



République Algérienne Démocratique et
Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique

Centre Universitaire El-wancharissi de
Tissemsilt

Institut de Sciences et de la Technologie

Département de Sciences et de la Technologie



Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme

de Master académique en

Filière : **Génie Mécanique**

Spécialité : **Installation Energétique et Turbomachines**

Présentée par : **Sadaoui Zineb et Koriker Amina**

Thème

Simulation numérique de la cavitation autour d'un hydrofoil avec des tubercules au bord d'attaque

Déposé le, 05/10/2020

Devant le Jury :

BAGHDAD Mohammed	Encadreur	M.C.A.	CU-Tissemsilt
ZEBBAR djellal	Examineur	Pr.	CU-Tissemsilt
KOUIDER Mostafa	Examineur	M.C.B.	CU-Tissemsilt

Année universitaire : 2019-2020



République Algérienne Démocratique et
Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique

Centre Universitaire El-wancharissi de
Tissemsilt

Institut de Sciences et de la Technologie

Département de Sciences et de la Technologie



Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en

Filière : **Génie Mécanique**

Spécialité : **Installation Energétique et Turbomachines**

Présentée par : **Sadaoui Zineb et Koriker Amina**

Thème

Simulation numérique de la cavitation autour d'un hydrofoil avec des tubercules au bord d'attaque

Déposé le, 05/10/2020

Devant le Jury :

BAGHDAD Mohammed	Encadreur	M.C.A.	CU-Tissemsilt
ZEBBAR djellal	Examineur	Pr.	CU-Tissemsilt
KOUIDER Mostafa	Examineur	M.C.B.	CU-Tissemsilt

Année universitaire : 2019-2020

Remerciements

Toute la gratitude et le merci à ALLAH notre créateur qui nous a donné la santé et la force pour effectuer et achever ce travail.

Nous tenons à remercier en premier lieu et très chaleureusement notre encadreur Dr.M.BAGHDAD pour avoir accepté de diriger notre travail, pour ses précieux conseils.

Nous remercions toutes personnes qui nous ont aidés de près ou de loin à la finalisation de ce travail, nous tenons à leur exprimer notre vive gratitude.

Enfin nos remerciement à tous les enseignants qui ont contribués à notre formation au centre universitaire de Tissemsilt.



Dédicace

Je dédie ce modeste travail :

À mon très Cher Père.

À ma très Chère Mère

À tous mes Frères.

À tous mes Sœurs.

À mes chers et fidèles Amis.

À toute la famille Sadaoui.

À ma chère et mon binôme Amina.

À toute la promotion Génie mécanique.



Dédicace

Je dédie ce modeste travail :

A mon très Cher Père.

A ma très Chère Mère

A tous mes Frères.

A tous mes Sœurs.

A mon Marie.

A mes chers et fidèles Amis.

A toutes la famille Koriker.

A ma chère et mon binôme Lineb.

A toute la promotion Génie mécanique.

Koriker Amina

Résumé

La présente étude vise à mener des études numériques sur les caractéristiques d'écoulement de cavitation autour d'un hydroptère 3D à bord d'attaque ondulé sinusoïdal à un profil NACA 63₄-021 avec amplitudes de 12% et longueur d'onde 25% de la longueur moyenne de corde. Les caractéristiques de cavitation des hydroptères sont examinées numériquement à un nombre de Reynolds basé sur la corde de 7.2×10^5 . On a examiné l'écoulement de cavitation autour des hydroptères pour un nombre de cavitation $\sigma=0.8$. L'écoulement sur les l'hydroptère est considéré un angle d'attaque constant $\alpha = 12-24^\circ$. Les modèles de transfert de masse de Kunz sont utilisés pour simuler le comportement dynamique de l'écoulement de cavitation. La simulation est effectuée sous le code commercial, Fluent 15.0. Les résultats montrent les caractéristiques dynamiques des fluides de champs de pression, de vitesse, ainsi que les coefficients de portance et de traînée, et l'évolution de la dynamique de la cavitation. Le profil avec tubercules présente un niveau significativement réduit de délestage périodique des tourbillons.

Les mots clés: simulation numérique, cavitation hydrofoil, tubercule.

Abstract

The present study aims to conduct numerical studies on the cavitation flow characteristics around a 3D hydrofoil with sinusoidal wavy leading edge at a NACA 634-021 profile with 12% amplitudes and 25% wavelength. the average string length. The cavitation characteristics are examined numerically at a chord-based Reynolds number of 7.2×10^5 . The cavitation flow around hydrofoils was examined for a cavitation number $\sigma = 0.8$. The flow on the hydrofoil is considered a constant angle of attack $\alpha = 12-24^\circ$. Kunz mass transfer models are used to simulate the dynamic behavior of cavitation flow. The simulation is performed under the commercial code, Fluent 15.0. The results show the fluid dynamic characteristics of pressure and velocity fields, as well as lift and drag coefficients, and the evolution of cavitation dynamics. The profile with tubers shows a significantly reduced level of periodic vortex shedding.

Keywords: numerical simulation, cavitation, hydrofoil, tuber.

التلخيص:

تهدف الدراسة الحالية إلى إجراء دراسات عددية على خصائص تدفق التجويف حول جناح ثلاثي الأبعاد ذو حافة أمامية متموجة عند معرفة ب NACA 634-021 بسعة 5% وطول الموجة 25% من متوسط عرض الجناح. تم فحص خصائص التجويف عدديًا في عدد رينولدز 7.2×10^5 حيث كان العدد التجويفي $\sigma = 0.8$ و زاوية ميلان الجناح تتراوح بين $\alpha=12-24^\circ$. تُستخدم نماذج نقل الكتلة من Kunz لمحاكاة السلوك الديناميكي لتدفق التجويف. تتم المحاكاة باستعمال برنامج Fluent 15.0. تظهر النتائج الخصائص الديناميكية للسائل لحقول الضغط والسرعة ، بالإضافة إلى معاملات الرفع والسحب ، وتطور ديناميكيات التجويف. يُظهر المظهر الجانبي مع الدرنات مستوى منخفضًا بشكل كبير من سفك الدوامة الدوري.

الكلمات المفتاحية: محاكاة رقمية، التجويف، جناح، درنة.

Nomenclature

Notations latines

A	Amplitude de tubercule [m]
C	Corde [m]
m	Masse [Kg]
R	Rayon [m]
K	Energie cinétique turbulente [m^2/s^2]
L	Longueur [m]
t	Temps [s]
T	Période [s]
\vec{u}	Vecteur de vitesse [m/s]
U_∞	la vitesse d'écoulement moyenne [m/s]
V	Volume [m^3]
P	La pression [Pa]
s	Surface [m^2]
x_i	Les coordonnées arbitraires
\vec{F}	Force [N]
f_i	Force corporelle [N]
\vec{a}	Accélération [m^2/s]
α^*	coefficient qui amortit la viscosité turbulente
$G_k G_\omega$	La génération de k et ω
$Y_k Y_\omega$	La dissipation de k et ω due à la turbulence
$S_\omega S_k$	Les termes source de k et ω
D_ω	le terme de diffusion croisée dû à la transformation du modèle standard $k-\varepsilon$

Les indices

m	Le mélange
l	Phase liquide
v	Phase vapeur
i	Vecteur unitaire suivant x
j	Vecteur unitaire suivant y
B	Bulle
e	Evaporation

c Condensation

Symbole Grecque

λ	Longueur d'onde [m]
ω	Le taux de dissipation spécifique
α	La fraction volumique de vapeur
ρ_m	Densité [kg/m ³]
μ_m	Viscosité [N.s/m ²]
δ_{ij}	Le symbole de Kronecker
A	Angle d'incidence [°]
γ	Tension superficielle [N/m]
τ_{ij}	Le tenseur des contraintes visqueuses [kg/m.s ²]
τ_ω	La contrainte de cisaillement de la paroi [Pa]
ϕ	Quantité arbitraire
$\bar{\phi}$	La composante moyenne de quantité arbitraire
ϕ'	La fluctuation de la moyenne de la quantité arbitraire
$\sigma_{k2}, \sigma_\omega$	Nombre de Prandtl turbulents

Nombres sans dimensions

Re	Nombre de Reynolds
C_d	Coefficients de traînée
C_l	Coefficient de portance
St	Nombres de Strouhal

Abréviation

CFD	Computational Fluid Dynamics.
DNS	Direct Numerical Simulation.
EDP	Équations aux Dérivées Partielles
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds Average Navier –Stokes
SST	Shear Stress Transport.
CEI	Commission Electrotechnique Internationale
VOF	Volume of Fluid

Liste de figures

Figure.1.1	Modèles des hélices étudiés par Shi et al.....	4
Figure.1.2	Géométrie de hélices étudiés par Kumer et al.....	5
Figure.2.1	Diagramme de changement des phases.....	8
Figure.2.2	Cavitation à bulles sur une hélice marine.....	10
Figure.2.3	Cavitation à poche partielle.....	10
Figure.2.4	Cavitation de tourbillon	11
Figure.2.5	Cavitation en zones cisailées et couche de mélange.....	11
Figure.3.1	<i>a.</i> Moyenne temporelle pour un écoulement statistiquement stable, <i>b.</i> moyenne d'ensemble en cas d'écoulement transitoire.....	19
Figure.3.2	Distribution de la vitesse près d'une paroi	21
Figure.3.3	Géométrie de l'aile étudiée	26
Figure.3.4	Domaine de calcul	26
Figure.3.5	Maillage généré pour le calcul par Gambit	27
Figure.4.1	Comparaison des performances [C_D et C_L] aux mesures expérimentales de Custodio et al., [19] : <i>a.</i> aile lisse, <i>b.</i> aile avec des tubercules.....	30
Figure.4.2	Plans <i>XY</i> extraits pour montrer les résultats.....	31
Figure.4.3	les lignes de courants.....	31
Figure.4.4	Contours de vitesse moyenne à mi- plan $z=L/2$	32
Figure.4.5	Contours pression absolue à mi- plan $z=L/2$	32
Figure.4.6	Contours de fraction massique de vapeur à mi- plan $z=L/2$	33
Figure.4.7	Comparaison de cavitation sur l'extrados entre les résultats numériques et l'expérimentales de Custodio et al., [19]	34

Liste de tableaux

Tableau.4.1	Sensibilité au maillage pour un profil lisse à 12°	29
-------------	----------------------------------------------------------	----

Sommaire

Nomenclature.....	i
List des figures.....	iii
List des tableaux	iv
Sommaire.....	v

Chapitre 1 Revue Bibliographique

1.1	Introduction.....	1
1.2	Analyse bibliographie.....	2
1.3	Objective.....	7
1.4	Présentation du mémoire.....	7

Chapitre 2 Généralités sur la Cavitation

2.1	Introduction.....	8
2.2	Différents types de cavitation.....	9
2.2.1	Cavitation par bulles.....	9
2.2.2	Cavitation par poches ou cavités [Pocket or sheet cavitation].....	10
2.2.3	Cavitation dans les tourbillons marginaux [tip-vortex cavitation].....	11
2.2.4	Cavitation dans les zones cisailées [shear cavitation].....	11
2.3	Cavitation dans les zones cisailées [shear cavitation].....	11
2.4	Effets de la cavitation.....	12
2.4.1	Le bruit	12
2.4.2	Détérioration des performances.....	12
2.4.3	Vibrations	13
2.4.4	Érosion.....	13
2.4.5	Dans la vie marine	13

Chapitre 3 Mise en Equation

3.1	Introduction.....	14
3.2	Equations RANS pour flux multiphase.....	15
3.2.1	Équation de continuité [conservation de la masse].....	16
3.2.2	Equations de quantité de mouvement.....	16
3.2.3	Équations de Navier-Stokes moyennées de Reynolds.....	17
3.3	Modèles de turbulence	19
3.4	Modèles de cavitation.....	22
3.4.1	Équations de base.....	22

3.4.2	Modèle de Schnerr et Sauer.....	23
3.5	Géométrie et description de problème.....	24
3.6	Condition aux limites.....	26
3.7	Résolution numérique.....	27

Chapitre 4 Résultats et discussion

4.1	Introduction.....	28
4.2	Etude de maillage	28
4.3	Validation.....	28
4.4	Résultat et discussions.....	29
4.4.1	Lignes de courants.....	30
4.4.2	Contours de vitesse.....	30
4.4.3	Contours de pression	31
4.4.4	Fraction massique de vapeur	32
	Conclusion.....	35
	Références.....	36

Chapitre 1

Analyse Bibliographique

1.1 Introduction

La cavitation est le phénomène de changement de phase du liquide à la vapeur à température presque constante, causé par l'effet de la chute de pression. La cavitation se produira dans les régions où la pression est inférieure à une certaine valeur critique (souvent proche de la pression de vapeur), et les cavités de vapeur s'effondreront lorsqu'elles se déplaceront dans des régions à haute pression.

À la fin du XIXe siècle, un phénomène intéressant a attiré l'attention des ingénieurs et chercheurs maritimes. Ce phénomène a entraîné une baisse de la vitesse de navigation pour une vitesse de rotation de l'hélice croissante au-delà d'une certaine valeur critique. L'importance de la cavitation a été illustrée pour la première fois par S.W. Barnaby et C.A. Parsons en 1897 lors de l'étude de la grave perte de poussée et d'efficacité de l'hélice marine. De nos jours, les phénomènes de cavitation ont attiré l'attention des chercheurs et des développeurs dans un large éventail de domaines d'ingénierie. La cavitation joue un rôle important dans la conception et le fonctionnement des hélices, des torpilles et des hydrofoils, mais aussi dans les roues des pompes, les déversoirs et les hydro-turbines dans les installations hydroélectriques.

Généralement, la cavitation affecte les systèmes hydrauliques et les composants de manière indésirable. L'érosion et la vibration par cavitation sont les plus conséquences catastrophiques remarquables des phénomènes de cavitation. Cela peut provoquer une contamination des fluides, des fuites, un blocage et un fonctionnement indésirable du système. Cela peut causer de graves dommages matériels, entraînant une maintenance coûteuse accrue et une détérioration des performances, ainsi que du bruit aggravé. Les turbines, les roulements et les roues de pompe peuvent avoir besoin d'être remplacés après seulement un nombre limité de semaines de fonctionnement ou nécessitent un programme de réparation régulier. L'évaluation du risque d'érosion par cavitation dans les systèmes de propulsion et autres machines hydrauliques doit être dûment prise en compte lorsque des dynamiques de cavitation complexes sont impliquées.

Pour limiter les effets nocifs de la cavitation et améliorer les performances hydrodynamiques, en jouant sur les principaux paramètres géométriques. Les chercheurs sont inspirés de la nature des nouvelles formes de bord d'attaque avec des tubercules.

Les tubercules sont des protubérances bio-inspirées arrondies et de bord d'attaque qui modifient le champ d'écoulement autour d'une aile et peuvent améliorer ses performances. Ils étaient initialement inspirés du bord d'attaque des nageoires de la baleine à bosse.

1.2 Analyse bibliographie

Les tubercules sont étudiés à ce jour sur la promesse d'une meilleure maniabilité et de performances aérodynamiques et hydrodynamiques améliorées. Fish and Battle [1] ont été les premiers à mesurer et à évaluer la morphologie de la nageoire de la baleine et la plupart des recherches ultérieures sur les tubercules ont été basées sur leurs mesures [2-8]. Ils ont caractérisé la conception des nageoires des baleines et ont remarqué la présence de tubercules, ont enregistré leurs positions et ont noté que la section des nageoires est symétrique et de conception similaire au profils NACA 63₄021. Ils ont également enregistré la variation de la corde et de l'épaisseur et ont noté que la forme plane du batteur était elliptique, effilée et avait un balayage de 19° par rapport à l'axe longitudinal. Ils ont également émis l'hypothèse que les tubercules peuvent améliorer les performances hydrodynamiques en tant que méthode passive de contrôle du débit. Plus précisément, ils ont discuté de la possibilité d'un retard de décrochage, d'une augmentation de la génération de portance et d'une diminution de la traînée résultant de la présence de tourbillons provenant des tubercules. La visualisation de l'écoulement d'une section d'aile modèle a démontré la présence de tourbillons, mais leur effet sur les performances n'a pas été caractérisé dans leur étude. De nombreux chercheurs ont commencé à étudier l'effet de la présence de tubercules de bord d'attaque sur les ailes dans un flux incompressible subsonique faible [9-12].

Weber et al. [13] ont été présente les mesures expérimentales de la portance et de la traînée ainsi que la détermination du début de la cavitation sur les gouvernails avec des tubercules qui fonctionnent à des nombres de Reynolds faibles à modérés dans l'eau. La forme de pointe utilisée pour les safrans dans cette étude est dérivée de nos travaux antérieurs concernant l'analyse de la morphologie de pointe trouvée sur les nageoires pectorales des baleines à bosse. Les résultats montrent que les tubercules accélère le début de la cavitation, et ils peuvent modifier l'emplacement du début de la cavitation, la géométrie des tubercules a une influence sur les performances hydrodynamiques du gouvernail. Les tubercules diminuent la portance et augmentent la traînée pour les angles d'attaque entre 15° et 22°.

Les caractéristiques de cavitation des hydrofoils à bord d'attaque sinusoïdal ont été examinées expérimentalement à un nombre de Reynolds de 7.2×10^5 par Johari [14]. Le profil NACA 63₄-021 avec un rapport d'aspect de 4.3. Les géométries du bord d'attaque sinusoïdal comprenaient trois amplitudes de 2.5, 5 et 12% et deux longueurs d'onde de 25 et 50% de la longueur moyenne de la corde. Les résultats ont révélé que la cavitation sur les hydrofoils modifiés par le bord d'attaque existait dans les poches derrière les auges tandis que l'hydroptère de base produisait de la

cavitation sur toute sa durée. De plus, la cavitation sur les hydrofoils modifiés est apparue à des angles d'attaque toujours plus faibles que sur l'hydroptère de base.

Shi et al. [15] ont été concentré sur l'étude des performances de cavitation et de bruit sous-marin d'une hélice à axe horizontal avec une conception de tubercules sur le bord d'attaque. Un ensemble des hélices avec différents profils a été fabriqué et testé dans différentes conditions de charge et donc de cavitation. Au cours des tests, une cavitation a été observée et le niveau de bruit sous-marin a été mesuré en comparaison avec les performances de cavitation et de bruit d'un homologue sans tubercules. Les profils testés ont montré deux types principaux de modèles de cavitation indépendants des tubercules. Il s'agissait d'une cavitation tourbillonnaire à pointe régulière et d'une cavitation nuageuse relativement intermittente avec un aspect brumeux. Les tubercules de pointe ont déclenché la cavitation plus tôt pour l'hydrolienne, mais ont contraint la région de cavitation à l'auge entre les tubercules avec une moindre étendue sur les pales. La performance du bruit était fortement liée à la cavitation de la lame, elle était donc influencée par les tubercules de pointe. Pendant que l'hélice fonctionnait dans des conditions sans cavitation, le niveau de bruit total était similaire au niveau de bruit de fond. Avec l'augmentation du rapport de vitesse de pointe, le niveau de bruit a été augmenté, tandis que l'augmentation de l'angle d'inclinaison de la lame a réduit le niveau de bruit en raison d'une charge de lame plus faible. Des diagrammes de cavitation et de bruit sont fournis comme base de données pour de futures études.

Shi et al. [16, 17] ont été présenté une étude sur les performances d'efficacité des pales d'hélice ondulées sous l'effet des vagues. Ils présentent d'abord la conception, l'optimisation et la validation expérimentale de ces modèles. Dans le but de valider davantage les performances d'efficacité dans un environnement de test différent et d'explorer l'effet combiné du courant de marin et de l'interaction des vagues, une campagne de test a été menée dans un bassin d'essai des carènes. Les conditions de vagues régulières et irrégulières ont été considérées comme combinées à des vitesses de remorquage variables pour simuler l'effet du courant de marin. Les résultats des tests ont révélé que l'hélice ondulée a une performance hydrodynamique stable sur une gamme combinée de vitesses et de vagues actuelles, ce qui indique que la performance globale n'a pas été considérablement affectée par les effets combinés, par opposition à la performance uniquement en raison du courant de marin constant. La plage de nombres de Reynolds observée dans le test du réservoir de remorquage était nettement inférieure à la plage des tests du tunnel de cavitation, ce qui a conduit à une disparité entre les amplitudes des résultats de performance obtenus des deux installations différentes. Cependant, les modèles avec les tubercules de pointe semblaient moins sensibles à la variation des nombres de Reynolds par rapport à la turbine de référence. Cela peut être attribué à la transition précoce potentielle de l'écoulement turbulent sur les aubes de turbine avec les tubercules.



Figure 1.1. Modèles des hélices étudiés par Shi et al. [16-17]

Kumar et al. [18] ont étudié les effets des tubercules sur l'hélice marine INSEAN E779a. Cette étude examine la conception préliminaire et l'analyse de l'effet de la modification sur les performances de l'hélice. Des simulations ont été exécutées sur une hélice à des tubercules sinusoïdaux, afin de comparer les caractéristiques de performance avec celle d'une hélice à bord d'attaque lisse. L'hélice est conçue à l'aide de CREO Paramétrique 3.0 et le test en eau libre est simulé à l'aide de code commercial Fluent 16.2. Le modèle de turbulence RNG $k-\varepsilon$ donne les résultats les plus précis. La poussée générée par l'hélice est augmentée et la demande de couple est diminuée et, par conséquent, l'efficacité de l'hélice est augmentée en utilisant des tubercules de pointe dans l'hélice.

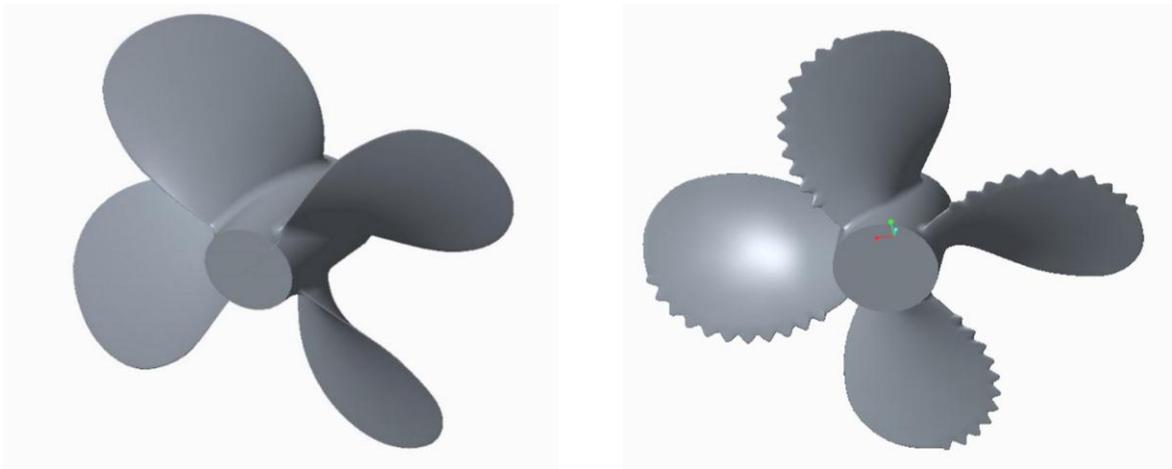


Figure 1.2. Géométrie de hélices étudiés par Kumer et al. [18]

Custodio et al. [19] ont mené une série d'expériences pour déterminer l'effet du bord d'attaque sinusoïdal sur le motif de cavitation et le nombre de cavitation naissant des hydrofoils rectangulaires et balayés du bord d'attaque. Les hydrofoils avaient un profil NACA 63₄-021. Les géométries du bord d'attaque sinusoïdal ont été définies par trois amplitudes de 2.5%, 5% et 12% et deux longueurs d'onde de 25% et 50% de la longueur moyenne de la corde. Les forces de portance et de traînée ont été mesurées au nombre de Reynolds de 7.2×10^5 et à des angles d'attaque jusqu'à 30°. Les mesures de force ont été effectuées à l'aide d'une cellule de charge étanche et les modèles de cavitation ont été enregistrés en imageant directement la surface de l'hydroptère. Les résultats ont révélé que la cavitation sur les hydrofoils modifiés avec les deux plus grandes

amplitudes était largement confinée aux régions directement derrière les creux de tubercules, tandis qu'une ligne de base avec un bord d'attaque plat et les hydrofoils de plus petite amplitude présentait une cavitation en nappe sur toute la durée. De plus, la cavitation sur les hydrofoils modifiés est apparue à des angles d'attaque systématiquement inférieurs à ceux du modèle de base. Le coefficient de portance du modèle de référence était généralement comparable ou supérieur à celui des hydrofoils modifiés aux angles d'attaque considérés. À l'exception des hydrofoils de plus grande amplitude, la traînée des hydrofoils modifiés était égale au modèle de base pour presque toute la plage de l'angle d'attaque.

Li et al. [20] ont utilisé un code de source pour effectuer une étude numérique du flux de cavitation autour d'un hydrofoil NACA63₄-021 modifié avec bord d'attaque ondulé, avec un accent particulier sur l'étude des interactions entre la cavitation et les tourbillons. Le modèle $k-\omega$ (SST) couplé au modèle de cavitation Schnerr-Sauer et à l'approche d'analogie acoustique Williams-Hawkings sont utilisés dans la simulation. La structure de cavitation transitoire et les tourbillons en flux sont bien capturés et les résultats montrent des interactions significatives entre la cavitation et les circuits en flux. Les conclusions peuvent être résumées comme suit ; Au bord d'attaque, des vortex primaires sont induits par le gradient de pression en largeur et des tourbillons secondaires sont générés à la section arrière en raison des effets de la séparation de l'écoulement à l'arrière. La cavitation peut avoir une influence considérable sur le développement des tourbillons, ce qui peut alors affecter les caractéristiques hydrodynamiques du profil modifié. La cavitation qui se produit près du bord d'attaque est principalement une cavitation en feuille et la cavité est relativement petite et stable. La cavitation a un impact limité sur les tourbillons primaires en flux, bien que certaines perturbations soient générées. Des caractéristiques de bruit dans le domaine temporel similaires sont présentées pour les deux hydrofoils en raison des caractéristiques du domaine temporel similaires de la période de cavitation pour elles. Le bruit dipolaire est lié à la force mécanique de l'hydroptère sur le fluide et à la vitesse à laquelle cette force change. Le bruit unipolaire est directement lié à l'accélération du volume de cavitation.

Pendar et al. [21] ont été présentés des études numériques des caractéristiques d'écoulement de cavitation autour d'un hydroptère 3D à bord d'attaque ondulé sinusoïdal à un profil NACA 63₄-021 avec un rapport de forme de 4.3. Les caractéristiques sans/avec cavitation sont examinées numériquement à un nombre de Reynolds de 7.2×10^5 basé sur la corde. Les géométries de bord d'attaque sinusoïdales comprennent deux amplitudes (5% et 25%) et deux un angle d'attaque constant $\alpha = 6^\circ$. La simulation de grande échelle (LES) et les modèles de transfert de masse de Kunz sont utilisés pour simuler le comportement dynamique et instable de l'écoulement de cavitation. En outre, la méthode VOF est utilisée pour suivre l'interface de la cavité. La simulation est effectuée sous un code source. Les analyses détaillées du bord d'attaque instantané de la cavitation et du traitement de séparation de l'écoulement, la structure, l'étirement et de la dilatation

du tourbillon, des détails de l'écoulement dans le sens de l'envergure, de la formation d'une zone de basse pression derrière l'hydroptère, de la fluctuation de la vitesse dans le sens du courant, et l'évolution de la dynamique de la cavité à travers un cycle complet est rapportée. Les résultats montrent que le développement précoce de la bulle de séparation laminaire du côté aspiration de l'hydroptère empêche une séparation significative de l'écoulement. De plus, les profils avec tubercules présentent un niveau significativement réduit de fluctuations instationnaires des forces aérodynamiques à la fréquence de délestage périodique des tourbillons.

1.3 Objectifs

Cette étude vise à montrer l'effet de la forme des tubercules en phénomène de cavitation, et plus précisément: Simulez à l'aide de la dynamique des fluides numérique (CFD) les écoulements d'eau autour d'une aile avec des tubercules aux bord d'attaque. Cette simulation fournit également la capacité du modèle numérique pour capter la cavitation dans cette application.

1.4 Présentation du mémoire

Le mémoire est organisé en quatre chapitres. Le chapitre 1 présente une revue de la littérature des travaux antérieurs effectués dans le domaine des tubercules appliqués sur le bord d'attaque des ailes pour réduire la cavitation. Le phénomène de cavitation, types de cavitation, causes et conséquences sont présentés dans le 2^{ème} chapitre. Le chapitre 3 décrit le contexte nécessaire en termes d'outils de simulation et le modèle numérique, qui est ensuite suivi par le modèle de turbulence et le modèle de cavitation. Les résultats sont détaillés dans le chapitre 4 et le mémoire finalisé par une conclusion générale.

Chapitre 2

Généralités sur la Cavitation

2.1 Introduction

La cavitation est un phénomène qui apparaît fréquemment dans les composants hydrauliques classiques tels que les pompes, vannes, turbines et hélices. Des survitesses locales imposées par la géométrie, par des phénomènes de cisaillements, d'accélération ou de vibrations peuvent engendrer des baisses locales de pression dans le fluide. Lorsqu'en certains points de l'écoulement la pression est inférieure à la pression de vapeur du fluide, il se produit une vaporisation partielle et des structures de vapeur prennent naissance.

Les structures ainsi formées sont entraînées par l'écoulement et lorsqu'elles atteignent une zone de pression plus élevée elles se condensent et implosent violemment. La cavitation conduit à des pertes importantes de performance de l'installation, à des problèmes d'instabilités de fonctionnement des machines et à l'érosion des parois du composant. C'est ainsi une source de problèmes techniques primordiaux dans le domaine des turbomachines hydrauliques et de la construction navale. Compte tenu de la complexité des phénomènes physiques entrant en jeu dans la cavitation, et malgré d'excellentes études menées sur le sujet, les mécanismes physiques de base de la cavitation ne sont pas à ce jour entièrement connus[22].

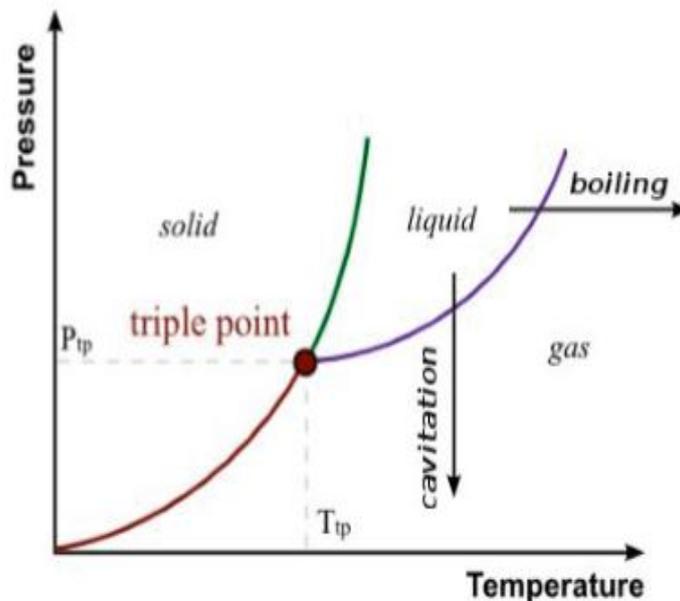


Figure 2.1 : Diagramme de changement des phases [22]

Dans un grand nombre d'applications comme l'exploitation des turbines pour la production d'hydroélectricité, les pompes d'injection des ergols pour la propulsion spatiale ou encore les

hélices des navires, la cavitation est un phénomène néfaste que l'on cherche à éviter car il est responsable :

- d'une chute de performance des turbomachines,
- d'une modification des efforts sur la machine,
- de l'érosion prématurée des matériaux par l'implosion des bulles de vapeur en proximité de la paroi,
- de vibration et de bruits,
- d'une fluctuation du débit.
-

Cependant, il est à noter que dans certains cas, la cavitation est un phénomène recherché. Pour la propulsion d'objets sous-marins tel que des torpilles, des études sur la super cavitation (poche de vapeur qui englobe l'ensemble du corps) permettant de réduire la traînée de l'engin sont effectuées. D'autre part, la cavitation est utilisée pour le nettoyage de certains équipements par érosion contrôlée.

2.2 Différents types de cavitation

Le développement de la cavitation dans l'écoulement du liquide peut prendre différents modèles. Plusieurs types typiques de cavitation ont été classés en fonction de leur apparence physique, comme la cavitation à bulles mobiles, la cavitation en feuille (attachée), la cavitation vortex et la cavitation nuageuse

2.2.1 Cavitation par bulles

Des bulles de vapeur se forment dans les zones de basse pression puis implosent lorsqu'elles rencontrent un gradient de pression adverse. Ce type de cavitation se rencontre principalement sur des profils portants, des pales d'hélices ou des aubes de turbines.

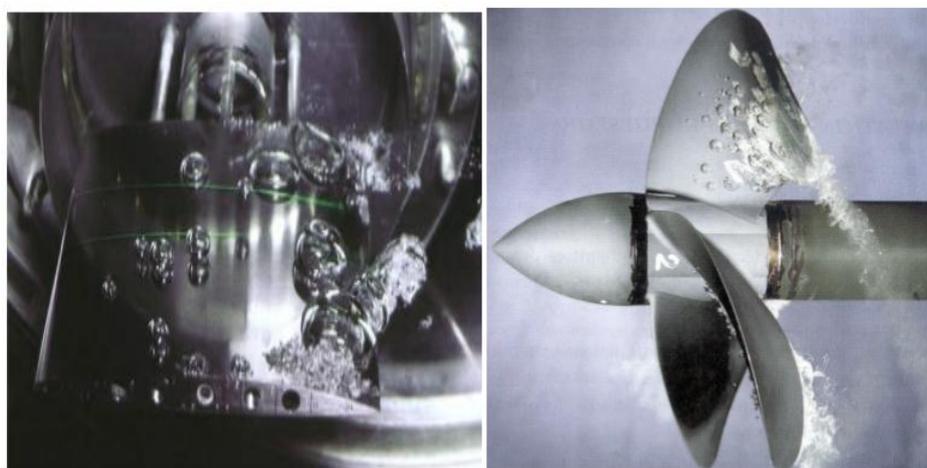


Figure 2.2.Cavitation à bulles sur une hélice marine[22]

2.2.2 Cavitation par poches ou cavités (Pocket or sheet cavitation)

Sur des profils (aubes de turbines, pales d'hélices) ou des Venturis, lorsque l'incidence augmente, une poche de vapeur se forme au voisinage du bord d'attaque (ou du col) et peut s'étendre jusqu'au bord de fuite. Dans de nombreux cas, la poche est instationnaire et sa dynamique est liée à un écoulement de retour dit jet rentrant. Selon les configurations, le jet rentrant peut être assez étendu pour casser la poche et générer un lâcher de structures plus ou moins périodique (poche oscillante auto-entretenue ou poche pulsée). Dans d'autres cas, une dynamique instationnaire aperiodique avec une recirculation en aval de la poche plus ou moins étendue se met en place.



Figure 2.3. Cavitation à poche partielle [22]

2.2.3 Cavitation dans les tourbillons marginaux (tip-vortex cavitation)

Dans les tourbillons marginaux en bout de pale ou d'aile, la pression peut localement être très faible, ce qui donne naissance à des bulles de cavitation se répartissant sous forme de lignes hélicoïdales.

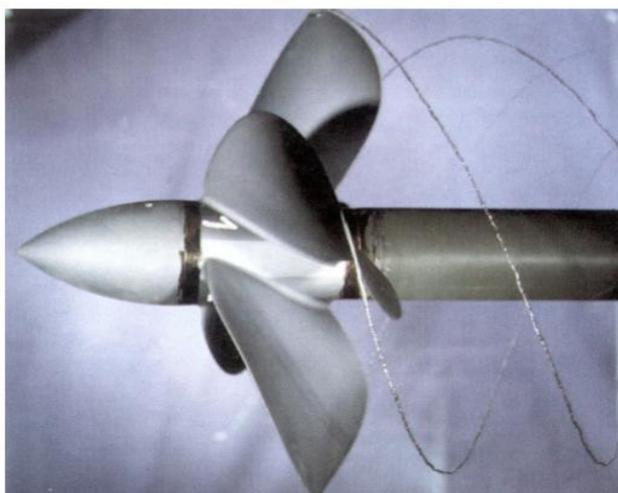


Figure 2.4. Cavitation de tourbillon [22]

2.2.4 Cavitation dans les zones cisillées (shear cavitation)

Dans des zones de cisaillement ou de fortes turbulences, la baisse de pression locale peut être suffisante pour entraîner une vaporisation partielle du liquide.

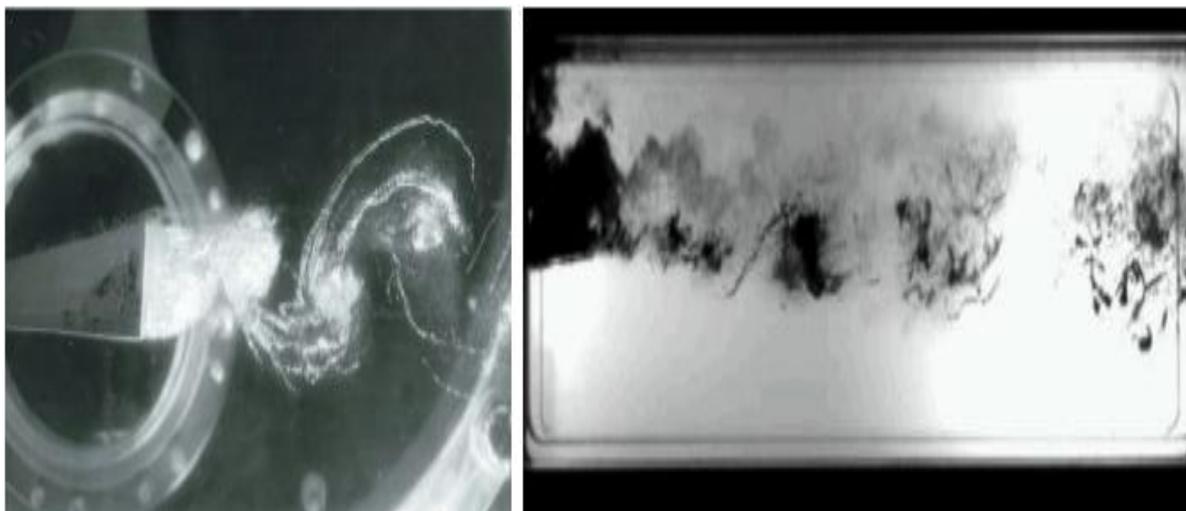


Figure 2.5. Cavitation en zones cisillées et couche de mélange [22]

2.3 Les caractéristiques de la cavitation

La création, le transport et la destruction de vapeur au sein de l'écoulement liquide sont responsables de plusieurs traits caractéristiques des écoulements cavitants :

- Transfert de masse et thermodynamique hors équilibre (état métastable).
- Forte réduction de la vitesse du son dans le mélange et donc présence d'une grande variété de nombre de Mach dans l'écoulement. Ces écoulements juxtaposent ainsi des zones compressibles et incompressibles.
- Forts gradients de masse volumique et de pression.
- Interaction turbulence-cavitation. Des effets de compressibilité et d'anisotropie sur le champ turbulent se produisent.
- Instabilités de poche et instationnaires périodiques ou non. Selon les conditions de l'écoulement (vitesse, incidence...) et le paramètre de cavitation.

2.4 Effets de la cavitation

La cavitation a essentiellement des conséquences négatives et restrictives sur le fonctionnement des installations hydrauliques. La cavitation se manifeste par différents effets dont les implications sont plus ou moins dommageables selon son intensité ou selon la préoccupation de l'utilisateur.

2.4.1 Le bruit

En premier lieu, nous aborderons le problème causé par le bruit lors de la cavitation. Cette manifestation survient avant même que le phénomène ne soit visible à l'œil. Le bruit s'amplifie de 30 à 50 dB, au départ du processus, jusqu'à atteindre, des niveaux sonores élevés au-delà de 100 dB. Sachant que le son devient dangereux pour l'oreille de l'homme à partir de 85 dB, le son émis constitue alors un risque d'altération de l'ouïe. Il est aussi un inconvénient majeur lors de l'utilisation d'émetteurs sonars. En effet, les ondes produites par ceux-ci, créent de la cavitation entraînant l'apparition de bulles. Celles-ci s'accompagnent de la création d'un "mur de bulles" brouillant les ondes du sonar. Le bruit ainsi produit s'amplifie le brouillage des ondes rendant inopérant le sonar. A ce jour, il n'existe pas encore de moyen pour éviter l'apparition de ce problème, si ce n'est l'arrêt total du phénomène.

2.4.2 Détérioration des performances

Le deuxième inconvénient est la détérioration des performances. Il constitue un réel problème, notamment pour les machines hydrauliques comme les turbines ou les hélices des bateaux. La fabrication de ces dernières se fait en tenant compte de la baisse de rendement possible dû au développement de cavitation. Pour se protéger de ces effets, il existe les normes CEI (Commission Electrotechnique Internationale), imposant aux entreprises des mesures de contrôle du phénomène, afin de développer une méthode de prédiction à l'apparition de celui-ci.

2.4.3 Vibrations

La troisième conséquence concerne les vibrations qui sont liées aux fluctuations des structures cavitantes en présence de parois solides. Ces fluctuations génèrent des efforts instationnaires qui se traduisent par des vibrations. Par exemple, la cavitation des hélices d'un bateau engendre des excitations de la ligne d'arbre qui peuvent se répercuter comme vibrations sur les structures du bateau.

2.4.4 Érosion

La dernière conséquence est le phénomène d'érosion mécanique. Dans la phase d'évolution des structures cavitantes, le phénomène de collapse des volumes de vapeur est souvent très rapide et génère de très grandes vitesses locales de liquide. Si ce collapse se produit au voisinage d'une paroi, il se forme des jets de liquides dirigés vers la paroi ; ces jets, étant d'une très grande énergie, peuvent engendrer des dommages de type érosion qui, si ce phénomène se multiplie, peuvent aller jusqu'à la destruction physique de la structure.

2.4.5 Dans la vie marine

La cavitation a aussi une influence importante sur la faune marine. En référence au phénomène de cavitation produit sur les propulseurs à rotation rapide des bateaux, les bulles peuvent aussi se former sur les queues et nageoires des animaux aquatiques. Ces effets sont particulièrement retrouvés lorsque les animaux marins sont près de la surface de l'océan, où la pression de l'eau est plus faible et où la cavitation a le plus de probabilité à se produire. Pour les animaux marins puissants comme les dauphins et le thon, la cavitation peut prendre un caractère dangereux. Pour les dauphins, elle limite leur vitesse maximale de nage malgré leur potentiel de vitesse car l'implosion des bulles de cavitation sur leur queue est très douloureuse. Pour les thons, la cavitation ralentit également leur vitesse de déplacement. Ceci n'est pas lié au phénomène douloureux car leurs nageoires sont osseuses, sans terminaisons nerveuses. Le ralentissement s'explique par le fait que les bulles de cavitation créent un film de vapeur autour de leurs nageoires freinant leur vitesse. Toutefois, certaines lésions trouvées sur les thons sont compatibles avec les dégâts créés par de la cavitation. Cependant, la cavitation n'est pas toujours une limite pour la vie océanique, certains animaux ont trouvé des façons de l'utiliser à leur avantage pour chasser leurs proies.

Chapitre 3

Mise en équations et modélisation de cavitation

3.1 Introduction

Un écoulement de cavitation est un écoulement multiphase complexe impliquant des effets de changement de phase, de compressibilité, de viscosité et de fluctuations turbulentes. C'est un défi de construire une méthode polyvalente adaptée à un large éventail d'applications pratiques en mécanique en fluides. En raison des mécanismes complexes qui régissent la dynamique de cavitation instable, comme la formation du jet rentrant et la génération et l'effondrement d'une cavité nuageuse, des phénomènes avec une large gamme d'échelles de longueur et de temps qui sont affectés de manière significative par la turbulence sont impliqués.

Pour résoudre les écoulements turbulents, les méthodologies suivantes sont appliquées: Simulation numérique directe (DNS), dans laquelle toutes les échelles turbulentes peuvent être simulées en résolvant directement les équations de Navier-Stokes sur une grille suffisamment fine; La simulation de LES, dans laquelle les équations de Navier-Stokes filtrées spatialement sont résolues, et les effets dus à des tourbillons inférieurs à l'ordre de grandeur de la taille du maillage sont modélisés; et la méthode de Navier-Stokes moyennée de Reynolds (RANS), dans laquelle les équations de Navier-Stokes moyennées dans le temps sont résolues pour un écoulement statistiquement stable tandis que les équations de Navier-Stokes moyennées d'ensemble sont résolues pour un écoulement transitoire, et les effets dus à la turbulence de tous les échelles sont modélisés.

Dans le code *Fluent* (ANSYS 15.0) et d'autres outils *CFD* disponibles dans le commerce, le DNS n'est pas abordable en raison de son coût prohibitif en temps de calcul. Bien que LES soit disponible dans *Fluent* et qu'il soit moins coûteux en calcul que DNS, des maillages très fins et soigneusement structurés doivent être utilisés, exigeant également des ressources de calcul étendues et le temps de préparation se réfère à l'objectif et à la portée de l'étude actuelle. Par conséquent, la méthode RANS la plus pratique est utilisée ici et ses capacités à capturer les phénomènes de cavitation stables et instables sont étudiées[24-27]. L'attention est portée sur les quantités d'écoulement moyennes et les structures de cavitation plus grandes ainsi que sur les effets de turbulence sur ces phénomènes d'écoulement.

Dans la modélisation de la cavitation avec une méthode RANS, trois hypothèses importantes sont formulées :

- L'écoulement de cavitation est pris comme un mélange de liquide et de vapeur, et le transfert de masse entre la phase liquide et vapeur est modélisé par les modèles de cavitation.
- L'influence de la compressibilité du mélange vapeur/liquide sur les structures de turbulence peut être expliquée en réduisant la viscosité turbulente du mélange dans les régions à plus haute compressibilité [28].
- Le transfert de chaleur est ignoré, c'est-à-dire que le débit est considéré comme isotherme.

Les équations de Navier-Stokes moyennées pour l'écoulement de mélange homogène sont présentées dans la section 3.2. Certains modèles de turbulence classiques qu'on a utilisé sont présentés dans la section 3.3. Les modèles de cavitation tenant compte du transfert de masse entre les phases liquide et vapeur sont présentés dans la section 3.4. Enfin, les critères de convergence appliqués dans la présente étude sont discutés, ainsi que l'estimation des erreurs et des incertitudes à partir des solutions convergées.

3.2 Equations RANS pour flux multiphases

Il existe deux approches générales pour la simulation numérique des écoulements multiphases (ANSYS, 2009), et les deux approches utilisent les équations de Navier-Stokes moyennées pour les phases eulériennes:

- Approche Euler-Lagrange: Cette approche traite la phase fluide comme un continuum en résolvant les équations de Navier-Stokes, tout en résolvant la phase dispersée en suivant un grand nombre de particules, bulles ou gouttelettes à travers le champ d'écoulement calculé, également appelé Méthode des éléments discrets. La phase dispersée peut échanger impulsion, masse et énergie avec la phase fluide.
- Approche Euler-Euler: Dans cette approche, les différentes phases sont traitées mathématiquement similaires les unes aux autres. Un concept de fraction volumique phasique est introduit et ces fractions volumiques sont supposées être des fonctions continues de l'espace et du temps, et leur somme est égale à un.

Dans l'approche Euler-Lagrange, chaque particule est suivie individuellement, la distribution de taille des particules peut être capturée mais demande des efforts de calcul très élevés [29]. De plus, du fait de l'hypothèse de base sous-jacente que la seconde phase dispersée occupe une faible fraction volumique, l'approche d'Euler-Lagrange n'est pas appropriée pour la modélisation des écoulements dans lesquels la fraction volumique de la seconde phase ne peut être négligée.

Les méthodes Euler-Euler ont le plus petit nombre d'équations (RANS) à résoudre, mais les équations constitutives peuvent être rigides, ce qui entraîne de petits pas de temps et de longs temps CPU.

Il existe trois modèles multiphasés d'Euler-Euler disponibles dans Fluent (ANSYS 15.0): le modèle de volume de fluide (VOF), dans lequel une technique de suivi de surface est appliquée pour suivre la fraction volumique de chaque phase qui est supposée ne pas s'interpénétrer ; le modèle de mélange (mixture), dans lequel les phases peuvent s'interpénétrer ; et le modèle eulérien, dans lequel les équations de conservation sont résolues pour chaque phase.

Compte tenu de la nature des écoulements de cavitation, l'approche Euler-Euler est plus appropriée pour effectuer le calcul numérique de l'écoulement diphasique liquide/vapeur. Le modèle de mélange (mixture) est finalement choisi pour décrire les phases dispersées en résolvant l'équation de continuité et d'impulsion du mélange. L'écoulement de cavitation est ainsi simplifié pour être considéré comme un mélange homogène avec du liquide et de la vapeur dans l'étude actuelle.

3.2.1 Équation de continuité (conservation de la masse)

L'équation de conservation de la masse pour le mélange est dérivée du principe physique de la conservation de la masse, qui stipule que le taux de changement de masse dans un volume de matériau arbitraire V est égal au débit à travers la limite du volume V , qui peut s'écrire :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho_m dV = - \int_S \rho_m \vec{u} \cdot \vec{n} ds \quad (3.1)$$

où ρ_m est la densité du mélange et \vec{u} est la vitesse des phases, qui sont supposées se déplacer à la même vitesse. Ensuite, en utilisant le théorème de divergence, l'équation de continuité suivante peut être obtenue:

$$\frac{d}{dt}(\rho_m) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_m u_i) = 0 \quad (3.2)$$

et la relation entre la densité du mélange ρ_m et la fraction volumique de vapeur α est définie comme:

$$\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l \quad (3.3)$$

où les indices m , v et l désignent respectivement le mélange, phase vapeur et phase liquide.

3.2.2 Equations de quantité de mouvement

Selon la deuxième loi de Newton, le taux de changement de quantité de mouvement est égal à la somme des forces sur l'élément fluide, c'est-à-dire $m \cdot \vec{a} = \vec{F}$. Il existe deux types de forces, qui peuvent être catégorisées comme:

- Les forces du corps, qui agissent directement sur la masse volumétrique, telles que la force de gravité et la force centrifuge.
- Les forces de surface, qui agissent directement sur la surface, comme la force de pression et la force visqueuse.

De la même manière que pour l'équation de continuité, les équations de moment différentiel pour le mélange peuvent s'écrire:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_m u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (3.4)$$

où

p est la pression,

f_i désigne le terme de force corporelle, généralement considéré comme lié au champ gravitationnel, et est ignoré dans l'étude actuelle,

τ_{ij} désigne le tenseur des contraintes visqueuses. Sur la base de l'hypothèse de Stokes en 1845, ce terme pour un fluide newtonien peut être exprimé comme

$$\tau_{ij} = \mu_m \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \quad (3.5)$$

où

μ_m désigne la viscosité du mélange: $\mu_m = \alpha \mu_v + (1 - \alpha) \mu_l$

δ_{ij} désigne le symbole de Kronecker, où $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ sinon

L'hypothèse de Stokes est utilisée pour exprimer le soi-disant deuxième coefficient de viscosité comme $-\frac{2}{3} \mu_m$

Les équations ci-dessus (3.2) et (3.4) constituent les équations générales de Navier-Stokes pour les écoulements de mélange homogène isotherme.

3.2.3 Équations de Navier-Stokes moyennées de Reynolds

Lorsque l'effet de la turbulence sur les propriétés d'écoulement moyen est étudié, chaque variable peut être remplacée par la somme d'une moyenne et d'une composante fluctuante. Cette décomposition des propriétés d'écoulement est la décomposition de Reynolds.

Dans un flux statistiquement stable, une quantité arbitraire peut être écrite comme la somme de la composante moyenne indépendante du temps et d'une composante fluctuante dépendant du temps:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (3.6)$$

où

x_i désigne des coordonnées arbitraires et t désigne le temps,

$\phi(x_i, t)$ Désigne une quantité arbitraire variant dans l'espace et le temps,

$\bar{\phi}(x_i)$ Désigne la composante moyenne, qui est une valeur moyenne dans le temps sur une période de T , et est définie comme:

$$\bar{\phi}(x_i) = \frac{1}{T} \int_0^T \phi'(x_i, t) dt \quad (3.7)$$

$\phi'(x_i, t)$ Dénote la fluctuation de la moyenne de la quantité arbitraire.

Lorsque le flux transitoire est étudié, les deux composants ne sont pas seulement une fonction des coordonnées spatiales mais aussi une fonction du temps:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i, t) + \phi'(x_i, t) \quad (3.8)$$

et la moyenne d'ensemble est utilisée, également connue sous le nom de moyenne de Reynolds:

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi(x_i, t) \quad (3.9)$$

où N est le nombre de membres de l'ensemble qui doit être suffisamment grand pour éliminer les effets des fluctuations en supposant que l'échelle de temps de l'instabilité est beaucoup plus grande que les échelles de temps turbulentes. Les deux schémas de calcul de la moyenne [30] sont schématisés à la figure 3.1.

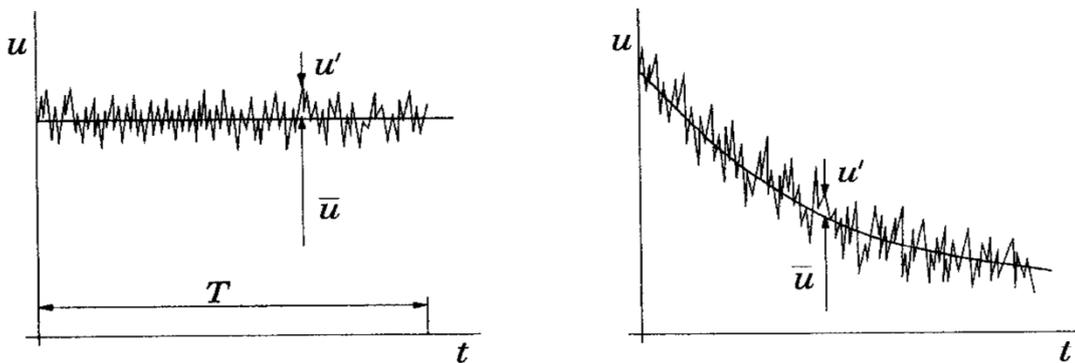


Figure 3.1. *a.* Moyenne temporelle pour un écoulement statistiquement stable, *b.* moyenne d'ensemble en cas d'écoulement transitoire

Étant donné que la valeur moyenne de la composante fluctuante est égale à zéro, les équations moyennes de continuité et d'impulsion pour les écoulements de mélange peuvent être écrites comme suit:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_m \bar{u}_i \bar{u}_j + \rho_m \overline{u'_i u'_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.11)$$

où $\bar{\tau}_{ij}$ est le tenseur moyen des contraintes visqueuses:

$$\tau_{ij}^r = \mu_m \left[\left(\frac{\partial u_i^r}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^r}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k^r}{\partial x_k} \right] \quad (3.12)$$

Les termes supplémentaires $\rho_m \overline{u_i' u_j'}$ dans l'équation (3.11) sont appelés les contraintes de Reynolds et représentent la corrélation entre les variables fluctuantes dues aux effets de la turbulence. Les équations (3.10) et (3.11) sont connues sous le nom d'équations de Navier-Stokes moyennées (RANS), qui ne peuvent pas être résolues sans relations supplémentaires en raison des contraintes de Reynolds inconnues supplémentaires. Par conséquent, des modèles de turbulence sont nécessaires pour résoudre les équations RANS avec l'écoulement turbulent.

3.3 Modèles de turbulence

L'expérience a appris que les modèles de turbulence jouent un rôle clé dans la simulation numérique des écoulements cavitants. En particulier, la dynamique instable, telle que l'éclatement de la cavité de vapeur et la perte de vortex, dépend fortement des caractéristiques des modèles de turbulence.

Dans FLUENT (ANSYS 15.0), le modèle Spalart-Allmaras, les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ utilisent l'approche de *Eddy Viscosity*, suivant l'hypothèse de Boussinesq pour relier les contraintes de Reynolds au débit moyen comme:

$$-\rho_m \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i^r}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^r}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\mu_t \frac{\partial u_k^r}{\partial x_k} + \rho_m k \right) \right) \quad (3.13)$$

où k est l'énergie cinétique turbulente, qui peut s'écrire:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} = \frac{1}{2} (\overline{u_x' u_x'} + \overline{u_y' u_y'} + \overline{u_z' u_z'}) \quad (3.14)$$

Bien que cette hypothèse ne soit pas strictement valable en raison de l'hypothèse de la viscosité des tourbillons isotrope, elle nécessite des ressources et des efforts de calcul relativement modestes et s'est également avérée capable de fournir des résultats acceptables pour de nombreux écoulements. Le modèle de contrainte de Reynolds (RSM) suit une approche alternative et résout les équations de transport pour chaque composante de contrainte de Reynolds et une équation pour le taux de dissipation. Bien que ce modèle ait un plus grand potentiel pour donner des prévisions précises, des défis sont ajoutés en raison des difficultés présentées dans la modélisation des termes de diffusion, des termes d'interaction pression-déformation et du taux de dissipation. De ce fait, des coûts de calcul supplémentaires importants sont impliqués en raison du grand nombre d'équations qui doivent être résolues.

Il est suggéré par FLUENT que les modèles basés sur l'hypothèse de Boussinesq fonctionnent très bien pour de nombreux problèmes d'écoulement, et que les frais de calcul supplémentaires du RSM ne sont souvent pas justifiés. Des études élaborées sur l'écoulement autour d'aile 2D et 3D par de

nombreux études ont indiqué que les modèles de turbulence basés à deux équations, à savoir les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$, sont largement utilisés et validés. Parmi ces modèles, le modèle SST $k-\omega$ est mis en évidence en raison de sa caractéristique d'être capable d'écouler avec un gradient de pression défavorable, d'ondes de choc transsoniques et d'écouler sur des profils aérodynamiques (ANSYS, 2009). Ce modèle est sélectionné pour les calculs de la présente étude et sera présenté ci-après.

La distribution de vitesse près d'une paroi peut être tracée à l'aide de variables non dimensionnelles, comme le montre la figure 3.2, avec une distance croissante du mur, nous avons la sous-couche visqueuse et la couche de loi logarithmique, où u^+ et y^+ sont deux non -quantités dimensionnelles:

$$u^+ = U_\infty / u_\tau \quad ; \quad y^+ = \rho_l u_\tau y / \mu \quad (3.15)$$

où

U_∞ Est la vitesse d'écoulement moyenne

u_τ Est l'échelle de vitesse: $u_\tau = \sqrt{\tau_\omega / \rho_l}$,

où

τ_ω Est la contrainte de cisaillement de la paroi,

y est la distance par rapport au paroi,

ρ_l est la densité du fluide et μ est la viscosité dynamique.

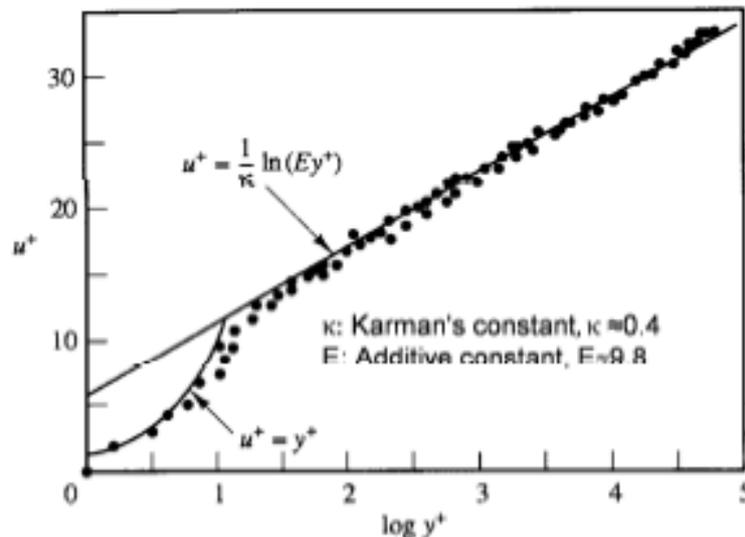


Figure 3.2.Distribution de la vitesse près d'une paroi [31]

Le modèle de turbulence SST $k-\omega$ a été proposé par Menter [32], et est un mélange entre le modèle $k-\omega$ standard dans la région proche de la paroi et le modèle standard $k-\varepsilon$ dans le champ éloigné. Pour ce faire, le modèle $k-\varepsilon$ standard est transformé en une formulation $k-\omega$, et est mélangé avec le modèle $k-\omega$ standard par une fonction de mélange F_1 . La fonction de mélange F_1 est conçue pour

être égale à 1.0 dans la sous-couche et la couche logarithmique (région proche de la paroi), et pour passer progressivement à zéro dans la région de sillage externe et dans les couches de cisaillement libre (champ lointain).

Si nous utilisons ϕ_1 , ϕ_2 et ϕ pour représenter les termes dans le modèle standard $k-\omega$, le modèle standard $k-\varepsilon$ et le modèle SST $k-\omega$ respectivement, alors la relation entre eux peut s'écrire:

$$\phi = F_1\phi_1 + (1-F_1)\phi_2 \quad (3.16)$$

Et les équations de transport suivantes pour l'énergie cinétique turbulente k et sa vitesse de dissipation spécifique ω peuvent être obtenues:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_\tau}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_\tau}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega + D_\omega \quad (3.18)$$

où

- σ_k et σ_ω sont les nombres de Prandtl turbulents pour k et ω , respectivement
- G_k et G_ω représentent la génération de k et ω , respectivement
- Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω due à la turbulence
- S_k et S_ω sont les termes source de k et ω , respectivement
- D_ω représente le terme de diffusion croisée dû à la transformation du modèle standard $k-\varepsilon$ en équations basées sur k et ω , respectivement

L'acronyme «SST» signifie *Shear-Stress Transport* raison de la définition de la viscosité turbulente μ_t qui est modifiée pour tenir compte du transport de la contrainte de cisaillement turbulente. La viscosité turbulente μ_t est définie comme (ANSYS, 2009):

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (3.19)$$

où

k est l'énergie cinétique turbulente, définie comme, $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j}$

ω est le taux de dissipation spécifique, défini comme le rapport du taux de dissipation ε et k :

$$\omega = \varepsilon / k$$

$s = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ est l'amplitude de la vitesse de déformation, où $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$

α^* est un coefficient qui amortit la viscosité turbulente μ_t représentant une correction à faible nombre de Reynolds, où $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ dans un flux à grand nombre de Reynolds, a_1 est la constante du modèle égale à 0.31

F_2 est une fonction qui est de 1.0 pour les écoulements de couche limite et de zéro pour les couches de cisaillement libre et vise à obtenir de meilleurs résultats pour la couche limite à gradient de pression défavorable.

3.4 Modèles de cavitation

C'est un défi de prédire les écoulements de cavitation, en particulier la dynamique instable des cavités. En général, les modèles numériques de cavitation actuels peuvent être grossièrement divisés en deux catégories principales [33-35]:

L'approche de suivi d'interface: elle est basée sur l'hypothèse d'écoulement de surface libre. La région de la cavité est supposée avoir une pression constante égale à la pression de vapeur du liquide correspondant à l'interface de la cavité. Les calculs sont effectués uniquement pour la phase liquide et la forme de la cavité est itérée jusqu'à ce que la pression de vapeur soit atteinte à la limite de la cavité [34, 36, 37].

L'approche à flux multiphase: elle est basée sur le concept de moyenne de phase. Le flux de cavitation peut être considéré comme un mélange homogène de liquide et de vapeur (parfois le gaz non condensable est considéré comme la troisième phase). Le transfert de masse et d'impulsion entre les deux phases peut être modélisé par deux méthodes: la loi d'état barotrope ou le modèle d'équation de transport de la fraction de vide [34, 38].

Dans cette section, seule la dérivation du modèle de Schnerr et Sauer est présentée en détail puisque la plupart des résultats publiés adoptent ce modèle pour calculer les écoulements de cavitation instationnaires sur un hydroptère[39-42].

3.4.1 Équations de base

L'équation générale de conservation de la vapeur peut s'écrire:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v \alpha) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_v \alpha u_{vj}) = S_e - S_c \quad (3.20)$$

où:

ρ_v est la densité de vapeur,

α est la fraction volumique de vapeur,

u_v signifie la vitesse de la phase vapeur,

S_e et S_c représentent les termes de source de transfert de masse dus à l'évaporation (croissance) et à la condensation (effondrement) des bulles de vapeur.

La dynamique des bulles, l'évaporation (croissance) et la condensation (effondrement), sont régies par l'équation de Rayleigh-Plesset:

$$R_B \frac{D^2 R_B}{Dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{DR_B}{Dt} \right)^2 = \frac{P_B - P}{\rho_l} - \frac{4V_l}{R_B} \frac{DR_B}{Dt} - \frac{2\gamma}{\rho_l R_B} \quad (3.21)$$

où

R_B désigne le rayon de la bulle

ρ_l et ν_l sont respectivement la densité et la viscosité cinématique du liquide

γ est la tension superficielle du liquide

p_B et p représentent respectivement la pression de surface de la bulle et la pression locale du champ lointain.

On suppose que l'influence des effets de tension superficielle, de viscosité et d'inertie (deuxième terme dérivé) peut être ignorée en raison de la grande différence de pression $p_B - p$. Par conséquent, l'équation de Rayleigh-Plesset peut être simplifiée comme suit:

$$\frac{DR_B}{Dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_B - P}{\rho_l}} \quad (3.22)$$

3.4.2 Modèle de Schnerr et Sauer

On suppose par Schnerr et Sauer[43] que la structure de vapeur est remplie de nombreuses petites bulles sphériques qui sont régies par l'équation simplifiée de Rayleigh-Plesset (3.22).

La fraction volumique de vapeur α peut alors être calculée par l'expression :

$$\alpha = \frac{n_b \frac{4}{3} \pi R_B^3}{1 + n_b \frac{4}{3} \pi R_B^3} \quad (3.23)$$

où R_B est le rayon de la bulle et n_b est le nombre de petites bulles sphériques par volume de liquide qui est la seule valeur pré-spécifiée dans ce modèle.

Il convient de noter que la pression de champ lointain locale p est la pression ambiante dans le centre de la cellule de calcul et la pression de surface de la bulle p_B dans l'équation (4.23) est la pression à la surface de la bulle qui est supposée égale à la pression de vapeur saturante $p_v(T)$, qui n'est fonction que de la température.

Avec la formule $\rho_m = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$, le dérivé de la densité du mélange peut être lié

à la variation de la fraction volumique de vapeur comme:

$$\frac{D\rho_m}{Dt} = -(\rho_l - \rho_v) \frac{D\alpha}{Dt} \quad (3.24)$$

En utilisant la définition de la dérivée substantielle, nous obtenons l'équation de continuité comme:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m \bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{D\rho_m}{Dt} + \rho_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.25)$$

En combinant les équations (4.25) et (4.26), les termes sources de transfert de masse peuvent être écrits sous la forme:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v \alpha) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_v \alpha u_{vj}) = \rho_v \frac{D\alpha}{Dt} + \alpha \rho_v \frac{\partial u_j^1}{\partial x_j} = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{D\alpha}{Dt} = S \quad (3.26)$$

Le dérivé de la fraction volumique de vapeur peut être dérivé de l'équation (4.24) comme suit:

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \frac{4\pi n_b R_B^2}{(1 + \frac{4}{3}\pi n_b R_B^3)^2} \frac{DR_B}{Dt} = \frac{3}{R_B} \alpha(1-\alpha) \frac{DR_B}{Dt} \quad (3.27)$$

Par conséquent, l'expression du taux de transfert de masse S peut être finalement liée au rayon de la bulle en remplaçant les équations (3.22) et (3.27) par l'équation (3.26):

$$S = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{3\alpha(1-\alpha)}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho_l}} \quad (3.28)$$

Les deux termes sources de l'équation de transport (4.20) représentant les processus d'évaporation et de condensation peuvent alors être exprimés comme suit:

$$\text{Évaporation : } S_e = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{3\alpha(1-\alpha)}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho_l}} \quad , P_v \geq P \quad (3.29)$$

$$\text{Condensation : } S_c = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{3\alpha(1-\alpha)}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P - P_v}{\rho_l}} \quad , P_v \leq P \quad (3.30)$$

3.5 Géométrie et description de problème

La figure 3.3 décrit une présentation de l'aile étudiée dans ce travail, cette géométrie a fait l'objet d'une étude expérimentale par Custodio et al.[19]. Le forme de l'hydroptère a une section NACA 63₄-021 avec un bord d'attaque ondulé. Ce profil s'est avéré assez similaire à la section transversale de la nageoire pectorale de baleine à bosse.

Le profil a une corde de $c = 102$ mm et longueur de portée $L = 2c = 204$ mm. La géométrie du bord d'attaque a été définie par une forme sinusoïdal avec amplitude $A = 0.12 \times c$ et longueur d'onde $\lambda = 0.25 \times c$. L'origine du système de coordonnées est placée sur le plan portant du profil.

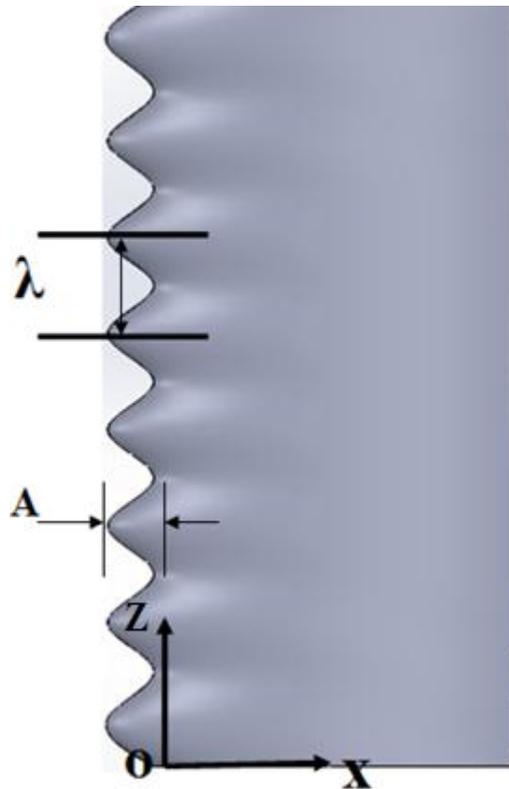


Figure 3.3. Géométrie de l'aile étudiée

Le domaine de calcul se réfère à une forme similaire au canal de l'expérience avec une section carré. Afin de représenté toute les conditions des essais réaliser par Custodio et *al.*[19] ; les dimensions du domaine de calcul et la position de l'aile étudiée à l'intérieur sont illustrées à la figure 3.4. La section à l'entrée était de 0.3×0.3 m, ce qui a donné une distance de 96 mm entre le plafond de la section de travail et la pointe de l'aile. La conduite à une longueur de 2000 mm et l'aile placée de 660 mm loin de l'entrée.

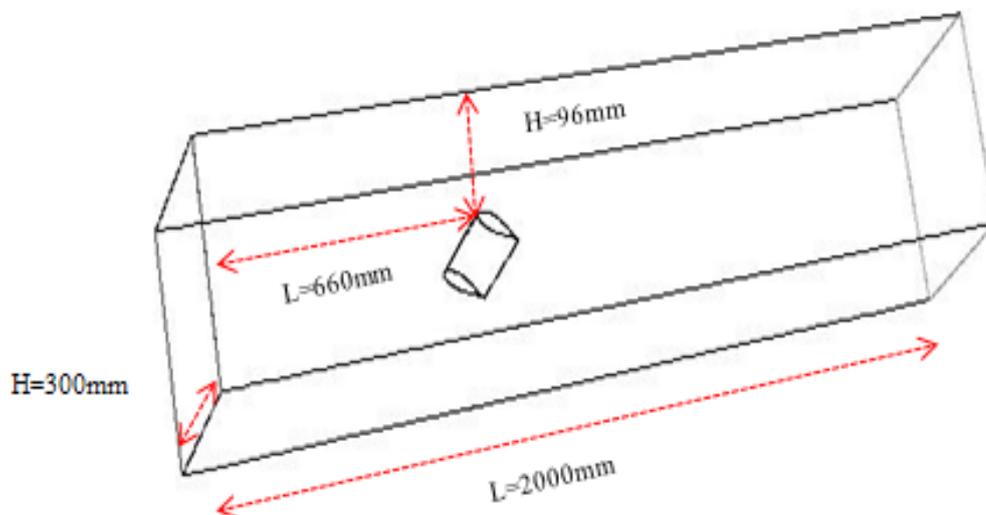


Figure 3.4. domaine de calcul

La génération du maillage est une phase très importante dans une analyse CFD, vu l'influence de ses paramètres sur la solution calculée. Le maillage est réalisé par plusieurs blocs sur le Gambit. La figure 3.5 illustre les mailles structurées utilisées dans ce travail. Notre effort a été de créer des grilles orthogonales et isotropes avec un petit facteur d'expansion. La taille de maillage près de la surface de l'aile et en particulier autour du bord d'attaque, où la région de vapeur interagit avec les tourbillons dans celle-ci, doit être bien affinée et progressivement augmentée dans d'autres régions du domaine de calcul. Cela améliorerait la précision des résultats. Les valeurs moyennes typiques des facteurs de dilatation sont d'environ 1,1 dans la direction normale à la paroi et de 1.2 dans la direction de la corde le long de l'hydroptère.

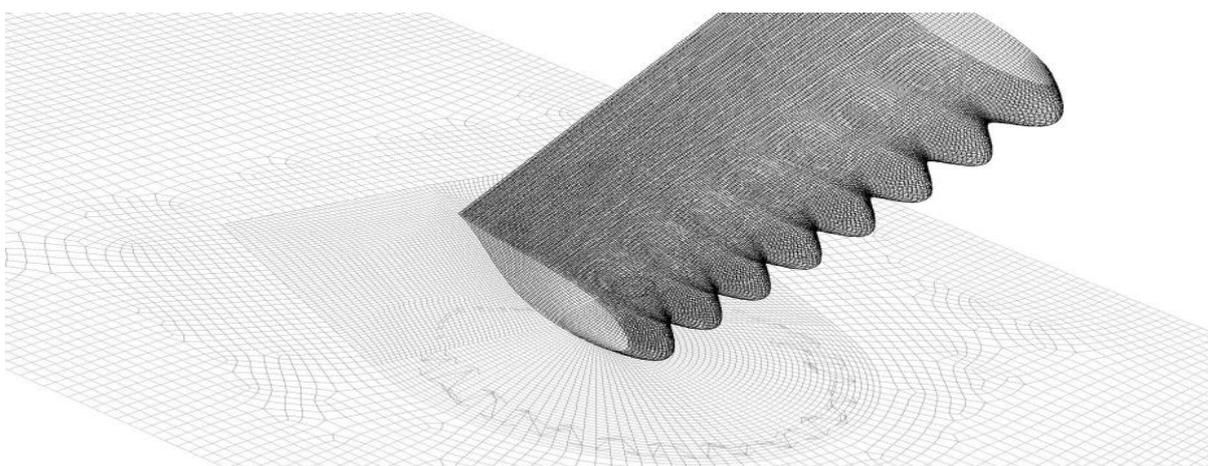
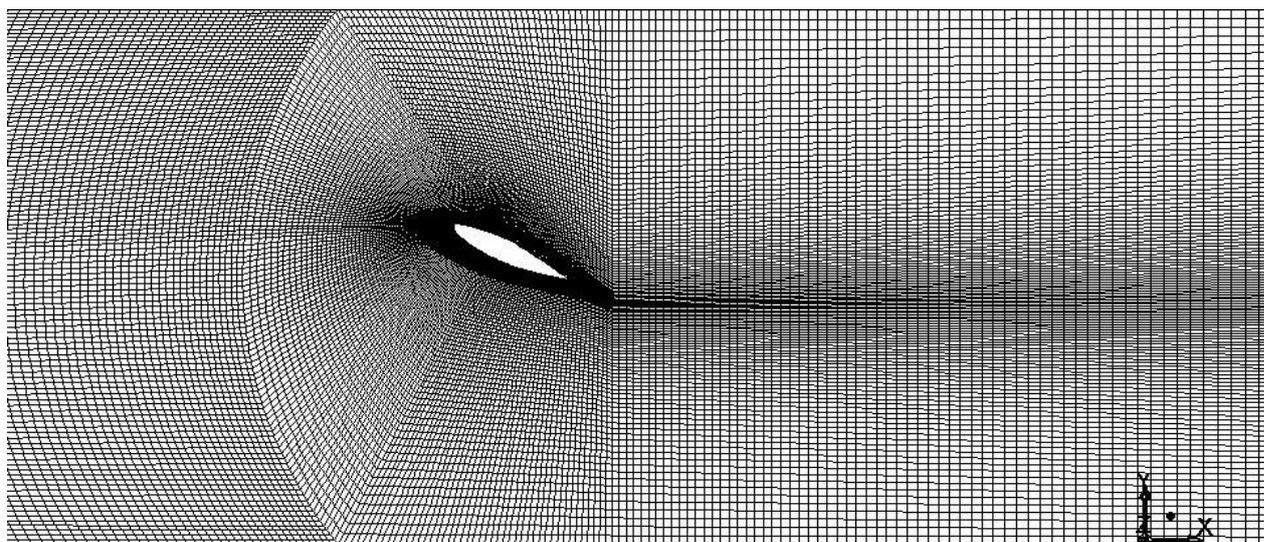


Figure 3.5. Maillage généré par Gambit sur le domaine de calcul

3.6 Condition aux limites

La vitesse d'écoulement entrant est imposée comme $V= 7.2$ m/s aux limites d'entrée avec une pression atmosphérique. A la sortie, la pression est réglée pour ajuster le nombre de cavitation spécifié (σ) égal à 0.8, le nombre de cavitation σ est défini par l'équation suivante :

$$\sigma = \frac{p - p_v}{0.5\rho U_\infty^2} \quad (3.31)$$

Les parois du canal sont considéré imperméable et non-glissantes. Les propriétés du fluide sont spécifiées comme suit: $\rho_l = 1000 \text{ Kg/m}^3$, $\rho_v = 0.02308 \text{ kg/m}^3$, $\mu_l = 9.7 \times 10^{-4} \text{ kg/(ms)}$, $\mu_v = 1 \times 10^{-5} \text{ kg/(ms)}$, $p_v = 2338.6 \text{ Pa}$. Par conséquent, le nombre de Reynolds basé sur la corde égal à 7.2×10^5 , le nombre de Reynolds est défini par :

$$\text{Re} = \frac{\rho_l U_\infty \cdot c}{\mu_l} \quad (3.32)$$

L'intensité de la turbulence à l'entrée est maintenue de 0.6% pour des conditions d'écoulement d'entrée similaires aux résultats expérimentaux rapportés par Johari[14] et Custodio et *al.*[19].

3.6 Résolution numérique

Dans ce travail, le code commercial Ansys *Fluent*15.0 est utilisé pour calculer les résultats numériques de cavitation. Ce code a été largement utilisé dans les écoulements de cavitation par de nombreuses études[27, 44]. Il s'agit d'un solveur à deux phases pour les fluides non miscibles isothermes incompressibles avec changement de phase basé sur le modèle de cavitation mentionné ci-dessus en utilisant une méthode de capture d'interface phase-fraction Mixture.

Un algorithme PIMPLE a résolu le couplage pression-vitesse. Des schémas d'interpolation deuxième d'ordre pour la discrétisation d'équations de mouvement, fraction volumique et la turbulence sont utilisés dans les simulations. La solution est considéré comme convergente quand les résidus est inférieure à 10^{-4} et les coefficients de trainée et de portance sont indépendant au nombre d'itération

Chapitre 4

Résultats et Discussions

4.1 Introduction

Les résultats de la simulation numérique d'un écoulement cavitant autour d'un profil aérodynamique NACA 63₄-021 en 3D sans/avec des tubercules au bord d'attaque sont présentés dans ce chapitre. Tout d'abord, trois grilles de densité différente sont utilisées pour étudier la dépendance au champ d'écoulement, en suite la validation des résultats en termes des coefficients de de trainée et de portance avec les données expérimentales des angles d'attaques différents (12 à 24°) avec un nombre de Reynolds de l'écoulement $Re = 7.2 \times 10^5$. Les résultats sont présentés et discutés pour les lignes de courants, contours de pression, vitesse et phase dans différents plans, en amont et en aval, du profil.

4.2 Etude de maillage

La sensibilité de maillage et la convergence sont étudiées sur trois grilles avec des densités différentes mais avec une topologie multi-bloc similaire. Ce grilles sont généré pour une aile lisse avec un angle d'incidence de 12°.

Le tableau 4.1 montre la variation du coefficient de portance et coefficient de trainée avec le nombre de cellules augmenté. On a observé que le deuxième maillage (4 812 870 mailles) fournissait des résultats similaires à ceux du maillage avec un nombre de cellules beaucoup raffinés (8 840 592 mailles). Cependant, le second maillage a fourni une solution la plus maillée indépendante. Il a été décidé que le maillage 2 devait être choisi comme le maillage pour une analyse plus approfondie.

Tableau 4.1. Sensibilité au maillage pour un profil lisse à 12°

Maillage	2 652425 mailles	4 812870 mailles	8840592 mailles
C_D	0.11253	0.18881	0.19623
C_L	0.60581	0.69369	0.70619

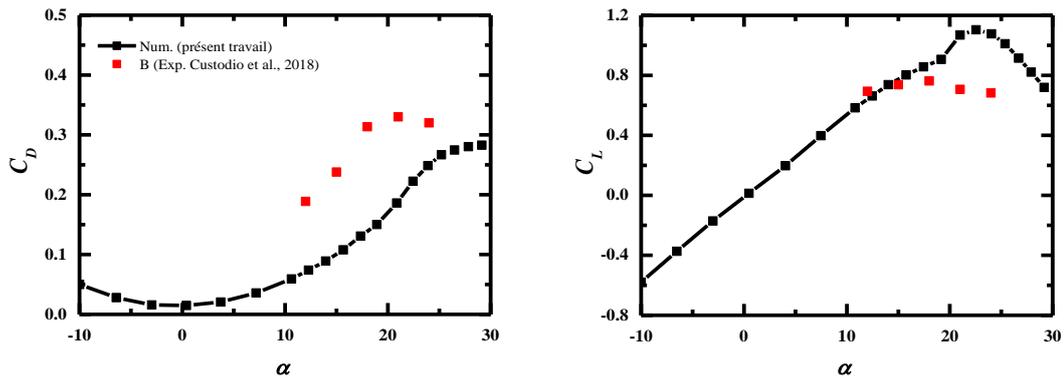
4.3 Validation

Avant qu'une analyse du comportement de flux être examinée, une étude de validation était requise. Pour valider les techniques de modélisation mises en œuvre dans le code, les coefficients de portance et de trainée ont été analysés conjointement avec des résultats publiés par Custodio et

al., [19]. Pour répliquer ces résultats, toutes les simulations ont été complétées comme étant instables avec un nombre de Reynolds égal à 7.2×10^5 à des angles d'incidence de 12 à 24°.

La Figure 4.1 montre une comparaison des coefficients de trainée et de portance pour un large intervalle de d'angle d'attaque. A première vue, les résultats de la simulation numérique montrent une bonne concordance avec les données expérimentales pour les coefficients de portances. Un écart remarquable pour les coefficients de trainée, cet éloignement peut être expliqué par le modèle de turbulence qui ne capte pas les vortex créé dans le sillage ou le modèle de cavitation.

a.



b.

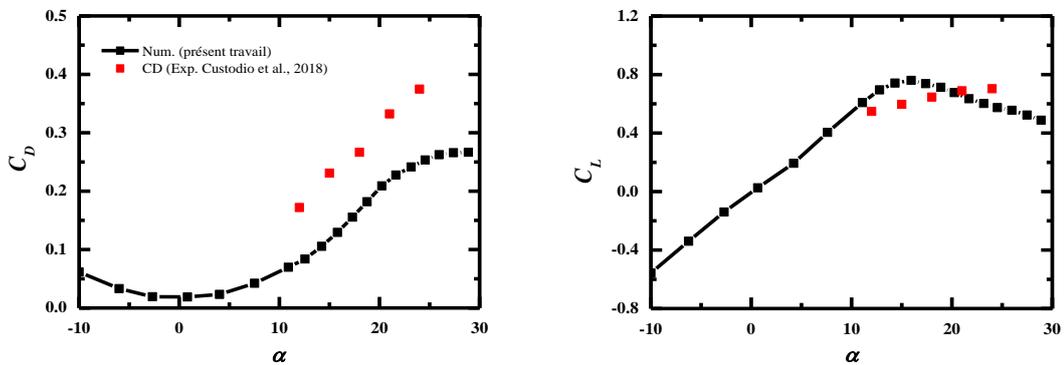


Figure 4.1. Comparaison des performances (C_D et C_L) aux mesures expérimentales de Custodio et al., [19] : a. aile lisse, b. aile avec des tubercules

4.3 Résultat et discussions

Afin de donner un aperçu détaillé sur les mécanismes qui se produisent sur les ailes, les résultats ont été présentés dans un plan médium de la longueur de l'aile (Figure (4.2)).

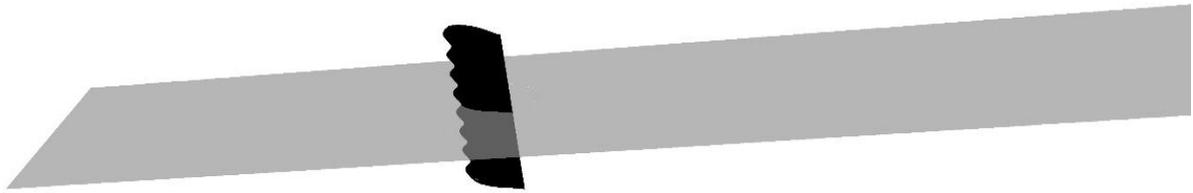


Figure 4.2.Plans *XY* extraits pour montrer les résultats

4.3.1 Lignes de courants

Afin de donner un aperçu détaillé sur les flux qui se produisent sur les ailes lisse et avec des tubercules, ce dernier est analysé pour les cas d'angles d'attaque de 12° , 18° et 24° . La figure 4.3 montre les lignes autour des ailes lisse et avec tubercules, les lignes de courants restent quasi-parallèles pour les deux types d'ailes avec d'angle d'attaque moins de 12° , il existe des vortex pour un angle d'attaque supérieur à 18° . Ce vortex est plus fort pour aile avec tubercules.

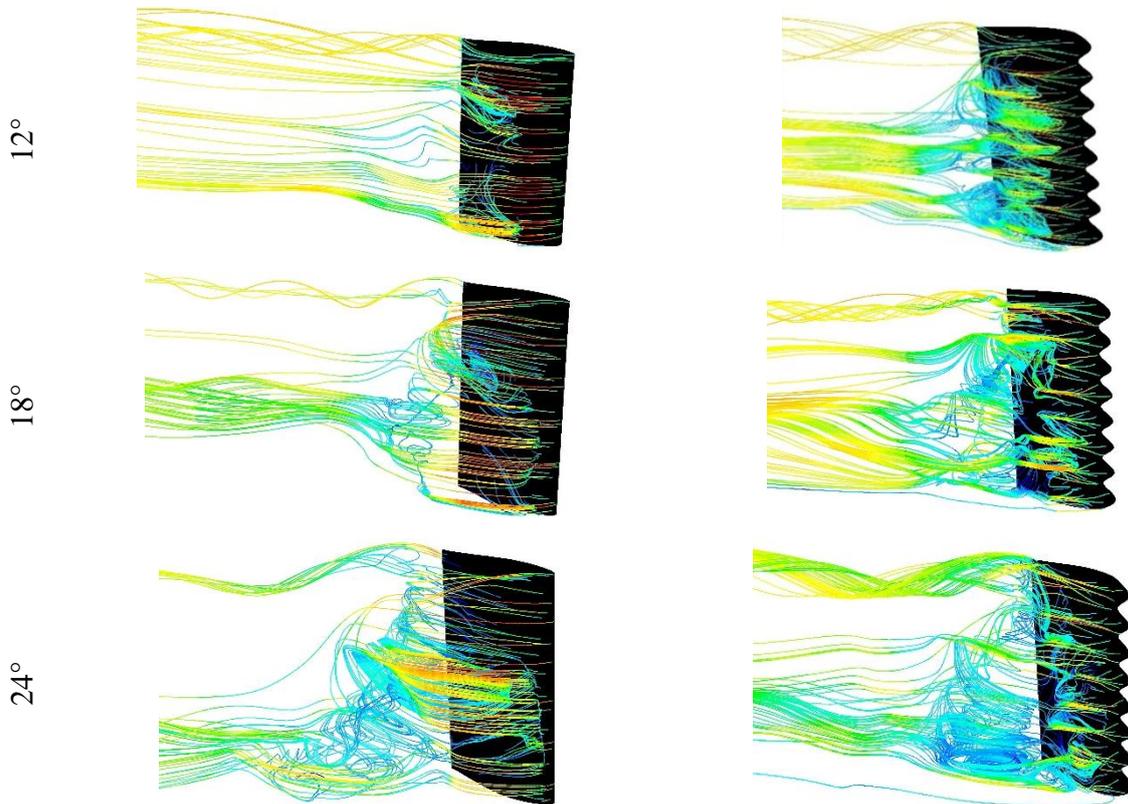


Figure 4.3.Lignes de courant

4.3.1 Contours de vitesse

Les figures 4.4 montrent qu'il n'existe pas une grande différence entre l'aile lisse et tubercule dans la propagation de la vitesse de l'eau sur les ailes. La figure montre qu'il existe une grande surface pour la propagation et l'expansion de la vitesse de friction dans l'aile lisse. En ce qui concerne la figure, elle montre qu'il y a une zone étroite pour l'expansion et la propagation de la vitesse de friction dans l'aile tubercule. L'aile avec tubercule est sur le même champ et la vitesse de la

friction d'air a augmenté en dépit de l'augmentation de la vitesse et de la modification de la surface de contact de l'eau, elle a maintenu la même surface de propagation malgré le changement de son contact avec le fluide.

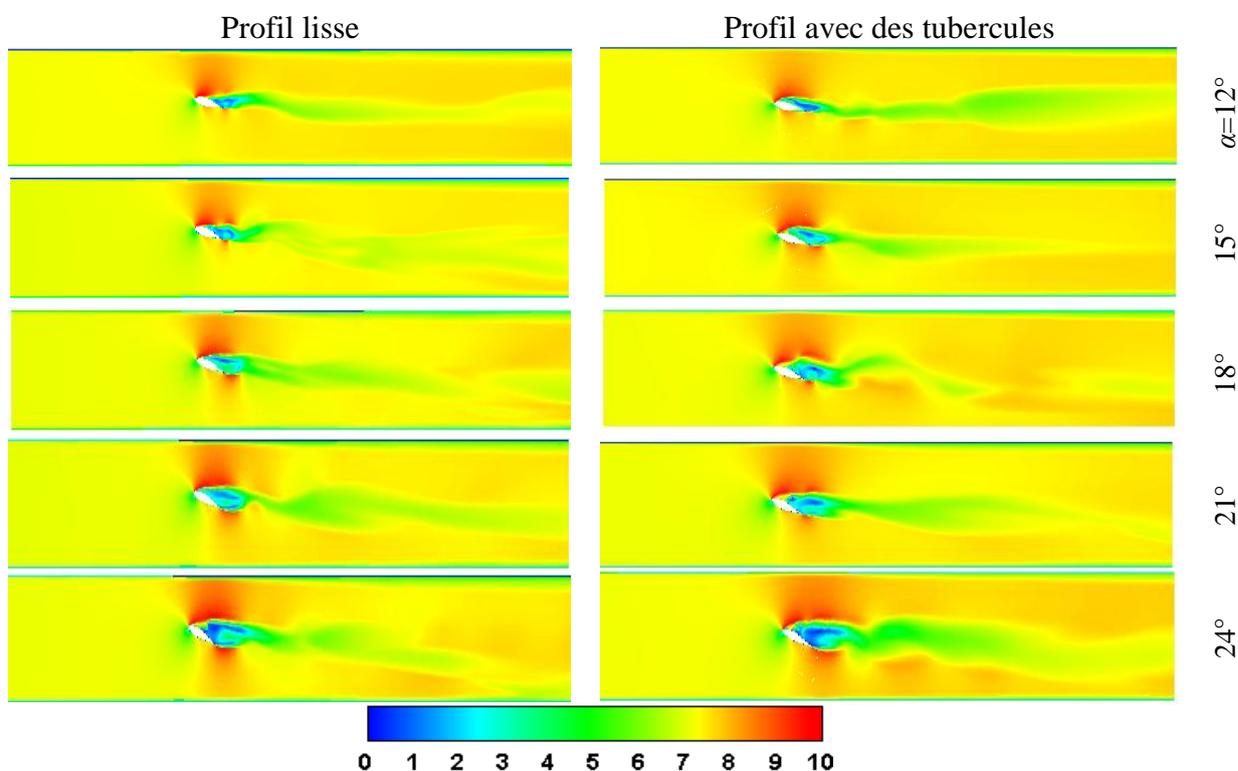


Figure 4.4. Contours de vitesse moyenne à mi-plan $z=L/2$

4.3.2 Contours de pression

La figure 4.5 illustre les contours de pression absolue dans le plan médium, une dépression au-dessus du profil. Cette zone va agrandir avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Pour un profil avec des tubercules, la dépression est moins de densité. Loin de profil, la pression reste constante.

4.3.3 Fraction massique de vapeur

Sur la figure 4.6, la section médiane de l'hydrofoil sont extraits pour montrer le comportement de la structure de cavitation dans le sens du courant. Pour comparer le comportement des deux hydroptères dans le sens de l'envergure. Le comportement de l'écoulement de cavitation autour de l'hydroptère de base et de l'hydroptère modifié est similaire dans le sens du courant pour les deux cas. Une cavité de feuille transparente qui commence à partir du bord d'attaque et s'étend autour de la position de longueur de corde $2/3$ se produit. Au cours de ce processus, la cavité attachée s'épaissit et un écoulement rentrant vers le bord d'attaque de l'hydroptère se développe. La cavité est alors partiellement fracturée et la cavité se rétrécit vers le bord d'attaque de l'extrados.

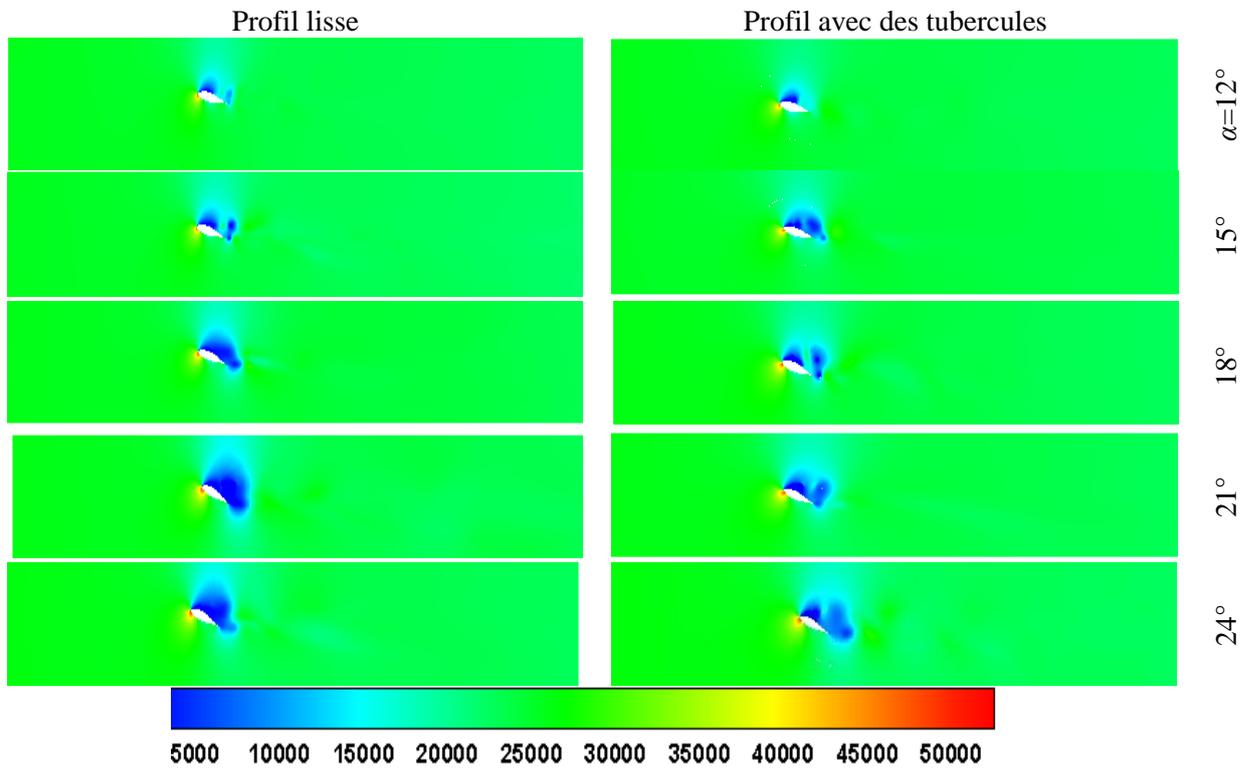


Figure 4.5. Contours de pression absolue à mi-plan $z=L/2$

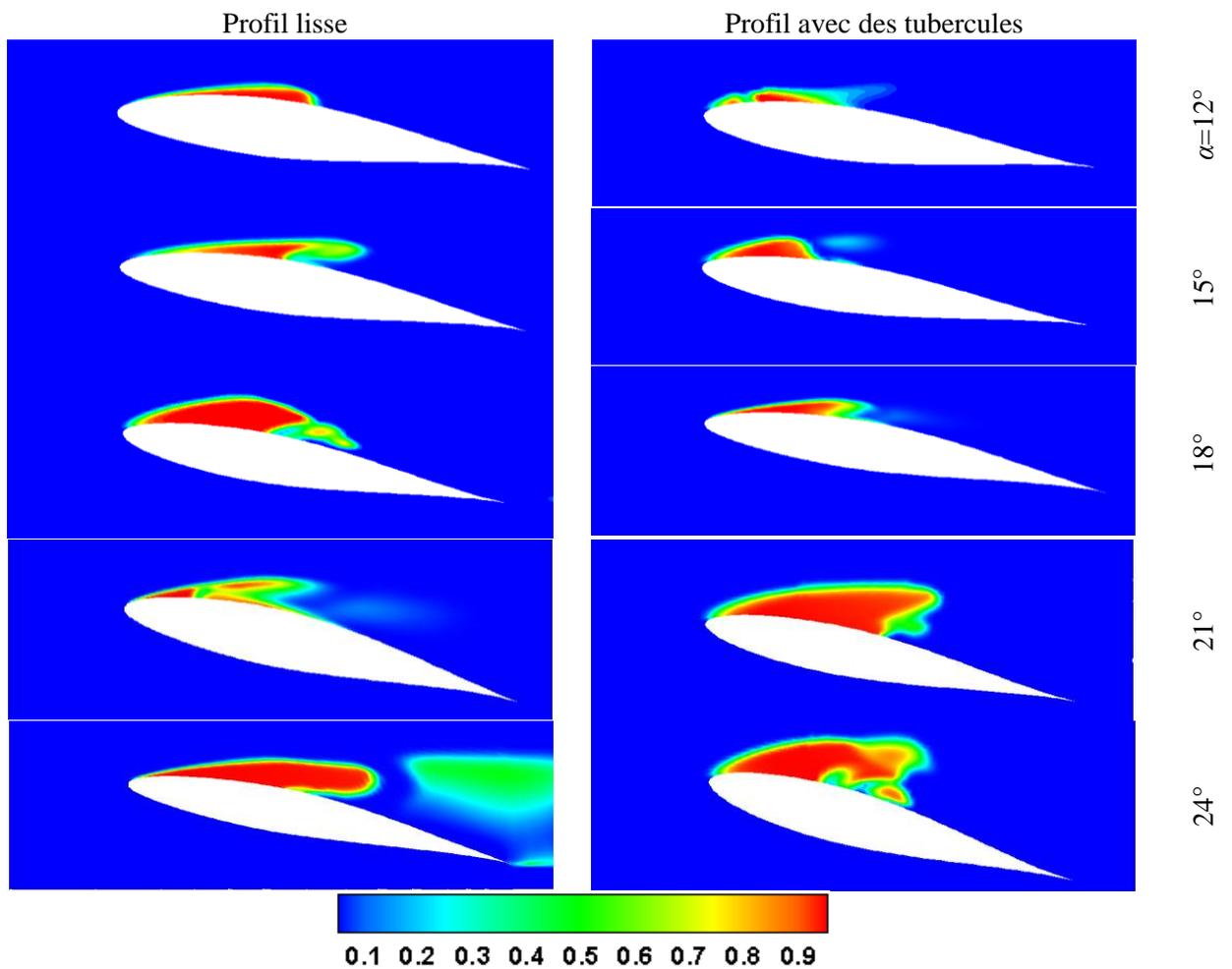


Figure 4.6. Contours de fraction massique de vapeur à mi-plan $z=L/2$

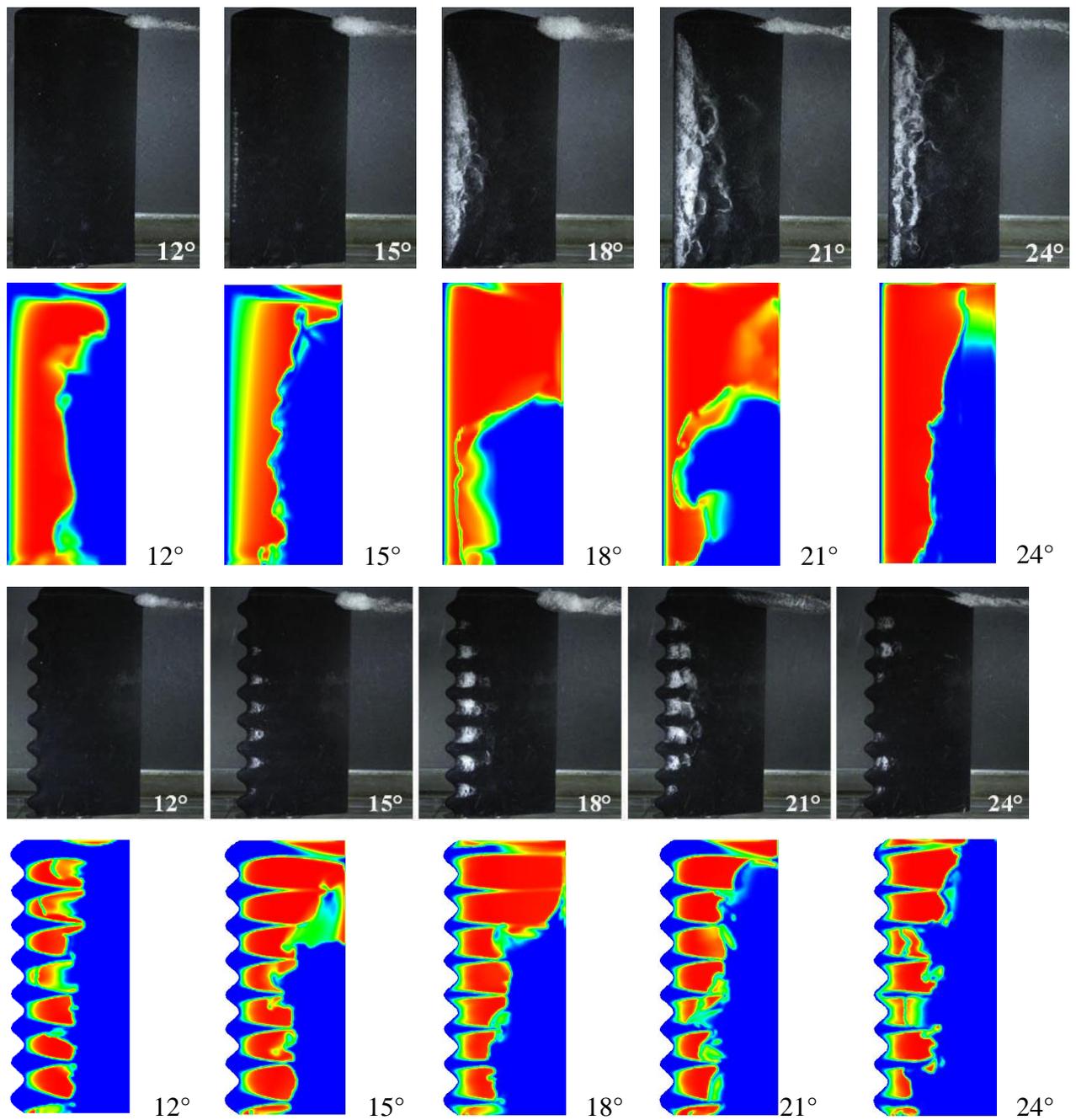


Figure 4.7. Comparaison de cavitation sur l'extrados entre les résultats numériques et l'expérimentales de Custudio et *al.*, [19]

Conclusion

Le présent travail a porté essentiellement sur la simulation numérique de la cavitation autour d'un profil NACA63₄-021 en 3D. Les principaux objectifs de ce travail sont atteints, notamment une maîtrise avancée du logiciel CFD commerciale «Fluent » ainsi que celui du maillage « Gambit ». Ces simulations ont été menées à l'aide de modèle de la turbulence $k-\omega$ SST. Avant l'évaluation du flux d'un profil aérodynamique avec tubercule,

Dans ce mémoire, la représentation des contours de vitesse, de pression, lignes de courants et la fraction massique de vapeur montre que le modèle choisit SST permet de mieux reproduire cet écoulement.

La portance et la traînée de deux ailes, lisse et avec des tubercules, ont été calculés à travers la simulation numérique. On a constaté que pour les angles d'attaques allant de (12 à 24°).

Les résultats obtenus par ce calcul numérique ont été comparés à ceux obtenus expérimentalement (Custudio et al., [19]) Le travail étant validé a fait l'objet d'une publication dans une revue de renommée internationale.

En fin, on remarque que les résultats de la simulation numérique montrent une bonne concordance avec les données expérimentales pour les coefficients de portances. Un écart remarquable pour les coefficients de traînée, cet éloignement peut être expliqué par le modèle de turbulence qui ne capte pas les vortex créés dans le sillage ou le modèle de cavitation. Pour des perspectives, on peut tester l'instantanéité du problème.

Références Bibliographiques

- [1]. F.E. Fish, J.M. Battle, (1995), Hydrodynamic design of the humpback whale flipper, *J. Morphol.* 225 pp. 51–60.
- [2]. E.A. van Nierop, S. Alben, M.P. Brenner. (2008). How bumps on whale flippers delay stall: an aerodynamic model, *Phys. Rev. Lett.* 100 pp. 054502.
- [3]. S. Shen , Z. Qian , B. Ji , R.K. Agarwal ,(2018), Numerical investigation of tip flow dynamics and main flow characteristics with varying tip clearance widths for an axial-flow pump, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, *Part A: J. Power Energy* 233 pp. 476–488 .
- [4]. Z. Zhao , Z. Guo , Z. Qian , Q. Cheng,(2019), Performance improvement of an axial-flow pump with inlet guide vanes in the turbine mode, in: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, *Part A: Journal of Power and Energy*.
- [5]. J. Dong , Z. Qian , B.S. Thapa , B. Thapa , Z. Guo ,(2019), Alternative design of double-suction centrifugal pump to reduce the effects of silt erosion, *Energies* 12.
- [6]. D. Custodio, C.W. Henocho, H. Johari,(2015), Aerodynamic characteristics of finite span wings with leading-edge protuberances, *AIAAJ* 53 pp. 1878–1893.
- [7]. Z.Y. Wei, T.H. New, Y.D. Cui,(2015), An experimental study on flow separation control of hydrofoils with leading-edge tubercles at low Reynolds number, *Ocean Eng.* 108 pp. 336–349.
- [8]. D. Serson, J.R. Meneghini, S.J. Sherwin,(2017), Direct numerical simulations of the flow around wings with spanwise waviness, *J. Fluid Mech.* 826 pp. 714–731.
- [9]. K.L. Hansen, R.M. Kelso, B.B. Dally,(2011), Performance variations of leading-edge tubercles for distinct airfoil profiles, *AIAAJ* 49 pp. 185–194.
- [10]. M.M. Zhang, G.F. Wang, J.Z. Xu,(2013), Aerodynamic control of low-reynolds-number airfoil with leading-edge protuberances, *AIAAJ* 51 pp. 1960–1971.
- [11]. C. Cai, Z.G. Zuo, S.H. Liu, Y.L. Wu,(2015), Numerical investigations of hydrodynamic performance of hydrofoils with leading-edge protuberances, *Adv. Mech. Eng.* 7.
- [12]. C.C. Wang, Q. Wu, B. Huang, G.Y. Wang,(2018), Numerical investigation of cavitation vortex dynamics in unsteady cavitating flow with shock wave propagation, *Ocean Eng.* 156, pp. 424–434 .
- [13]. P.W. Weber, L.E. Howle, M.M. Murray,(2010), Lift, drag, and cavitation onset on rudders with leading-edge tubercles, *Mar. Technol. SNAME News* 47 pp. 27–36.
- [14]. H. Johari, (2015), Cavitation on hydrofoils with sinusoidal leading edge, *J. Phys. Conf. Ser.* 656 pp. 012155
- [15]. W. Shi, M. Atlar, R. Rosli, B. Aktas, R. Norman,(2016), Cavitation observations and noise measurements of horizontal axis tidal turbines with biomimetic blade leading-edge designs. *Ocean Engineering*, 121, pp. 143–155.
- [16]. W. Shi , M. Atlar, R. Norman, S. Day, B. Aktas, (2018), Effect of waves on the leading-edge undulated tidal turbines, *Renewable Energy*, doi:10.1016/j.renene.2018.07.072
- [17]. N. Ganesh, S. Arunvinthan, S. Nadaraja, (2019), effect of surface blowing on aerodynamic characteristics of tubercled straight wing, *Chinese Journal of Aeronautics*, 32(5), pp. 1111–1120
- [18]. N. G. Kumar, S. Madhu, K Pavan Kumar, (2018), Design and Analysis of Marine Propeller with Leading-Edge Protuberances, *International Journal for Research in Applied Science & Engineering Technology (IJRASET)*, 06, pp. 113–119

- [19]. D. Custodio , C. Henoch , H. Johari , (2018), Cavitation on hydrofoils with leading edge protuberances, *Ocean Eng.* 162 pp.196–208
- [20]. Z. Li, Z. Qian, B. Ji, (2020), Transient cavitating flow structure and acoustic analysis of a hydrofoil with whalelike wavy leading edge, *Applied Mathematical Modelling* 85, pp. 60–88
- [21]. M.Pendar, E. Esmailifar, E. Roohi, (2020), LES study of unsteady cavitation characteristics of a 3-D hydrofoil with wavy leading edge, *International Journal of Multiphase Flow* 132, 103415
- [22]. E. G. Silva, (2015), Modélisation et simulation de la cavitation, Thèse de Doctorat. 14^{ème} Ecole de Mécanique des Fluides Numérique, Porquerolles, France.
- [23]. <http://cavitationbubble.free.fr/inconvenients-page4.html>, dernierconsultationle 29/08/2020.
- [24]. Y. Delannoy and J. L. Kueny, (1990), Cavity flow predictions based on the Euler equations, ASME Cavitation and Multi-Phase Flow Forum, 109, pp. 153-158.
- [25]. O. Coutier-Delgosha, J. L. Reboud and Y. Delannoy, (2003), Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 42 (5), pp. 527-548.
- [26]. Kubota A, Kato H, Yamaguchi H ,(1992), A new modeling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. *Journal of fluid Mechanics*, 240, pp. 59-96.
- [27]. F. Hong, J. Yuan, B. Zhou, (2017), Application of a new cavitation model for computations of unsteady turbulent cavitating flows around a hydrofoil, *Journal of Mechanical Science and Technology* 31 (1), pp. 249-260.
- [28]. O. Coutier-Delgosha , R. Fortes-Patella , J.L. Reboud , (2003), Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation, *J. Fluids Eng.* 125 pp. 38–45
- [29]. Syamlal, M. et al, (2006), Report on workshop on multiphase flow research. Morgantown, West Virginia, USA.
- [30]. Ferziger, J. H., Peric, M, (2002), Computational methods for fluid dynamics Springer-Verlag.
- [31]. Versteeg, H. K., Malalasekera, W, (2007), An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method, *Bell & Bain Limited, Glasgow*.
- [32]. F.R. Menter, (1994), Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA J.* 32 pp.1598–1605.
- [33]. Kawamura, T., Sakoda, M, (2003), 'Comparison of bubble and sheet cavitation models for simulation of cavitating flow over a hydrofoil'. *Proceedings of 25th International TowingTank Conference, Osaka, Japan*.
- [34]. Frikha, S., Coutier-Delgosha, O. and Astolfi, J.A, (2008), 'Influence of the cavitation model on the simulation of cloud cavitation on 2D foil section'. *International Journal of Rotating Machinery*, 12.
- [35]. Liu, D.C., Hong, F.W., Zhao, F. and Zhang, Z.R,(2008), 'The CFD analysis of propeller sheet cavitation'. *Proceedings of the 8th International Conferences on Hydrodynamics, Nantes, France*.
- [36]. Bouziad, Y.A, (2006), Physical modeling of leading edge cavitation: Computational methodologies and application to hydraulic machinery, PhD Thesis, University of Paris, France.
- [37]. Koop, A.H, (2008), 'Numerical simulation of unsteady three-dimensional sheet Cavitation', PhD Thesis, University of Twente, Enschede, the Netherlands.
- [38]. Morgut, M., Nobile, E. and Biluš, I, (2011), 'Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil'. *International Journal of Multiphase Flow*, 37: 620-626.
- [39]. Hoekstra, M., Vaz, G, (2008), ' FreSCo exercises for NACA0015 foil'. *VIRTUE WP4 Workshop, Contribution from MARIN*.
- [40]. Hoekstra, M., Vaz, G, (2009), 'The partial cavity on a 2D foil revisited.' *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, Ann Arbor, Michigan, USA*.

- [41]. D. Li, M. Grekula, P. Lindell,(2009), 'A modified SST k- ω turbulence model to predict the steady and unsteady sheet cavitation on 2D and 3D hydrofoils', In: *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation*, pp. 107
- [42]. Oprea, I, (2009),' Wärtsilä CFD results: 2D NACA0015 foil', *VIRTUE WP4 Workshop*, Contribution from Wärtsilä.
- [43]. G.H. Schnerr, J. Sauer, (2001), 'Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics', in: *Proceedings of the Fourth International Conference on Multiphase Flow*New Orleans, USA.
- [44]. S. Huang, M. He, C. Wang, X. Chang, (2010),' Simulation of Cavitating Flow around a 2-D Hydrofoil', *J. Marine. Sci. Appl.* 9, pp. 63-68