的微观机理和片空化不稳定性的来源仍然不是很清楚。Li 和 Cecci^[11]等人对单个气核与边界层作用并发展为空泡的过程进行了试验研究。研究结果发现这些空泡是产生局部湍流不稳定性的来源。Briancon-Marjollet^[12]等还通过试验手段研究了空泡与附着型空化的交互作用。

进一步减小空化数，附着型片空化会变得更加不稳定，并脱落形成云空化。此时云空化的泄涡频率会表现出一定的准周期性。相比初生空化和片空化，云空化会产生更多的脉动、噪声和剥蚀现象^[13]。Furness 和 Hutton^[14]第一次提出回射流是云空化产生的主要机理，Kubota^[15]、Le^[16]和 Kawanami^[17]等人也后续确定了这一点。然而，Avellan^[18]等人指出边界层层流到湍流的转捩点处不稳定性的产生是云空化的起源。Gopalan^[87]和 Katz^[7]等人指出当空化很薄时，空化流下游中并不能探测到回射流。因此云空化的产生机理一般不是唯一的，而且还未被完全理解。

进一步减小空化数会过渡到超空化阶段。在超空化阶段，空化区域的压强进一步降低并形成巨大的形态固定的空泡。与其他空化类型相比，超空化的形状十分稳定。Oba 和 Ikohagi^[18]等人针对超空化提出了绕水翼的动量分析理论。Furuya 和 Acosta 等人计算了超空化状态下绕水翼表面的压强分布^[19]。超空化的数

值模拟工作大多是基于 2D 物理模型的，超空泡中的压力分布具有均匀性。近些年来，超空化的研究由于其在船舶减阻和操纵性等方面的应用前景而更加热门^[92]。

1.3 空泡模型

在数值模拟中，将气相和液相的混合介质看作密度可变的单相流体，并通过空化模型用于描述两相间质量交换。在给出控制方程前，先定义体积分数变量 α 来表示流体的相分数。考虑某一个网格单元的气液两相系统，如果此网格单元内充满了流体，则 $\alpha = 1$ ；如果此网格单元内充满了气体，则 $\alpha = 0$ 。如果 α 的值介于 0 和 1 之间，则此网格单元内为气液混合。控制方程中只需要求解一个相方程（如液相 α_l 的方程），气相则由 $\alpha_v = 1 - \alpha_l$ 得出。求解空泡现象的控制方程由相方程、连续性方程和动量方程组成，如式 1-2、式 1-3 和式 1-4 所示。

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \bar{U}_l) = \frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad (1-2)$$

$$\nabla \cdot \bar{U} = \frac{\dot{m}}{\rho_l} - \frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (1-3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{U}) + \nabla \cdot (\rho \bar{U} \bar{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot \left[\mu \left(\nabla \bar{U} + (\nabla \bar{U})^T \right) \right] + \rho \bar{g} + \bar{F} \quad (1-4)$$

其中， \bar{U}_l 是液相的速度， \bar{U} 是气液混合物的速度，且 $\bar{U} = \alpha_l \bar{U}_l + \alpha_v \bar{U}_v$ 。

\dot{m} 表示每单位体积相的质量交换， ρ_l 和 ρ_v 分别表示液相和气相的密度。

出于对空泡现象的不同认识，发展出了两类数值计算方法。第一类将空泡当作连续的气相来处理，认为气相和液相相互独立存在，两相之间存在清晰的相界面。基于这种处理方式，界面跟踪方法（尤其是边界元型数值计算方法）得到较为广泛的发展。这类方法的缺陷在于难以处理二维和非定常问题。此外也要忽略或者简化处理粘性效应。另一种基于整个流场域，以欧拉或纳维斯托克斯方程作为求解对象。该方法也有两种思路，一种是多相流方法，每一相都由独立的一组偏微分方程控制，目前应用较多的一种两相流模型是空泡流混合模型 (Mixture Model)^{[48][49]}。应用更多的则是另一种方法，认为整个流场是由可变密度的单一流质组成，通过建立一组偏微分方程控制流体运动和状态。根据混合介质密度场的定义不同，将该类空化模型又划分为两类^[50]：一类是基于状态方程的空泡模型，另一类是基于输运方程的模型，主要有 Merkle^{[51][52]}模型、Kunz^{[53][54][55][56]}模型、Singhal^[57]模型、SchnerrSauer^[58]模型等。

1.3.1 基于状态方程的空泡模型

状态方程模型^{[59][60]}假设混合介质的密度是关于压力的函数，通过密度 ρ 和压力 P 间的函数关系控制气液两相间的转换。通常将密度-压力函数构造为分段函数，以准确计算两者间的函数关系，将压力区间分为以下几个子区间：液相段、两相混合段、气相段。

对于液相段，密度与压力之间的关系如下：

$$\rho / \rho_l = \frac{1}{1 - \frac{p - p_\infty}{K}} \quad (1-5)$$

压力 p 的范围为

$$p \geq p_v + \Delta p_v / 2 \quad (1-6)$$

气相段为：

$$p \leq p_v - \Delta p_v / 2 \quad (1-7)$$

此时密度与压力之间关系服从理想气体状态方程

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (1-8)$$

两相混合段为：

$$p_v - \frac{\Delta p_v}{2} \leq p \leq p_v + \frac{\Delta p_v}{2} \quad (1-9)$$

将液相段、两相混合段、气相段通过光滑曲线连接得到

$$\rho = \rho_v + \Delta \rho \left[1 + \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{p - p_v}{\Delta p_v / 2}\right) \right] \quad (1-10)$$

其中 $K = 2.2 * 10^9$ 是液体的体弹性模量， $R=462$ 是气体常数， $T=293$ 是温度，

$$\begin{aligned} \Delta \rho &= \frac{1}{2}(\rho_l - \rho_v) \\ \Delta p_v &= \pi c_{\min}^2 \Delta \rho = \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \pi c_{\min}^2 \end{aligned} \quad (1-11)$$

最终得到的密度压力关系曲线如下图所示：

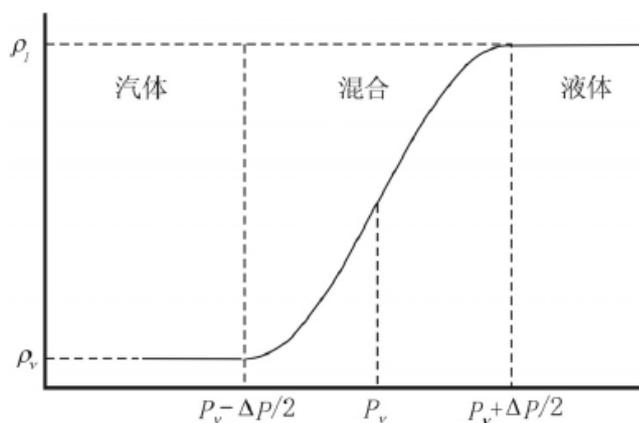


图 1-2 状态方程曲线

Fig.1-2 curve of state equation

由图 1-2 可知, 当液相中压力下降到饱和蒸气压之下时, 液相的密度会随着压力的继续降低, 沿正弦曲线快速下降到气相段, 最终从液相过渡到气相。状态方程通过介质密度的变化, 描述了空化中发生相变的过程。状态方程模型的缺点在于把空化流这一两相流动简化为单一介质流动, 无法保证空化流模拟的精度。因此空化验证中更倾向于使用基于输运方程的空泡模型。

1.3.2 基于输运方程的空泡模型

基于输运方程的空泡模型采用两个源项表达式来模拟两相之间的质量传递, 分别是凝结源项和汽化源项。不同的输运方程模型的差别也体现在源项表达式的构造上, 目前比较成熟的空泡模型有以下几种:

Singhal 模型将混合流的密度同体积分数联系起来, 体积分数 α 用空泡数密度 n 与空泡半径 R_B 表示, 再与 Rayleigh-Plesset 方程以及两相连续性方程联立得到所需的源项, 即冷凝率和汽化率。

$$\frac{1}{\rho} = \frac{f}{\rho_v} + \frac{1-f}{\rho_l} \quad (1-12)$$

式中, ρ_v, ρ_l 分别代表气相密度和液相密度。气相质量分数 f 与气相体积分数 α 满足:

$$\alpha = n \frac{4}{3} \pi R_B^3 \quad (1-13)$$

联立上式得到:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -(\rho_l - \rho_v)(n4\pi)^{1/3}(3\alpha)^{2/3} \frac{DR_B}{Dt} \quad (1-14)$$

气相和液相连续性方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [(1-\alpha)\rho_l] + \nabla \cdot [(1-\alpha)\rho_l V] &= -R \\ \frac{\partial}{\partial t} (\alpha\rho_v) + \nabla \cdot (\alpha\rho_v V) &= R \end{aligned} \quad (1-15)$$

Rayleigh-Plesset 方程:

$$\frac{|P_v - P|}{\rho_L} = \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{1}{\rho_L} \left(4\mu_L \frac{dR}{dt} + 2 \frac{\sigma}{R} \right) \quad (1-16)$$

联立上述四式, 即得:

$$R = (n4\pi)^{1/3} (3\alpha)^{2/3} \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{P_B - P}{\rho l} \right) - \frac{2}{3} R_B \frac{D^2 R_B}{Dt^2} \right]^{1/2} \quad (1-17)$$

忽略二阶小量, 并将 R 拆分为 R_e 和 R_c 两部分, 将气泡半径用如下经验公式表示:

$$R_B = \frac{0.061 W_e \sigma}{2 \rho_l v_{rel}^2} \quad (1-18)$$

得到:

$$\begin{aligned} R_e &= C_e \frac{\sqrt{k}}{\sigma} \rho_l \rho_v \left[\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho} \right]^{1/2} (1 - f_v - f_g) \\ R_c &= C_c \frac{\sqrt{k}}{\sigma} \rho_l \rho_v \left[\frac{2}{3} \frac{P - P_v}{\rho} \right]^{1/2} f_v \end{aligned} \quad (1-19)$$

其中

$$\begin{aligned} P_v &= (P_{sat} + P_{turb}' / 2) \\ P_{turb}' &= 0.39 \rho k \end{aligned} \quad (1-20)$$

C_e, C_c 分别取经验值为 0.02 和 0.01。

1) Kunz 空泡模型

Kunz 模型具有以下特点:

- 对于片状空泡, 两相界面上的力较为平衡, 压力和速度梯度较小;
- 冷凝率和压力以及体积分数成线性关系;
- 源项中含有经验常数, 且对经验常数依赖较大。

在该模型中，冷凝率及汽化率如下表示

$$R_e = \frac{C_{dest} \rho_v \alpha_l \min[0, p - p_{sat}]}{\rho_l \frac{U_\infty^2}{2} t_\infty} \quad (1-21)$$

$$R_c = \frac{C_{prod} \rho_v \alpha_l 2(1 - \alpha_l)}{t_\infty}$$

其中：

$$C_{dest} = 1000$$

$$C_{prod} = 1000$$

2) Zwart 空泡模型

Zwart 模型考虑了当体积分数变大时会导致气核密度减小。它的冷凝率和汽化率源项表达式为：

$$R_e = F_{vap} \frac{2r_{nuc}(1 - \alpha_v)}{R_b} \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_{sat} - p}{\rho_l}} \quad (1-22)$$

$$R_c = F_{cond} \frac{3\alpha_v}{R_b} \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}$$

其中：

$$R_b = 10^{-6} m$$

$$r_{nuc} = 5 \cdot 10^{-4}$$

$$F_{vap} = 50$$

$$F_{cond} = 0.01$$

3) SchnerrSauer 空泡模型

SchnerrSauer 模型是使用最广泛的空泡模型之一，优点是源项表达式中不含有经验常数，因此具有较高的普适性。

它的冷凝率和汽化率的源项表示为：

$$\dot{m}_c = C_c \frac{3\rho_v \rho_l \alpha(1 - \alpha)}{\rho R} \text{sgn}(P_v - P) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3\rho_l}} \quad (1-23)$$

$$\dot{m}_v = -C_v \frac{3\rho_v \rho_l \alpha(1 - \alpha)}{\rho R} \text{sgn}(P_v - P) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3\rho_l}}$$

其中 R_b 是平均泡半径：

$$R_b = \left(\frac{\alpha_v}{1 - \alpha_v} \cdot \frac{3}{4\pi m} \right)^{1/3} \quad (1-24)$$

1.4 湍流模型

现有的湍流数值计算主要方法有雷诺时均化湍流模型(RANS)、大涡模拟(LES)方法及混合湍流模型。针对空化流动问题,目前用的比较多的是 RANS 和 LES 方法^[102]。

1.4.1 RANS 模型

RANS 模型在工程项目上具有广泛的应用,包括 SST k- ε 和 k- ω 模型等,可以在工程要求的精度范围预测平均流动的静态特征,但由于 RANS 模型在平均尺度上抹去了脉动特性,对于大尺度分离流动等非定常运动的求解存在困难^[105]。

SST k- ω 模型^[56]通过在近壁面处采用 k- ω 湍流模型,在远场则采用 k- ε 湍流模型,以避免 k- ω 模型对于入口的湍流的大小过于敏感的问题。这一模型是目前在工程上使用率比较高的湍流模型之一,其主要方程如下:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i k}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (1-25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \omega}{\partial x_i} = & \alpha \rho S^2 P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \\ & 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (1-26)$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right]^4 \right\} \quad (1-27)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (1-28)$$

其中 F_1 是混合方程, y 是边界层中第一层网络的厚度,在边界层中 F_1 的值接近 1,表示为 k- ω 湍流模型,在远场中 F_1 的值接近 0,表示为 k- ε 湍流模型。

该模型的湍流粘度定义为:

$$v_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega ; S \cdot F_2)} \quad (1-29)$$

其中 F_2 满足

$$F_2 = \tanh \left\{ \max \left[\left[\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right] \right]^2 \right\} \quad (1-30)$$

对于模型中的一些常量，通常取值如下：

$$\beta^* = 0.09,$$

$$\alpha_1 = 5/9, \beta_1 = 3/40,$$

$$\sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{\omega 1} = 0.5,$$

$$\alpha_2 = 0.44, \beta_2 = 0.0828,$$

$$\sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega 2} = 0.856$$

1.4.2 大涡模拟

相比于 RANS 模型将湍流的脉动做时均化处理，大涡模拟（LES）方法尝试捕捉流场中的大部分湍流尺度，只留小部分可视为同向且均一的湍流尺寸交给亚格子模型（SGS）进行模拟，可成功模拟大尺度涡流所造成的不稳性和周期性，但 LES 方法相比 RANS 对网格质量要求更高，计算量也更显著。使用大涡模拟计算的 Navier-Stokes 方程如下：

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \nu_{SGS}) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \end{cases} \quad (1-31)$$

Germano 提出的 Smagorinsky 模型是目前通常使用的大涡模拟亚格子模型之一^[86]。其计算粘度系数的公式为：

$$\nu_{SGS} = (C\Delta)^2 |\bar{S}(x,t)| \quad (1-32)$$

1.5 梢涡空泡研究现状

在多数轴对称水力机械结构中都存在梢部间隙，而间隙处容易产生泻涡，这种梢部泻涡产生的空化称为梢涡空化。梢涡的特点是具有极高的压降梯度^[42]，由此产生的梢涡空化可能会造成严重的破坏，如桨叶剥蚀、噪声和水动力性能的下落等。梢涡空化的形成机理十分复杂，其复杂之处在于梢涡空化不仅是由梢涡产生，而且也是涡结构的来源之一。近年来，依赖于试验技术的进步和数值模拟的展开，人们对梢涡空化的微观机理有了更深一步的了解^[43,44]。

梢涡空化研究中经常用到的技术有高速摄像机技术和粒子成像测速技术（PIV）等。梢涡空化和云空化之间的相互影响通过高速摄像机进行了研究。Wu^[63]等人通过粒子成像测速技术研究了空化工况下梢涡涡流的结构。Gopalan^[7]等人平板梢涡空化的速度、涡量分布；Dreyer^[59]等人采用 PIV 技术研究了水翼梢涡空化的三维流场分布，试验设备如图 1-3 所示。在这些试验中，空化现象作为展示梢涡轨迹的一种手段，但关于产生梢涡空化微观机理的研究还是比较困难的。Farrel 和 Bilet^[62]等人发现泵的梢部间隙如果设置在 0.2 倍最大叶片厚度的理想值，初生空化的产生可以被抑制而延迟。Boulon^[81]等研究了椭圆形水翼的梢部间隙大小对梢涡的影响，研究发现随着梢部间隙的减小，初生空化反而更难产生。Wu^[63]和 Miorini 等通过试验和数值模拟手段研究了泵轮叶片梢涡空化的内部结构。研究发现，梢涡空泡在每一时刻都是由不稳定的涡丝形成，随着梢涡空泡向下游延伸，由于压力的作用，涡结构也可以发生破碎，这一现象由 Pasche^[44]等发现。目前，固定二维水翼产生的梢涡空化轨迹和涡结构已经在不同工况条件下得到了充分研究^[16]。

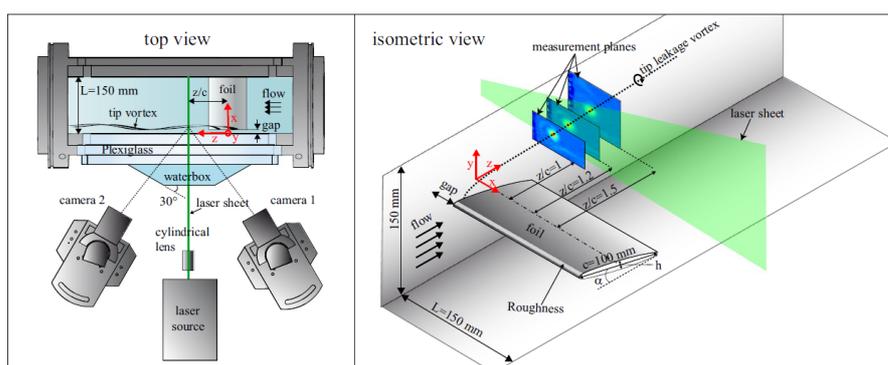
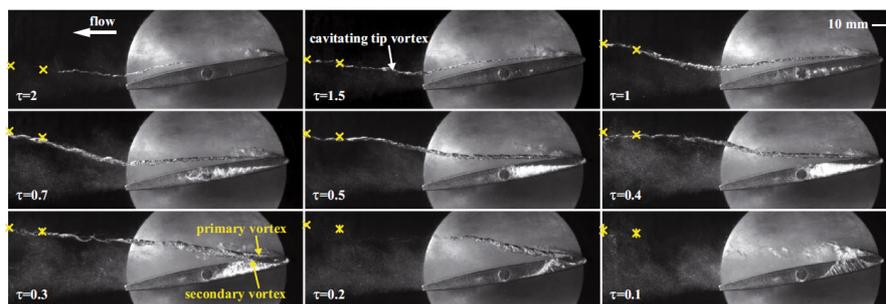


图 1-3 梢涡空化的试验测量仪器^[59]

Fig.1-3 Experimental equipment of tip vortex cavitation^[59]

图 1-4 不同间隙下梢涡空化的轨迹图像^[59]Fig.1-4 Tip vortex cavitation snapshots for different gap widths^[59]

在梢涡空化的试验研究中，除了空化数，另一个比较重要的参数是梢部间隙 τ ，其物理意义为水翼梢部与最近的固壁之间的水平距离（经过无量纲处理）。图 1-4 给出了 Dreyer^[59]的试验中在不同梢部间隙下 NACA0009 水翼产生的梢涡空泡的试验快照，梢部间隙的取值从 0.1~2 之间变化。由图可知，当梢部间隙较大时，梢涡空泡的形态比较细长，可以延伸到水翼下游的相当长的一段距离内，而且离水翼越远，梢涡空泡的轨迹越细，反映在数值模拟中也越难捕捉。随着梢部间隙的减小，梢涡空泡的直径越来越大，延伸至下游的长度也越来越短，此时涡量由分散越来越往水翼附近集中。当梢部间隙进一步减小到 0.1 时，梢涡空泡在离开水翼上表面前就已经溃散掉了。在梢涡空化的数值计算中，难点之一在于对梢部间隙较大的工况下细长梢涡空泡的数值模拟，它要求加密区的网格具有足够高的网格分辨率；在此类工况下自适应网格相比静态网格具有明显的优势，通过动网格追踪梢涡空泡，可以在空泡附近达到足够高的网格分辨率，从而在不显著提高网格量的基础上提高梢涡空泡的数值模拟精度。

除了试验手段以外，CFD 数值模拟也是研究梢涡空化特性的重要手段。通常使用结合湍流模型和空化模型的 RANS 求解器就可以对各类空化进行工程上的数值模拟，但数值模拟的空化区域往往比试验中实际测量得到的空化区域更小，这是由于多方面原因带来的模拟精度不足造成的。为了提高数值模拟的精度，许多研究致力于发展新的计算模型。

在湍流模型方面，Menter 于 1994 年提出的 SST 模型能够较好地捕捉到梢涡空化的一些宏观细节。Smirnov 等人在 SST 模型的基础上提出修改，加入新的计算项，发展为 SST-CC 修正模型，该模型相比原始模型可以提高在非空化条件下的涡量场模拟精度。以 SST 模型为代表的 RANS 方法由于固有缺陷，无法捕捉到小涡脉动，因此只能从宏观上反应梢涡空化的特性，而局部细节与试验情况相差较大。使用大涡模拟方法（LES）可以使得梢涡的模拟精度上升一个台阶，并尽

可能的与试验数据接近。

空化模型方面,由于基于质量传输的空化模型都存在经验参数,如 Kunz 模型, Singhal 模型和 Zwart 模型等。这些经验参数由不同的几何形状和工况参数决定,通过选取合适的参数范围,以上空化模型都能取得较好地数值模拟结果。Morgut 和 Nobile 等人研究了 Kunz, Singhal 和 Zwart 三类空化模型的经验参数对数值模拟结果的影响。Zhao 等考虑空化与旋涡的交互作用,基于 Zwart 空化模型研究了空泡半径与涡场效应之间的关系。而使用无经验参数的 Schnerr-Sauer 空化模型也可以取得很好的模拟效果,而且该模型可以适用于梢涡空化的不同几何模型、不同攻角、不同工况的数值模拟^[20-35]。

1.6 全文主要工作

本文论文题目是《基于自适应网格的水翼空化流数值模拟》,基于开源计算流体力学平台 OpenFOAM 的静态网格空化求解器 `interPhaseChangeFoam` 和动网格空化求解器 `interPhaseChangeDyMFoam`,初步验证自适应网格在水翼的附着型空化和非附着型空化(云空化、梢涡空化)的数值模拟等方面相比传统静态网格的优势。

第二章对自适应网格技术进行了介绍。网格自适应加密技术分为网格变形自适应加密、多叉树自适应加密和块自适应加密等,OpenFOAM 动网格求解器使用的是八叉树自适应加密,即每次加密都将一个六面体网格切分为八个大小相等的独立子网格,并将被切分网格和子网格的信息以加密树的数据结构中父结点和子节点的形式进行存储;当网格不在加密范围内,从加密树上删除子节点,恢复父节点到加密前的状态。对多叉树自适应加密和块自适应加密的优势和劣势进行了比较分析,比如八叉树自适应加密具有更高的加密效率,但相比块状自适应加密更难以实现负载均衡等。接着介绍了 OpenFOAM 执行自适应加密的算法和相关的文件树结构。自适应网格目前在波浪破碎、激波、微气泡射流等非线性自由界面问题的数值模拟中有着广泛应用,而在同样包含复杂流动界面问题的空化流问题,尤其是云空化、梢涡空化等非附着型空化,使用静态网格需要将整个空化区域设置为加密区,对于三维问题来说网格成本十分显著;应用自适应网格技术在不设置静态网格加密区的情况下,通过指定加密参量和加密范围,对位于加密范围内的所有网格进行自适应加密追踪,从而实现高精度的数值模拟。

第三章对 Clark-Y 水翼空化进行了数值模拟,选取不同空化数和攻角的多个工况,从空泡形态、升阻力系数、速度分布等多个方面进行数值模拟与试验结果

的对比、自适应网格结果与静态网格结果的对比以及自适应网格不同加密等级的结果之间的对比。从空泡形态上看，自适应网格相比静态网格，可以捕捉到数量更多、体积更小的空泡，也具有更清晰的空泡界面。静态网格的云空泡在离开加密区后会很快由于网格分辨率不足而溃散，因此需要保证在水翼下游设置足够长距离的加密区；而自适应网格可以追踪云空泡从脱离水翼表面到变形、溃灭的整个过程。比较自适应网格、静态网格的升力系数时序曲线和试验结果曲线，可以发现静态网格在连续的几个准周期内波形、波峰和波谷都具有较高的一致性；自适应网格在连续几个周期内具有相对较高的不稳定性，不同准周期的波峰波谷值偏差较大，这是由于自适应网格在每个时刻的网格总量都不相等等因素造成的。但比较平均升力阻力系数时，自适应网格的计算结果与试验值的误差在一个合理的范围内。

第四章使用自适应网格对 NACA0009 水翼的梢涡空泡进行了数值模拟。对于梢涡空泡这类典型的非附着型空化，使用自适应网格相比静态网格能节省大部分加密区的网格量。首先比较了 Zwart 空化模型和 Sauer-Schnerr 空化模型的计算结果，最终选用 Sauer-Schnerr 空化模型，该模型源项中无经验参数，具有较好的普适性。接着比较了 RANS 和 LES 两类湍流方法的模拟结果。RANS 模拟得到的梢涡空泡轨迹近似于一条直线，形态更加光滑；而 LES 模拟得到的梢涡空泡能反映出涡的脉动特征，即梢涡在往水翼下游发展的过程中，同时绕着涡心旋转，使得梢涡空泡轨迹呈现出一种形状比 RANS 模拟结果更为复杂的曲线。接着分析了梢涡结构组成，主要包括泻涡、分离涡和导涡三部分。通过对自适应网格和静态网格两套网格进行大涡模拟计算，对比结果发现自适应网格的模拟能捕捉到大量体积较小、较难捕捉的导涡，同时自适应网格也能模拟出泻涡和分离涡的更多特征。通过在水翼不同位置做涡量分布的横向切面，可以观察到涡量的分布是从水翼产生 TSV 的一侧到水翼上部再到 TLV 的涡心完成逐步转移的，从而验证了前面提到的 TSV 和 TLV 先混合发展后逐步分离的结论。比较绕 x 轴和 y 轴速度分布的试验结果和数值模拟结果，自适应网格由于在空化区域具有更高的网格分辨率，模拟结果与试验数据更加吻合。

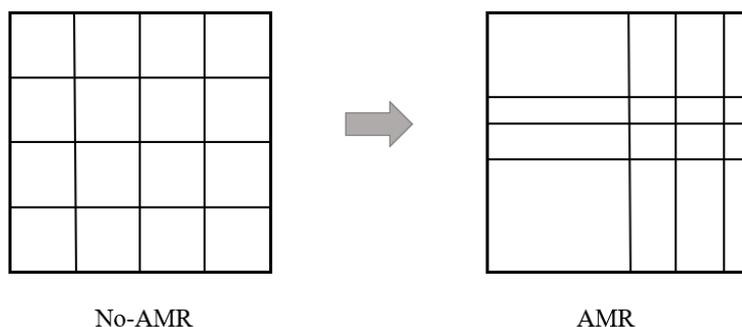
第五章利用三维扭曲水翼 TWIST-11N 作为研究对象，继续验证自适应网格在模拟水翼空泡脱落方面的优势。通过比较自适应网格和静态网格数值模拟的结果以及试验照片可以发现，静态网格的模拟结果与试验相差较大，自适应网格可以模拟出空泡团脱落时空泡形态的细节，而静态网格则由于网格分辨率不足无法捕捉到微小的空泡团从水翼表面片状空化主体脱落的细节。比较自适应网格和静态

网格计算得到的升力系数曲线，可以发现静态网格升力曲线的四个准周期仍具有较高的相似性，而自适应网格的升力曲线较为不稳定，具有更大的波动峰值。接着分析了这种现象主要是由自适应网格波动的网格数造成的，在连续几个空化周期中，网格量时高时低，一般在 10% 的总网格量之间浮动，而不会完全相等。而静态网格的网格量在每个周期、每个阶段都是完全相同的，因此静态网格计算得到的升力系数曲线在不同周期之间具有比较稳定的波形。通过比较自适应网格和静态网格的平均升力系数以及已有文献的计算结果可知，自适应网格的计算结果偏大一些，但误差都在 4% 范围内。

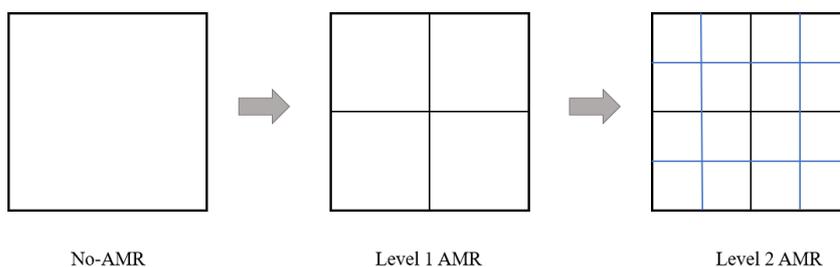
第二章 自适应网格方法

2.1 自适应网格的分类

自适应网格技术是指在静态网格的基础上，通过改变网格拓扑结构、增加局部网格数量等方式，动态自适应地提高局部区域网格分辨率，从而显著提高局部区域数值模拟精度的技术。目前常见的自适应网格技术主要有三种，如图 2-1 所示：第一种是网格变形，在不改变网格总量的前提下，通过动态地改变网格局部的疏密程度，提高局部网格量；第二种是对于需要加密的网格，以二叉树（二维问题是四叉树，三维问题是八叉树）的形式分裂网格，提高局部网格总量；第三种是采用块加密的方式，相比二叉树加密方式，新加密网格与旧网格之间实现了解耦，可以实现更高的并行效率。



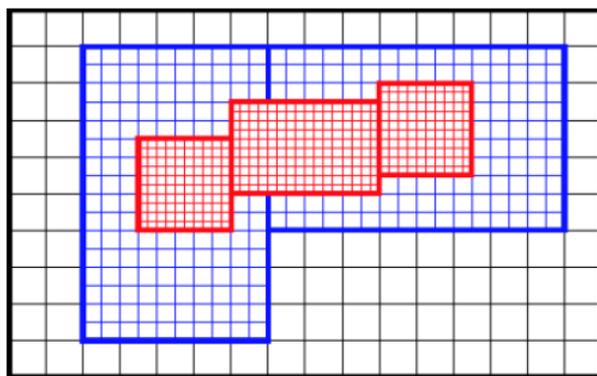
a) 网格变形自适应加密
a) Mesh Distortion AMR



b) 二叉树自适应加密
b) Tree-based AMR

本文采用 OpenFOAM 平台支持的多叉树格式在进行自适应加密。所谓多叉树，是指进行下一级自适应加密时，是以目前已有的网格作为根结点，从根结点分裂

出子节点作为自适应加密的新网格，如图 2-2 和图 2-3 所示。图 2-2 展示的是二维算例的四叉树加密，右侧为记录原网格和子网格信息的加密树。对于三维问题，如图 2-3 所示，一次自适应加密会以八叉树的形式将原网格分裂为 8 个新的子网格，分裂前后总的网格体积保持不变。



c) 块自适应加密
c) Block Structured AMR
图 2-1 自适应网格技术
Fig.2-1 AMR techniques

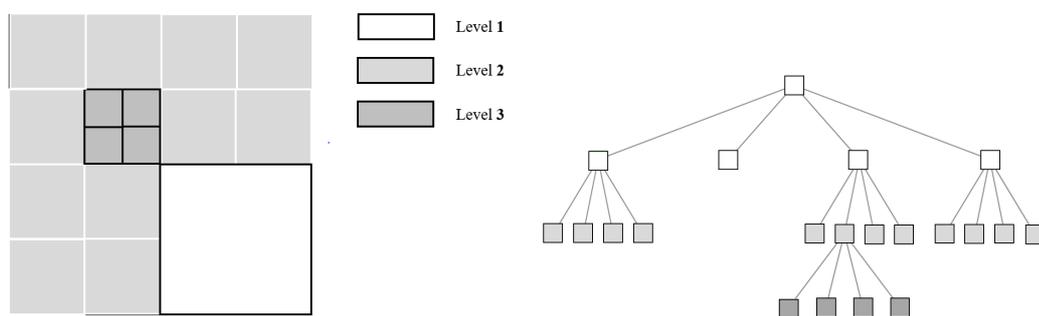


图 2-2 自适应网格与多叉树
Fig.2-2 AMR mesh and tree

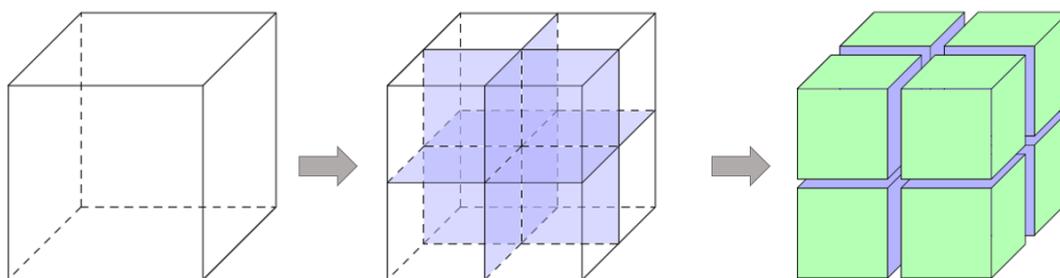


图 2-3 三维网络的自适应加密
Fig.2-3 3-d grid AMR

三种自适应加密算法中，比较常用的是后两种。其中基于网格单元的多叉树自适应加密算法的优势在于加密效率比较高，且适用于 FVM 方法；缺点在于其并行效率比较低，且负载平衡较难控制。而基于块的自适应加密，其优点在于具有较高的并行效率，且易于实现负载均衡，易于实现高阶差分方法；但缺点在于加密效率相比多叉树自适应加密更低^[48]。

2.2 多叉树自适应加密算法

自适应加密首先需要有一个加密参量和加密范围，所有位于物理场中该加密参量指定范围内的网格都是在当前时间步中进行自适应加密的目标对象。在上一个时间步未进行自适应加密的网格，倘若在当前时间步被选为加密对象，则该网格会进行一次自适应加密，该区域的网格量会增加；而在上一个时间步进行了自适应加密的网格，倘若在当前时间步位于加密范围外，则该网格会恢复到加密前的状态，则该区域的网格量会减少。所以每一个时间步，从根结点分裂子节点和删除子节点恢复根结点这两方面的工作都在同时进行。图 2-4 展示了一个自适应网格追踪一个空泡从变形到溃灭的全过程：

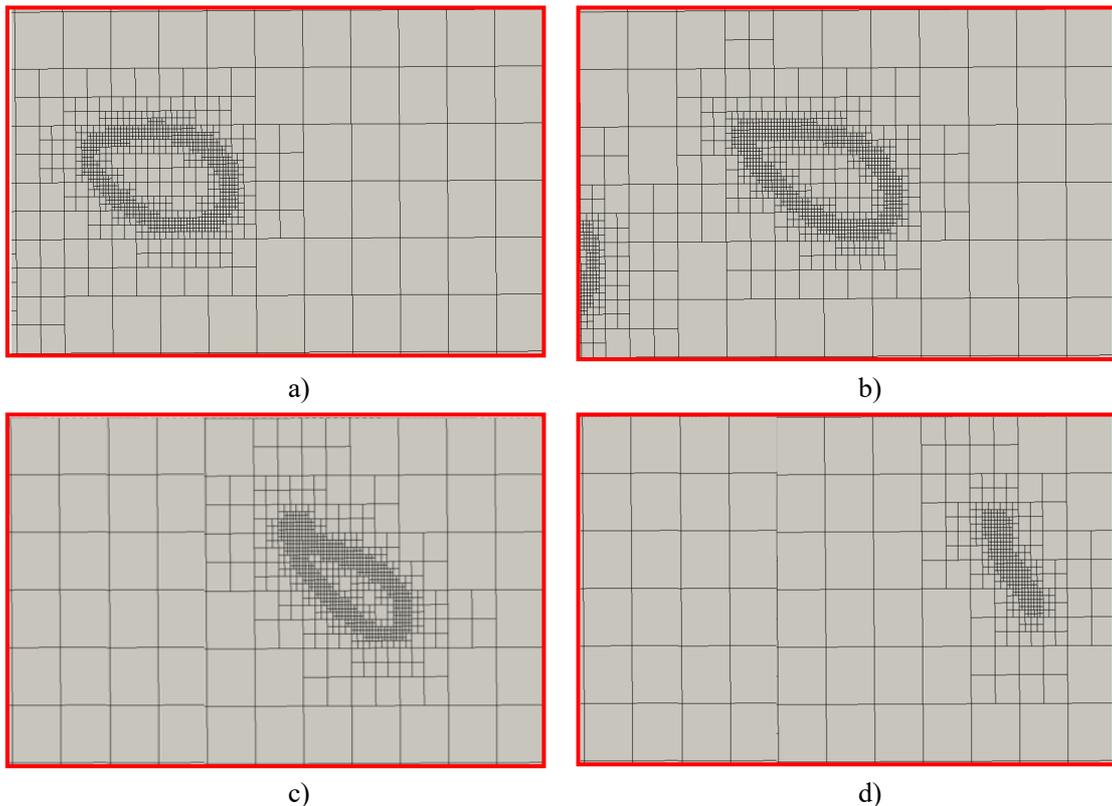


图 2-4 自适应网格捕捉空泡变形
Fig.2-4 Bubble distortion with AMR

自适应网络的加密参量可以是压强、速度、涡量等任意物理场量，在空化问题中经常选取空泡体积分数作为加密参量。空泡体积分数是指使用 VOF 界面方法模拟空泡界面时，每个网格内的气相和液相体积比例，体积分数 α 的范围是 $0\sim 1$ ， $\alpha = 0$ 表示网格处于气相中， $\alpha = 1$ 表示网格处于液相中， $0 < \alpha < 1$ 表示网格处于两相的界面上，如图 2-5 所示，为了清晰地捕捉空泡形态，规定每个时间步内处于 $0 < \alpha < 1$ 范围内的网格都是自适应加密的对象。

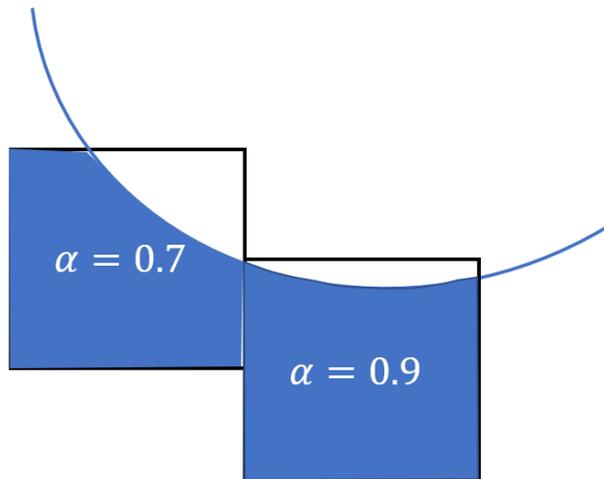


图 2-5 VOF 体积分数示意图

Fig.2-5 Volume of Fraction

图 2-6 中给出了每个时间步进行自适应加密的算法流程图。如图所示，首先第一步是根据网格所处的加密参量（体积分数）的范围判断在当前时间步的该网格是否需要加密，不需要则进入下一步，如果需要，则要先后完成 1) 选取加密网格；2) 对网格按照八叉树进行切分；3) 更新加密树（refinement tree）。加密树是以多叉树的形式存储自适应网格信息的一个字典，每个网格的 ID 以及由它作为根节点分裂出的所有子节点的 ID，以及网格的邻边、顶点等信息，都会在这个字典中存储下来。第二步是还原（distribute）加密树。如果一个根节点对应的网格在上一个时间步被自适应加密过了，而在当前时间步不在加密范围内，则需要删除该根节点的所有子节点，使得当前根节点转化为一个普通的子节点。需要经历以下几个过程：1) 还原网格拓扑结构；2) 还原网格的邻边和顶点信息；3) 在加密树上记录更新的信息。

图 2-7 中给出了 OpenFOAM 中与自适应加密有关的网格和控制文件。其中位

于顶层的两个文件是 hexRef8 和 dynamicRefineFvMesh。

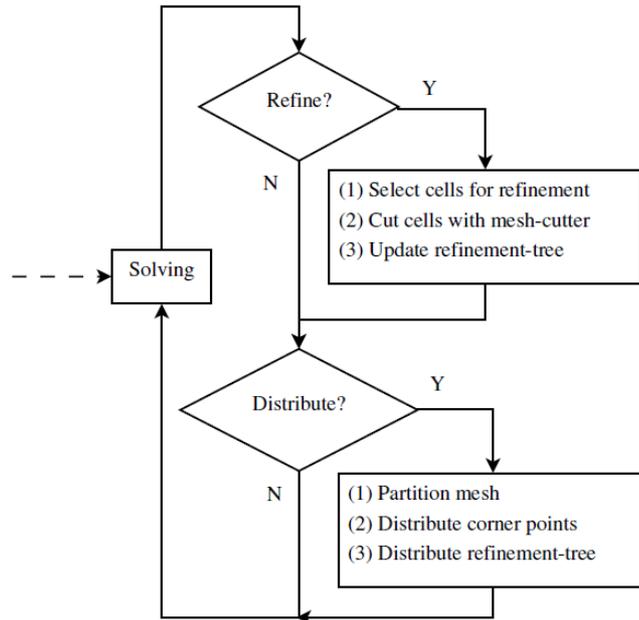


图 2-6 自适应网格流程图^[46]

Fig.2-6 Flow charts of AMR^[46]

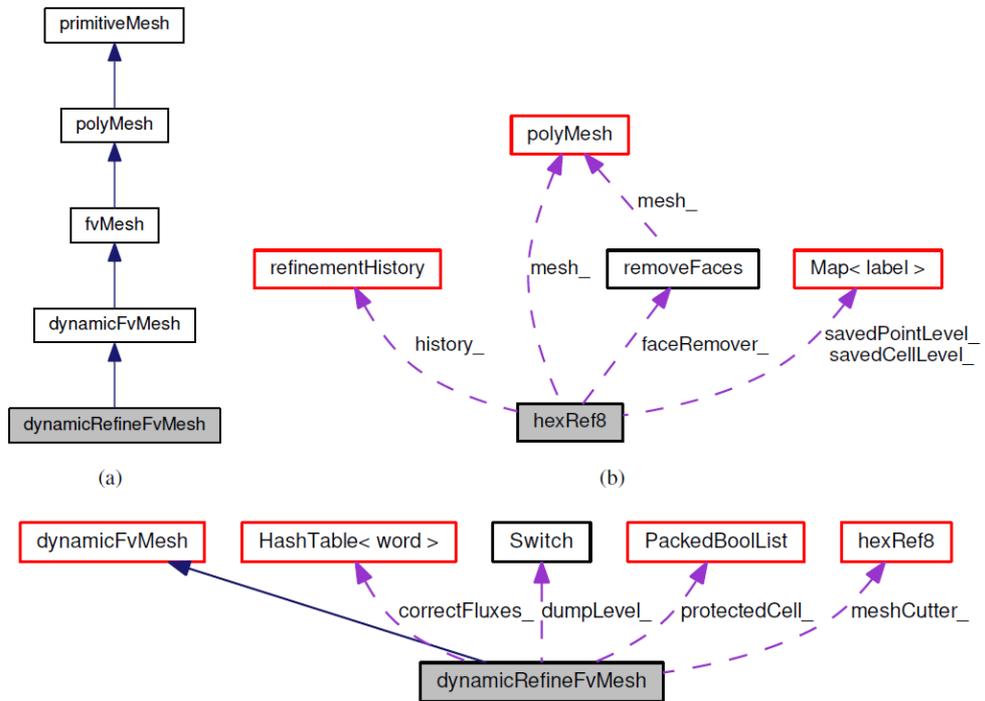


图 2-7 OpenFOAM 自适应网格文件树^[46]

Fig.2-7 OpenFOAM AMR Files Tree^[46]

`hexRef8` 是网格切分程序的控制文件，负责在进行自适应加密时将一个六面体网格切分为八个独立的子网格。切分网格的具体过程是通过 `polyTopoChange` 类为网格更新控制参量，包括顶点、面和网格单元的增加、减少与修改。`hexRef8` 类包含一个 `setRefinement()` 方法接受目标网格的列表作为输入，然后将自适应加密的网格信息插入到 `polyTopoChange` 中进行修改。从上图中还可以看到 `hexRef8` 中包含一个变量 `history_`，这个变量，负责记录网格信息的变更历史，对应的数据结构是一棵多叉树，也就是 `refinementHistory`。`refinementHistory` 提供了方法来更新树的历史，记录网格从根结点分裂出子结点和从根结点退化为子结点的过程信息。

`dynamicRefineFvMesh` 类则主要负责自适应加密的具体流程，算法如前文提到的自适应加密流程图所示。由它负责调度 `hexRef8` 和 `dynamicFvMesh` 等核心类协同完成每个时间步内自适应加密的工作。

2.3 自适应网格的应用

自适应网格 (Adaptive Mesh Refinement, AMR) 是指计算中，对于某些物理梯度很大的区域，高精度的数值模拟对于网格的局部分辨率有着较高的要求，因此自适应网格可以在现有网格的基础上通过分裂为子网格进行加密，从而为重要区域的高精度数值模拟提供足够高的物理分辨率；而在物理梯度比较小的区域，不会进行自适应加密，这样在保持计算高效率的同时可得到高精度的解^[6]。近年来，自适应网格方法的发展十分迅速，已经成为网格方法研究的热点问题，在诸多领域有非常好的应用前景。对于气-液两相流动，自适应网格和界面追踪相结合的方法已被广泛应用于复杂流动界面的精确求解，例如波浪破碎，激波，气泡生长、聚并和破碎等问题^[8~10]。

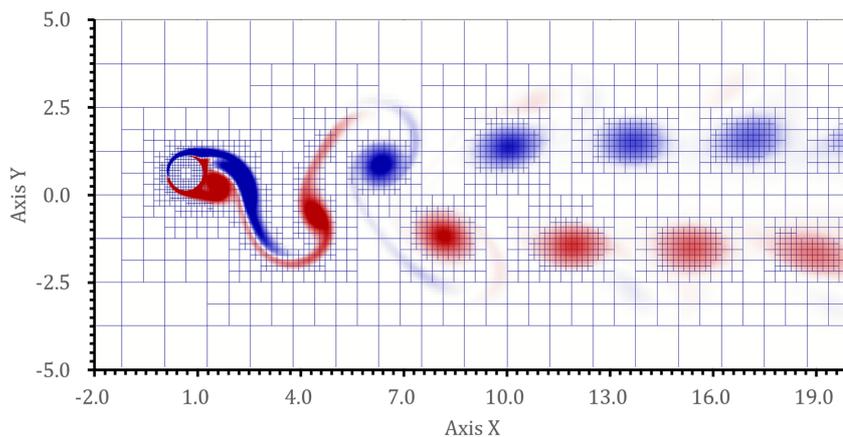


图 2-8 使用自适应网格模拟圆柱涡激振动, Liu^[48]

Fig.2-8 Vortex Induced Vibration of a Cylinder using AMR, Liu^[48]

然而对于同样包含复杂流动界面和质量传输特性的空化流模拟，自适应网格技术的应用尚不充分。对空化现象进行数值模拟的难点在于空化流包含了几乎所有复杂的流动现象，包括湍流、多相流、可压缩流和非定常特性等。长期以来，空化流的数值模拟方法主要集中在空化模型和湍流模型的讨论上。国外 AGNIESZKA 等人^[47]总结了近些年来提出的各种空化模型，其中大部分已经经过了大量的工程实践验证；国内季斌^[48]等总结了空化模拟方法的进展，目前主要发展了三种空化模型：两相流模型（欧拉-欧拉模型和欧拉-拉格朗日模型），均匀介质混合流模型和基于界面动力学的空化模型等。黄彪^[49]等总结了湍流模型在空化模拟中的应用，包括 LES 方法、RANS 模型及其混合模型等，都在空化计算方面取得了成功的应用。

随着对空化现象的认识愈加深刻，研究发现对于非附着型空化（云空泡、梢涡空泡等）的数值模拟，使用静态网格计算存在一定缺陷，有时用更高精度的空化模型和湍流模型也不足以有效提高数值模拟的精度，将自适应网格应用于这一类空化问题的要求愈发迫切。尤其是梢涡空泡，空泡离水翼的距离越远，空泡也变得更加微弱，更加难以捕捉，因此使用静态网格进行计算时，需要在整个加密区域设置较高的加密等级，在三维问题中，加密区的网格量会变得非常巨大，而且随着加密等级的提升，总网格量的增长速度也十分迅速。尤其是螺旋桨，由于具有复杂边界形状和更大的计算域，整体网格量与水翼相比不在一个数量级上。在此类空化的数值模拟中使用自适应网格相对静态网格的优势十分明显，因为自适应网格可以根据加密参量，如空泡体积分数、涡量等参量，动态地对位于这些参量的加密范围内的网格进行自适应加密，从而不需要设置加密区，也可以具有较高的数值模拟精度。而且随着自适应加密等级的提高，分裂产生的新网格只会分布在空泡界面附近，因此总体网格量不会显著的提升。

Yilmaz^[50]等在螺旋桨梢涡空化的数值模拟中，首先使用静态网格对螺旋桨桨叶叶梢进行加密，总体网格量已经达到 1700 万左右，但由于桨后流场的网格的物理分辨率不足，仍然无法成功模拟出梢涡空化。Bertetta^[51]提供的一种解决方法是先通过面元法试算确定空化流场中梢涡的大致轨迹，再沿着梢涡轨迹对附近的静态网格进行加密，最终用比较少的网格量捕捉到比较清晰的梢涡空泡，但是这种方案需要迭代多次才能最终确定梢涡的轨迹，换一种工况（比如更改螺旋桨进速系数或流场空化数）后梢涡轨迹发生变化，需要重新通过反复试算确定梢涡网格区域。自适应网格据 VOF 体积分数自动捕捉梢涡空化的轨迹并自适应可以在流

场中根据 VOF 体积分数自动捕捉梢涡空化的轨迹并自适应加密附近的网格,对于不同的工况选取同一套背景网格即可^[5]。Lin^[52]等基于 OpenFOAM 平台应用自适应网格技术研究了圆柱形回转体表面的空泡流动,成功捕捉到了片空泡的生长与脱落过程,结论表明自适应网格加密后能够在空化区域捕捉到更多小尺度的涡结构,片空泡和云空泡的形态也更加破碎,提升自适应网格的加密等级后可以在没有大幅增加计算成本的同时显著提升数值模拟的精度。Eskilsson^[53]等将自适应网格技术应用于 NACA0015 水翼的空化流模拟,并使用了不同的加密准则,包括体积分数 α 、涡量 Q 、压强 P 等等,结果表面使用 Q 准则进行自适应加密的效果不如使用体积分数 α 加密。Thomas Lloyd^[54]等使用自适应网格模拟螺旋桨梢涡空化,结果表明通过自适应加密,梢涡空泡上卷的细节特征得到更好的呈现,而且使用高精度的湍流模型更能发挥自适应网格的优势。

本文主要使用自适应网格对水翼空化流进行了数值模拟,包括 Clark-Y 水翼的空化流、NACA0009 水翼的梢涡空化以及 TWIST-11N 三维扭曲水翼的空化流,在空泡体积分数、空泡轨迹、升阻力系数、速度压力分布等多个方面比较了数值模拟结果(静态网格和自适应网格)和试验结果,以初步验证自适应网格在水翼空化流数值模拟方面的可行性以及相比传统静态网格的优势。

2.4 本章小结

本章从自适应网格的分类、自适应网格的加密算法、基于 OpenFOAM 平台的自适应网格实现以及自适应网格的应用等几方面对自适应网格技术进行了总结。OpenFOAM 平台使用的是八叉树自适应加密算法,其中 refinement tree 加密树作为核心的数据结构,负责以父结点和子结点的关系记录原网格和加密后子网格的信息;每个时间步中自适应网格程序分别执行更新加密树和还原加密树两个步骤,即首先寻找当前时间步位于加密范围内但上一个时间步没有位于加密范围内的网格组成网格集合,通过 hexRef8 程序对该网格集合进行切分,并将切分的子网格和原网格的信息记录在加密树上;其次再遍历当前时间步没有位于加密范围内但在上个时间步内位于加密范围内的网格组成网格集合,在加密树上删除该网格的所有子结点,将网格恢复到子结点的位置上。通过以上两个步骤,实现自适应网格对移动界面的动态跟踪与捕捉。最后,本章总结了自适应网格技术的数值模拟方面的诸多应用。目前,自适应网格在波浪破碎、激波等问题上已得到广泛应用,使用自适应网格追踪自由界面,可以捕捉到微小的液滴以及形状复杂的曲面等。对于包含同样复杂界面的两相空化流模拟,尤其是云空化、梢涡空化等非附着型

空化，使用自适应网格，不需要设置加密区就可以自动捕捉空泡界面，从而可以在降低总网格量的基础上显著提高空化区域的数值模拟精度。

第三章 Clark-Y 水翼空化数值模拟

3.1 计算域和网格

本文选取 Clark-Y 水翼作为研究对象，水翼弦长 $c = 70\text{mm}$ ，翼展为 $0.3c$ 。计算域如图 3-1 所示，上游入口位于翼前 2 倍弦长处，下游位于翼后 7 倍弦长处。上下边界的边界条件设置为自由滑移固面，左右边界的边界条件设置为对称，Clark-Y 水翼的边界条件设置为无滑移固面。来流速度大小设置为 10m/s ，出口压力大小由式 3-1 决定：

$$\sigma = \frac{P - P_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (3-1)$$

其中：

σ 为空化数，取 0.5, 1.0, 1.5 等多个值；

P_v 为试验温度下的饱和蒸汽压，取 2970 Pa ；

ρ 为液相流体密度，取 998 kg/m^3 ；

U 为来流速度，取 10 m/s 。

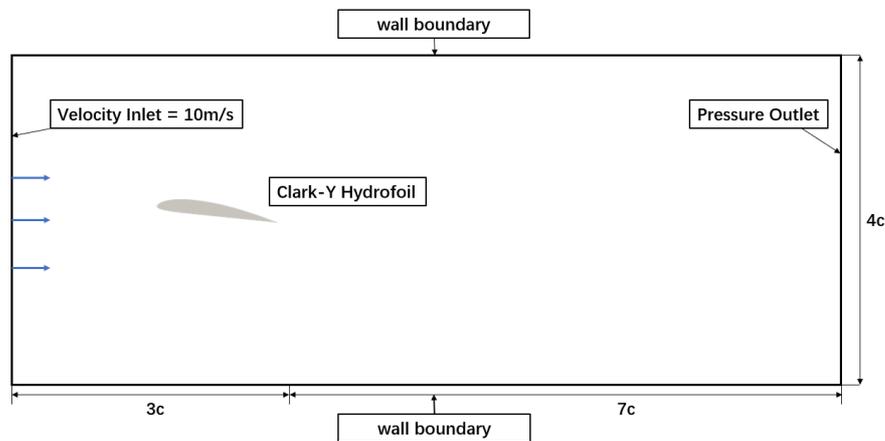


图 3-1 Clark-Y 水翼计算域

Fig.3-1 Computation domain of Clark-Y hydrofoil

网格方面，划分了两套静态网格，其中一套用作静态网格算例，总网格量在 200 万左右；另一套是用作自适应网格计算的背景网格，总网格量在 50 万左右，

如图 3-2 所示。在结果分析时对静态网格和自适应网格的计算结果进行对比。

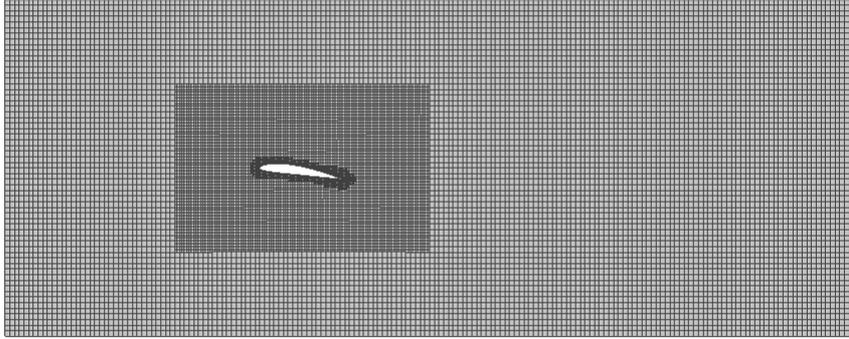
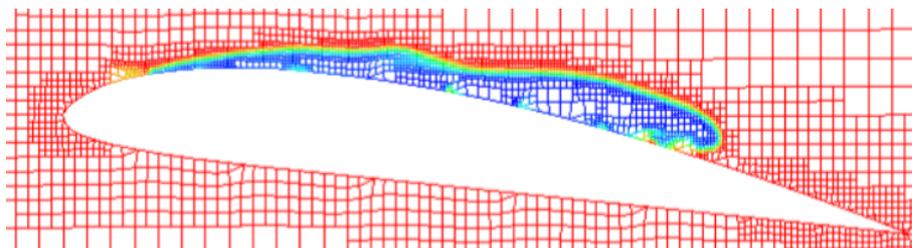


图 3-2 Clark-Y 水翼背景网格

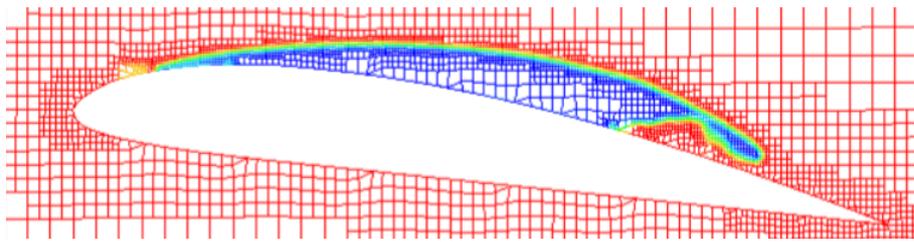
Fig.3-2 Background Mesh of Clark-Y hydrofoil

3.2 片空化脱落过程数值模拟

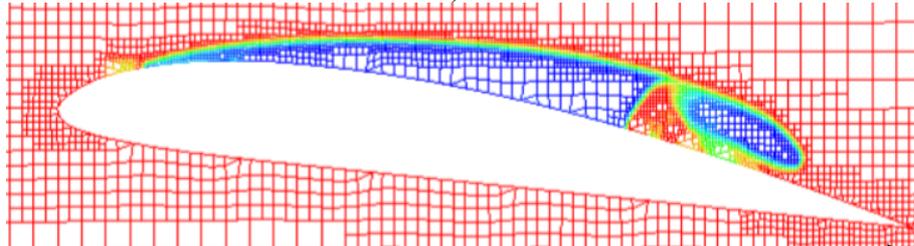
图 3-3 至 3-5 分别给出了使用不同加密等级的自适应网格模拟片空化从水翼表面脱落的过程，选取了其中的四个典型时刻。在 t_1 时刻，片空化发展到了最大的长度，几乎覆盖了整个水翼表面；在 t_2 时刻，片空化开始受到水翼下游自下而上的回射流的作用，在片空化的底部产生一个漩涡，片空化因而变得十分不稳定；在 t_3 时刻，片空化开始发生断裂，此时刻断裂部分的空泡最细，对网格局部分辨率的要求最高，不同自适应加密等级的模拟结果也存在最为显著地不同；在 t_4 时刻，片空化部分脱离水翼表面，成为云空化，剩余的片空化主体部分开始向水翼上游回缩，逐步回到了起始时刻。以上四个时刻代表了水翼片空化脱离的一个完整过程。从图 3-3 开始，进行自适应 1 级加密，到图 3-5，进行自适应 3 级加密，三张图一共提供了三个加密等级的计算结果，加密等级每提高一级，自适应网格都会在已加密网格的基础上再进行一次分裂加密，因此空泡边界周围的网格会自动加密，但没有位于空泡界面的网格则在不同加密等级中完全相同；这也是静态网格加密和自适应网格加密的重要区别之一。从图 3-3 中可以看到，位于相界面边界的网格均从一个分裂为四个，其中最为重要的时刻是图 c) 对应片空化脱落的



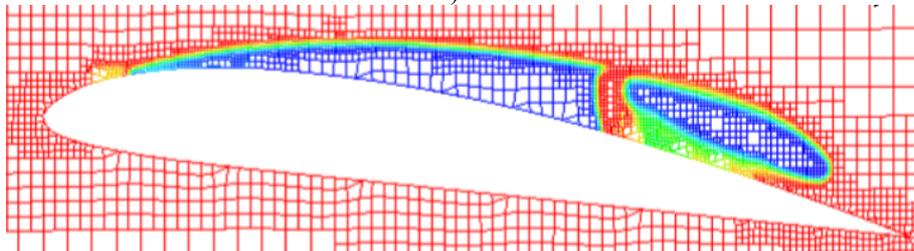
a) t_1



b) t2



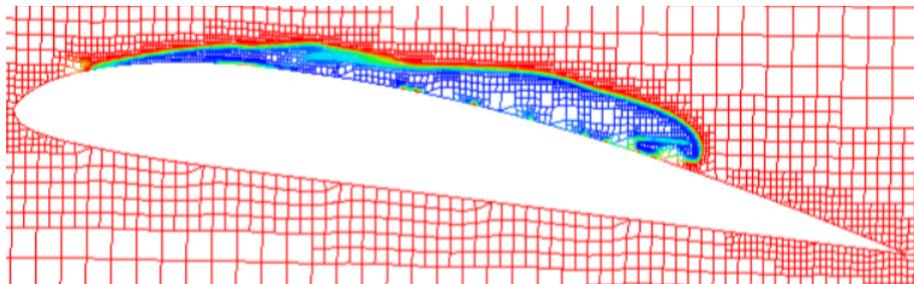
c) t3



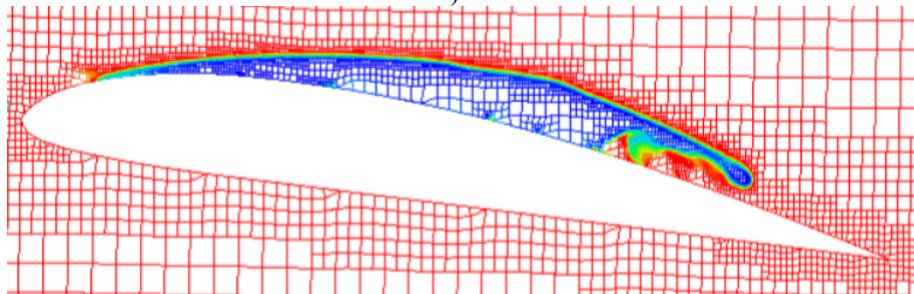
d) t4

图 3-3 自适应网格 (加密等级 Level 1)

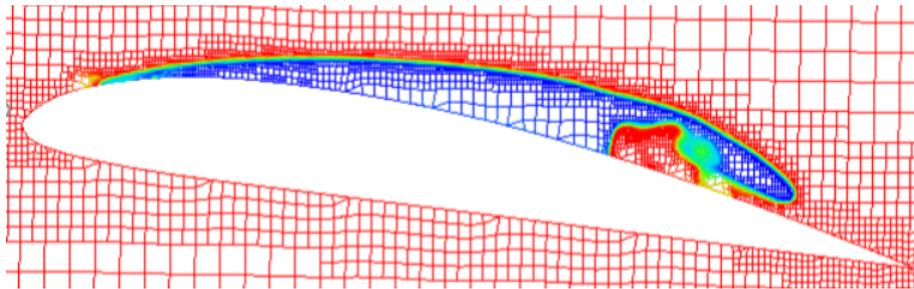
Fig.3-3 Level 1 AMR



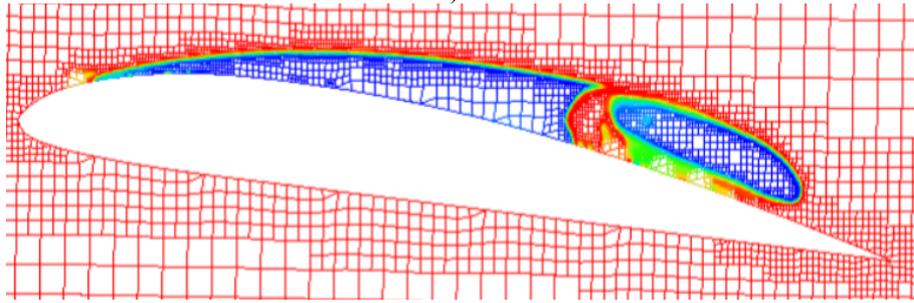
a) t1



b) t2



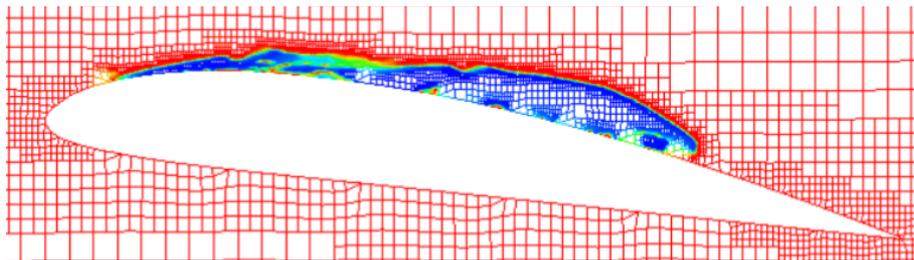
c) t3



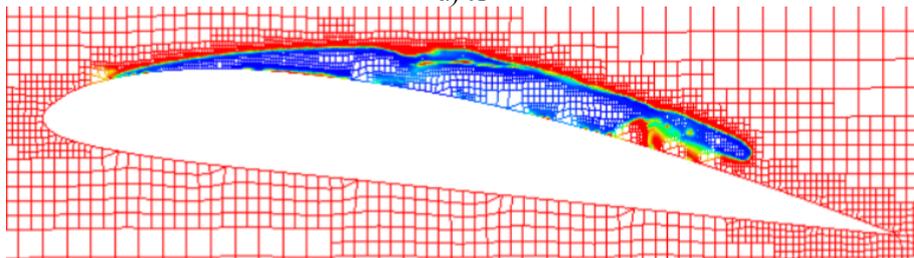
d) t4

图 3-4 自适应网格 (加密等级 Level 2)

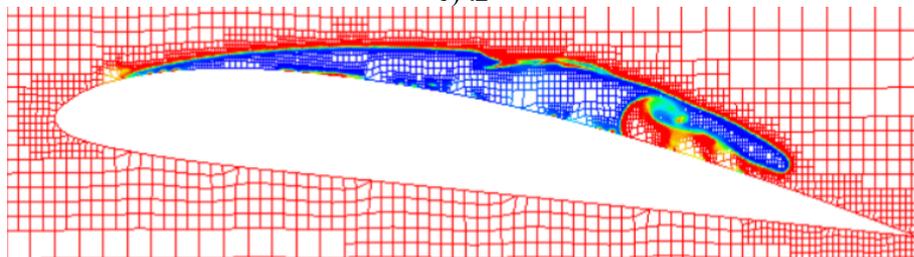
Fig.3-4 Level 2 AMR



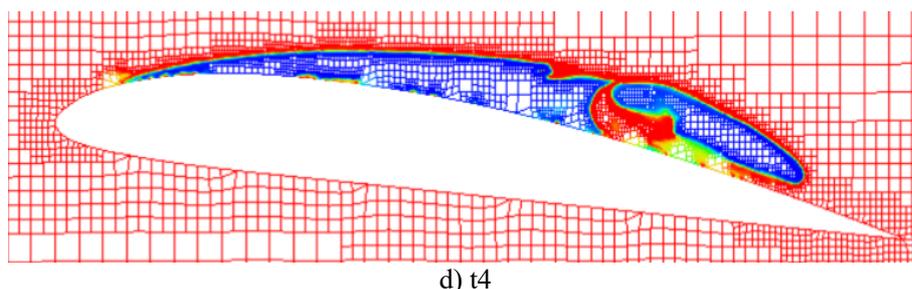
a) t1



b) t2



c) t3

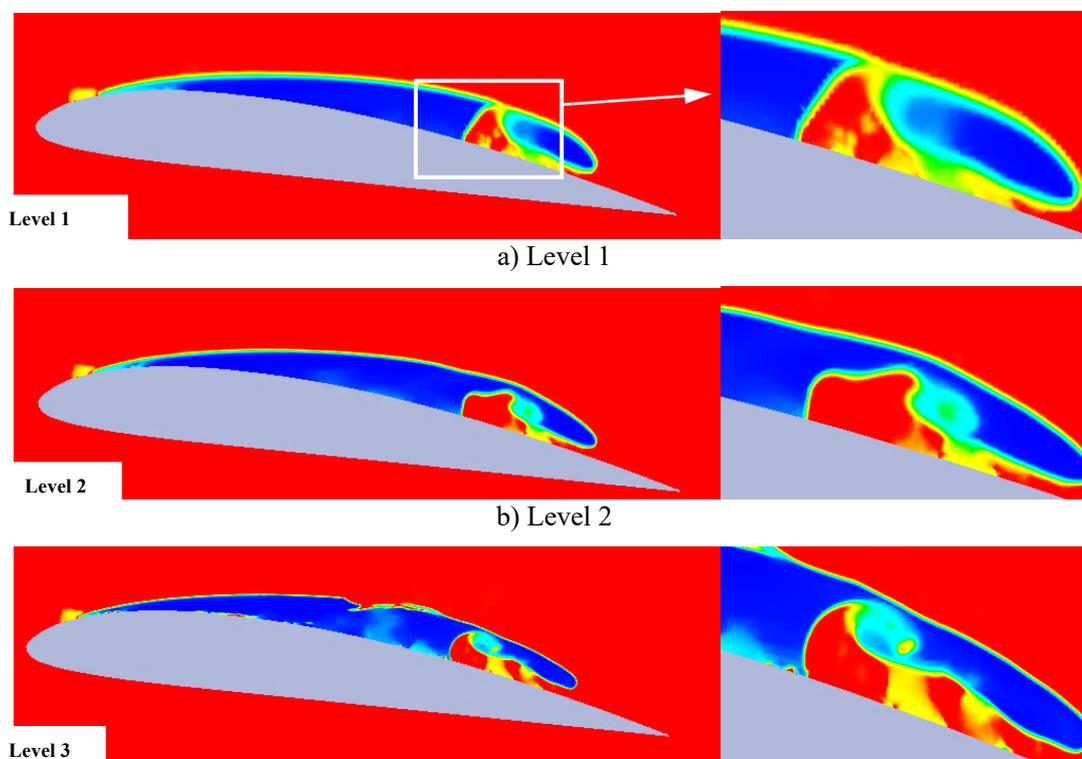


d) t4

图 3-5 自适应网格 (加密等级 Level 3)

Fig.3-5 Level 3 AMR

瞬间，因此选取了该时刻三个自适应加密等级的空泡形态对比图及局部放大图，如图 3-6 所示。从图中三个该区域的放大图像对比来看，不同加密等级的自适应网格的结果之间存在明显的区别。Level 1 等级的相界面仍然是比较模糊的，脱落部分和片空化之间已经发生分离；而 Level 2 等级可以较为清晰地观察到片空泡断裂处相界面的形状，脱落部分和片空化主体之间也没有完全分离；而在 Level 3 等级下，可以更清晰地捕捉到水汽混合的模糊界面 ($0 < \alpha < 1$)，因此断裂处的相界面相比其他加密等级的宽度更大。而且在 Level 3 的相界面处可以观察到片空泡上缘为正的的速度矢量，而靠近水翼表面的下缘由于回射流的影响，为负的速度梯度，从而对片状空化形成了剪切流的作用，造成了片状空化的脱落。在 Level 3 的相界面处，可以比较清晰地观察到由于回射流作用带来的旋转效应。



a) Level 1

b) Level 2

c) Level 3

图 3-6 空泡形态对比

Fig.3-6 Comparison of cavity patterns

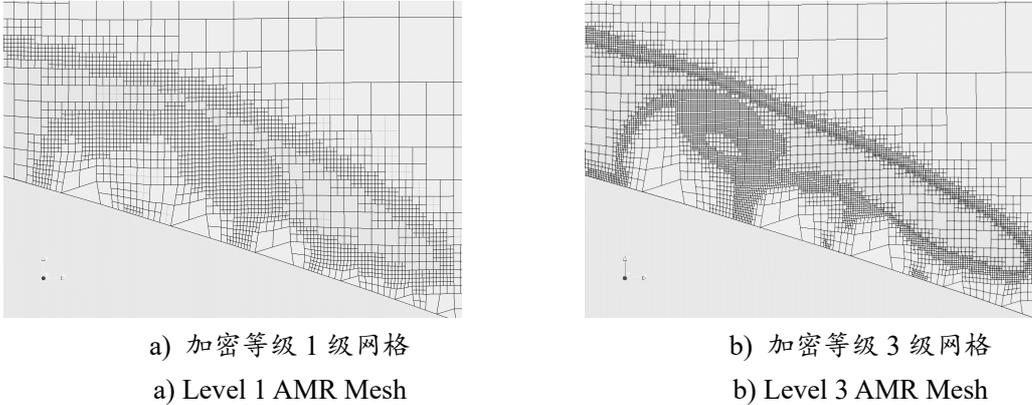


图 3-7 不同加密等级网格对比

Fig.3-7 Comparison of meshes in different AMR levels

图 3-7 对比了 Level 1 和 Level 3 两个加密等级下的自适应网格，可以看到 3 级自适应网格是在 1 级自适应网格的基础上经过两级自适应加密后生成的，3 级自适应网格在空泡界面处的网格量要远高于 1 级自适应网格，因此也具有更高的物理分辨率，可以将 1 级自适应网格的相界面在更高的精度和更细的网格尺度下模拟出来。由图 3-7 中也可以看到，在非相界面处，两张图中的网格分布是完全一致的，因此提高自适应加密等级所增加的网格量，均用于提高相界面处的物理分辨率，而不会在非空化区域进行加密。

图 3-8 给出了图 3-6 对应时刻 Clark-Y 水翼周围的速度矢量图，在水翼的前半部分，水翼表面的速度场方向均与入流速度相同，片状空泡的形态也比较稳定；而在水翼的下半部分，水翼附近会产生一个涡结构，即贴近水翼表面的速度方向与来流速度相反，这段逆速度区是由回射流产生的，它也是片空化不稳定的来源。在回射流的作用下，片状空化在逆速度区的部分发生脱落，与水翼表面分离，从而形成了云状空化，最终水翼表面的片状空化回退到水翼前缘，以上过程即为一个完整的空化周期。回射流机制也是片空化脱落现象的主流机理之一，另一个造成片空化脱落的机理是激波。

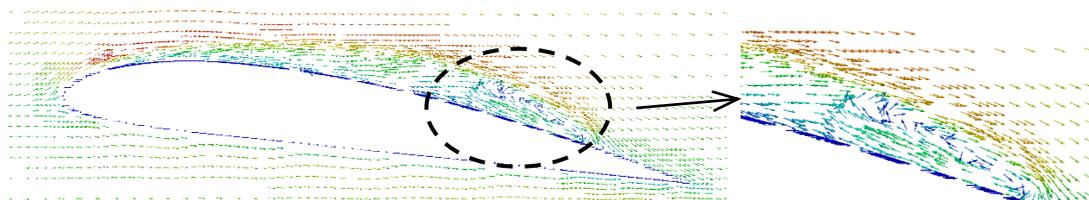


图 3-8 片空化速度矢量图

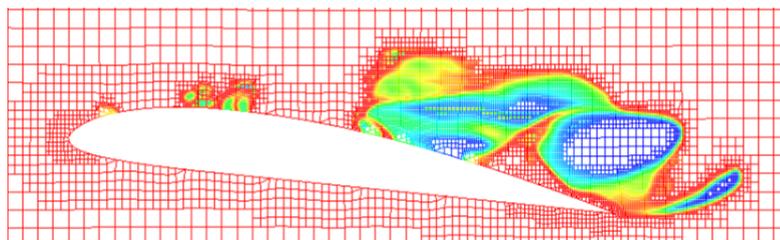
Fig.3-8 velocity vector of sheet cavitation

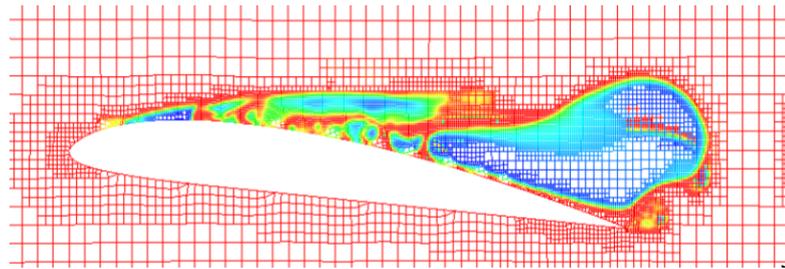
3.3 云空化数值模拟

图 3-9 和图 3-10 给出了自适应网格和静态网格在一个典型的空化周期内的空泡形态云图，背景分别为自适应网格和静态网格。 t_1 时刻为空化周期的起点，此时片空化已经完全退缩到了水翼前缘分； t_2 时刻的片空化开始向水翼下游稳定发展； t_3 时刻片空化长度达到最长，几乎覆盖了整个水翼上表面，同时片空化受到了回射流的影响而变得极为不稳定； t_4 时刻片空化发生断裂，断裂部分脱离水翼表面成为云空泡，同时片空化开始回退； t_5 时刻片空化最终回退到水翼前缘的周期初始状态，以上为一个云空化的完整周期。

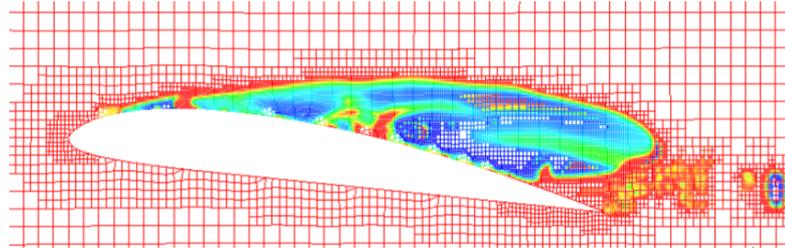
由图中可以看出自适应网格与静态网格存在的显著差异。对于静态网格，图中整个区域都在加密区内，从图 a) 到图 c)，片状空化处于生长阶段，空泡面积不断扩大，几乎覆盖了整个水翼表面。从图 d) 到图 e)，片状空化处于收缩阶段，受到回射流的作用，片状空化发生断裂，脱离水翼表面形成云状空化，剩余部分回退到水翼前端，从而呈现出空化发展的准周期性。

自适应网格的模拟结果相比静态网格的最大区别在于捕捉到的脱落的云空泡更加破碎，空泡界面更加清晰，与模型试验也更加接近。静态网格模拟结果中云空泡在脱离水翼表面后，会经历一段变形过程后受到高压作用发生溃灭。对于静态网格，云空泡一旦离开加密区域后，由于网格分辨率的不足，将很快发生溃散，无法观察到完整的变形过程，因此静态网格加密区域需要延伸到水翼后端相当长的一段距离（ $7c \sim 8c$ 左右），从而导致网格量的显著增加。

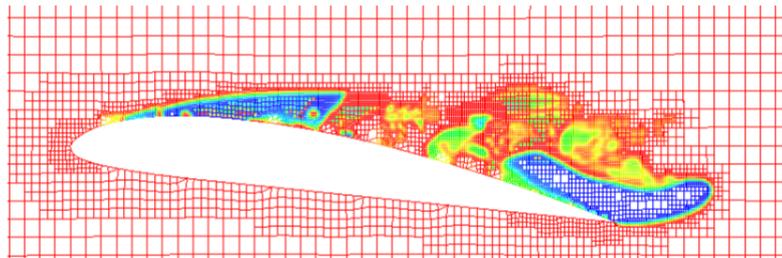
a) t_1



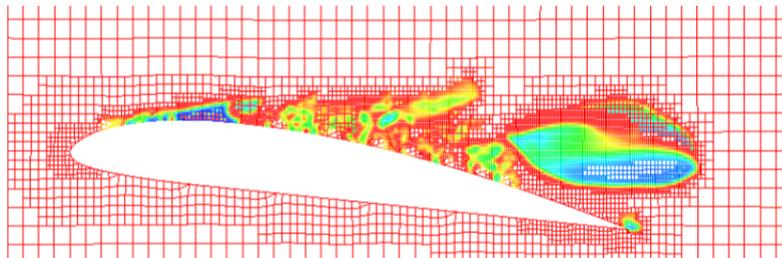
b) t2



c) t3



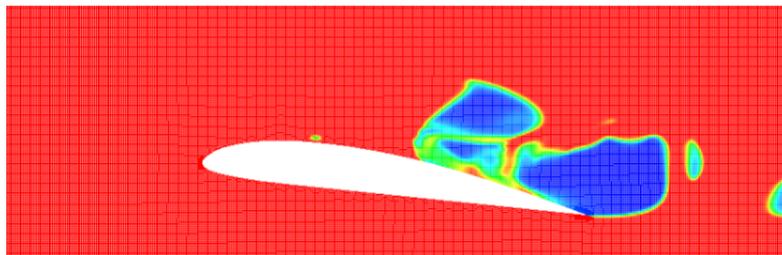
d) t4



e) t5

图 3-9 一个周期内的云空泡形态云图 (自适应网格)

Fig.3-9 cloud cavitation pattern in a cycle (AMR)



a) t1

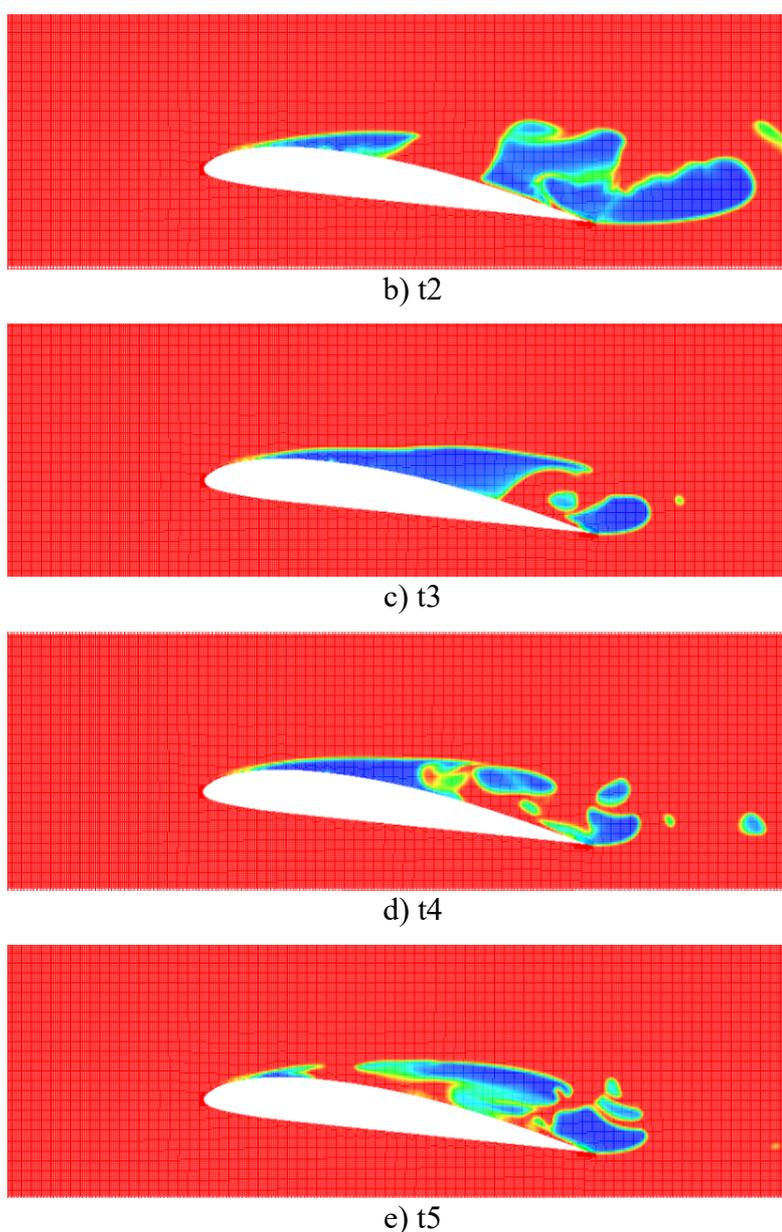


图 3-10 一个周期内的云空泡形态云图（静态网格）

Fig.3-10 cloud cavitation pattern in a cycle (static mesh)

而使用自适应网格则不需要设置这么长的加密区域，因为自适应网格可以主动地捕捉云空泡整个变形到溃灭的过程，从而节省了大量加密区的网格；而且自适应网格可以根据加密等级的不同设置，在空化区域，尤其是两相界面处，具有比静态网格更高的物理分辨率，因此自适应网格可以通过较小的网格量达到较高的数值模拟精度。

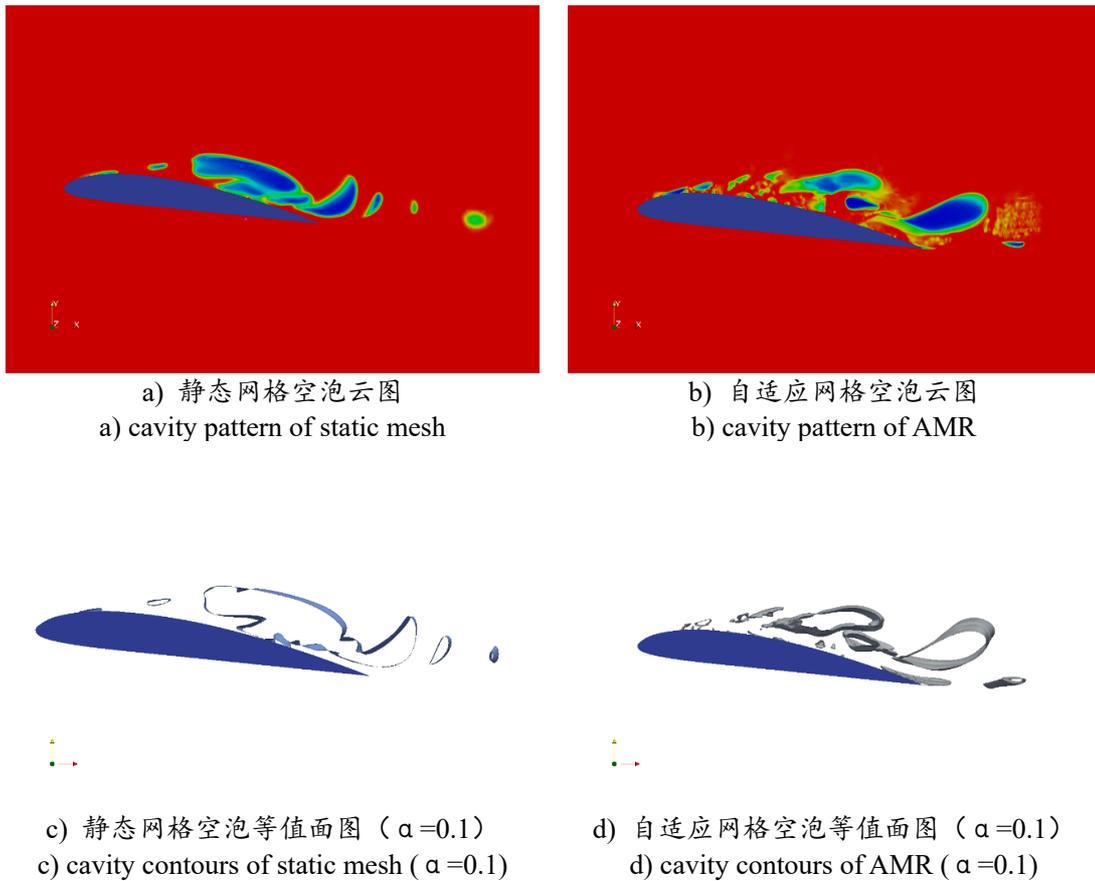


图 3-11 静态网格与自适应网格模拟结果对比

Fig.3-11 Comparison of static mesh and AMR results

图 3-11 给出了静态网格和自适应网格对应的空泡云图和等值面图 ($\alpha=0.1$) 的对比图, 此时刻为一个空化周期内的结尾, 片状空化退到水翼前端, 主体为脱离水翼表面的云空泡。静态网格图中只出现了四个体积较大的云空泡, 而自适应网格的图中模拟出了许多个体积微小的云空泡, 空泡形态也更加破碎, 与试验更为吻合。另外, 自适应网格也可以对离开水翼表面一段距离的云空泡在遇到高压溃灭之前进行整个空泡变形过程的动态加密追踪。如图 3-12 所示, 图中的云空泡已经离开加密区, 如果是在静态网格算例中会迅速溃灭掉; 而在自适应网格的追踪下, 云空泡不仅没有马上溃散, 还具有非常清晰的空泡界面。图中蓝色部分为纯气相的空泡内部, 而绿色部分为气相与液相的混合区域, 交界处较为模糊, 自适应网格对这两部分区域都进行了加密追踪, 使得云空泡的整个体积缩小与变形的过程都被以较高精度地模拟了出来。

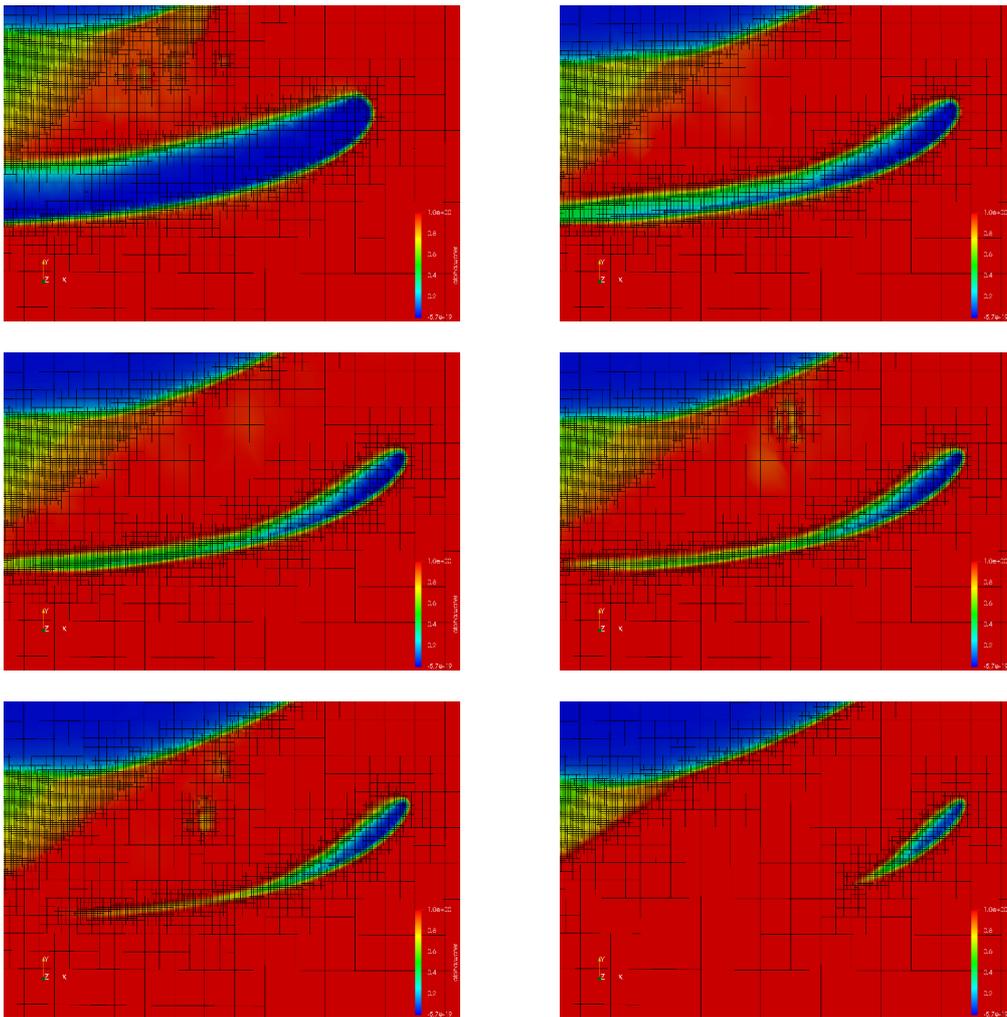


图 3-12 自适应网格对云空泡界面的动态追踪

Fig.3-12 Dynamic capture of cavity interface with AMR

3.4 升阻力系数与速度分布计算

图 3-13 中给出了 $\alpha = 8^\circ$ 攻角下数值模拟和试验结果在若干个准空化周期内的升力系数时序图，将静态网格和自适应网格数值模拟的结果与试验数据进行了对比。由图中可知，静态网格模拟的升力系数曲线波动区间较小，且每个周期内的最大值比较平坦，基本上最大值都在 0.75 附近，而最小值都在 0.55 附近。而自适应网格模拟得到的升力系数曲线波动幅度较大，升力系数的峰值比试验峰值还要大，最大达到了 1.05，谷值也与试验谷值很接近，最小值为 0.45 左右。这是由于使用自适应网格后，在每个周期、每个时间步内加密网格的分布都是不均匀的，网格总量也是动态变化的，一般任意两个时刻都会具有数量不同的自适应网格。

因此自适应网格计算得到的升力系数曲线的脉动幅度也更大一些，且连续几个周期的波形差别较大、分布比较不均匀。而静态网格算例的网格数量在所有周期中都是相同的，因此静态网格升力曲线的计算结果在每个周期期间都比较平稳、均匀。自适应网格的峰值区间大小与试验数据较为接近，同时峰值位置与试验数据也比较吻合，而静态网格的峰值区间更大且峰值位置也与试验较为吻合。

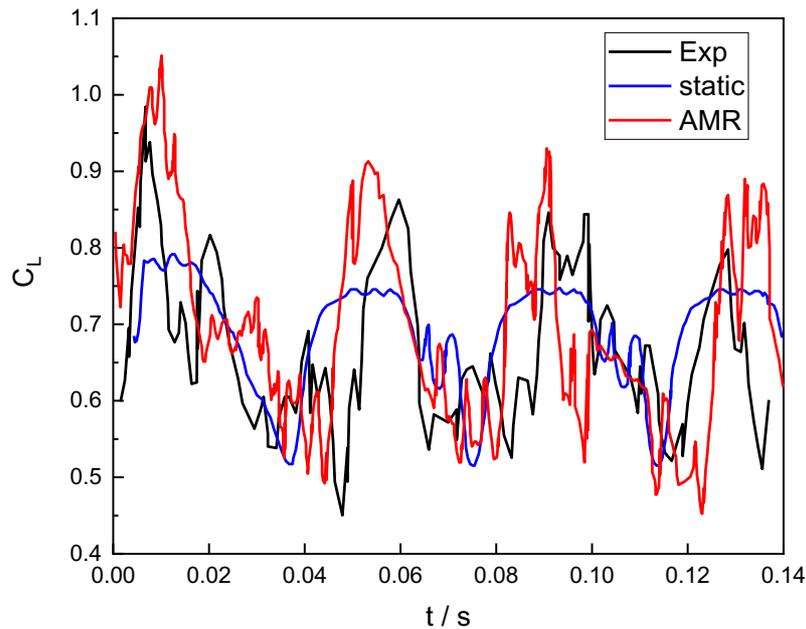


图 3-13 升力系数时序图

Fig.3-13 Timing Sequence Diagram of Lift Coefficient

图 3-14 和图 3-15 中给出了不同攻角和空化数下的平均升阻力系数。一共选取了 $\alpha = 8^\circ$ 和 $\alpha = 5^\circ$ 两个攻角以及 $\sigma = 0.5, 0.8, 1.5$ 三个空化数，共计 6 个工况的算例。随着空化数的增大，水翼空化经历了初生空化、片状空化、云状空化和超空化的变化阶段。在攻角 $\alpha = 8^\circ$ 的工况下，当空化数小于 1.3 时，水翼空化位于前三个阶段，此时升阻力系数的变化都比较明显。随着空化数的增大，升力系数不断增大时并在空化数为 1.0 时达到峰值且趋于稳定，而阻力系数经历先上升后下降并趋于稳定的阶段，在空化数为 0.8 左右时阻力系数达到最大值。当空化数大于 1.5 时，升阻力系数均趋于一个稳定值，此时水翼空化进入超空化阶段。

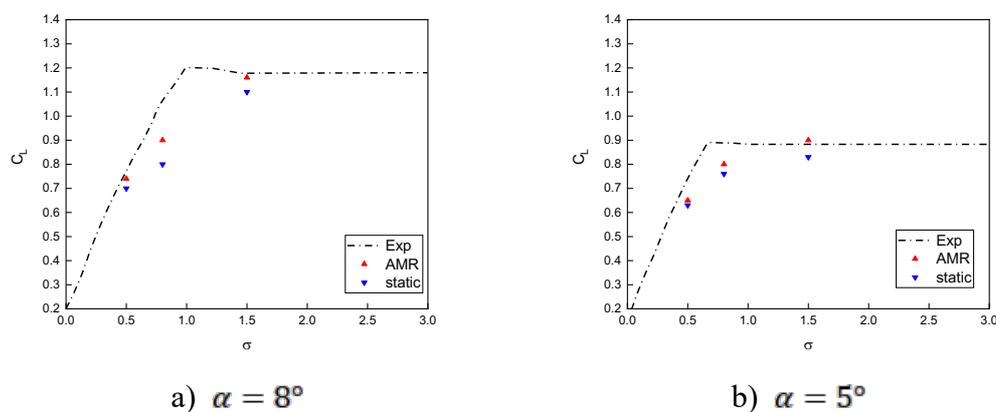


图 3-14 升力系数

Fig.3-14 Lift Coefficient

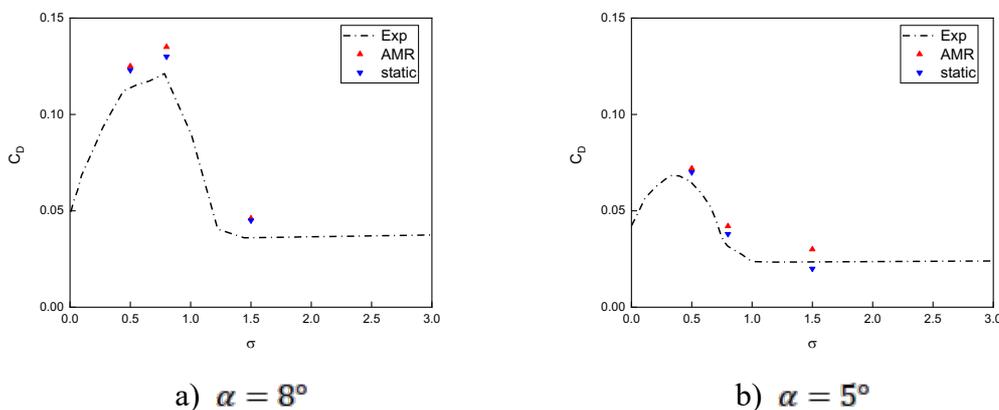


图 3-15 阻力系数

Fig.3-15 Drag Coefficient

在攻角 $\alpha = 5^\circ$ 的工况下，升阻力系数曲线均经历了相同的阶段，但峰值大小和峰值对应的空化数均发生了变化。首先，工况 $\alpha = 5^\circ$ 的升阻力系数的峰值均小于工况 $\alpha = 8^\circ$ 的峰值，其次，在 $\alpha = 5^\circ$ 时，升阻力系数的峰值对应的空化数也发生“左移”，升力系数的峰值对应的空化数从 0.8 左移到 0.5，阻力系数的峰值对应的空化数从 0.8 左移到 0.5。也就是说，当攻角 α 减小时，随着空化数的增大，水翼空化会提前进入超空化阶段。由图中可以看到，在 $\alpha = 8^\circ$ 时，水翼在空化数为 1.5 时进入超空化阶段；而在 $\alpha = 5^\circ$ 时，水翼在空化数为 1.2 时进入超空化阶段。

图中还给出了自适应网格和静态网格在上述 6 个工况下的计算结果。总体上看，与试验结果相比，在不同工况下升力系数的数值模拟结果均偏小，而阻力系

数的数值模拟结果均偏大。数值模拟计算得到的阻力系数与试验值比较接近，而升力系数的计算结果则在云空化阶段 ($\sigma = 0.8$) 与试验值的误差较大，且此时静态网格的结果与自适应网格的结果也相差较大 (比如 $\alpha = 8^\circ, \sigma = 0.8$ 工况时的数值模拟结果)，此时自适应网格的计算结果与试验值更为接近。

图 3-16 给出了 x 轴方向沿水翼表面不同位置的速度分布，并对试验结果与静态网格、自适应网格的数值模拟结果进行了比较，选取了 $x/c = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$ 六个位置作为典型位置。可以看到，在水翼表面的前半部分 ($x/c = 0, 0.2, 0.4$ 三个位置处)，水翼边缘的速度不断增大直到接近来流速度，除了在原点位置 ($x/c = 0$) 的结果有一定的偏差，在 $x/c = 0.2$ 和 $x/c = 0.4$ 两处位置的数值模拟结果均与试验数据比较吻合。

而在水翼表面的后半部分 ($x/c = 0.6, 0.8, 1.0$ 三个位置处)，速度的分布不再是朝 x 轴正方向单调增长了，而是在靠近水翼边缘的区域有一段反向速度的区域，离开水翼边缘一定距离后 (大约是 $0.05c$ 以上)，速度才会开始沿 x 轴正向增加。这段反向速度区是由回射流引起的。回射流机制是解释水翼表面片状空化脱落原因的主要机理之一，即靠近水翼尾部区域，会产生一个逆绕流方向的速度矢量沿水翼表面向上爬升，从而造成了附着在水翼表面的片状空化的断裂，进而脱离水翼表面形成云状空化。越靠近水翼尾部的区域，受到回射流的影响越大，片状空化也就越容易断裂。因此在图中可以看到 $x/c = 0.8$ 位置的反向速度极值要比 $x/c = 0.6$ 位置的反向速度极值更大，说明靠近水翼边缘受到回射流的影响更大一些。

比较回射流影响区域的数值模拟结果，可以看到静态网格模拟得到的反向区域长度和峰值都偏小，而自适应网格的计算结果与试验数据比较吻合，这是由于在回射流区域由于速度梯度很大，要求更高的网格量才能进行高精度的数值模拟，因此在回射流区域自适应网格相比静态网格具有更高的模拟精度。

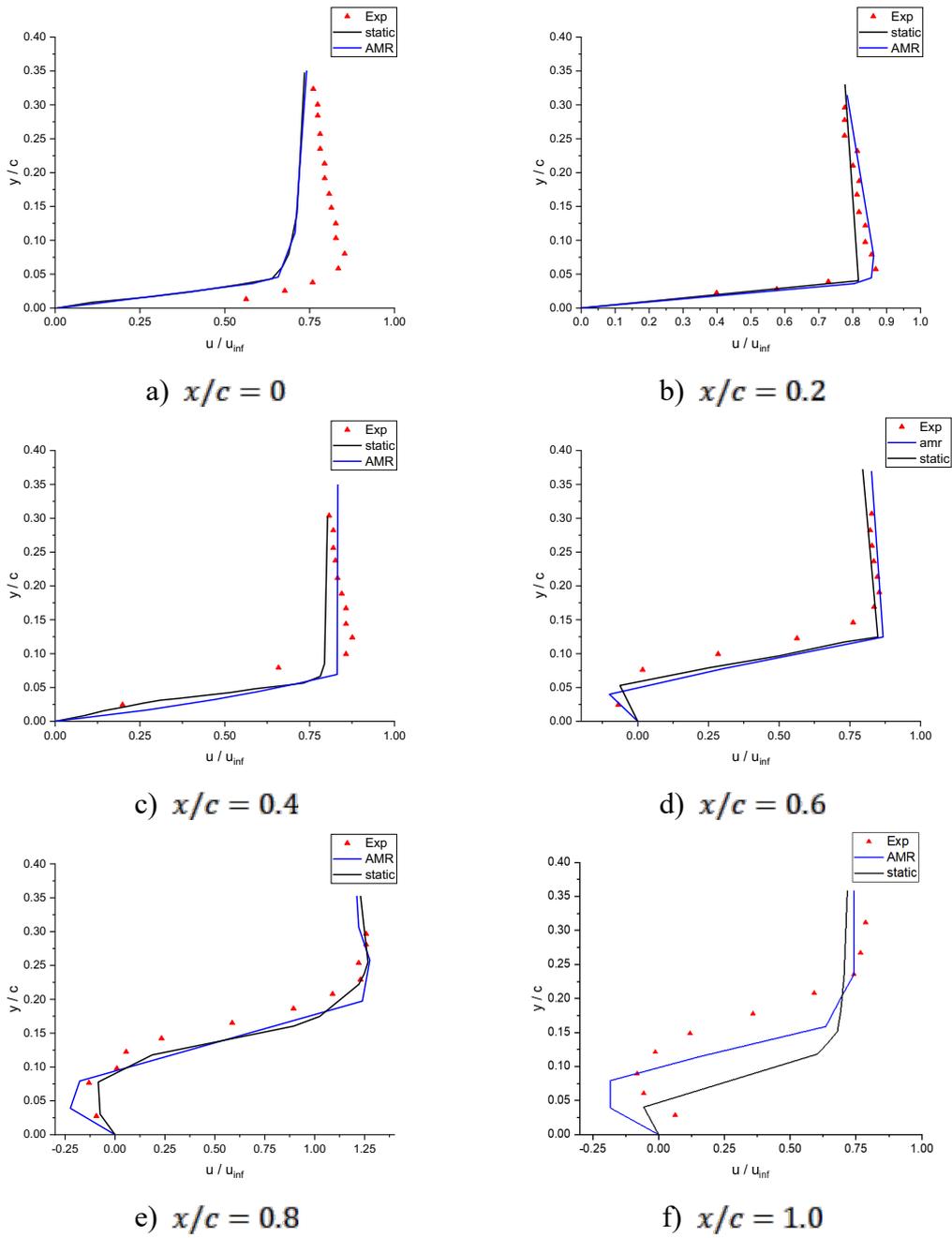


图 3-16 水翼附近速度分布图
Fig.3-16 Velocity Distribution near the foil

3.5 本章小结

本章对不同工况下 Clark-Y 水翼空化流进行了数值模拟，对于每一个工况，

分别采用静态网格和自适应网格两类网格进行计算并对结果进行比较，对于自适应网格，为了验证不同加密等级的效果，选取了三个等级的加密网格进行了验证。自适应网格的特点是在静态网格的基础上，在每一个时间步内，处于水汽相界面边界的网格都会在静态网格的基础上进行一次加密，加密等级每提升一级，自适应网格也会在静态网格的基础上多进行一次加密过程。

首先对一个完整周期内的空泡形态云图，进行了静态网格和自适应网格的比较，静态网格的整个空泡发展都在加密区内，而自适应网格的加密工作主要由动网格自适应加密完成。与静态网格结果相比，自适应网格的模拟结果可以捕捉到更多体积较小的空泡，空泡界面也更加清晰；对于片空化从水翼表面脱落过程的数值模拟，自适应网格采用较高的加密等级可以追踪到由于回射流引起的片空泡形变的清晰界面。云空泡在离开水翼表面后，会经历一段距离的变形过程才会会在高压区发生溃灭，而在静态网格算例中，云空泡一旦离开加密区，由于网格分辨率的不足，将很快发生溃灭，因此静态网格加密区需要延伸到水翼下游相当长的一段距离后，造成整体网格量非常大。自适应网格算例则不需要设置延伸到水翼下游的加密区，通过自适应动态加密追踪，云空泡即使离开水翼表面相当远一段距离后，局部仍具有较高的物理分辨率，因此可以模拟出云空化从变形到溃灭的整个过程。

接着比较了试验和数值模拟结果在水翼不同位置的速度分布。在水翼的前半部分，从水翼表面向上，速度是单向增长的，在此区域内片状空泡可以稳定地附着在水翼表面向前发展；而在水翼的后半部分，靠近水翼表面会有个负速度区，之后速度才会回到正速度区，这个负速度区是由回射流产生的，它则造成了片空化的不稳定性，片状空化会在这一区域内发生断裂，断裂部分脱离水翼表面形成云状空化。从负速度区向正速度区的过渡区的速度梯度较大，数值模拟结果与试验值误差较大，此处自适应网格相比静态网格具有明显的优势，其模拟结果与试验值更为吻合。

最后给出了数值模拟和试验结果在一个工况内的升力时序图和在多个工况下的平均升阻力系数。升力时序图给出了四个准周期内的试验曲线以及静态网格和自适应网格的模拟结果曲线，可以看到自适应网格和静态网格反应在升力系数曲线上的主要差别在于，静态网格结果的四个准周期具有较高的一致性，波峰波谷值都很接近；而自适应网格对应曲线的脉动幅度较大，最大值大于试验值波峰值，而最小值又小于试验波谷值。对于不同工况下的升阻力系数对比，在片空化阶段，数值模拟结果均与试验值比较接近；而在云空化阶段，数值模拟结果与试验值存

在较大的误差，其中自适应网络的计算结果与试验数据更为接近。

第四章 NACA0009 水翼梢涡空泡数值模拟

4.1 计算域和网格划分

采用的模型是 NACA0009 水翼，数值模拟的模型和工况选取基于 Dreyer^[57] 等进行的试验。水翼弦长 (c) 为 0.1m, 最大厚度 (h) 为 0.0099m, 翼展 (b) 为 0.15m。在 Dreyer 的试验中，相同尺寸的 NACA0009 水翼被放置在长 750mm、宽 150mm 的空泡水筒中。在水翼的一侧紧贴固面，另一侧与固壁之间存在着一个长度可控制的间隙，称为梢部间隙 (gap)，在梢部间隙中间会产生向下游延伸的细长、柱状的空泡，这类空泡的产生于梢部间隙的涡结构有关，称为梢涡空泡；当梢部间隙取不同的值，梢涡空泡也会产生不同的形态，描述梢部间隙的无量纲参数为 τ ，定义如下：

$$\tau = \frac{gap}{h} \quad (4-1)$$

其中，

gap 是梢部间隙，

h 是水翼的最大厚度。

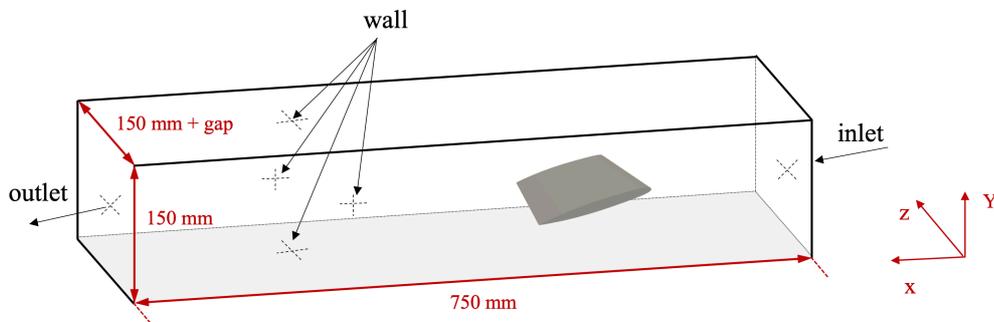


图 4-1 NACA0009 水翼计算域

Fig.4-1 NACA0009 hydrofoil computation domain

图 4-1 为 NACA0009 水翼的计算域和边界条件设置。边界条件设置如下：计算域入口 (inlet) 为等速面，出口 (outlet) 为等压面，其他固体壁面为 wall。从图 4-2 中计算域的 Y-Z 轴切面可以看得更加清楚：水翼的一侧与固壁的间隙为 0，另一侧与固壁的间隙为一个变量 gap，数值模拟的工作就集中在这一侧产生的梢涡空泡。具体的工况参数设置见表 4-1。

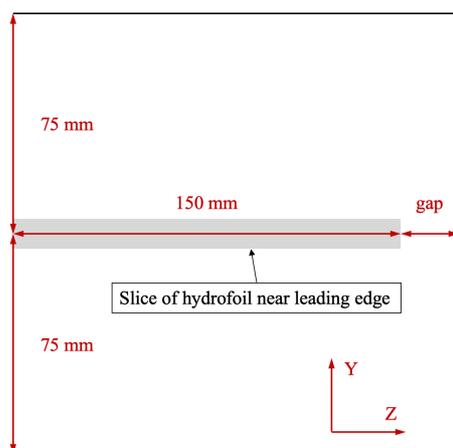


图 4-2 计算域后视图

Fig.4-2 back view of computation domain

表 4-1 工况参数设置

Table 4-1 Setup of case parameter

参量	数值和单位
入口速度 V_{∞}	10 m/s
出口压力 P_{∞}	16 bar
水翼攻角 α	10 degree
无量纲梢部间隙 τ	0.2, 0.5, 1.0

梢涡空化的数值模拟需要在空化区域进行网格加密才能有效捕捉到梢涡结构和空泡形态。如图 4-3 所示，加密范围为一个 X 轴方向延伸较长而 Y 轴和 Z 轴方向宽度较窄的矩形区域。

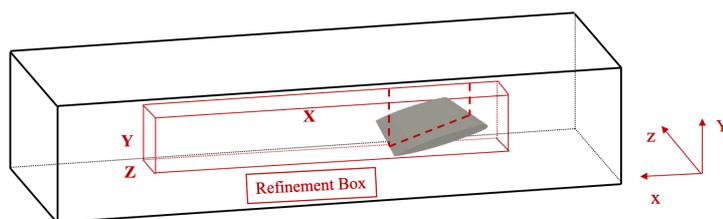
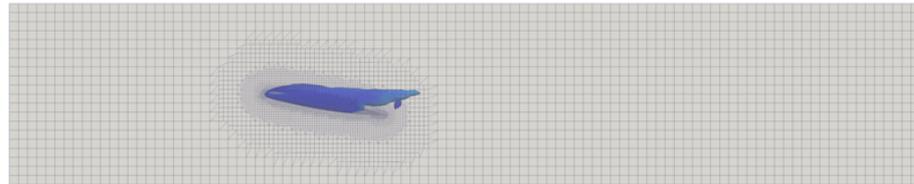


图 4-3 网格加密区

Fig.4-3 mesh refinement box

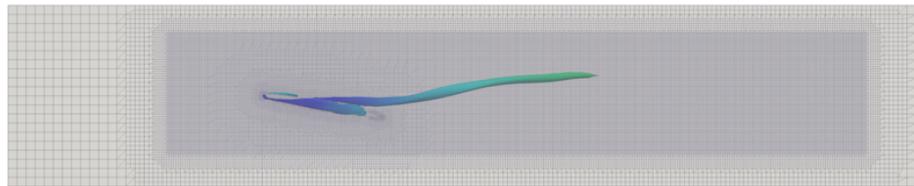
随着加密区域的延伸，总网格数会呈现非常显著地增长，因此在开启自适应加密之前，如何确定合适的静态网格加密区域在三轴方向的尺寸，十分重要。因为自适应加密在全局都是一个加密等级，如果自适应网格的加密范围（即梢涡空泡的延伸范围）跨越了加密区域和背景网格区域，由于网格插值精度在两个区域的差别将会影响数值模拟的精度。合理的静态网格加密区域既能将梢涡空泡的延

伸区域完全包含，又不会使得总网格数过大（主要的加密工作还是由自适应网格来做）。在本文中，如图 4-4 所示，首先设置了几个不同的加密区大小，通过 RANS 方法计算，确定了梢涡空化的大致范围，再重复以上步骤，通过迭代的过程最终确定了梢涡空泡的加密区尺寸，如图 4-4 (c) 所示。



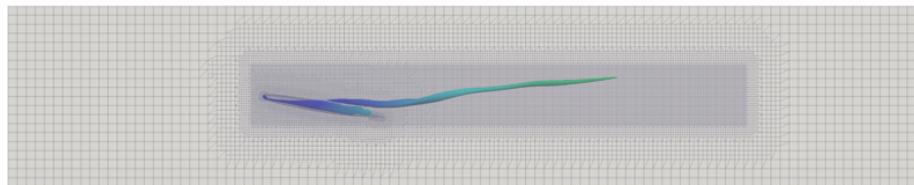
a) 无加密区

a) without refinement



b) 完全包含梢涡空泡区域的加密区

b) refinement box fully contains the vortex cavitation



c) 大小适中的加密区

c) refinement box of proper size

图 4-4 加密区尺寸

Fig.4-4 refinement box size

如上图 4-4 所示，当不设置加密区域时，梢涡空泡几乎无法发展延伸；而在图 b 中，加密区域设置地较大，已经完全将梢涡空化区域包含在内；在图 c 中，加密区域被设置地较为合理，既将梢涡空化区域完全包含在内，又没有过多浪费加密网格。在静态网格加密区的基础上在进行不同等级低的自适应网格的计算，目的是为了保证数值模拟的精度。因为自适应网格只对空泡体积分数进行加密追踪，而梢涡空化的产生于梢涡涡量也有较大的关系。因此如果不设置加密区，只能保证体积分数场具有较高的模拟精度，而涡量的计算则会由于网格分辨率的不足而与试验情况产生较大的偏差。为了避免涡量等其他参量对梢涡空泡计算精度的影响，则在使用自适应网格之外，仍要设置合适大小的加密区。

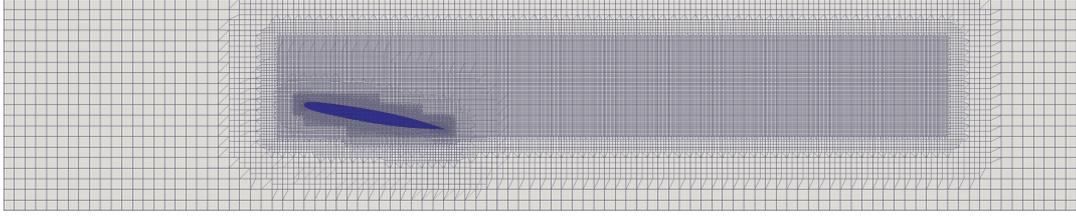


图 4-5 网格加密区

Fig.4-5 mesh refinement box

表 4-2 加密区尺寸

Table 4-2 Size of refinement box

边	相对长度
X	4.1c
Y	0.5c
Z	0.2span

表 4-2 给出了最终确定的加密区域大小，静态网格的总网格量为 300 万左右， y^+ 值的平均值为 20，最大值接近 55。沿 X 轴方向，加密区的长度在 4c 左右，保证了梢涡空泡的长度在加密区的范围内；沿 Y 轴方向，加密区的高度为 0.5c；沿 Z 轴方向，加密区的宽度为 0.2 倍的翼展，加密区位于有梢部间隙的一侧。

4.2 空化模型的选型及验证

Guo^[49]等使用 Zwart 空化模型和 RANS 湍流方法模拟了 NACA0009 水翼的梢涡空化。Zwart 空化模型源项表达式如式 4-2：

$$\begin{aligned}
 R_e &= F_{vap} \frac{2r_{nuc}(1-\alpha_v)}{R_b} \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{p_{sat} - p}{\rho_l}} \\
 R_c &= F_{cond} \frac{3\alpha_v}{R_b} \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{p - p_{sat}}{\rho_l}}
 \end{aligned} \tag{4-2}$$

默认情况下， $F_{vap} = 50, F_{cond} = 0.01$ 。一系列对于梢涡空化的研究表明， F_{vap} 对空化区域的影响比较小，而 F_{cond} 对梢涡空化的影响则比较大，因此用一个衰减因数 C_{FC} 来控制 F_{cond} 的大小。为了研究 Zwart 空化模型中不同的经验常数对梢涡空泡最大长度的影响，在工况 $\tau = 1$ 时选取了一系列经验常数 C_{FC} 的值进行数值模拟，结果如下图所示。如结果所示，最大的梢涡空泡长度在经验常数为 $C_{FC} = 0.01$ 时取到，此时梢涡空泡延伸到 $z/c = 1.86$ 的位置。当 C_{FC} 更小时，梢涡长度的长度更长，这是由于 F_{cond} 更小意味着更小的冷凝率，会一直从气相到液相的转化，从

而使得梢涡空泡保持更长的距离而不发生相变。

$$\begin{aligned}\dot{m}_c &= C_c \frac{3\rho_v\rho_l\alpha(1-\alpha)}{\rho R} \operatorname{sgn}(P_v - P) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3\rho_l}} \\ \dot{m}_v &= -C_v \frac{3\rho_v\rho_l\alpha(1-\alpha)}{\rho R} \operatorname{sgn}(P_v - P) \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3\rho_l}}\end{aligned}\quad (4-3)$$

Sauer-Schnerr 空泡模型的源项表达式如式 4-3 所示，由于在模型中没有经验参数，因此具有更高的普适性。在图 4-6 中对比了该模型以及经过经验常数的调参之后的 Zwart 模型的计算结果($C_{FC} = 0.1, 0.05, 0.01$)。经对比可知, Sauer- Schnerr 空泡模型可以取得很好的模拟效果，梢涡空泡长度与 Zwart 模型调参后的最大空泡长度十分接近。考虑到 Sauer- Schnerr 空泡模型的普适性，在后文的计算中均采用了 Sauer- Schnerr 空泡模型。

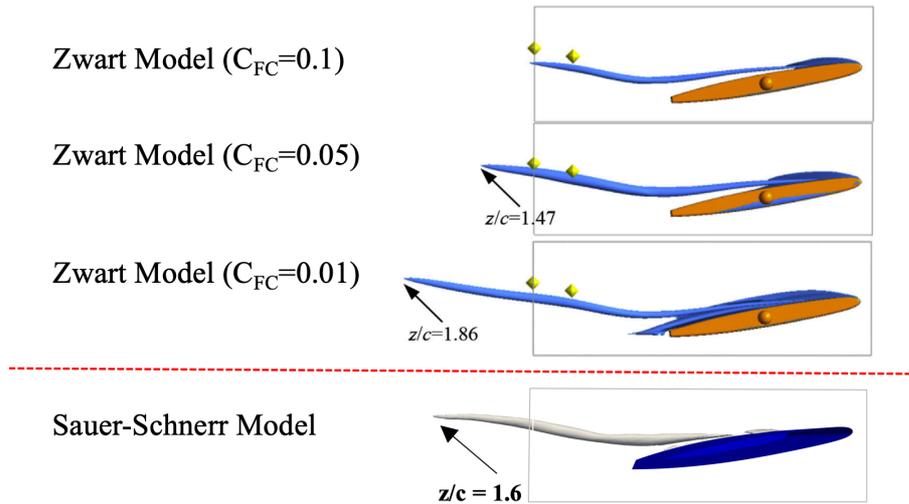


图 4-6 Zwart 模型和 Sauer-Schnerr 模型的对比

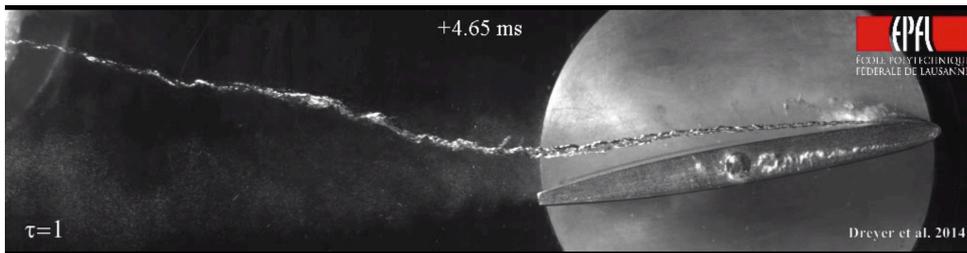
Fig.4-6 Comparison of Zwart model and Sauer-Schnerr model

4.3 RANS 和 LES 模拟结果对比

图 4-7 中给出了在无量纲梢部间隙 $\tau = 1$ 时的 Dreyer^[57] 试验结果与 LES 模拟、RANS 模拟结果的梢涡空泡形态对比图。对比可知，试验中的梢涡空泡具有较强的脉动特性、往下游发展的过程中不断绕涡心旋转，且在远离水翼的过程中，由于局部压力的变化，梢涡空泡变得更加细长、难以捕捉。采用大涡模拟方法模拟

地空泡形态与试验较为接近，可以反映出梢涡空泡的脉动特性和瞬态梢涡轨迹。而且大涡模拟的空泡直径也是随着远离水翼表面而越来越小。RANS 方法的模拟结果能比较好地反映出梢涡空泡的时均特性，其模拟的空泡轨迹与试验中不同时刻叠加得到的时均空泡轨迹十分接近，但 RANS 模拟无法反映出梢涡空泡旋转、脉动的特性。

在 LES 模拟的过程中，发现在远离水翼的区域，不仅梢涡空泡的直径明显减小，还会发生空泡的断裂。在图 4-8 中给出了空泡发展的三个连续的典型时刻中 LES 模拟和试验快照的对比图，LES 模拟中给出的是梢涡空泡表面的等压图。



a) 试验结果 (Dreyer^[57], 2014)

a) Experiment Result (Dreyer^[57], 2014)



b) RANS 数值模拟结果

b) RANS simulation Result

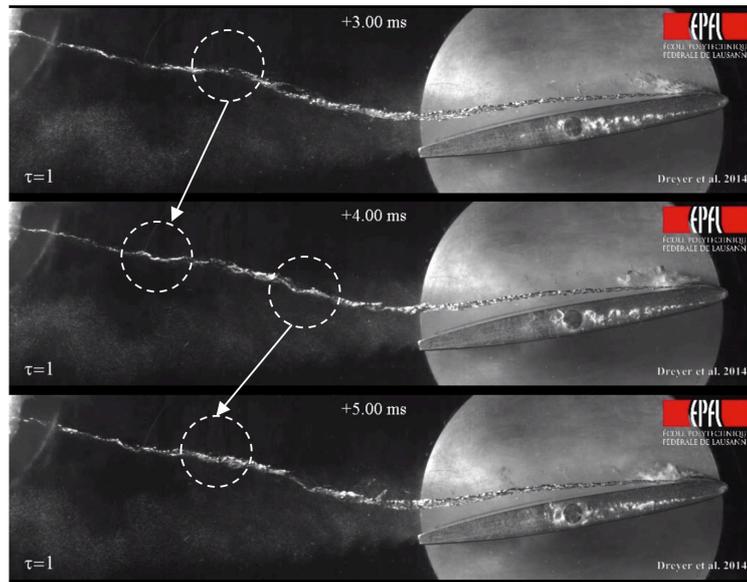


c) LES 数值模拟结果

c) LES simulation Result

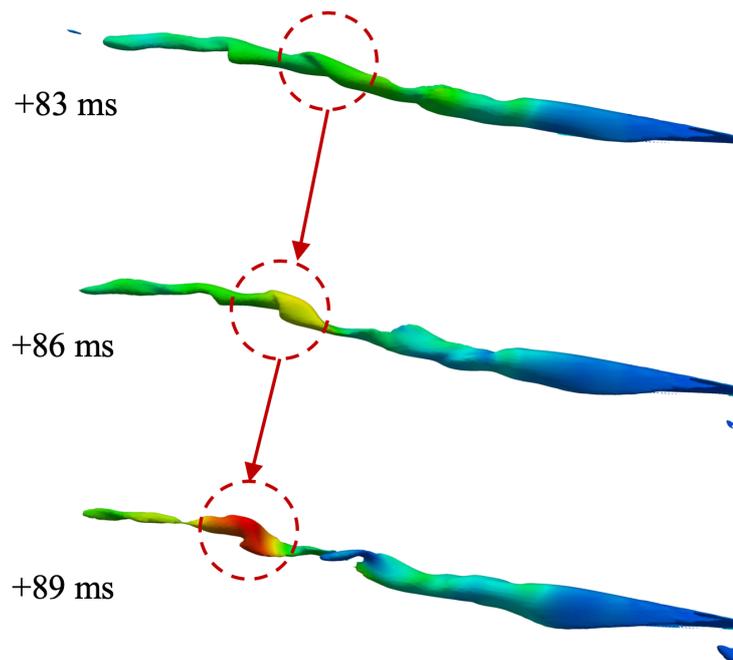
图 4-7 梢涡空泡形态数值模拟与试验结果

Fig.4-7 Vortex Cavitation Pattern Simulation and Experiment Results



a) 梢涡空泡试验快照 (Dreyer^[57], 2014)

a) Vortex Cavitation Experiment Result (Dreyer^[57], 2014)



b) 梢涡空泡大涡模拟结果

b) Vortex Cavitation LES Simulation Result

图 4-8 梢涡空泡形态变化

Fig.4-8 Vortex Cavitation Pattern Development

由图 4-8 中可以看到，梢涡空泡并非始终是连续的，在涡量向下游传递的过程中，同一位置处空泡表面的压力不是稳定不变的，而是始终在动态变化中的。因此，大涡模拟中在 83ms 时的低压区到了 89ms 时成为了高压区，局部压力的突然增高导致梢涡空泡从该处发生断裂。而且高压区前部的区域也恰好是整段梢涡空泡中直径最细、最不稳定的区域。从图中也可以看到梢涡空泡的轨迹呈现一边绕涡心旋转一边向下游发展的螺旋状轨迹，且具有上升的趋势。

为了进一步验证数值模拟的结果，图 4-9 和图 4-10 中给出了 y - z 截面和 x - z 截面上的涡心位置分布，包括实验结果及 LES 和 RANS 数值模拟的结果。横轴为无量纲的梢部间隙，纵轴为坐标值与水翼最大厚度之比，也是个无量纲值。图中黑色的曲线为试验曲线，另外还给出了在三个梢部间隙工况下数值模拟的结果。观察试验结果曲线，随着无量纲梢部间隙的增大，涡心位置沿 x 方向的偏移不是一个单调递增的曲线，而是先增大再减小再增大的三段式曲线。而沿 y 方向的偏移是单调地逐步减小，但也存在斜率上的变化，在前半部分的斜率较大，偏移减小地最快，而在梢部间隙大于 1.5 时，斜率下降了许多，也就是说此时涡心位置对梢部间隙的变化就不那么敏感了。在 $\tau = 0.2, 0.5, 1.0$ 三个工况下，RANS 和 LES 数值模拟的结果都与数值模拟的结果比较接近，但 RANS 结果与试验吻合得更好，这是因为试验曲线上的是在该梢部间隙时涡心位置的时均结果，而 LES 模拟则由于脉动的存在，实际的涡心位置会在时均位置附近波动，因此偏移时均涡心位置的误差要更大一些。

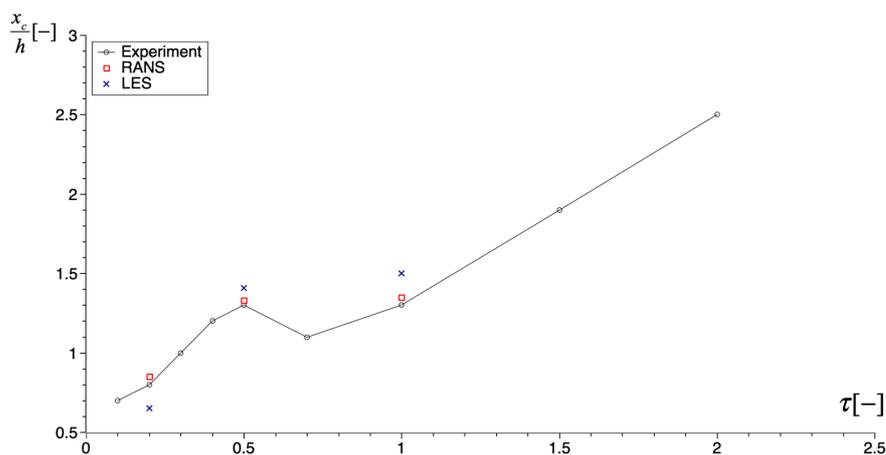


图 4-9 y - z 平面梢涡涡心位置分布

Fig.4-9 Vortex center positions on y - z plane

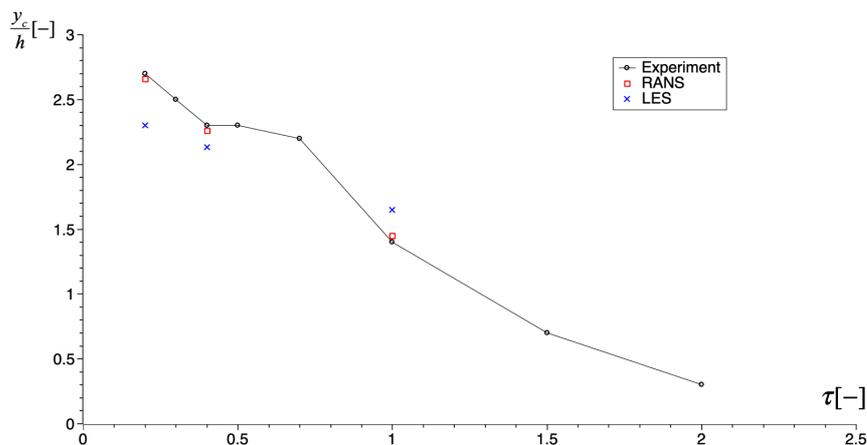


图 4-10 x-z 平面梢涡涡心位置分布

Fig.4-10 Vortex center positions on x-z plane

4.4 自适应网格 LES 模拟结果

图 4-11 用涡量 Q 的等值面图展示了发生梢涡空化区域的梢涡结构，其可以分成三个部分，分别是梢部导涡（tip induced vortex）、梢部泻涡（tip leakage vortex）和梢部分离涡（tip separation vortex）。通常把导涡和泻涡作为一个整体看待，而把分离涡单独看待，即把梢涡空泡分成是 TLV 和 TSV 两部分。从图中可以很明显的观察到，TLV 由水翼的吸力面产生，并在梢部间隙的区域内向下游发展，而 TSV 是由梢涡间隙处的射流在压力面分离产生。TLV 和 TSV 都是在梢涡间隙处由压力梯度驱动产生，沿 X 轴旋转并在 X 轴切面方向具有负的涡量。从水翼边缘开始，在 $0.2C-0.7C$ 的长度范围内，TLV 和 TSV 作为一个整体发展，并没有发生明显分离；而在 $0.7C$ 之后，两者开始发生分离。TLV 上扬并离开水翼表面，可以一直延伸到下游相当长的一段距离；而 TSV 则始终分布在水翼表面附近，包裹住了水翼产生 TSV 的一侧，TSV 在离开水翼表面后会很快溃散掉。由图中可以看到，在泻涡向下游发展的过程中，始终伴随着马蹄形导涡的包裹。研究显示导涡的存在在一定程度上抑制了 TLV 的不稳定性^[45]。导涡的形状更为复杂，且直径大小不一，因此与分离涡和泻涡相比，模拟难度更大。因此空化区域如果没有足够的网格分辨率，将很容易导致梢涡涡量算得不准，通常是偏低，因为没有把全部的导涡涡量计算在内。这也是即使使用自适应网格来捕捉空泡界面，也需要在梢涡空泡的空化区域设置加密区的原因，梢涡空泡的体积分数与涡量的分布基本一致但又不完全重合。

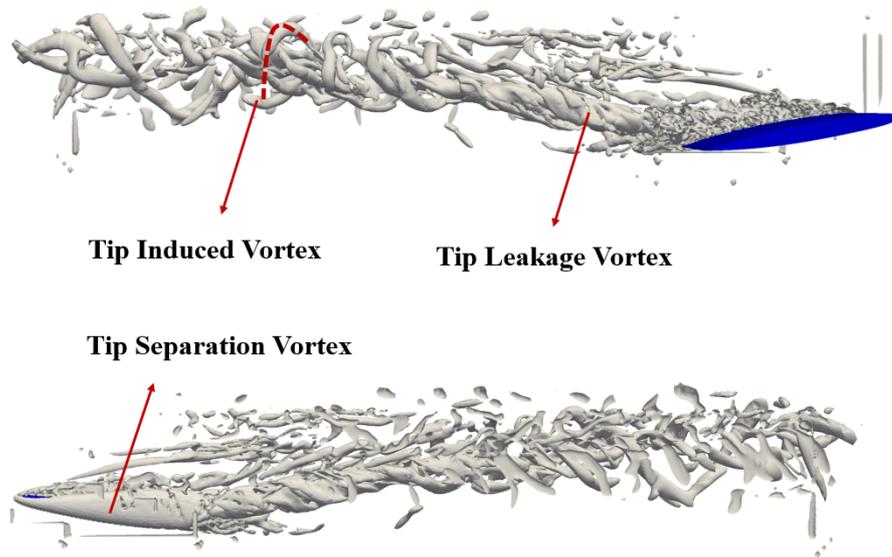


图 4-11 梢涡结构组成

Fig.4-11 Vortex structure components

为了更好地比较自适应网格和静态网格在梢涡空化模拟中的表现，图 4-12 中给出了自适应网格和静态网格的梢涡结构对比图，由图中可以看到自适应网格的模拟结果相比静态网格能体现更多的细节：

(1) 自适应网格模拟的导涡结构更为精细。导涡相比 TSV 更加不稳定，且长度更小，一般每个独立的导涡结构都在一定长度处环绕 TLV 一周，因此导涡的模拟较为困难，也需要更高的网格精度。在这方面自适应网格可以发挥它的优势，由图 4-13（图 4-12 的局部放大图）中可以看到，在 TLV 向下游发展的过程中，在相应位置处包围 TLV 的导涡直径有逐步扩大的趋势，静态网格可以捕捉到下游直径较大的导涡，而对于前端和中部直径较小的导涡，静态网格的模拟效果一般。而使用自适应网格则可以对前端较小的导涡和后端较大的导涡都实现比较好的模拟效果。显然这也是局部网格加密带来的效果。

(2) 自适应网格模拟的 TLV 结构更为精细。通过图 4-12 的对比可以发现，静态网格模拟的泻涡结构虽然也能反映出脉动的特性，但涡结构表面比较光滑，反映出的细节较少，与实际情况有一定差距。实际情况中，TLV 是一边绕涡心旋转一边向下游发展的，而不是沿 X 轴平移推进的，而自适应模拟结果的 TLV 表面特征恰好能反映这一旋转特性。因此虽然都是使用大涡模拟方法，自适应网格模拟得到的 TLV 结构要比静态网格精细很多。

(3) 自适应网格模拟的片空泡也更为精细。图 4-12 的数值模拟中，同时存在梢涡空化和片空化。由对比可知，自适应网格模拟中片空化的涡结构更为绵密，能成功捕捉到小涡；另外图中还给出了空化的速度分布，其中自适应网格模拟结果的速度梯度也更为明显，高速区主要集中在云空泡区域和初生空化区域；而静态网格的速度梯度较小。在模拟片空化脱落时，相比静态网格，自适应网格的模拟结果也与实验快照更为接近。

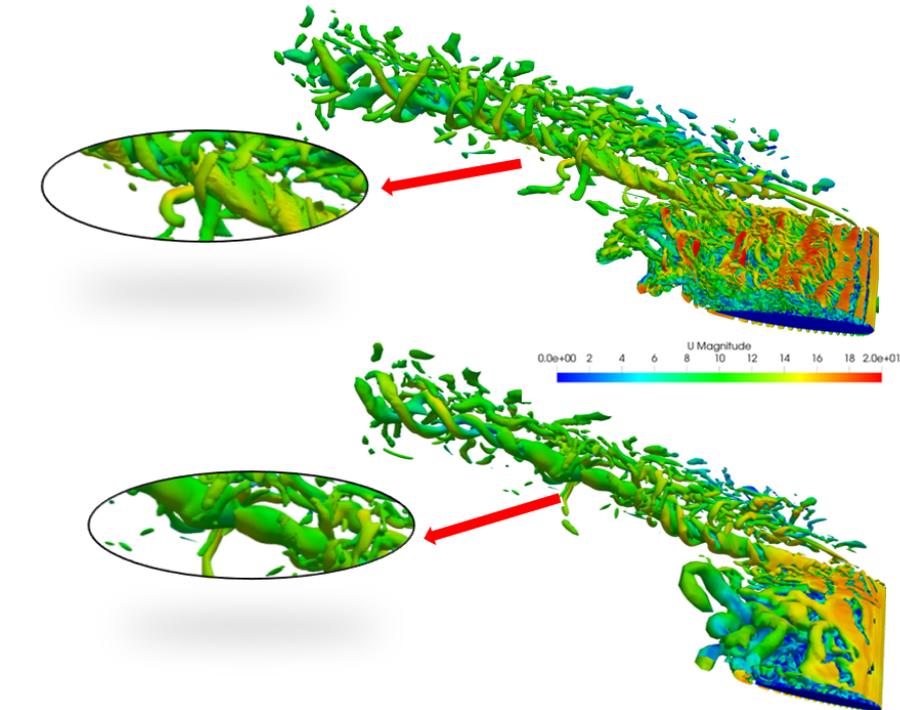


图 4-12 梢涡 Q-准则等值面

Fig.4-12 Q-criterion contours of tip vortex

图 4-14 为基于大涡模拟梢涡空泡下游的轴向涡量分布。图中选取了三个典型位置分别代表梢涡空化的三个发展阶段，其中白框代表在此截面中梢涡空化的涡量的主要分布区域。第一个位置位于 $0.1C - 0.3C$ 范围内，在此范围内，TSV 和 TLV 沿水翼上下边缘同时发展，并包裹住了水翼右侧边缘，因此此时梢涡涡量主要分布在水翼右缘，由 TSV 和 TLV 共同贡献。第二个位置位于 $0.5C - 0.7C$ 范围内，此时 TSV 和 TLV 开始发生分离，TLV 开始上扬并离开水翼表面，TSV 则始终位于水翼靠近梢部间隙的一侧，梢涡涡量的主要分布从水翼右缘转移到了水翼上缘，说明此时 TLV 的涡量强度要明显大于 TSV，涡量主要由 TLV 贡献。第三个位置位于 $1.0C$ ，此时 TSV 和 TLV 发生完全分离，TLV 上扬并离开水翼表面，图中白框位于梢涡涡心处，此时涡量也是主要由 TLV 贡献。

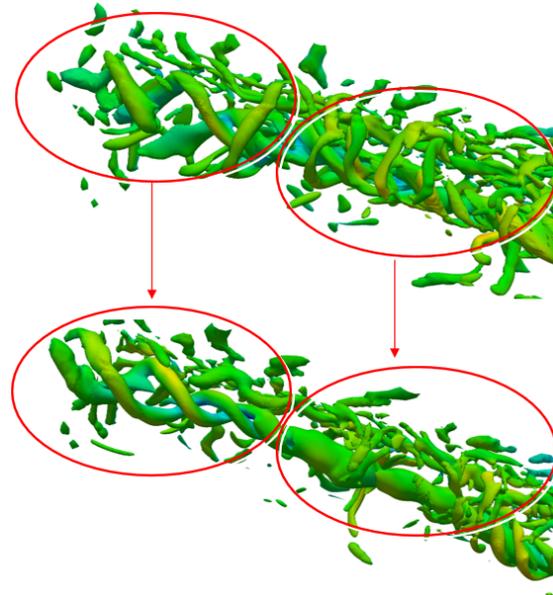


图 4-13 梢涡局部细节
Fig.4-13 tip vortex details

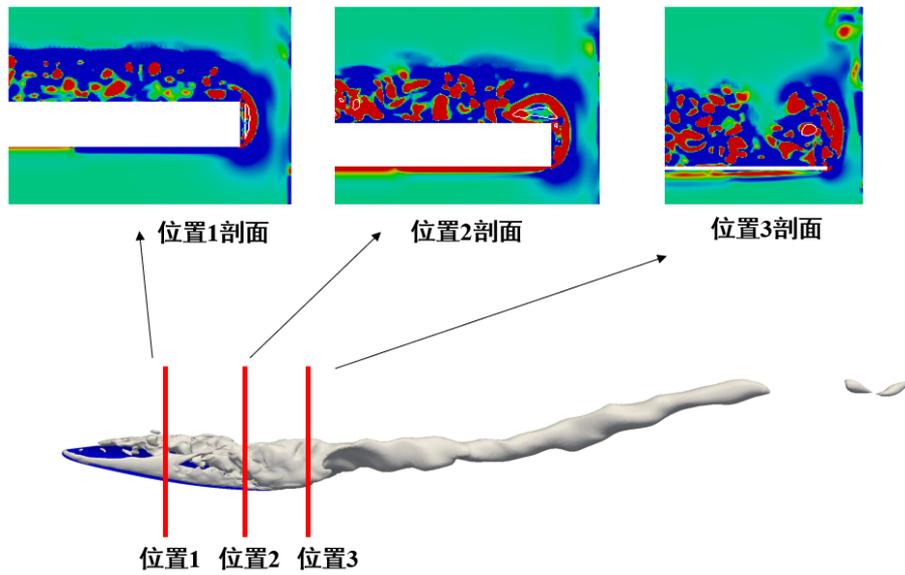


图 4-14 沿 NACA0009 水翼表面的梢涡涡量分布
Fig.4-14 tip vortex distributions along NACA0009 hydrofoil surface

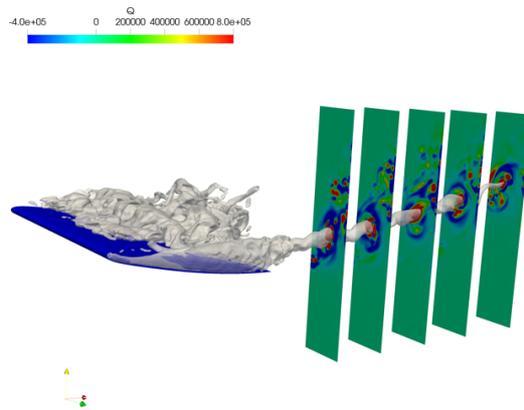


图 4-15 自适应网格梢涡涡量分布
Fig.4-15 tip vortex distributions using AMR

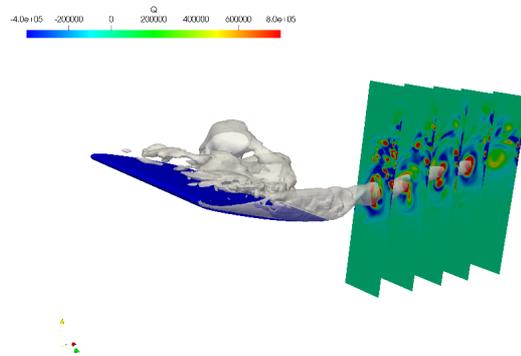
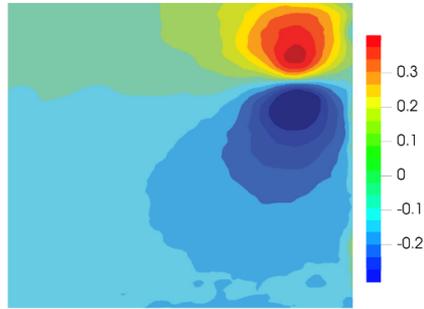


图 4-16 静态网格梢涡涡量分布
Fig.4-16 tip vortex distributions using static mesh

图 4-15 和图 4-16 中比较了基于大涡模拟的位于水翼下游的梢涡空化涡量分布。梢涡空化在涡心处具有最高的涡量，在涡心周围具有最低的负涡量，且随着梢涡空泡远离水翼，涡心处的涡量强度和范围逐步减小。自适应网格的模拟结果，相比静态网格具有更大的涡量梯度，即在涡心处的涡量更高（红色更深），在涡心周围的负涡量最高（蓝色更深）。另外与静态网格模拟结果相比，自适应网格模拟的负涡量区域面积更大。在离水翼较远的位置，静态网格由于局部网格分辨率的不足，涡量梯度变得很小，而自适应网格通过局部加密，仍然具有较为明显的涡量梯度。

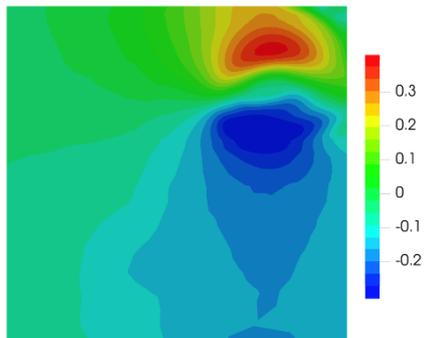
图 4-17 和图 4-18 给出了绕 x 轴和 y 轴的轴向速度分布图，将试验结果与自适应网格和静态网格的数值模拟结果进行了比较。对于绕 x 轴的速度分布，高速区

和低速区存在着明显的界限，且在试验图像中两者贴着很近；与试验结果相比，数值模拟结果具有更小的极值，即数值模拟结果的速度区间与试验相比偏小。



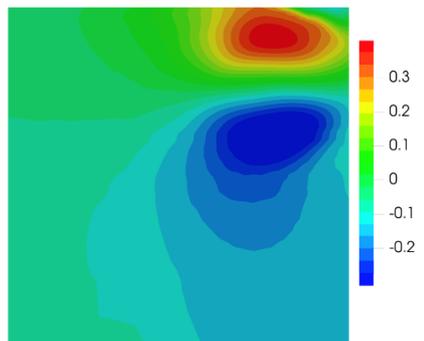
a) 试验结果

a) Experiment result



b) 自适应网格 LES 模拟结果

b) LES simulation using AMR



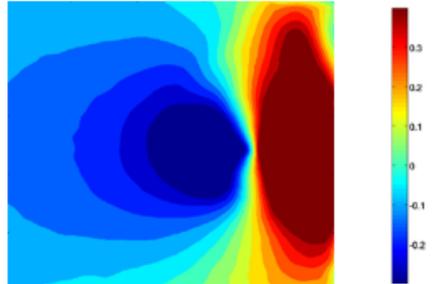
c) 静态网格 LES 模拟结果

c) LES simulation using static mesh

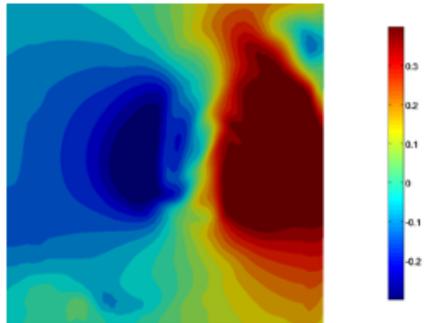
图 4-17 绕 X 轴速度分布($x/c = 1$)Fig.4-17 pitchwise velocity distributions($x/c = 1$)

另外数值模拟结果也具有更小速度梯度，低速区相比试验偏小。自适应网格与静态网格的模拟结果相比，在高速区和低速区都具有更大的速度梯度，且自适

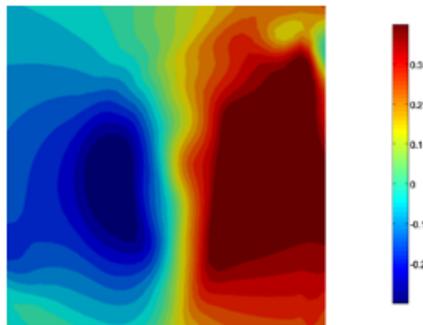
应网格的模拟结果中低速区的面积更大，且与试验结果更为接近。对于图 4-18 给出的绕 y 轴的速度分布，自适应网格模拟结果的速度梯度相比静态网格的速度梯度甚至更加明显。静态网格计算得到的高速区相比试验偏大了许多。



a) 试验结果
a) Experiment result



b) 自适应网格 LES 模拟结果
b) LES simulation using AMR

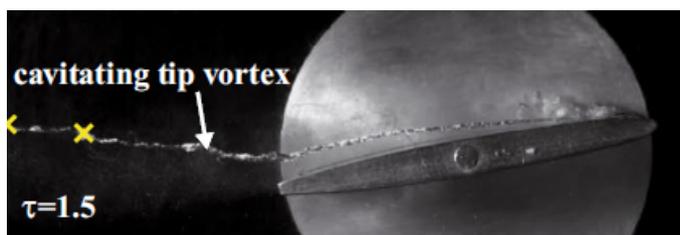


c) 静态网格 LES 模拟结果
c) LES simulation using static mesh

图 4-18 绕 Y 轴速度分布($x/c = 1$)
Fig.4-18 spanwise velocity distributions($x/c = 1$)

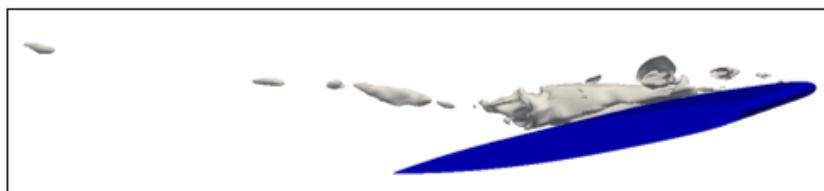
4.5 不同梢涡间隙的计算结果

选取了 $\tau = 0.2, 1.0, 1.5$ 三个典型工况进行了数值模拟， $\tau = 1$ 的工况已在上文中详细介绍，而 $\tau = 0.2, 1.5$ 的梢涡空泡模拟结果如图 4-19 和图 4-20 所示。由图分析可知，梢涡空泡随 τ 值的变化规律是：随着 τ 值的逐步增大，即梢部间隙的逐步增加，梢涡空泡的长度逐步增大，同时，梢涡空泡变得越来越细，空泡形态也更加难以捕捉。这是由于随着梢部间隙的减小，有更多的梢部涡量被挤开了水翼附近。



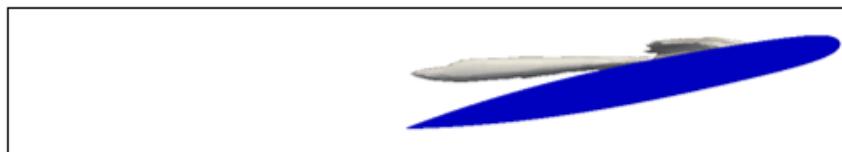
a) 试验结果

a) Experiment result



b) 自适应网格 LES 模拟结果

b) LES simulation using AMR



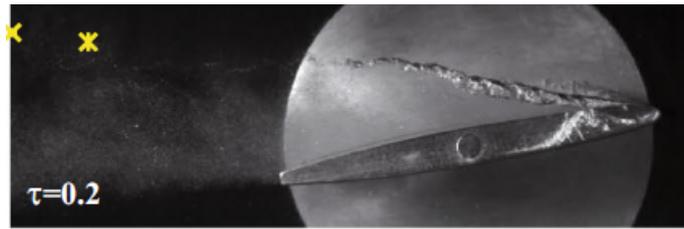
c) 静态网格 LES 模拟结果

c) LES simulation using static mesh

图 4-19 $\tau=1.5$ 工况计算结果Fig.4-19 $\tau=1.5$ case results

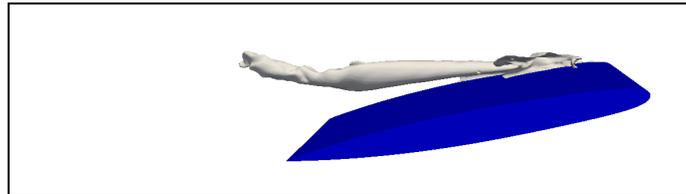
在 $\tau = 1.5$ 工况下，位于水翼上部的梢涡空泡已经变得比较细长，而梢涡空泡离开水翼表面一段距离后，更加细长，半径变得非常小，对局部网格分辨率提出了很高的要求，静态网格已经不足以捕捉到下游的空泡形态，因此使用静态网格

只能捕捉到水翼附近 ($x/c < 1$) 的梢涡空泡。而使用加密等级为 1 级的自适应网格可以捕捉到水翼下游的梢涡空泡, 但空泡形态是不连续的, 仍然比较破碎, 梢涡断开的区域对应着试验快照中梢涡最细的部分。图中给出的只是某一时间步的自适应网格结果, 随着时间步的前进, 静态网格的结果不会发生明显变化, 但自适应网格的结果可以发生明显的变化, 原本断开的地方可以发生连接, 原本连续的地方也可能重新断开, 但无论怎样变化, 都能维持一个基本的梢涡空泡的轨迹。随着自适应加密等级的提高, 在断开的地方也可以有更多微小的空泡被捕捉到。



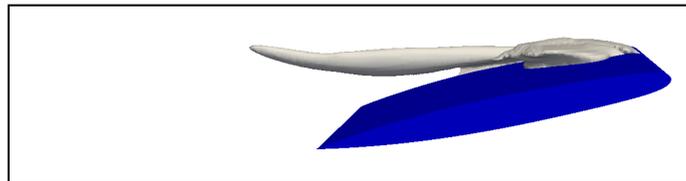
a) 试验结果

a) Experiment result



b) 自适应网格 LES 模拟结果

b) LES simulation using AMR



c) 静态网格 LES 模拟结果

c) LES simulation using static mesh

图 4-20 $\tau=0.2$ 工况计算结果Fig.4-20 $\tau=0.2$ case results

在 $\tau = 0.2$ 工况下, 梢涡空泡的长度较短, 主要分布在 $x/c < 1$ 的区域内。此时涡量主要基于中水翼表面附近, 一旦离开水翼表面一段距离以后, 涡量就很快耗散掉了; 水翼上部的梢涡空化也具有较粗的执行。此时, 使用自适应网格和静态网格都能比较好地捕捉到空泡形态, 但自适应网格的模拟结果仍然具有更丰富的细节。

另外观察到的一点是，随着 τ 值的减小，梢涡空泡的斜率逐渐增大，即梢涡空泡具有更明显的上扬的趋势。也就是说，随着不同工况中 τ 值的变化，梢涡空泡的轨迹和涡心位置分布也会发生明显的变化。

如图 4-21 和图 4-22 所示，试验中给出了不同 τ 值的 y - z 截面和 x - z 截面的涡心位置分布。在 $\tau < 1$ 时涡心位置变化比较剧烈，而当 $\tau > 1$ 时涡心位置变化比较均匀。自适应网格和静态网格的模拟结果均在 $\tau < 1$ 时与试验值误差较大，在 $\tau > 1$ 时与试验值误差较小，其中自适应网格的模拟结果与试验值更为接近。

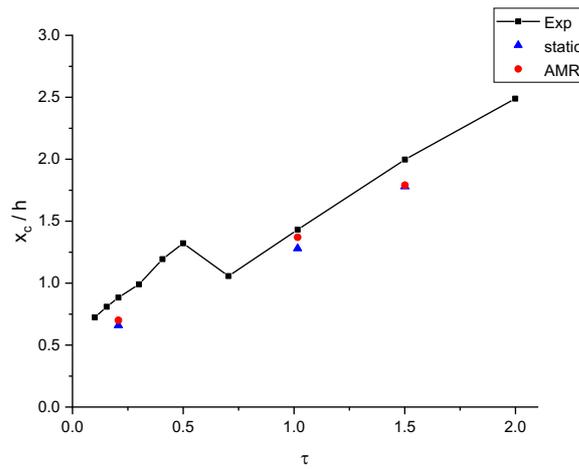


图 4-21 y - z 平面涡心位置分布

Fig.4-21 vortex position distribution on y - z plane

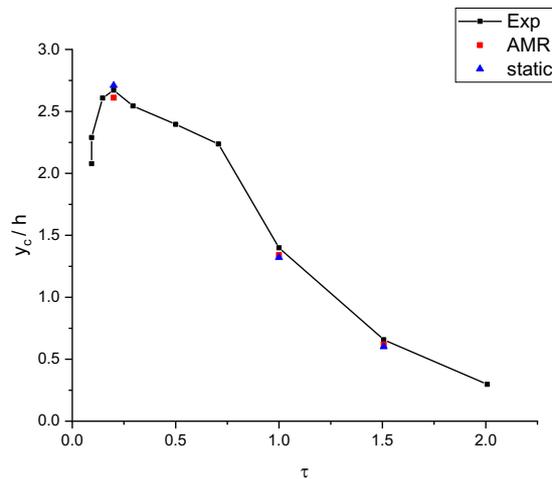


图 4-22 x - z 平面涡心位置分布

Fig.4-22 vortex position distribution on x - z plane

为了进一步验证不同 τ 值下求解的可靠性，计算了 $\tau = 1$ 和 $\tau = 0.2$ 两个工况下垂直于梢涡空化轨迹的涡心速度分布，图中的速度极值出现的位置即为涡心的位置，由图中可知， $\tau = 1$ 时数值模拟得到的涡心位置偏右，且最大值均大于试验数据； $\tau = 0.2$ 时数值模拟得到的涡心位置与试验较为吻合，自适应网格计算得到的速度极值相比试验值偏小，静态网格计算得到的速度极值相比试验值偏大，总的来

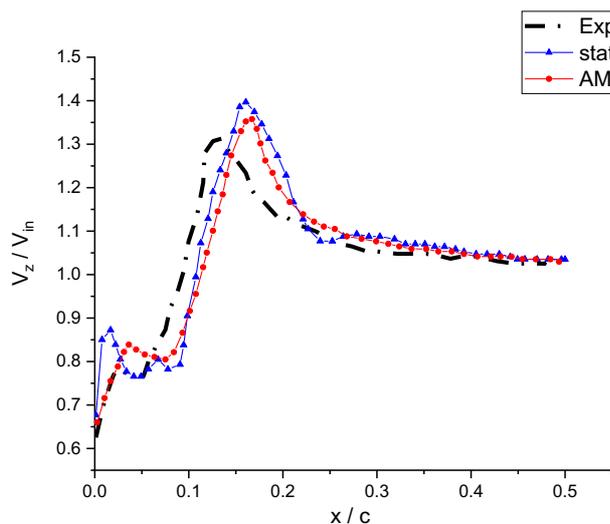


图 4-23 $\tau=1$ 涡心速度分布

Fig.4-23 vortex center velocity distribution at $\tau=1$

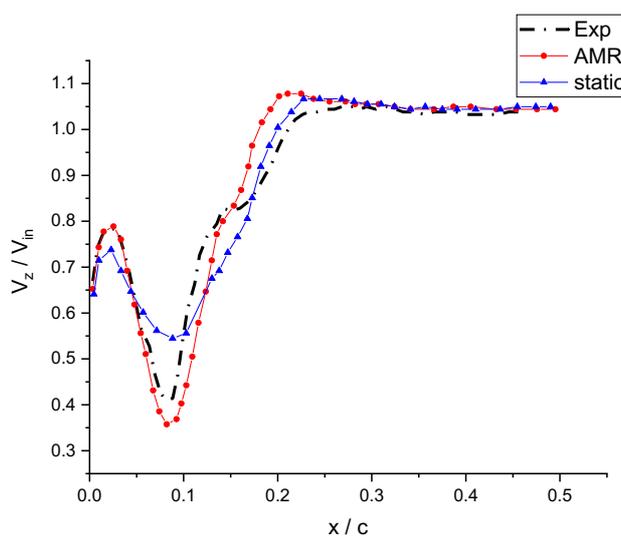


图 4-24 $\tau=0.2$ 涡心速度分布

Fig.4-24 vortex center velocity distribution at $\tau=0.2$

说自适应网络的计算结果与试验值更为接近。当水平位置越过涡心后，两个工况下的速度迅速收敛到与试验数据一致的稳定值。而在接近涡心位置前，两个工况下的四条数值模拟曲线均出现不同程度的“抖动”，造成了与试验值的偏差；总体上自适应网络计算结果的抖动更小，与试验数据更为接近。

4.6 本章小结

本章研究了 NACA0009 水翼在不同工况下的梢涡空化，并辅以自适应网络作为研究手段，比较了数值模拟和试验结果，验证了自适应网络相比静态网络在梢涡空化等非附着型空化的数值模拟方面的优势。

首先进行空化模型的选型，比较了 Zwart 空化模型和 Sauer-Schnerr 空泡模型的数值模拟结果。Zwart 空化模型的源项表达式中具有经验常数，经过研究发现经验常数项越小，计算得到的梢涡空泡的长度越大。而 Sauer-Schnerr 空泡模型由于源项表达式中没有经验常数的存在，因此具有更好的普适性。比较了同一工况下使用不同经验常数的 Zwart 模型算例和 Sauer-Schnerr 空泡模型算例的梢涡空泡长度，结果表明 Sauer-Schnerr 空泡模型具有较好的模拟效果，因此在后续计算中统一使用了 Sauer-Schnerr 空泡模型。

接着比较了不同湍流方法的数值模拟结果。在同一套静态网格下，分别使用 RANS 方法和 LES 方法计算了相同工况下的梢涡空化算例，并从多个方面对比了两种湍流方法的计算结果。两者最大的不同在于使用 LES 大涡模拟可以模拟出梢涡空泡向下游发展的过程中绕涡心旋转、脉动的特征；而用 RANS 方法模拟得到的空泡表面较为均匀、轨迹较为平直，抹去了梢涡的脉动，反映出的是梢涡的时均特性。但对于梢涡空泡的最大长度，两种湍流方法的计算结果没有显著区别。对于 x - z 平面和 y - z 平面的涡心位置分布，也对试验结果和 RANS、LES 数值模拟结果进行了对比。结果发现 RANS 模拟和 LES 模拟结果都与试验数据较为吻合。但由于试验数据是时均化处理后的涡心位置分布，因此 RANS 模拟得到的结果与试验数据更为接近。

接着分析了水翼梢涡的组成结构。梢涡由导涡、泻涡和分离涡三部分组成，通常把它们分成 TSV 和 TLV。TLV 由吸力面产生，TSV 由梢涡间隙处的射流在压力面分离产生。TSV 和 TLV 并不是一开始发展就相互分离的，在水翼的前半部分，两者混合在一起作为一个整体发展；而在水翼的后半部分，两者发生显著分离，TLV 发生上扬并离开水翼表面，可以延伸到下游相当长的一段距离内，而 TSV

则始终分布在水翼表面并包裹住水翼产生 TSV 的一侧，脱离水翼表面后 TSV 很快就发散掉了。TLV 在向下游发展的过程中，泻涡绕涡心旋转发展，导涡则类似于马蹄状环涡，环绕在导涡外围。因此相比泻涡，导涡进行数值模拟的难度更大，需要更高的局部网格分辨率。使用自适应网格和 LES 方法可以模拟得到较为精细的梢涡结构。

比较自适应网格和静态网格的数值模拟结果，自适应网格对导涡结构的模拟更为精细，可以通过加密追踪捕捉到比较细长的导涡，而静态网格捕捉到的是直径较大的几个导涡；自适应网格模拟得到的泻涡结构也能呈现出更多的细节特征，可以看出泻涡绕涡心旋转的趋势，而静态网格的泻涡表面比较平滑。通过在水翼不同位置做涡量分布的横向切面，可以观察到涡量的分布是从水翼产生 TSV 的一侧到水翼上部再到 TLV 的涡心完成逐步转移的，从而验证了前面提到的 TSV 和 TLV 先混合发展后逐步分离的结论。接着与试验比较了绕 X 轴和 Y 轴的速度分布，自适应网格的模拟结果无论是从速度梯度还是从空化区域面积上来讲都与试验结果更为接近。

接着比较了 $\tau = 0.2, 1.0, 1.5$ 三个典型工况的计算结果，结果显示随着 τ 值的逐步增大，即梢部间隙的逐步增加，梢涡空泡的长度逐步增大，同时，梢涡空泡变得越来越细，空泡形态也更加难以捕捉。在 $\tau = 1.5$ 工况下，梢涡空泡变得过于细长，因此静态网格无法捕捉到离开水翼较远距离的梢涡空泡，而自适应网格通过局部网格自适应加密。可以对较远距离的梢涡空泡进行追踪，得到的 $\alpha = 0.1$ 的空泡形态图较为破碎。接着比较了自适应网格和静态网格在三个工况下 x-z 截面和 y-z 截面的梢涡涡心位置分布。静态网格和自适应网格的结果均与试验结果比较吻合，且当空化数较大时，误差相对较大。

最后计算了 $\tau = 1$ 和 $\tau = 0.5$ 两个工况下的涡心位置分布。对于涡心位置变化较为剧烈的起始位置，自适应网格的计算结果与试验曲线更为吻合。

第五章 TWIST-11N 扭曲水翼空化数值模拟

为了进一步验证自适应网格在水翼空化方面的应用，使用三维扭曲水翼 TWIST-11N 作为研究对象，该水翼沿纵向的剖面为 NACA0009 水翼。该扭曲水翼的特点是两端攻角为负，中间攻角为正，且越靠近展项中心，水翼攻角越大。水翼的攻角沿展向分布如图 5-1 所示，三维模型及剖面图如图 5-2 所示。

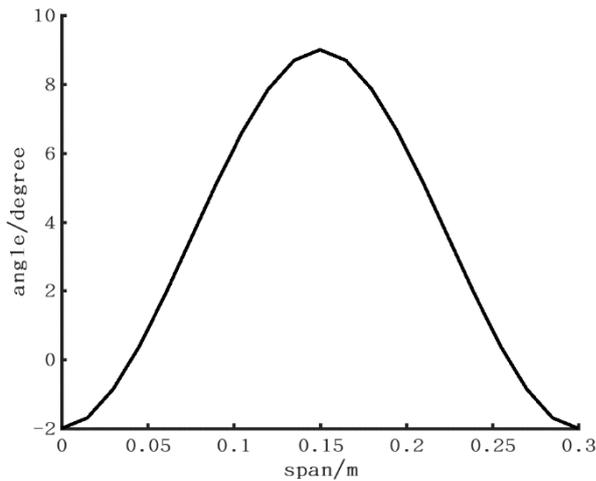


图 5-1 TWIST-11N 攻角分布

Fig. 5-1 Angles of TWIST-11N in different positions of span



a) TWIST-11N 水翼三维示意图

b) TWIST-11N 水翼剖面图

a) TWIST-11N hydrofoil 3-d view

b) TWIST-11N hydrofoil side view

图 5-2 TWIST-11N 水翼模型

Fig. 5-2 TWIST-11N hydrofoil model

5.1 计算域和网格划分

水翼模型的弦长 $c = 0.15 \text{ m}$ ，展长 $w = 0.3 \text{ m}$ ，计算域和网格布置如图 5-3 所

示。在同一算例配置下选用了静态网格和自适应网格两套网格，计算工况为 $\sigma = 1.3$ 。静态网格算例中总的网格量在 400 万左右，自适应网格算例中背景网格和水翼周围的加密区域网格量在 300 万左右。水翼周围网格如图 5-4 所示。注意到只设置了一半的计算域，这是考虑到 TWIST-11N 扭曲水翼的空化关于中心轴的对称特性，只计算扭曲水翼上一半的部分产生的空化，这样总网格量就节省了一半。

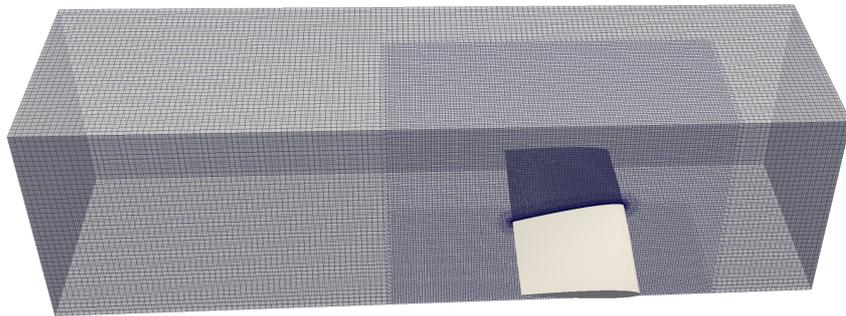


图 5-3 TWIST-11N 计算域网格

Fig. 5-3 TWIST-11N computation domain mesh

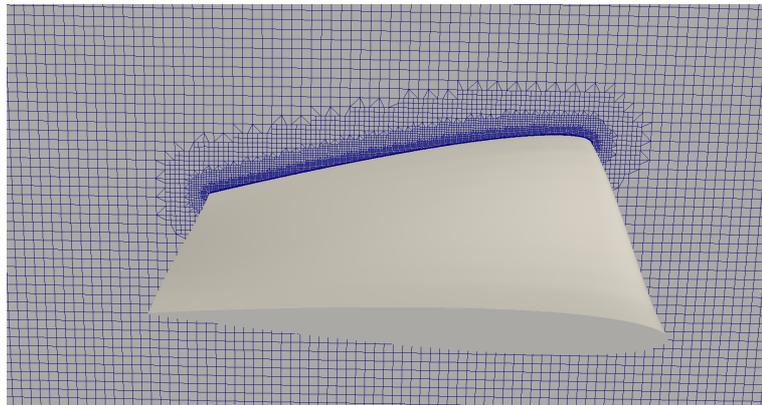
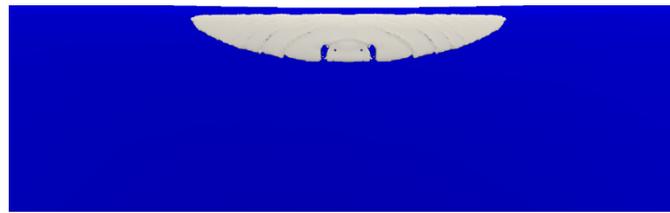


图 5-4 TWIST-11N 水翼周围网格

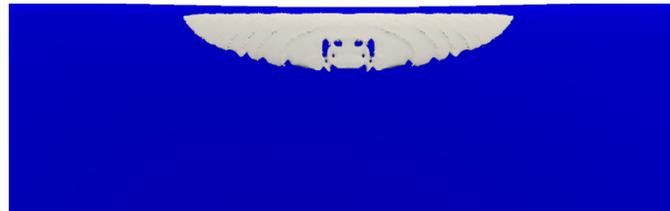
Fig. 5-4 mesh around TWIST-11N

5.2 TWIST 11N 水翼空化数值模拟结果

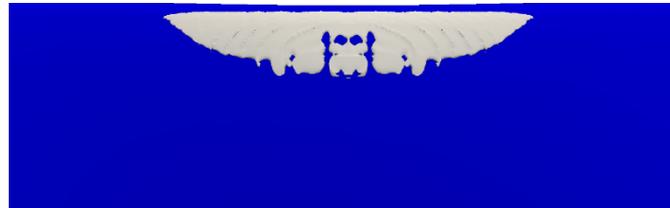
图 5-5 和图 5-6 给出了分别使用自适应网格和静态网格模拟的一个完整周期内的 TWIST11-N 水翼空泡形态变化图，图中白色部分为空泡 VOF 体积分数 $\alpha = 0.1$ 的等值面图。在一个完整的空化周期内，首先在 t_1 时刻为初始状态； t_2 时刻水翼中部的空泡团开始向内凹陷，并与片空化主体发生相互作用，空泡团与片空化主体之间开始产生空隙； t_3 时刻空泡团的体积进一步缩小，空泡团与主体之间的缝隙



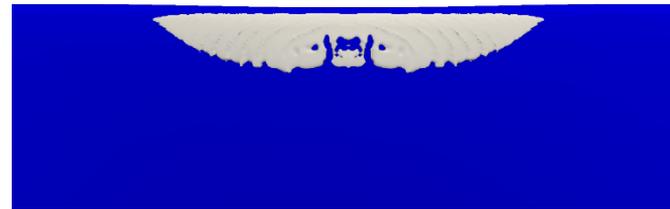
a) t1



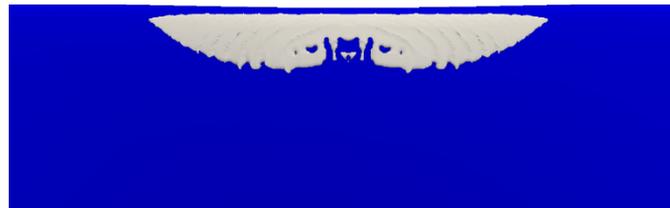
b) t2



c) t3



d) t4



e) t5



f) t6

图 5-5 TWIST-11N 水翼自适应网格空化周期图
Fig. 5-5 cavitation cycle of TWIST-11N foil using AMR

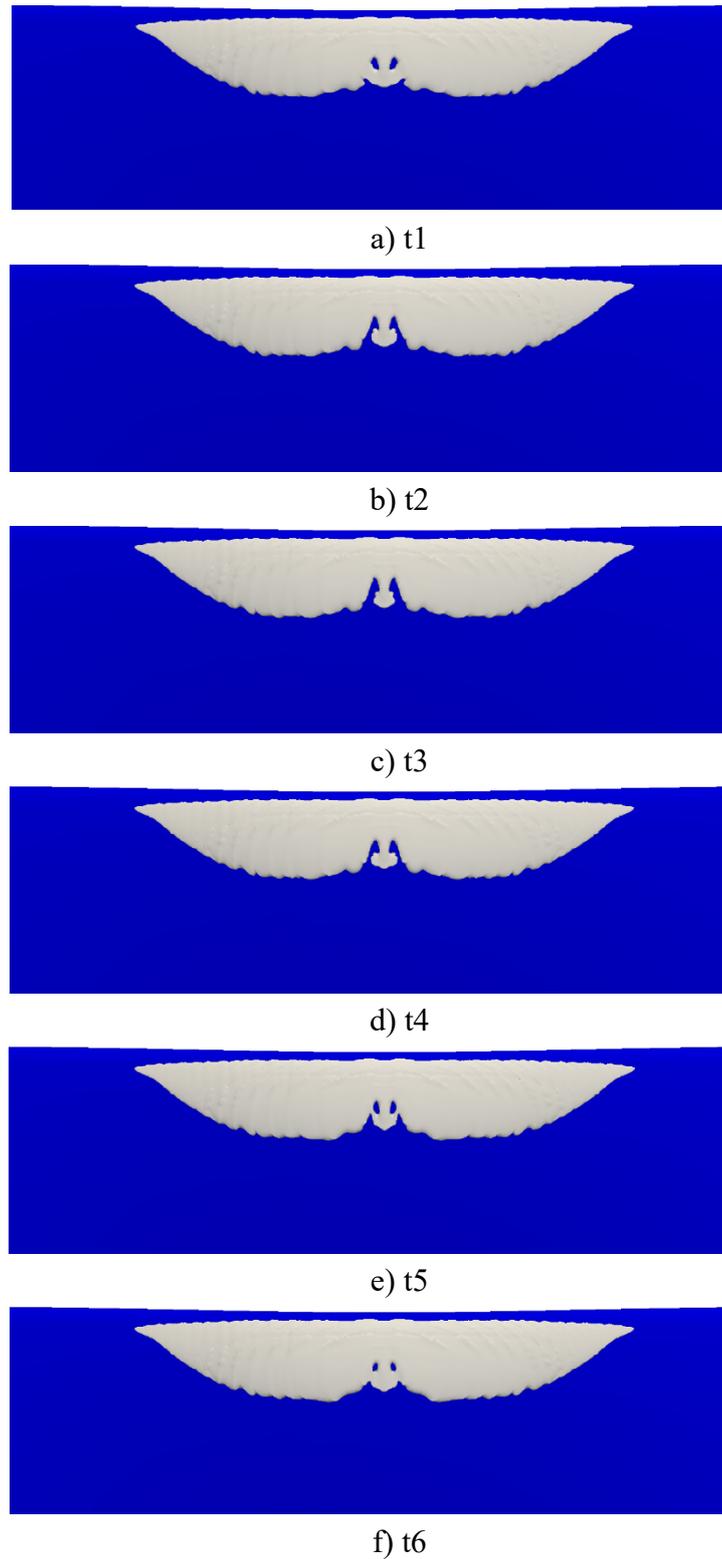


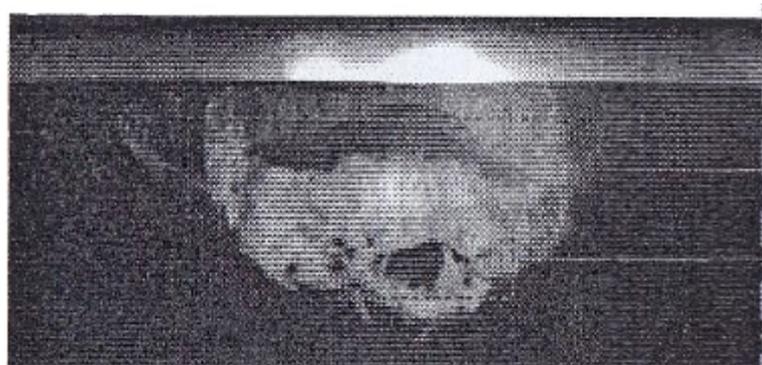
图 5-6 TWIST-11N 水翼静态网格空化周期图

Fig. 5-6 cavitation cycle of TWIST-11N foil using static mesh

进一步扩大； t_4 时刻空泡团即将脱离，此时空泡团的体积达到最小，空泡团与片空化的缝隙达到最大，片空化也处于最不稳定的状态； t_5 时刻空泡团发生脱落，离开水翼表面，片空化也逐步恢复到 t_1 时刻的形状，一个完整的周期结束。

自适应网格和静态网格的模拟结果的最大区别在于自适应网格可以捕捉到空泡团的脱落，见图 e) 的 t_5 时刻。从 t_2 至 t_6 ，空泡团从片空化主体中逐步分离到最终脱落的过程可以比较清晰地观察到。而在静态网格的模拟结果中无法观察到脱落的空泡团，只能看到水翼中心的空泡体积先减小后增大这样的周期性过程，原因在于脱落的空泡团的体积相比水翼表面片状空化的体积十分微小，静态网格无法像自适应网格一样通过提高局部的网格分辨率来捕捉空泡团。

自适应网格与静态网格模拟结果的另一区别在于自适应网格捕捉到的空泡形态与试验更为接近。图 5-7 中给出了一个典型时刻的自适应网格和静态网格数值模拟与试验图像对比图。在试验图像中，水翼中部的空泡团与片状空化的主体几乎完成分离，因此空泡团与片状空化之间存在较大的空隙，两者通过两侧的较细的柱状空泡连接。自适应网格的模拟结果中可以看到中部明显的空隙以及两侧极为细



a) 试验结果^[108]

a) Experiment result^[108]



b) 自适应网格模拟结果

b) AMR simulation



c) 静态网格模拟结果

c) static mesh simulation

图 5-7 TWIST-11N 空泡脱落

Fig.5-7 TWIST-11N Cavitation

长而较难捕捉的柱状空泡，而在静态网格的模拟结果中无法看到与试验相吻合的空泡形态。另外，在试验图像中可以观察到，片状空化主体中由于和中间空泡团的相互作用，内部出了若干空洞，这些空洞的产生部分是由于一部分空泡体积从片状空泡的主体转移到空泡团引起的。自适应网格成功模拟出试验中几处最大的空洞，而静态网格的模拟结果中没有空洞的产生。因此在空泡的细节捕捉方面，自适应网格可以达到与试验更为接近的模拟结果。

5.3 升力系数曲线比较分析

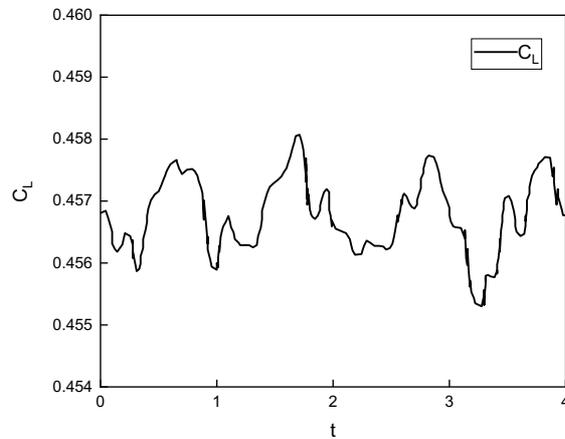


图 5-8 TWIST-11N 升力系数曲线 (自适应网格)

Fig.5-8 TWIST-11N lift coefficient curve (AMR)

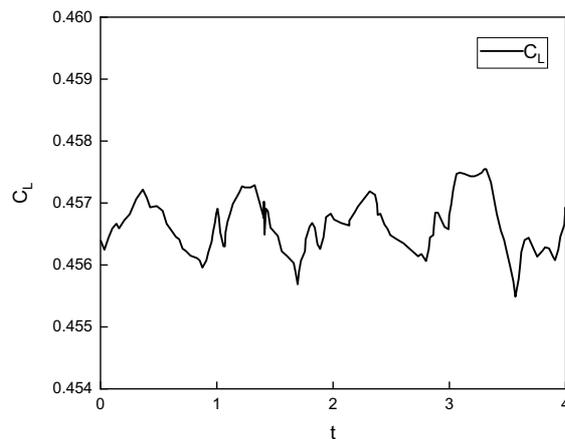


图 5-9 TWIST-11N 升力系数曲线 (静态网格)

Fig.5-9 TWIST-11N lift coefficient curve (static mesh)

图 5-8 和图 5-9 中给出了使用自适应网格和静态网格计算得到的 TWIST-11N 扭曲水翼表面的升力系数曲线图。图中大概经历了四个完整的周期。静态网格计算得到的升力系数曲线更为平坦，波峰与波谷之间的差距较小，基本上维持在 0.001 附近，而且四个周期内的升力系数值基本上都在 0.04555-0.04575 之间变化；而自适应网格的振幅更大，最大值与最小值之间的差值比静态网格的结果大了许多。另从图中的四个准周期来看，静态网格对应的四个准周期具有较为明显的周期性，波峰数值与波谷数值几乎一致；而自适应网格对应的四个准周期之间较为不一致，最大值出现在第二个波峰，接近 0.458，最小值出现在第三个波谷，接近 0.455。这是由于自适应网格的总网格量始终在波动导致的，即使对于两个相邻周期的对应的同一时刻，自适应网格的网格量也不会完全相同，因此会造成自适应网格不同周期的升力系数波动范围较大；而静态网格在每一时刻的网格量是固定的，因此每个周期的计算都比较稳定，结果也具有比较高的相似性。

自适应网格的升力系数曲线的波动范围较大，而静态网格的升力系数曲线的波动范围较小，在下面的表 5-1 中对已有文献中 TWIST-11N 水翼表面升力系数的数值模拟结果和本文的计算结果进行了对比，可以看到自适应网格计算得到的结果稍微偏大，但误差都在 4% 范围内。

表 5-1 TWIST-11 N 水翼升力系数
Table 5-1 TWIST-11 N hydrofoil lift coefficient

CASE	升力系数
自适应网格	0.458
静态网格	0.456
Ji	0.44

5.4 体积分数和压力云图



图 5-10 alphaWater
Fig.5-10 alphaWater

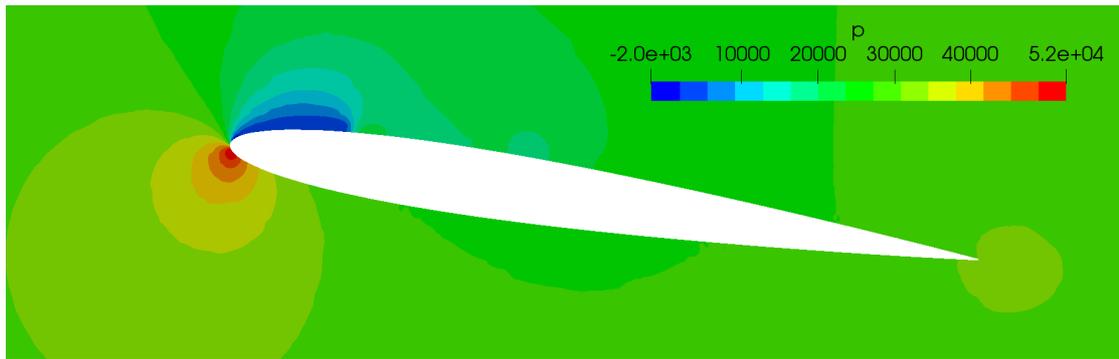


图 5-11 压力分布图

Fig.5-11 pressure field

图 5-10 和图 5-11 给出了 TWIST 11-N 水翼数值模拟的 α Water 空泡云图和压力分布图。低压区位于水翼上缘空泡覆盖的区域，高压区则位于水翼下缘靠近导边的位置。因此 TWIST 11-N 扭曲水翼的初生空泡只会产生于水翼的上缘，而不会在水翼下缘的高压区域内产生。

5.5 本章小结

本章对 TWIST 11-N 水翼空泡进行了数值模拟，TWIST-11N 是一种两端攻角为负，中间攻角为正的扭曲水翼。在 $\sigma = 1.3$ 工况下使用静态网格和自适应网格两套网格进行计算，并对计算结果进行对比。静态网格的网格量在 400 万左右，自适应网格中初始的静态网格占 300 万左右。

首先对一个完整的空化周期内两套网格计算得到的空泡体积分数等值面图进行了对比。每个周期都选取了五个典型时刻，在这五个典型时刻中，首先片空化从中部向内凹陷产生即将脱离的空化团的雏形；然后空泡团开始于片空化主体之间产生间隙，随着间隙的进一步扩大，空化团的体积也越来越小；空化团与片空化主体之间的联系越来越微弱，空化团变得越来越不稳定，最终空化团与片空化发生分离并脱离水翼表面，片空化开始恢复到初始状态，一个空化周期结束。空化团在最终发生脱落时，体积也达到最小，变成了微团，因此传统静态网格在网格分辨率不足的情况下很难对这些微团进行成功的数值模拟，而自适应网格可以通过提高局部的网格分辨率来捕捉到空泡团脱落时产生的极细小的涡。另外自适应网格的模拟结果与试验快照中的空泡形态也较为接近，在试验快照中当空泡团即将脱离水翼表面的时刻，片空化主体中存在若干个大小不一的空洞；而在一级加密的自适应网格中，捕捉到了试验照片中较大的空洞。静态网格的模拟结果由

于没有反应出上述的细节，因此空泡形态与试验吻合得不是很好。

比较静态网格和自适应网格计算得到的升力系数，从平均值上看，两者的结果比较接近，与已有文献中计算结果的最大误差值在 4%以内。从时序图中的四个准周期来看，自适应网格对应的升力曲线图的脉动范围比较大，四个准周期之间的差别相比静态网格也比较大；静态网格对应的升力曲线图则具有高度相似的四个准周期，峰值和峰谷值基本保持一致。自适应网格与静态网格在升力曲线的形状上存在较大的差别，主要是由自适应网格波动的网格数造成的，在连续几个空化周期中，网格量时高时低，一般在 10%的总网格量之间浮动，不会完全相等。而静态网格的网格量在每个周期、每个阶段内都是完全相同的，因此静态网格计算得到的升力系数曲线在不同周期之间具有比较稳定的波形。

第六章 结论和展望

6.1 全文结论

由于压力的变化而导致的液体介质中气泡的生成、发展、溃灭过程以及由此产生的一系列物理变化称为空化。空化按照发展阶段可以分为初生空化、片空化、云空化、梢涡空化和超空化等，作为具有复杂界面的两相流动，空化流的求解要求空化区域具有相当高的网格精度，尤其是对于云空化和梢涡空化这类非附着型空化，空化区域可以发展到水翼下游相当长的一段距离内。传统的静态网格需要使得加密区包含整个空化区域，在三维问题中网格量十分巨大，而且静态网格加密等级每提升一级，都会带来总体网格量的快速增长。考虑到传统的静态网格在模拟水翼空化流，尤其是云空化和梢涡空化方面的劣势，本文采用自适应网格来替代静态网格，并与静态网格算例进行对比。

本文基于开源流体力学计算平台 OpenFOAM 的静态网格空化求解器 `interPhaseChangeFoam` 和动网格空化求解器 `interPhaseChangeDyMFoam`，利用自适应网格技术对几个典型的空化流算例进行了数值模拟，主要包括：Clark-Y 水翼片状空化和云状空化数值模拟，NACA0009 水翼梢涡空泡数值模拟，TWIST-11N 扭曲水翼空化数值模拟。对于每个算例，采用自适应网格和静态网格两套网格进行计算。通过对空泡形态、VOF 体积分数等值面、升阻力系数、速度场和压力场等参量的分析，对比了数值模拟的结果与试验结果，初步验证了自适应网格在模拟水翼空化流方面相比静态网格的优势，并得到了以下一系列可靠的结论。

通过对 Clark-Y 水翼空化的数值模拟，有如下结论：

1) 与静态网格结果相比，自适应网格的模拟结果可以捕捉到更多体积较小的空泡，空泡界面也更加清晰；对于片空化从水翼表面脱落过程的数值模拟，自适应网格采用较高的加密等级可以追踪到由于回射流引起的片空泡形变的清晰界面。

2) 云空泡在离开水翼表面后，会经历一段距离的变形过程才会在高压区发生溃灭，而在静态网格算例中，云空泡一旦离开加密区，由于网格分辨率的不足，将很快发生溃灭，因此静态网格加密区需要延伸到水翼下游相当长的一段距离后，造成整体网格量非常大。自适应网格算例则不需要设置延伸到水翼下游的加密区，通过自适应动态加密追踪，云空泡即使离开水翼表面相当远一段距离后，局部仍

具有较高的物理分辨率，因此可以模拟出云空化从变形到溃灭的整个过程。

3) 对比自适应网格和静态网格计算得到的升阻力曲线，可以发现自适应网格和静态网格反应在升力系数曲线上的主要差别在于，静态网格结果的四个准周期具有较高的一致性，波峰波谷值都很接近；而自适应网格对应曲线的脉动幅度较大，最大值大于试验值波峰值，而最小值又小于试验波谷值。对于不同工况下的升阻力系数对比，在片空化阶段，数值模拟结果均与试验值比较接近；而在云空化阶段，数值模拟结果与试验值存在较大的误差，其中自适应网格的计算结果与试验数据更为接近。

4) 比较了试验和数值模拟结果在水翼不同位置的速度分布。在水翼的前半部分，从水翼表面向上，速度是单向增长的，在此区域内片状空泡可以稳定地附着在水翼表面向前发展；而在水翼的后半部分，靠近水翼表面会有个负速度区，之后速度才会回到正速度区，这个负速度区是由回射流产生的，它则造成了片空化的不稳定性，片状空化会在这一区域内发生断裂，断裂部分脱离水翼表面形成云状空化。从负速度区向正速度区的过渡区的速度梯度较大，数值模拟结果与试验值误差较大，此处自适应网格相比静态网格具有明显的优势，其模拟结果与试验值更为吻合。

通过对 NACA0009 水翼梢涡空化的数值模拟，有如下结论：

1) 对于空化模型的选择，比较了 Zwart 空化模型和 Sauer-Schnerr 空泡模型的数值模拟结果。Zwart 空化模型的源项表达式中具有经验常数，经过研究发现经验常数项越小，计算得到的梢涡空泡的长度越大。而 Sauer-Schnerr 空泡模型由于源项表达式中没有经验常数的存在，因此具有更好的普适性。比较了同一工况下使用不同经验常数的 Zwart 模型算例和 Sauer-Schnerr 空泡模型算例的梢涡空泡长度，结果表明 Sauer-Schnerr 空泡模型具有较好的模拟效果。

2) 比较了不同湍流方法的数值模拟结果。在同一套静态网格下，分别使用 RANS 方法和 LES 方法计算了相同工况下的梢涡空化算例，并从多个方面对比了两种湍流方法的计算结果。两者最大的不同在于使用 LES 大涡模拟可以模拟出梢涡空泡向下游发展的过程中绕涡心旋转、脉动的特征；而用 RANS 方法模拟得到的空泡表面较为均匀、轨迹较为笔直，抹去了梢涡的脉动，反映出的是梢涡的时均特性。但对于梢涡空泡的最大长度，两种湍流方法的计算结果没有显著区别。给出了 x - z 平面和 y - z 平面的涡心位置分布，对不同湍流方法的数值模拟结果与试验结果进行了对比。结果发现 RANS 模拟和 LES 模拟结果都与试验数据较为吻合。但由于试验数据是时均化处理后的涡心位置分布，因此 RANS 模拟得到的结果与

试验数据更为接近。

3) 分析了水翼梢涡的组成结构。梢涡由导涡、泻涡和分离涡三部分组成，通常把它们分成 TSV 和 TLV。TLV 由吸力面产生，TSV 由梢涡间隙处的射流在压力面分离产生。TSV 和 TLV 并不是一开始发展就相互分离的，在水翼的前半部分，两者混合在一起作为一个整体发展；而在水翼的后半部分，两者发生显著分离，TLV 发生上扬并离开水翼表面，可以延伸到下游相当长的一段距离内，而 TSV 则始终分布在水翼表面并包裹住水翼产生 TSV 的一侧，脱离水翼表面后 TSV 很快就发散掉了。TLV 在向下游发展的过程中，泻涡绕涡心旋转发展，导涡则类似于马蹄状环涡，环绕在导涡外围。因此相比泻涡，导涡进行数值模拟的难度更大，需要更高的局部网格分辨率。使用自适应网格结合 LES 方法可以模拟得到较为精细的梢涡结构。

4) 比较自适应网格和静态网格的数值模拟结果，自适应网格对导涡结构的模拟更为精细，可以通过加密追踪捕捉到比较细长的导涡，而静态网格捕捉到的是直径较大的几个导涡；自适应网格模拟得到的泻涡结构也能呈现出更多的细节特征，可以看出泻涡绕涡心旋转的趋势，而静态网格的泻涡表面比较平滑。通过在水翼不同位置做涡量分布的横向切面，可以观察到涡量的分布是从水翼产生 TSV 的一侧到水翼上部再到 TLV 的涡心完成逐步转移的，从而验证了前面提到的 TSV 和 TLV 先混合发展后逐步分离的结论。接着与试验比较了绕 X 轴和 Y 轴的速度分布，自适应网格的模拟结果无论是从速度梯度还是从空化区域面积上来讲都与试验结果更为接近。

5) 比较了 $\tau = 0.2, 1.0, 1.5$ 三个典型工况的计算结果，结果显示随着 τ 值的逐步增大，即梢部间隙的逐步增加，梢涡空泡的长度逐步增大，同时，梢涡空泡变得越来越细，空泡形态也更加难以捕捉。在 $\tau = 1.5$ 工况下，梢涡空泡变得过于细长，因此静态网格无法捕捉到离开水翼较远距离的梢涡空泡，而自适应网格通过局部网格自适应加密。可以对较远距离的梢涡空泡进行追踪，得到的 $\alpha = 0.1$ 的空泡形态图较为破碎。接着比较了自适应网格和静态网格在三个工况下 x-z 截面和 y-z 截面的梢涡涡心位置分布。静态网格和自适应网格的结果均与试验结果比较吻合，且当空化数较大时，误差相对较大。计算了 $\tau = 1$ 和 $\tau = 0.5$ 两个工况下的涡心位置分布，发现对于涡心位置变化较为剧烈的起始位置，自适应网格的计算结果与试验曲线更为吻合。

通过对 TWIST-11N 扭曲水翼梢涡空化的数值模拟，有如下结论：

1) 自适应网格可以通过提高局部的网格分辨率来捕捉到空泡团脱落时产生的

极细小的涡，另外自适应网格的模拟结果与试验快照中的空泡形态也较为接近，在试验快照中当空泡团即将脱离水翼表面的时刻，片空化主体中存在若干个大小不一的空洞；而在一级加密的自适应网格中，捕捉到了试验照片中较大的空洞。静态网格由于局部网格分辨率的不足，模拟结果中没有反应出上述的细节，因此空泡形态与试验吻合得不是很好。

2) 比较静态网格和自适应网格计算得到的升力系数，从平均值上看，两者的结果比较接近，与已有文献中计算结果的最大误差值在 4% 以内。从时序图中的四个准周期来看，自适应网格对应的升力曲线图的脉动范围比较大，四个准周期之间的差别相比静态网格也比较大；静态网格对应的升力曲线图则具有高度相似的四个准周期，峰值和峰谷值基本保持一致。

3) 自适应网格与静态网格在升力曲线的形状上存在较大的差别，主要是由自适应网格浮动的网格数造成的，在连续几个空化周期中，网格量时高时低，高低一般在 10% 的总网格量之间浮动，一般不会完全相等。而静态网格的网格量在每个周期、每个阶段都是完全相同的，因此静态网格计算得到的升力系数曲线在不同周期之间具有比较稳定的波形。

6.2 研究展望

本文通过对 Clark-Y 水翼，NACA0009 水翼和 TWIST-11N 水翼的几个典型算例的计算并与试验结果比较，初步验证了自适应网格在水翼空化流数值模拟方面相对于静态网格的优势。在不少方面还存在不足，未来可以从至少以下几个方面继续开展深入的研究：

1) 自适应加密参量的选取。本文的算例中使用到的自适应加密准则为空泡体积分数，具有一定的局限性。在一些情况下，旋涡与空泡的交互作用比较明显，此时涡量等参量也对空化流数值模拟起到比较重要的作用。在下一步研究中，可以尝试同时加密空泡体积分数和涡量的其他参量，这样最终参与加密的网格对象是所有加密参量下网格集合的并集。这样可能会导致每个时间步内参与自适应加密的网格量显著上升，但在一些算例中可以带来数值模拟精度的显著提升。

2) 自适应加密算法的比较。除了基于网格单元的多叉树自适应加密算法，块状自适应加密也是一种常用的加密算法。相比多叉树自适应加密，块状自适应加密的优点在于具有更高的并行效率，易于实现负载均衡，易于实施高阶差分方法等；缺点在于加密效率比较低。在下一步的研究中，可以尝试将不同的自适应加

密算法应用于空化流问题的数值模拟中。

3) 在本文中只对自适应网格应用于水翼空化流问题的求解进行了尝试,螺旋桨具有更为复杂的几何形状和边界条件,螺旋桨空化流的精细模拟,尤其是梢涡空化的数值模拟,需要空化区域高精度的网格分辨率,网格量与水翼的模拟不在一个量级上。因此将自适应网格应用于螺旋桨空化流的数值模拟中,具有更为迫切的需求。但由于螺旋桨空化流的复杂性,考虑到螺旋桨空化还涉及到空化噪声等重要课题,直接将自适应网格应用于螺旋桨空化的求解还存在诸多挑战。目前许多研究中对螺旋桨梢涡空泡进行数值模拟都是基于对静态网格进行环形加密,一直延伸到螺旋桨下游,确保螺旋桨梢涡空泡始终位于该环形加密区内;这种措施虽然在一定程度上减少了静态网格加密区的网格量,但没有在本质上克服静态网格的缺点,依旧不如自适应网格灵活。另外,在不同的空化数下,螺旋桨梢涡空泡的形态存在着明显的变化,因此每一套环形加密的网格基本上只能适用于一个空化数算例,计算另一个工况时必须重新画环形加密区,而自适应网格只需要一套背景网格即可实现各类工况、各类空化数下的计算。考虑到自适应网格相比静态网格具有的以上诸多优势,发展基于自适应网格的螺旋桨梢涡空化的数值模拟是下一步工作的重要方向。

参 考 文 献

- [1] Arakeri VH, Acosta AJ. Viscous effects in the inception of cavitation on axisymmetric bodies. *J Fluids Eng* 1973;195(4):519–27.
- [2] Vijay H, Arakeri VH. Viscous effects on the position of cavitation separation from smooth bodies. *J Fluid Mech* 1973;68(4):779–99.
- [3] Katz J. Cavitation phenomena within regions of flow separation. *J Fluid Mech* 1984;140:397–436.
- [4] Wang G, Shintani M, Liu SJ, Shin BR, Ikohagi T. Cavitation characteristics around a hollow-jet valve (Observation by high-speed photographs and monitoring by vibration), *Trans. Japanese Turbomachinery Society*, 1998;26:361–8.
- [5] Rood EP. Review-mechanisms of cavitation inception. *J Fluids Eng* 1991;113(2):163–75.
- [6] Arndt REA. Unsteady Operation due to cavitation. *Proceedings of 18th IAHR Symposium, USA*. 2000. p. 1–10.
- [7] Gopalan S, Katz J. Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation. *Phys Fluids* 2000;12(4):895–911.
- [8] Franc JP, Michel JM. Attached cavitation and the boundary layer: experimental investigation and numerical treatment. *J Fluid Mech* 1985;154:63–90.
- [9] Leger AT, Ceccio SL. Examination of the flow near the leading edge of attached cavitation. Part 1. Detachment of two-dimensional and axisymmetric cavities. *J Fluid Mech* 1998;376:61–90.
- [10] Pham TM, Larrarte F, Fruman DH. Investigation of unsteady sheet cavitation and cloud cavitation mechanisms. *J Fluids Eng* 1999;121(2):289–95.
- [11] Li CY, Ceccio SL. Interaction of single traveling bubbles with the boundary layer and attached cavitation. *J Fluid Mech* 1996;322:329–53.
- [12] Briancon-Marjollet L, Franc JP, Michel JM. Transient bubbles interacting with an attached cavity and the boundary layer. *J Fluid Mech* 1990;218:355–76.
- [13] Wang G, Liu S, Shintani M, Ikohagi T. Study on cavitation damage characteristics around a hollow-jet valve. *JSME Int J Ser B* 1999;42(4):649–58.
- [14] Furness RA, Hutton SP. Experimental and theoretical studies on two-dimensional fixed-type cavities. *J Fluids Eng* 1975;97(4):515–22.
- [15] Kubota A, Kato H, Yamauchi H, Maeda M. Unsteady structure measurement of cloud cavitation on a foil section using conditional sampling technique. *J Fluids*

- Eng 1989;111:204–10.
- [16]Le Q, Franc JP, Michel JM. Partial Cavities: global behavior and mean pressure distribution. *J Fluids Eng* 1993;115(2):243–8.
- [17]Kawanami Y, Kato H, Yamaguchi H, Tanimura M, Tagaya Y. Mechanism and control of cloud cavitation. *J Fluids Eng* 1997;119:788–94.
- [18]Avellan F, Dupont P, Rhyning I. Generation mechanism and dynamics of cavitation vortices downstream of a fixed leading edge cavity. 17th Symposium on Naval Hydrodynamics, 1988. p. 317–329.
- [19]Furuya O, Acosta AJ. A note on the calculation of supercavitating hydrofoils with rounded noses. *J Fluids Eng* 1980;95(2):221–8.
- [20]洪方文,陈美宁,季斌等. 二维水翼片空泡数值模拟[C]. 2007 年中国 ANSYS-CFD 年会论文集, 2007
- [21]Rhee S, Kawamura T, Li H. A study of propeller cavitation using a RANS CFD method[C]. 8th international conference on numerical ship hydrodynamics, Busan, Korea, 2003.
- [22]叶金铭,熊鹰,王路. 用 RANS 方法预报螺旋桨非定常空泡[J]. 中国造船, 2009, 50(2): 67-73.
- [23]刘登成,洪方文,张志荣. 螺旋桨片状空泡的 CFD 分析[J]. 舰船科学技术, 2009, 31(1): 43-46.
- [24]Merkle C L, Feng J and Buelow P E. Computational Modeling of the Dynamics of Sheet Cavitation[C], 3th International Symposium on Cavitation, Grenoble, France,1998.
- [25]Senocak I, Shyy W. Numerical Simulation of Turbulent with Sheet Cavitation[C]. 4th International Symposium on Cavitation, Pasadena, USA, 2001
- [26]Kunz R F, Chyczewski T S, Boger D A, Stinebring D R, et al. Multi-phase CFD analysis of natural and ventilated cavitation about submerged bodies[C]. 3th ASME/JSME Joints Fluids Engineering Conference, 1999.
- [27]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.
- [28]王海斌,张嘉钟,魏英杰等. 空化形态与典型空化器参数关系的研究——小空化数下的发展空化形态[J].*水动力学研究与进展*, 2005, 20(2):251-257.
- [29]Kunz R F, Boger D A, Chyczewski T S, et al. Multi-phase CFD analysis of natural and ventilated cavitation about submerged bodies[C].*Proceedings of FEDSM*. 1999, 99(3).
- [30]Medvitz R B, Kunz R F, Boger D A, et al. Performance analysis of cavitating flow

- in centrifugal pumps using multiphase CFD[J]. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 2002,124(2):377-383.
- [31]刘登成,赵峰,张志荣.基于输运方程的空化模型的翼型片状空化数值模拟[C].第十三届全国计算流体力学会议论文集,2007.
- [32]Singhal A K, Mahesh M A, Lu H Y, et al. Mathematical basis and validation of the full cavitation model[J]. *Journal of fluids engineering*, 2002, 124(3):617 - 624.
- [33]M. J. Berger and J. Olinger. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations. *J. Comp. Phys.*, 53:484-512, 1984.
- [34]Berger M J , Colella P . Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics[J]. *Journal of Computational Physics*, 1989, 82(1):64-84.
- [35]Theodorakakos A , Bergeles G . Simulation of sharp gas-liquid interface using VOF method and adaptive grid local refinement around the interface[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2004, 45(4):421-439.
- [36]Botti L , Piccinelli M , Ene-Iordache B , et al. An adaptive mesh refinement solver for large-scale simulation of biological flows[J]. *International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering*, 2010, 26(1):86-100.
- [37]J.J. Cooke and L.M. Armstrong and K.H. Luo and S. Gu. Adaptive mesh refinement of gas-liquid flow on an inclined plane[J]. *Computers & Chemical Engineering*, 2014.
- [38]Sussman M . A parallelized, adaptive algorithm for multiphase flows in general geometries[J]. *Computers & Structures*, 2005, 83(6-7):435-444.
- [39]Greaves D . A quadtree adaptive method for simulating fluid flows with moving interfaces[J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, 194(1):35-56.
- [40]Lloyd T , Vaz G , Rijpkema D , et al. Computational fluid dynamics prediction of marine propeller cavitation including solution verification[C]// Fifth International Symposium on Marine Propulsors, SMP17. 2017.
- [41]Li L , Hu D , Liu Y , et al. Large Eddy Simulation of Cavitating Flows with Dynamic Adaptive Mesh Refinement using OpenFOAM[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2018.
- [42]C. Eskilsson and R.E. Bensow (2011). A mesh adaptive compressible Euler model for the simulation of cavitating flow. 5th. *International Conference on Computational Methods in Marine Engineering, MARINE 2011*.
- [43]Li L , Li B , Hu Z , et al. Large eddy simulation of unsteady shedding behavior in cavitating flows with time-average validation[J]. *Ocean Engineering*, 2016, 125(oct.1):1-11.
- [44]Xiao X , Mccarter A A , Lakshminarayana B . Tip Clearance Effects in a Turbine

- Rotor: Part I—Pressure Field and Loss[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2001, 123(2):296-304.
- [45] Liu X , Luo Y , Karney B W , et al. A selected literature review of efficiency improvements in hydraulic turbines[J]. *Renewable & Sustainable Energy Reviews*, 2015, 51:18-28.
- [46] Luo X W , Ji B , Tsujimoto Y . A review of cavitation in hydraulic machinery[J]. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 2016, 28(3):335-358.
- [47] Leweke T., Dizès S. L., Williamson C. H. K. Dynamics and instabilities of vortex pairs [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2016. 48(1): 507-541.
- [48] Liu, Cheng, Hu, et al. An adaptive multi-moment FVM approach for incompressible flows[J]. *Journal of Computational Physics*, 2018.
- [49] AGNIESZKA NIEDŹWIEDZKA. Review of numerical models of cavitating flows with the use of the homogeneous approach[J]. *Archives of Thermodynamics*, 2016, 37(2):71-88.
- [50] Ji B, Cheng H Y, Huang B, Luo X W, Peng X X, Long X P. Research progresses and prospects of unsteady hydrodynamics characteristics for cavitation. *Advances in Mechanics*, 2019, 49: 201900.
- [51] HUANG Biao, WU Qin, WANG Guoyu. Progress and prospects of investigation into unsteady cavitating flows[J]. *Journal of drainage and irrigation machinery engineering (JDIME)*, 2018, 36(1) :1 – 14. (in Chinese).
- [52] Yilmaz N , Atlar M , Khorasanchi M . An improved Mesh Adaption and Refinement approach to Cavitation Simulation (MARCS) of propellers[J]. *Ocean Engineering*, 2018, 171(2019):139-150.
- [53] D, Bertetta. CPP propeller cavitation and noise optimization at different pitches with panel code and validation by cavitation tunnel measurements[J]. *Ocean Engineering*, 2012, 53(1):177-195.
- [54] Linmin, Zhiqiang, Lin, et al. Large eddy simulation of unsteady shedding behavior in cavitating flows with time-average validation[J]. *Ocean engineering*, 2016.
- [55] Eskilsson C , Bensow R E . A mesh adaptive compressible Euler model for the simulation of cavitating flow[C] *V International Conference on Computational Methods in Marine Engineering*. 2011.
- [56] Lloyd T , Vaz G , Rijpkema D , et al. Computational fluid dynamics prediction of marine propeller cavitation including solution verification[C] *Fifth International Symposium on Marine Propulsors, SMP17*. 2017.
- [57] FRANC, Jean-Pierre & MICHEL, J.-M. (2005). *Fundamentals of Cavitation. Fluid Mechanics and Its Applications*. 76. 10.1007/1-4020-2233-6.

- [58]陶文铨. 数值传热学(第2版)[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2015: 332-338.
- [59]Dreyer M , Decaix J , Münch-Alligné, Cécile, 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.
- [60]Huang B , Young Y L , Wang G , et al. Combined Experimental and Computational Investigation of Unsteady Structure of Sheet/Cloud Cavitation[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2013, 135(7):071301.
- [61]Li, Linmin, Hu, et al. Large eddy simulation of unsteady shedding behavior in cavitating flows with time-average validation[J]. *Ocean engineering*, 2016.
- [62]Li L , Hu D , Liu Y , et al. Large Eddy Simulation of Cavitating Flows with Dynamic Adaptive Mesh Refinement using OpenFOAM[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2018.
- [63]Wu J , Wang G , Shyy W . Time-dependent turbulent cavitating flow computations with interfacial transport and filter-based models[J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2010, 49(7):739-761.
- [64]Zhan L L , Wang S P , Li T , et al. Numerical investigation on the cavitation instability induced by local collapse around a 2D CLARK-Y hydrofoil[J]. *Applied Ocean Research*, 2020, 102:102300.
- [65]A J L , A J Y , A Z Y , et al. Numerical investigation of shedding dynamics of cloud cavitation around 3D hydrofoil using different turbulence models[J]. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 2021, 85:232-244.
- [66]Long X , Cheng H , Ji B , et al. Numerical investigation of attached cavitation shedding dynamics around the Clark-Y hydrofoil with the FBDCM and an integral method[J]. *Ocean Engineering*, 2017.
- [67]Roohi E , Zahiri A P , Passandideh-Fard M . Numerical simulation of cavitation around a two-dimensional hydrofoil using VOF method and LES turbulence model[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2013, 37(9):6469-6488.
- [68]Biao, HUANG, and, et al. Partially Averaged Navier-Stokes method for time-dependent turbulent cavitating flows[J]. *Journal of Hydrodynamics Ser B*, 2011.
- [69]Ziming Z , Zhongdong Q , Zhiwei G , et al. Numerical simulation of cavitation around a Clark-Y hydrofoil with different LES models in OpenFOAM[J]. *排灌机械工程学报*, 2018, 036(004):277-282.
- [70]胡常莉, 曹友铨, 王学德. 修正 PANS 模型在非定常空化流动数值计算中的应用与评价[J]. *船舶力学*, 2018, 22(11):21-29.
- [71]Huang B , Zhao Y , Wang G . Large Eddy Simulation of turbulent vortex-cavitation

- interactions in transient sheet/cloud cavitating flows[J]. *Computers & Fluids*, 2014, 92:113-124.
- [72] Wang G , Ostoja-Starzewski M . Large eddy simulation of a sheet/cloud cavitation on a NACA0015 hydrofoil[J]. *Applied Mathematical Modelling*, 2007, 31(3):417-447.
- [73] Saito Y , Takami R , Nakamori I , et al. Numerical analysis of unsteady behavior of cloud cavitation around a NACA0015 foil[J]. *Computational Mechanics*, 2007, 40(1):85.
- [74] Ji B , Luo X W , Arndt R E A , et al. Large Eddy Simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a NACA66 hydrofoil[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2015, 68(68):121-134.
- [75] 季斌, 罗先武, 彭晓星,等. 绕扭曲翼型三维非定常空泡脱落结构的数值分析[J]. *水动力学研究与进展 A 辑*, 2010(02):217-223.
- [76] Kadivar E , Javadi K . Effect of Cavitating-bubble Generators on the Dynamics of Unsteady Cloud Cavitation[C]// *Marine Industries Conference*. 2018.]
- [77] 季斌, 洪方文, 彭晓星. 二维水翼非定常空泡流数值模拟[J]. *舰船科学技术*, 2009(01):128-133.
- [78] 王宁, 黄彪, 吴钦,等. 绕水翼空化流动及振动特性的试验与数值模拟[J]. *排灌机械工程学报*, 2016.
- [79] Hao J , Zhang M , Huang X . Experimental Study on Influences of Surface Materials on Cavitation Flow Around Hydrofoils[J]. *中国机械工程学报(英文版)*, 2019.
- [80] Homa D, W Wróblewski, Majkut M , et al. Experimental and numerical investigation of cavitation on Clark Y foil[J]. *Journal of Physics Conference*, 2018, 1101(1):012008.
- [81] 陈广豪, 王国玉, 黄彪. 云状空化的非定常流体动力特性[J]. *船舶力学*, 2016, 020(001):1-9.
- [82] 韩宝玉, 熊鹰, 叶金铭. 梢涡空化 CFD 数值方法研究[C] 七届更迭 三十回眸——第七届船舶力学学术委员会全体会议论文集. 2010.
- [83] 刘芳远, 傅慧萍, 李杰. 螺旋桨梢涡及梢涡空泡数值模拟[J]. *船舶力学*, 2019, 023(004):388-396.
- [84] 黄彪, 王国玉, 王复峰. 非定常空化流场结构的实验研究[J]. *实验力学*, 2011, 26(4):417-424.
- [85] Yilmaz N , Atlar M , Khorasanchi M . An improved Mesh Adaption and Refinement approach to Cavitation Simulation (MARCS) of propellers[J]. *Ocean*

- Engineering, 2018, 171(2019):139-150.
- [86]Gaggero S , Tani G , Viviani M , et al. A study on the numerical prediction of propellers cavitating tip vortex[J]. Ocean Engineering, 2014, 92(dec.1):137-161.
- [87]Hsiao C T , Ma J , Chahine G L . Simulation of Sheet and Tip Vortex Cavitation on a Rotating Propeller Using a Multiscale Two-Phase Flow Model[C]// Fourth International Symposium on Marine Propulsors. 2015.
- [88]杜特专, 黄晨光, 王一伟,等. 动网格技术在非稳态空化流计算中的应用[J]. 水动力学研究与进展:A 辑, 2010(02):190-198.
- [89]张恩伟. 动网格技术和空化模型研究水下潜器回转运动的推力特性[D].
- [90]李椿萱, 杨弘炜. 模拟高度复杂流动的自适应网格算法[J]. 航空学报, 1996(01):9-17.
- [91]Greaves D . A quadtree adaptive method for simulating fluid flows with moving interfaces[J]. Journal of Computational Physics, 2004, 194(1):35-56.
- [92]Sussman M . A parallelized, adaptive algorithm for multiphase flows in general geometries[J]. Computers & Structures, 2005, 83(6-7):435-444.
- [93]Cooke J J , Armstrong L M , Luo K H , et al. Adaptive mesh refinement of gas-liquid flow on an inclined plane[J]. Computers & Chemical Engineering, 2014, 60(jan.10):297-306.
- [94]王雅赟, 王本龙, 刘桦. 二维水翼片空泡脱落及云空化数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 2014, 29(2):175-182.
- [95]张木, 谭俊杰, 易文俊, 等. 绕水翼非定常云空化流动的大涡模拟[J]. 南京理工大学学报, 2012, 36(2):314-319.
- [96]时素果, 王国玉, 黄彪. 绕栅中水翼空化流动的数值和实验研究[J]. 力学学报, 2011, 43(3):625-629.
- [97]Botti L , Piccinelli M , Ene-Iordache B , et al. An adaptive mesh refinement solver for large - scale simulation of biological flows[J]. International Journal for Numerical Methods in Biomedical Engineering, 2010, 26(1):86-100.
- [98]Theodorakakos A , Bergeles G . Simulation of sharp gas-liquid interface using VOF method and adaptive grid local refinement around the interface[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2004, 45(4):421-439.
- [99]闻仲卿, 张凌新, 邵雪明. 多泡相互作用对气泡溃灭的影响[C]// 全国流体力学学术会议. 2012.
- [100] 王国玉, 方韬, 曹树良,等. 非定常粘性空化流动模型及其数值计算[J]. 工程热物理学报, 2004, 25(5):783-785.
- [101] 曹彦涛, 彭晓星, 徐良浩. 绕三维扭曲水翼云空化演化数值模拟[C]// 第十三届全国水动力学学术会议暨第二十六届全国水动力学研讨会论文集——船

船与海洋工程流体力学.

- [102] 曹友铨, 胡常莉, 王学德. 绕三维扭曲水翼非定常空泡脱落特性的数值研究[J]. 科学技术与工程, 2017, 17(030):307-313.
- [103] 杨龙, 胡常莉, 曹友铨. 绕扭曲水翼云状空化流动中反向射流推进方式研究[C]// 第二十九届全国水动力学研讨会论文集(上册).
- [104] 王一伟, 黄晨光, 于嫻嫻. 云状脱落空泡与旋涡相互作用的大涡模拟研究[J]. 2014.
- [105] 季斌, 白晓蕊, 祝叶,等. 水力机械空化水动力学的几个基础问题研究[J]. 水动力学研究与进展:A 辑, 2017(05):542-550.
- [106] 陈瑛, 鲁传敬, 李杰,等. 基于大涡模拟的三维水翼空泡流动结构及压力脉动特性研究[C]// 中国力学大会.
- [107] 彭晓星, 徐良浩, 曹彦涛,等. 云空化内部结构及演化研究[C]// 全国流体力学学术会议.
- [108] 顾湘男, 曾志波, 彭晓星,等. 三维水翼梢涡空泡和片空泡的雷诺数影响试验研究[J]. 中国造船, 2017, 58(001):28-37.
- [109] SCHNERR G.H., SAUER J. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics[J]. Proceedings of 4th international Conference on Multi-Phase Flow, New Orleans. 2001.
- [110] Tseng C C . Turbulence and cavitation models for time-dependent turbulent cavitating flows[J]. 力学学报:英文版, 2011(04):473-487.
- [111] Hsiao C T , Ma J , Chahine G L . Multiscale tow-phase flow modeling of sheet and cloud cavitation[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2017, 90:102-117.
- [112] 张木, 谭俊杰, 易文俊, et al. 绕水翼非定常云空化流动的大涡模拟[J]. 南京理工大学学报, 2012, 36(2):314-319.
- [113] 陶文铨. 数值传热学(第 2 版)[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2015: 332-338.
- [114] 黄继汤. 空化与空蚀的原理及应用[M]. 北京: 清华大学出版社. 1991.
- [115] 潘森森, 彭晓星. 空化机理. 北京: 国防工业出版社. 2013.
- [116] 张敏弟, 王国玉, 鲁君瑞. 绕水翼初生空化涡的实验观测[J]. 力学学报. 2006, 38(4):547-552.
- [117] 张敏弟, 王国玉, 董子桥, 等. 绕水翼云状空化流动特性的研究[J]. 工程热物理学报. 2008, 29(1):71-74.
- [118] Kaijie chen, Decheng Wan, Gang Chen, Numerical Simulations of Sheet and Cloud Cavitation on NACA0015 with RANS and LES Turbulence Model,the Twenty-eighth (2018) International Ocean and Polar Engineering Conference,

Sapporo, Japan, June 10-15,2018,pp.790-797.

- [119] LI D Q, GREKULA M, LINDELL P. A modified SST k- ω turbulence model to predict the steady and unsteady sheet cavitation on 2D and 3D hydrofoils[C]. Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation. Ann Arbor, Michigan, USA, University of Michigan, 2009, 16-20.
- [120] Ji Bin, Luo, 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):33-43.

致 谢

时间飞逝，研究生生活眼看就要结束了，心中甚是感慨，心中要感谢的人实在太多，心中要感谢的话也实在太多。

首先感谢万德成导师和刘成老师，你们对我的科研方向、科研工作、生活学习都给予了宝贵的建议与指导，让我避免了弯路、错路，尽快地熟悉了科研的流程。万老师严谨治学、德才兼备、诲人不倦、待人宽厚，无论我以后从事什么工作，您都将是我一生的榜样。

感谢赵旻晟师兄、李勇师兄、李政师兄和张晓嵩师兄，你们每天和我在一起工作、科研，对我的工作给予了大量的帮助和指导，我从你们那里学习到了各类软件的使用、文献的阅读方法、对待人生的态度等，获益匪浅。

感谢 CMHL 的全体师兄师姐师弟师妹，很荣幸能与你们共度了一段充实、温馨、有趣的时光，团队内部轻松、自由的氛围也让原本内向的我更加开朗了。

感谢我的父母。读研来到上海后，由于生活、科研的忙碌，与父母的联系少了一些，感谢你们对我的支持、疼爱。你们是最强大的后盾，以后，我也想成为你们的后盾。

感谢 SJTU，感谢上海交通大学的所有工作人员，史舒婧老师，宿管阿姨，食堂阿姨，图书馆门卫等等，感谢你们的工作与付出。

感谢电院大草坪，在那里，我度过了许多个闲暇的时光，它是我的精神充电站！上海交通大学是个可爱的地方，终生难忘！

攻读硕士学位期间已发表或录用的论文

- [1] 梁尚, 李勇, 万德成, 基于自适应网格技术的 Clark-Y 水翼空泡数值模拟, 水动力学研究与进展, 2020 年 1 月, 第 35 卷第 1 期, pp.1-8.
Shang Liang, Yong Li, Decheng Wan, Numerical simulation of cavitation around Clark-Y hydrofoil based on adaptive mesh refinement, Chinese Journal of Hydrodynamics, 2020, Vol. 35, No. 1, pp. 1-8.
- [2] 梁尚, 李勇, 万德成, 基于自适应网格技术的 Clark-Y 水翼空泡数值模拟, 第三十届全国水动力学研讨会暨第十五届全国水动力学学术会议文集, 2019 年 8 月 16-19 日, 安徽合肥, pp.645-655.
- [3] Shang Liang, Decheng Wan, Changhong Hu, CFD Study of Tip Vortex Cavitation around Hydrofoil, Proceeding the Thirtieth (2020) International Ocean and Polar Engineering Conference Shanghai, China, October 11-16, 2020, PP.2345-2351.~